

А. А. ЛОГАЧЕВ, В. П. ЗАХАРОВ

МАГНИТО РАЗВЕДКА

ДОПУЩЕНО МИНИСТЕРСТВОМ
ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР
В КАЧЕСТВЕ УЧЕБНИКА
ДЛЯ СТУДЕНТОВ ВУЗОВ,
ОБУЧАЮЩИХСЯ ПО СПЕЦИАЛЬНОСТИ
«ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ПОИСКОВ И РАЗВЕДКИ
МЕСТОРОЖДЕНИЙ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ»

ИЗДАНИЕ ПЯТОЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ



Ленинград • «Недра»
Ленинградское отделение • 1979

МАГНИТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Величина	Обозначение	Единицы		Соотношение единиц
		СИ	СГС	
Коэффициент размагничивания	N	—	—	1 СГС = = $1/(4\pi)$ СИ = = 0,08 СИ
Магнитная восприимчивость	κ	—	—	1 СГС = 4π СИ = = 12,57 СИ
Магнитная индукция	B	тесла Т	гаусс Гс	1 Гс = 10^{-4} Т
Магнитная проницаемость абсолютная	μ	генри на метр Г/м	—	1 СГС = = $4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м = = $12,57 \cdot 10^{-7}$ Г/м
Магнитный момент	M	ампер-квадратный метр $A \cdot m^2$	—	1 СГС = 10^{-3} $A \cdot m^2$
Намагниченность	J	ампер на метр А/м	—	1 СГС = 10^3 А/м
Напряженность магнитного поля	H	ампер на метр А/м	эрстед Э	1 Э = = $10^3/(4\pi)$ А/м = = 79,58 А/м
Плотность магнетизма поверхностная	σ	—	—	1 СГС = 10^3 СИ

ТРЕХМЕРНЫЕ АНОМАЛИИ

$$\begin{aligned}
 X_a &= X_{Ox} \cos i \cos A + Y_{Ox} \cos i \sin A + Z_{Ox} \sin i \\
 Y_a &= X_{Oy} \cos i \cos A + Y_{Oy} \cos i \sin A + Z_{Oy} \sin i \\
 Z_a &= X_{Oz} \cos i \cos A + Y_{Oz} \cos i \sin A + Z_{Oz} \sin i \\
 \Delta T &= Z_a \sin I + H_a \cos I \cos A_0
 \end{aligned}$$

ДВУМЕРНЫЕ АНОМАЛИИ

$$\begin{aligned}
 H_a &= H_n \cos \vartheta - Z_n \sin \vartheta \\
 Z_a &= Z_n \cos \vartheta + H_n \sin \vartheta \\
 \Delta T &= (Z_n \cos \varepsilon + H_n \sin \varepsilon) \sin I / \sin \varphi_0
 \end{aligned}$$

Шар, центральный профиль ($A = A_0 = 0$)

$$Z_a = M \frac{(2h^2 - x^2) \sin i - 3hx \cos i}{r^3}$$

$$\Delta T = -M \frac{(2h^2 - x^2) \cos(2i) + 3hx \sin(2i) - (h^2 + x^2) \cos^2 i}{r^3}$$

Стержень, центральный профиль ($A = A_0 = 0$)

$$Z_a = M \frac{h \sin i - x \cos i}{r^3}$$

$$\Delta T = -M \left[\frac{h \cos(2i) + x \sin(2i)}{r^3} - \frac{(r-h)}{x^2 r} \cos^2 i \right]$$

Горизонтальный круговой цилиндр

$$\Delta T = 2M \frac{(h^2 - x^2) \cos \varepsilon - 2hx \sin \varepsilon}{(h^2 + x^2)^2} \cdot \frac{\sin I}{\sin \varphi_0}$$

Пласт малой мощности, безграничный по падению

$$\Delta T = 2J_{xz} \cdot 2b \frac{h \cos \varepsilon - x \sin \varepsilon}{h^2 + x^2} \sin \alpha \frac{\sin I}{\sin \varphi_0}$$

Пласт малой мощности, ограниченный по падению

$$\Delta T = 2J_{xz} \cdot 2b \left[\frac{h_1 \cos \varepsilon - x \sin \varepsilon}{h_1^2 + x^2} - \frac{h_2 \cos \varepsilon - (x-a) \sin \varepsilon}{h_2^2 + (x-a)^2} \right] \times \\ \times \sin \alpha \frac{\sin I}{\sin \varphi_0}$$

Пласт большой мощности, безграничный по падению

$$\Delta T = 2J_{xz} \left[\cos \varepsilon \operatorname{arctg} \frac{2bh}{h^2 + x^2 - b^2} - \frac{1}{2} \sin \varepsilon \ln \frac{h^2 + (x+b)^2}{h^2 + (x-b)^2} \right] \times \\ \times \sin \alpha \frac{\sin I}{\sin \varphi_0}$$

Горизонтальная пластина

$$\Delta T = 2M \frac{(h^2 - x^2 + b^2) \cos \varepsilon - 2hx \sin \varepsilon}{[h^2 + (x+b)^2][h^2 + (x-b)^2]} \cdot \frac{\sin I}{\sin \varphi_0}$$

Уступ

$$\Delta T = 2J_{xz} \left[\cos \varepsilon \operatorname{arctg} \frac{x(h_2 - h_1)}{x^2 + h_1 h_2} + \frac{1}{2} \sin \varepsilon \ln \frac{h_2^2 + (x-a)^2}{h_1^2 + x^2} \right] \times \\ \times \sin \alpha \frac{\sin I}{\sin \varphi_0}$$

Логачев А. А., Захаров В. П. Магниторазведка. 5-е изд., перераб. и доп. Л., Недра, 1979. 351 с.

В книге рассмотрены: магнитное поле Земли, его изменение в пространстве и во времени, магнетизм горных пород, слагающих твердую оболочку Земли; магнитные аномалии, создаваемые неоднородностью земной коры и являющиеся объектом исследования; техника и методика современных измерений элементов магнитных аномалий, их графическое изображение.

Подробно описано магнитное поле объектов простой формы как основа для вычисления глубины и элементов залегания реальных геологических тел. Способы расчета впервые (после 4-го издания 1973 г.) вынесены в специальную главу, причем большое внимание уделено приведению наблюдаемых полей к аномалиям тел простейших форм, что должно послужить более успешному применению аналитических методов для определения глубины залегания намагниченных тел и их геометрических параметров.

Публикуемый курс магниторазведки составлен по программе вузов для специальности «Геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых» как учебник для очного и заочного обучения. Книга может служить также пособием для геофизиков производственных организаций.

Табл. 5, ил. 160, список лит. 13 назв.

Рецензент — кафедра геофизических методов поисков и разведки месторождений полезных ископаемых Ленинградского государственного университета им. А. А. Жданова.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЯТОМУ ИЗДАНИЮ

Пятое издание учебника «Магниторазведка» для студентов высших учебных заведений специальности «Геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых» отличается от предыдущего издания 1973 г. Это естественно, так как непрерывно развивается техническая вооруженность, методика полевых работ, геологическая интерпретация результатов измерения магнитного поля. Все это должно быть отражено в книге для подготовки молодых специалистов. Но учебник не может с каждым новым изданием беспредельно увеличиваться в объеме, так как срок обучения сохраняется неизменным. Поэтому включение новых сведений требует некоторого сокращения материала, изложенного в предыдущем издании.

Исключены редко применяемые приближенные способы вычисления глубины залегания намагниченных тел; сведения о магнитном поле эллипсоидов вращения и эллиптических цилиндров. Наиболее существенным изменениям подверглись главы III и IV предыдущего издания. В главе III изменен порядок изложения сведений о магнитометрах, теперь он подчинен не области применения, а физическим основам аппаратуры; дано описание серийно выпускаемых наземных квантовых магнитометров; приведены основные положения методики наземной и воздушной съемки с квантовыми магнитометрами. Так как с повышением точности измерений для определения параметров намагниченных тел все шире привлекаются различным образом трансформированные аномалии, стало целесообразным дать сперва вывод аналитиче-

ских выражений магнитных аномалий, затем — приемы их преобразования и лишь после этого — способы вычисления глубины и элементов залегания объектов. Первые два вопроса рассматриваются в главе IV, а последний выделен в самостоятельную главу V. В настоящем издании впервые даны краткие сведения о магнитных аномалиях неэродированных складчатых структур простой формы и некоторые способы оценки их параметров.

В главу VI, посвященную применению магниторазведки при решении геологических задач, добавлены примеры, иллюстрирующие опыт работ с квантовыми магнитометрами при картировании в областях развития осадочных пород в связи с поисками структур, перспективных на нефть и газ. В этой главе описываются также результаты использования высокоточной магниторазведки при некоторых археологических изысканиях — в новой для этого метода области исследований.

ВВЕДЕНИЕ

Магниторазведкой сокращенно называется один из многих методов исследования геологического строения земной коры, поисков и разведки месторождений полезных ископаемых, изучающий распределение в пространстве (на земной поверхности, на воде и под водой, в воздухе, в скважинах) изменений геомагнитного поля, возникающих вследствие неодинаковой намагниченности различных горных пород. Методы решения некоторых геологических задач, основанные на изучении естественных и искусственно создаваемых физических полей, в общем цикле геологических наук объединяются под названием «геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых», куда кроме магнитного относятся методы, базирующиеся на изучении плотности, электропроводности, упругости, радиоактивности и некоторых других физических свойств горных пород.

Геологосъемочные, поисковые и разведочные работы выполняются различными методами. Последовательность и целесообразность применения тех или иных методов зависят от поставленной задачи, геологической ситуации, географических, экономических и других условий. Магниторазведка, как и другие методы, эффективна тогда, когда сведения о магнитном поле и совокупность данных по другим методам оказывают взаимное влияние и обеспечивают полноту и обоснованность геологических выводов.

Сокращенное название магнитного метода далеко не строго соответствует его содержанию, так как в современной практике в наибольшем объеме магниторазведка применяется при геологическом картировании и выделении перспективных площадей для поисков месторождений определенных полезных ископаемых, в меньшей мере — для непосредственных поисков месторождений сильномагнитных руд и совсем недостаточно — при разведке.

Установившееся название заменило прежнее, еще менее удачное, — «магнитометрия», которым иногда пользуются и в настоящее время. Сущность магниторазведки заключается не только и не столько в измерениях напряженности магнитного поля, сколько в его геологическом объяснении.

Магниторазведка возникла и развивалась как метод решения некоторых частных геологических задач; ее становлению способствовало прежде всего усовершенствование техники и методики полевых работ, сопровождавшееся резким повышением точности измерения поля и, следовательно, расширением круга доступных ей геологических задач. Параллельно развивались и развиваются теоретические исследования, имеющие целью изучить намагниченность горных пород и ее зависимость от геологической истории, разработать приемы вычисления физических и геометрических параметров геологических объектов, создающих наблюдаемые магнитные аномалии. Магниторазведка привлекается в комплексе с другими методами для решения весьма разнообразных научных и народнохозяйственных задач. При этих условиях отпадают часто обсуждаемые в литературе вопросы, имеющие отношение не к магниторазведке, а к математической физике, откуда взято очень многое для разработки основ вычисления параметров намагниченных тел. К числу таких вопросов относятся «прямая» и «обратная» задачи, «единственность» и «многозначность» решения и т. п.

Перед геологическими организациями ставятся конкретные задачи, вплоть до подсчетов запасов минерального сырья на месторождении. Исполнитель должен выбрать такие средства решения, которые обеспечили бы наиболее экономичное выполнение работы в целом. Магниторазведка применяется обычно для решения частных вопросов общей геологической задачи. При комплексировании методов трудно обсуждать границы между «качественной» и «количественной» интерпретацией результатов отдельного метода и совершенно невозможно оценить «полноту решения обратной задачи». Ни одна народнохозяйственная проблема по обеспечению минеральным сырьем не может быть разрешена «полностью» одним геофизическим методом.

Магнитный метод родился в Швеции при поисках сильномагнитных руд. Первое его применение в России относится к концу прошлого века. Связь магнитных аномалий с известными железорудными залежами Кривого Рога была установлена П. Т. Пасальским. Изучение Курской магнитной аномалии, выполнявшееся в конце прошлого и начале текущего века последовательно И. Н. Смирновым, Н. Д. Пильчиковым и Э. Е. Лейстом, привело этих исследователей к правильному заключению о наличии в этом районе мощных залежей железных руд. На рубеже XIX и XX столетий под руководством Д. И. Менделеева были проведены опытные магнитометрические работы на некоторых уральских месторождениях железных руд с целью выяснить эффективность метода и разработать экономичную методику съемки. К тому же времени

относятся единичные исследования на уральских и западносибирских железорудных месторождениях. Большой вклад в развитие метода внес профессор Петербургского горного института В. И. Бауман. Им заложены основы методики полевых измерений, обработки наблюдений, даны приемы вычислений элементов залегания тел простейших форм. Под руководством В. И. Баумана в течение 1914—1917 гг. выполнены полевые работы на многих месторождениях железных руд Урала; он впервые ввел чтение курса магнитометрии в Горном институте.

В дореволюционное время магнитный метод поисков железорудных месторождений был разработан в достаточной мере для планомерных исследований перспективных площадей Урала и юга России, однако работы в промышленных районах носили эпизодический характер, а более планомерные и крупные по объему съемки на территории современного Курского железорудного бассейна выполнялись лишь по инициативе общественной организации — Русского географического общества. Некоторый интерес к Курской магнитной аномалии был проявлен со стороны Курской губернской земской управы, отпустившей средства для бурения в надежде на обнаружение железа. Однако железные руды на ожидаемой глубине не были встречены, и бурение прекратили. Предприниматели Урала и юга России не стремились к применению геофизических методов, так как легко обнаруживаемые с поверхности руды удовлетворяли потребности металлургических заводов.

После Октябрьской революции открылись перспективы для развития геофизических методов в связи с планами преобразования тяжелой промышленности. Еще не окончилась гражданская война, как по инициативе В. И. Ленина в 1919 г. при Академии наук под руководством академика П. П. Лазарева была создана Комиссия для изучения Курской магнитной аномалии. В 1921 г. в связи с расширением задач и планов работ эта организация была преобразована в Особую комиссию по изучению Курской магнитной аномалии (ОККМА) под руководством академика И. М. Губкина. Выполненные в большом объеме магнитные и гравитационные измерения сопогодились разработкой наиболее рациональной методики съемок, изучением физических свойств пород и руд, теоретическими исследованиями по созданию аналитических приемов вычисления элементов залегания тел, вызывающих магнитные и гравитационные аномалии.

Интенсивно развивались опытно-методические и теоретические исследования по геофизическим методам поисков и разведки полезных ископаемых в Петроградском горном институте под руководством В. И. Баумана. По инициативе организованного им коллектива ученых в 1923 г. был создан Научно-исследовательский институт прикладной геофизики (ИПГ). Институт разрабатывал технику и методику геофизических исследований, их теоретические основы. В развитии магнитного метода значительна роль

И. М. Бахурина. Им выполнена капитальная работа по анализу магнитного поля эллиптических цилиндров и эллипсоидов вращения при вертикальном и косом намагничении, проведены опытно-методические полевые работы на различных месторождениях полезных ископаемых, в том числе и слабомагнитных, в результате чего резко расширилась область применения магниторазведки. Им же совместно с Б. П. Вейнбергом и В. Я. Павлиновым написан первый учебник по магниторазведке.

В середине 20-х годов в Свердловском горном институте профессором П. К. Соболевским, имевшим опыт применения магниторазведки с 1907 г., была организована подготовка специалистов-геофизиков и начаты полевые работы по привлечению магнитного метода к поискам и разведке различных полезных ископаемых. На базе геофизической лаборатории этого института в 1930 г. был создан Научно-исследовательский институт геофизических методов разведки и горной геометрии. Коллектив уральских геофизиков значительно расширил возможности магнитного метода, доказав его эффективность при поисках месторождений не только сильномагнитных магнетитовых руд, но и таких полезных ископаемых, которые не вызывают высоких магнитных аномалий.

Убедительно была доказана целесообразность применения магнитного метода при геологическом картировании любых масштабов, так как неоднородность геологического строения отражается на картах магнитного поля, и это позволяет во многих случаях проследить скрытые под наносами контакты пород, тектонические нарушения, определять форму и размеры тел магматического происхождения и обнаруживать месторождения некоторых полезных ископаемых.

Широкое внедрение магниторазведки в практику геологосъемочных и поисковых работ сдерживалось низкой производительностью наземной магнитной съемки, особенно в труднопроходимых малонаселенных районах. Поэтому важным этапом в развитии метода явился первый опыт измерения магнитного поля с самолета. Он был осуществлен А. А. Логачевым при участии А. Т. Майбороды в 1936 г. в полете по маршруту Новгород—Валдай. Создание аэромагнитного метода в десятки раз ускорило съемку магнитного поля на крупных площадях, резко снизило стоимость единицы обследованной площади, сделало доступной для изучения практически всю территорию СССР. Совершенствование приборов и методики съемки, создание аппаратуры с более точной автоматической записью магнитного поля (в том числе на магнитную ленту), разработка способов определения параметров намагниченных тел повышают эффективность аэромагнитной съемки при геологическом картировании и поисках месторождений полезных ископаемых.

В настоящее время измерение магнитного поля в движении производится и на водной поверхности. Этот вид работ, получивший название гидромагнитной съемки, осуществляется при сравни-

тельно невысокой скорости движения, что позволяет с большей, чем при аэромагнитной съемке, детальностью выявлять особенности магнитного поля на акваториях. Это может иметь большое значение при геологическом картировании и поисках неглубоко залегающих месторождений в зоне шельфа. Гидромагнитная съемка достаточно широко используется и для изучения тектонического строения океанического дна. Ее материалы в совокупности с другими данными позволяют выделять зоны разрастания земной коры и участки ее погружения в мантию, получать сведения о геологическом прошлом океанического дна.

Наземная магнитная съемка в настоящее время выполняется только крупных масштабов в помощь детальному геологическому картированию, а также при непосредственных поисках полезных ископаемых. Высокоточные квантовые магнитометры дают возможность картировать и слабемагнитные осадочные породы.

Магнитные измерения в скважинах все более широко используются при детальных поисках, разведке, а иногда и при эксплуатации магнетитовых месторождений. Результаты скважинных измерений магнитного поля способствуют выяснению природы магнитных аномалий, наблюдаемых на поверхности; дают дополнительные сведения о возможных размерах рудных тел, их вероятном положении в пространстве, о тектонике рудного поля; помогают выявлять рудные тела, не вскрытые скважинами.

При геологическом объяснении магнитных аномалий следует привлекать все имеющиеся сведения о геологическом строении изучаемой территории, полученные различными методами, включая и геофизические. Надо иметь в виду накопленные опытом путем данные о характере изменения магнитного поля над различными геологическими образованиями, зонами тектонических нарушений, рудными месторождениями; надо знать приемы вычисления элементов залегания намагниченных тел, их глубины и намагниченности.

При истолковании сложных полей бывает необходимо преобразовать их таким образом, чтобы разделить аномалии в зависимости от глубины расположения источников поля и обособить такие изменения поля, которые соответствуют аномалиям тел простейших форм. При большом объеме материала такие преобразования выполняются на ЭВМ; необходимые программы имеются в настоящее время практически во всех крупных геофизических и геологических предприятиях. ЭВМ используются также при первичной обработке результатов измерений аэро- и гидромагнитной съемок для вычисления аномальных значений поля. Есть положительный опыт применения ЭВМ и для расчета параметров геологических объектов по магнитным аномалиям, созданным телами значительных размеров по простиранию.

По магнитным аномалиям в ряде случаев удается вычислить среднюю намагниченность пород или руд, обусловивших эти аномалии. В известных геологических условиях по намагниченности

можно установить вероятную природу наблюдаемой аномалии, особенно при совместном рассмотрении данных различных геофизических методов. Иногда по магнитным аномалиям видно, что в пределах геологического объекта намагниченность меняется по простиранию или вкрест простирания. Поэтому для развития магнитного метода большое значение имеет исследование магнитных свойств горных пород и закономерностей их изменения под действием различных геологических факторов. При этом представляет интерес намагниченность, вызванная не только современным полем Земли, но и остаточная. Установлена высокая устойчивость остаточной намагниченности во времени, что позволяет использовать ее не только в качестве основы магнитного метода геологического картирования и поисков полезных ископаемых, но и как средство познания геомагнитного поля и его изменения на протяжении геологической истории Земли. Это направление получило широкое признание под названием «учение о палеомагнетизме».

Магниторазведка возникла и развивается как метод решения геологических задач, но она находит применение и в некоторых других областях исследований. Так, в небольших объемах магнитная съемка используется при археологических изысканиях; например, с ее помощью успешно обнаруживаются объекты из обожженной глины. Это позволяет воссоздать планировку отдельных зданий и поселений; определив же направление вектора остаточной намагниченности, можно указать и время постройки.

Дальнейшее развитие магниторазведки связывается с внедрением в практику полевых работ квантовых магнитометров, обеспечивающих необходимую точность измерений и высокую производительность труда. Одновременно для обработки исходных данных, преобразования аномалий и определения параметров геологических объектов должны привлекаться ЭВМ. Необходима дальнейшая разработка способов расчета параметров складчатых платформенных структур, форма которых в плане близка к изометричной. Картирование таких структур является одной из основных задач высокоточной аэромагнитной съемки, проводимой с целью поисков нефтяных и газовых месторождений.

Важнейшим условием повышения геологической эффективности магниторазведочных работ является совместное рассмотрение магнитных аномалий и результатов других геофизических методов, поиски такого решения, которое наилучшим образом удовлетворило бы всем физическим полям.

I

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

§ 1

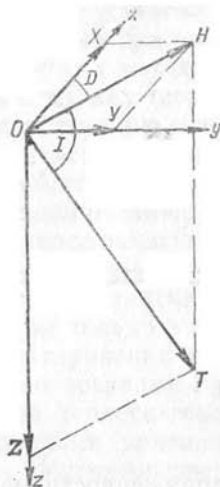
НОРМАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

На основании многочисленных измерений напряженности магнитного поля на поверхности Земли и вблизи ее магнитное поле нашей планеты в первом приближении можно рассматривать как поле шара, намагниченного по оси, отклоняющейся от оси вращения приблизительно на $11,5^\circ$. Экспериментальные данные о напряженности поля позволяют вычислить магнитный момент Земли M , который по современным данным считается равным $8,0 \cdot 10^{22}$ А·м² (или $8,0 \cdot 10^{25}$ СГС).

В учении о земном магнетизме напряженность магнитного поля принято рассматривать по составляющим прямоугольной системы координат (рис. 1), в которой ось x горизонтальна и направлена на географический север, ось y также горизонтальна и направлена на восток, ось z вертикальна и направлена вниз. Составляющие вектора напряженности поля T по осям соответственно называются северной X , восточной Y и вертикальной Z ; проекция вектора T на горизонтальную плоскость называется горизонтальной составляющей $H = \sqrt{X^2 + Y^2}$. Угол, образуемый составляющей H и осью x , называется склонением и обозначается D ; ему приписывается знак плюс в случае, если вектор H отклоняется от оси x к востоку, и знак минус — к западу. Угол между плоскостью xOy и вектором T называется наклонением и обозначается I .

Данные о напряженности магнитного поля на земной поверхности позволили установить, что в точке, определяемой географическими координатами φ и λ , каждая составляющая может быть представлена аналитически как функция этих координат. В этом случае пользуются аналитическими выражениями, предложенными Гауссом, согласно которым каждый член бесконечного ряда разложения состоит из суммы шаровых функций от аргументов $\theta = 90^\circ - \varphi$ и λ , причем каждый член разложения имеет два постоянных коэффициента. Эти коэффициенты могут быть вычислены

Рис. 1. Элементы геомагнитного поля.



из уравнений, содержащих экспериментальные данные о напряженности поля в точках с известными координатами. Необходимое число уравнений определяется произведением $n(n+2)$, где n — число используемых членов разложения. Если ограничиться членами четвертого порядка, то надо составить 24 уравнения. Для повышения надежности Гаусс использовал 36 уравнений, решив их способом наименьших квадратов.

Для приближенного представления об изменениях напряженности поля на поверхности Земли вычислим первые члены ряда разложения, пользуясь выражением магнитного потенциала шара, равного, как известно, потенциалу диполя:

$$U = (M/r^2) \cos \theta, \quad (1.1)$$

где r — радиус Земли.

Чтобы определить вертикальную Z и горизонтальную H составляющие, надо найти выражения производных магнитного потенциала в принятой системе координат, когда плоскость xOy касательна к поверхности шара в точке наблюдений. В данном случае $dz = dr$, $dx = r d\theta$. Вычисляя производные, получаем

$$-\frac{dU}{dr} = Z = \frac{2M}{r^3} \cos \theta; \quad -\frac{dU}{r d\theta} = H = \frac{M}{r^3} \sin \theta. \quad (1.2)$$

Полный вектор

$$T = (M/r^3) \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}, \quad (1.3)$$

направление его определяется углом наклонения I :

$$\operatorname{tg} I = Z/H = 2 \operatorname{ctg} \theta = 2 \operatorname{tg} \theta. \quad (1.4)$$

Из этих формул получаем общее представление об изменениях напряженности поля в зависимости от магнитной широты $\varphi = 90^\circ - \theta$.

Полный вектор T достигает наибольшего значения на полюсах, где $\theta = 0^\circ$, а наименьшего — на экваторе, при $\theta = 90^\circ$. Диапазон изменения T — от $2M/r^3$ до M/r^3 . Подставив сюда значения M и r , получим, что напряженность T изменяется от 0,66 до 0,33 Э (эрстед *). Вертикальная составляющая Z изменяется от 0,66 Э на

* Эрстед (Э) — единица напряженности магнитного поля в системе СГС, установленная Международной комиссией в 1930 г.; СТ СЭВ 1052—78 введена Международная система единиц (СИ), в которой вместо эрстеда дается новая единица напряженности магнитного поля — ампер на метр (А/м); $1 \text{ Э} = [1/(4\pi)] \times 10^3 \text{ А/м} = 79,6 \text{ А/м}$.

полюсах до нуля на экваторе, а горизонтальная H — от нуля на полюсах до $0,33 \text{ Э}$ на экваторе.

При описании напряженности земного магнитного поля используются и более мелкие единицы: 1 миллиэрстед (мЭ) = 10^{-3} Э и 1 гамма = 10^{-6} Э . В настоящее время в практику работ внедряются магнитометры, предназначенные для измерения полного вектора напряженности магнитного поля Земли, чувствительность которых доведена почти до 10^{-6} Э . В связи с этим было бы целесообразно использовать единицу 1 микроэрстед (мкЭ) = 10^{-9} Э .

Вычисленные значения полного вектора напряженности магнитного поля Земли и его составляющих в первом приближении соответствуют наблюдаемым при съемках. Это соответствие вполне естественно, так как закон распределения напряженности поля на земной поверхности и магнитный момент установлены на основании экспериментальных данных, полученных при измерении как на земной поверхности, так и в космосе. Существенные же отклонения наблюдаемых величин от теоретических значений на отдельных участках объясняются особенностями глубинного и поверхностного строения Земли.

Для объяснения причин основного магнитного поля Земли предлагалось много разных гипотез. В настоящее время считается наиболее вероятным, что магнитное поле Земли является следствием наличия электрических токов в ядре Земли. Сейсмические данные показывают, что поперечные волны не распространяются на глубину более 2900 км, а скорость продольных волн на этой глубине меняется скачком с 13,6 до 8 км/с. Отсюда делается вывод, что ядро Земли (радиус около 3500 км) обладает свойствами жидкого тела с металлической проводимостью. Высказывается предположение, что текучее (жидкое) состояние вещества на определенной глубине обуславливает возможность расслоения металлических (тяжелых) и силикатных (более легких) масс; выше границы раздела силикатные массы обладают свойствами твердого тела. Возможно, что на указанной границе скачкообразно изменяется и плотность: от 3,5—5 в оболочке до 8—10 г/см³ в ядре. По современным представлениям нет необходимости допускать расслоение вещества на границе ядра. При давлении, достигающем 10^{11} Па (10^6 ат), внешние электроны атомов смещаются на более высокий энергетический уровень благодаря чему происходит уплотнение вещества и увеличение проводимости до металлической.

Предполагая, что ядро обладает свойствами жидкого тела, следует допустить возможность возникновения турбулентного движения за счет энергии распада радиоактивных элементов. При высокой проводимости вещества могут появиться токи термоэлектронной или, что более вероятно, индукционной природы. При наличии некоторого первичного магнитного поля электрические токи создадут вторичное магнитное поле. Возрастание поля будет продолжаться до тех пор, пока энергия радиоактивного распада станет равной энергии рассеяния, зависящей от вязкости

вещества и его электрического сопротивления. В качестве первичного можно принять ничтожно малое магнитное поле, возникающее при вращении Земли, или магнитное поле Солнца.

Наблюдения, выполненные в космическом пространстве, подтвердили дипольный характер магнитного поля Земли. В то же время они показали, что его напряженность убывает обратно пропорционально r^3 лишь в пределах расстояния, равного 6—7 радиусам Земли, на большем удалении поле убывает медленнее. На дневной стороне на высоте примерно 10 земных радиусов выявлена граница резкого изменения напряженности от 100—150 до 5—7 гамм, т. е. до значений, характерных для межпланетного магнитного поля. Этот скачок напряженности фиксирует границу земной магнитосферы; здесь ее форма близка к параболоиду. С ночной стороны магнитосфера простирается на огромное расстояние — до 1000 земных радиусов, образуя так называемый магнитный хвост Земли. Форма магнитосферы определяется влиянием солнечного ветра. Так как скорость и плотность потока частиц, идущих от Солнца, непостоянны, то и граница магнитосферы меняется во времени.

Измерения, выполненные на поверхности Земли и со спутников, показывают, что на площадях, сравнимых по размерам с континентами, существуют отклонения напряженности наблюдаемого поля от напряженности однородно намагниченного шара. Столь большие по площади аномалии принято называть мировыми или континентальными. Очертания их не всегда строго определены, но большинство исследователей полагают, что таких аномалий насчитывается шесть. На прилагаемых картах (рис. 2—6) видны центры некоторых из этих аномалий. Так, на картах *T* и *Z* они хорошо заметны на территории восточной Сибири и у южной оконечности Африки. Континентальные аномалии еще более ярко проявляются на картах *H* и *I*. После соответствующей обработки изображенного на картах нормального поля, т. е. после вычитания из него поля однородно намагниченного шара, отчетливо выделяются шесть центров экстремальных значений *T*, *H* и *Z*. Так как каждая аномалия должна быть представлена полями двух знаков, то, очевидно, следует говорить о трех мировых аномалиях.

Мировые аномалии включаются в нормальное магнитное поле Земли, карты которого периодически публикуются. В последние годы при использовании таких карт в практике магниторазведочных работ возникли значительные трудности, так как точность измерения поля для геологических целей несравненно выше, чем точность карт нормального поля; кроме того, на картах нормальное поле не связано с определенным гипсометрическим уровнем.

Карты элементов земного магнитного поля составляются Институтом земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР (ИЗМИРАН) через каждые пять лет и относятся к середине года, кратного пяти. Магнитное поле меняется во вре-

мени, ежегодные его изменения определяют по результатам измерений во всех магнитных обсерваториях мира, а также со спутников. Ежегодные изменения носят не очень удачное, но исторически укоренившееся название «векового хода». Эти изменения тоже изображают на специальных картах, называемых картами изопор (см. рис. 2—6), которые периодически обновляют, так как и вековой ход непостоянен во времени.

По карте нормального поля определенного года и карте изопор можно найти вероятное значение той или иной составляющей магнитного поля в заданной точке для середины любого года. Для этого снимают значение искомого элемента с карты нормального поля, к нему алгебраически добавляют значение того же элемента, снятое с карты изопор и умноженное на количество лет между серединой текущего года и годом составления карты нормального поля.

При магниторазведочных работах очень важно знать горизонтальный и вертикальный градиенты магнитного поля Земли и его составляющих. Приближенное представление о них можно получить из формул (1.2) и (1.3). Так, вертикальный градиент

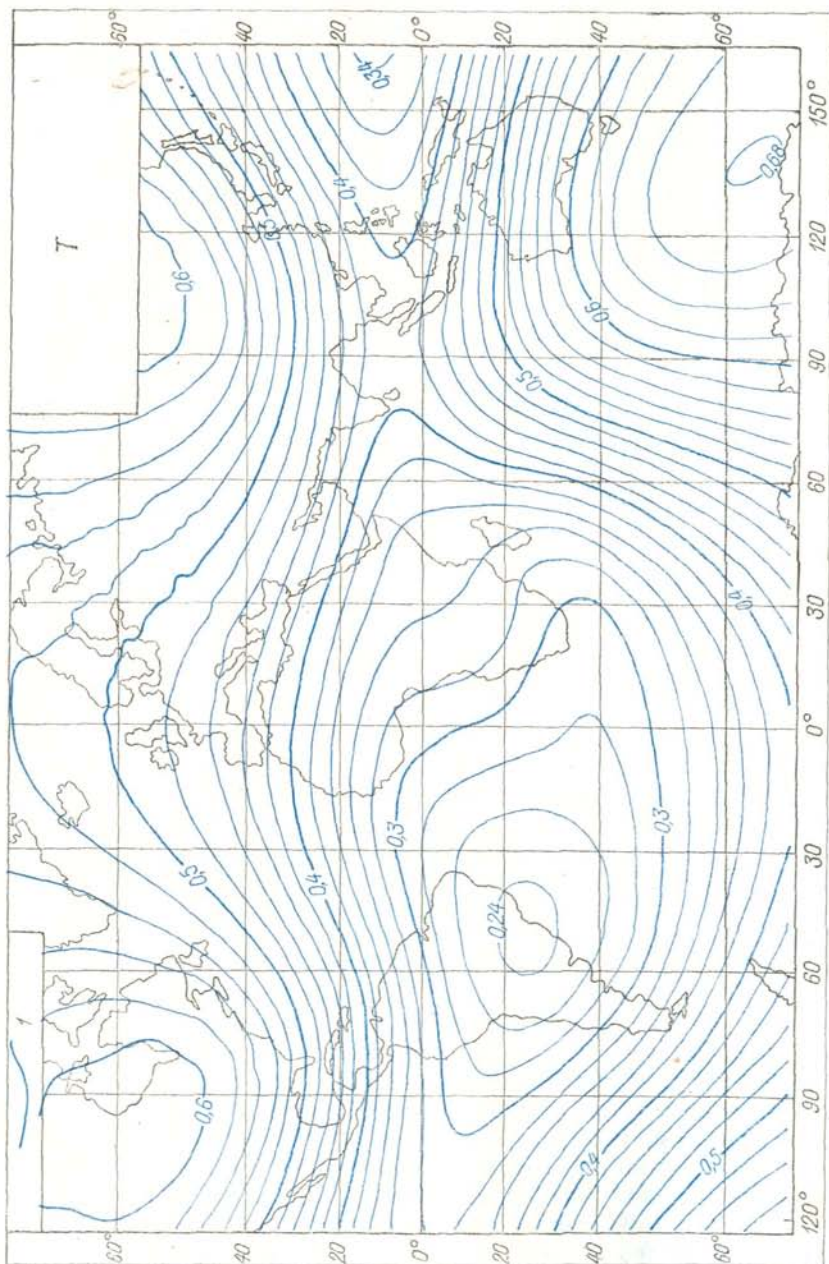
$$\partial Z/\partial r = -6 (M/r^4) \cos \theta = -3Z/r;$$

$$\partial H/\partial r = -3 (Mr^4) \sin \theta = -3H/r;$$

$$\partial T/\partial r = -3 (M/r^4) \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta} = -3T/r.$$

Из приведенных соотношений следует, что на территории СССР вертикальный градиент поля Z и поля T в зависимости от широты изменяется от 20 до 30 гамм/км. Если учесть, что эти значения получены на основе формулы поля однородно намагниченного шара, а в нормальное поле Земли входят еще и мировые аномалии, то действительные значения вертикального градиента в некоторой точке могут оказаться как больше, так и меньше вычисленных. Наиболее реальные представления о нормальном вертикальном градиенте поля Земли можно получить в ходе аэромагнитной съемки, выполняя измерения на разных высотах по одному и тому же маршруту в области спокойного магнитного поля. Знание вертикального градиента весьма полезно при наземной и воздушной съемке в пересеченной местности.

Сведения о горизонтальных градиентах элементов земного магнитного поля, необходимые при проведении работ на больших площадях или по протяженным маршрутам, можно получить дифференцированием выражений (1.2) и (1.3) или, что более надежно, вычислить по картам нормальных значений соответствующего элемента. На территории СССР горизонтальные градиенты полей Z и T составляют от 2 до 7 гамм/км, увеличиваясь по абсолютному значению к югу.



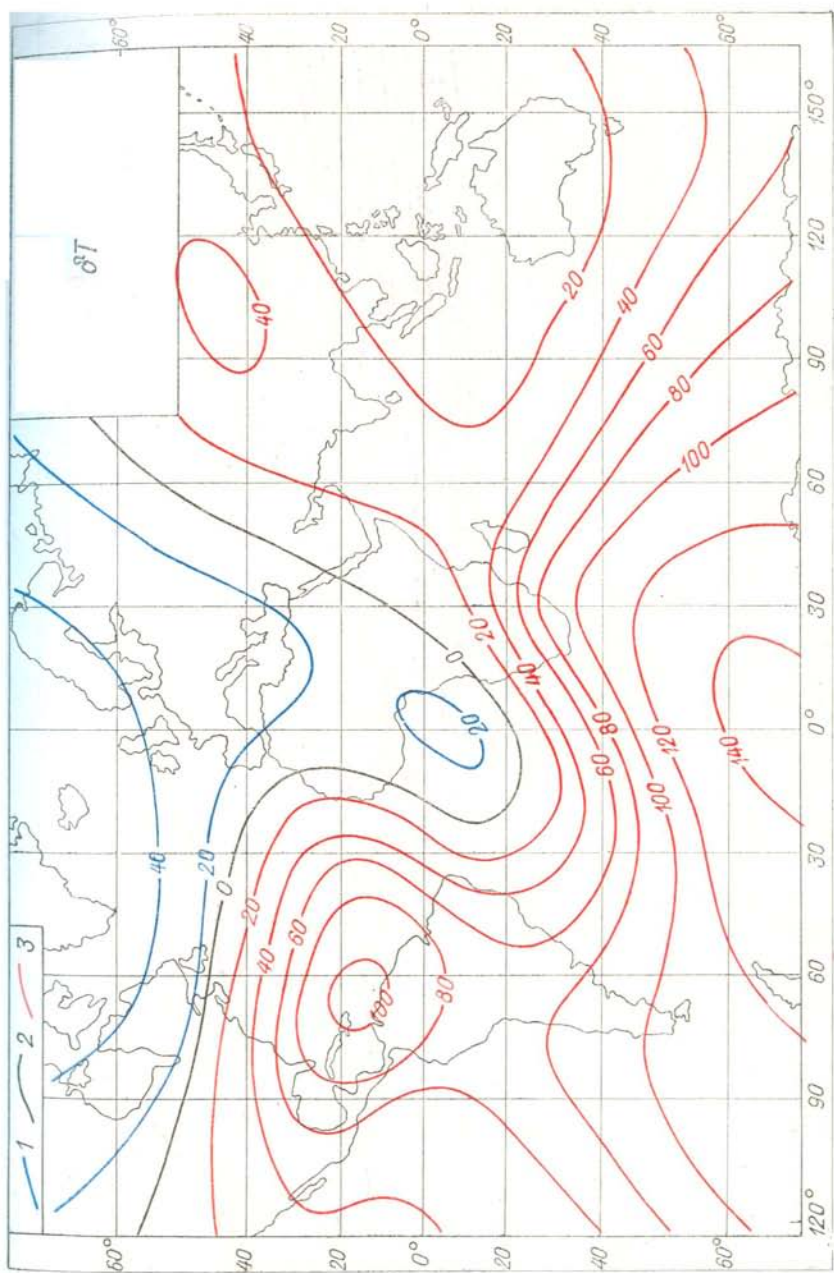
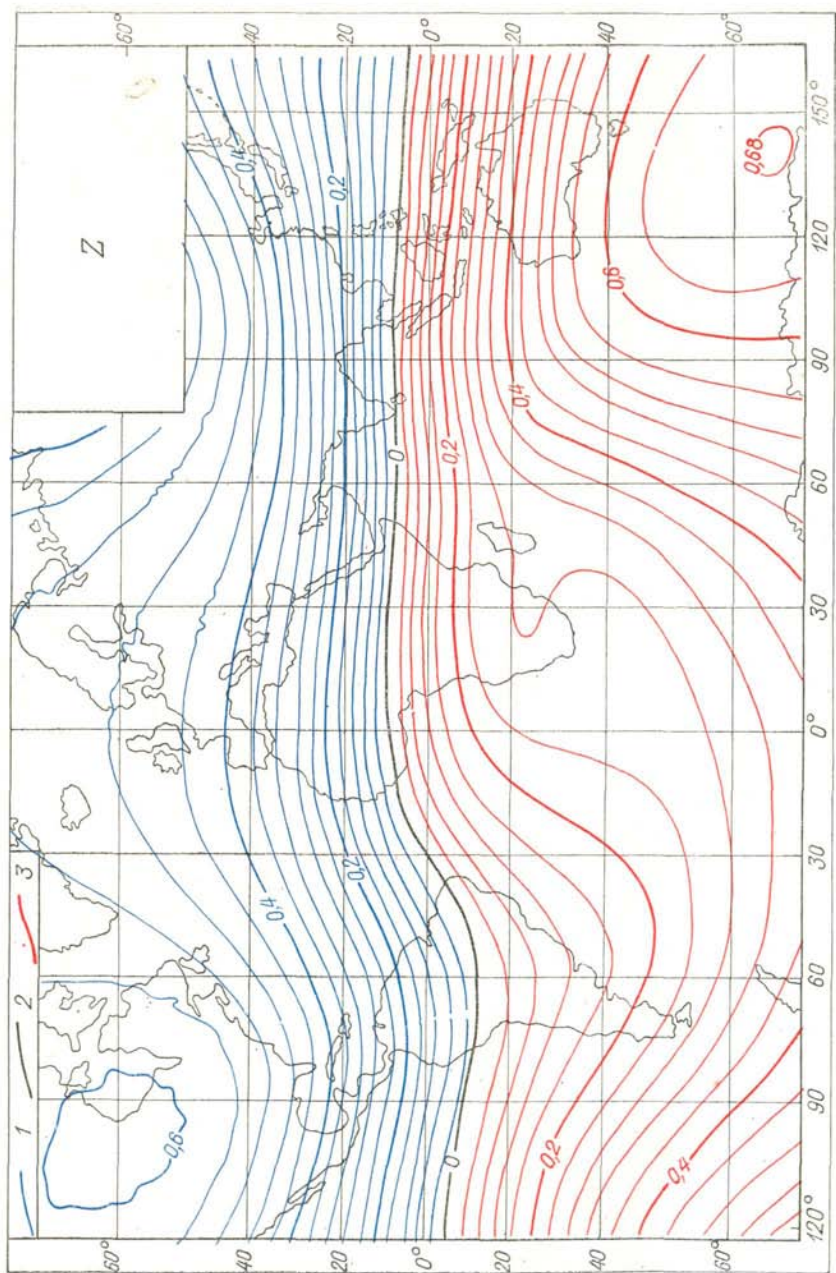


Рис. 2. Напряженность нормального магнитного поля T для эпохи 1975 г. и ее изменение δT для периода 1970—1975 гг. Изодинамы даны в эрстедах, изопоры — в гаммах. Изолинии: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.



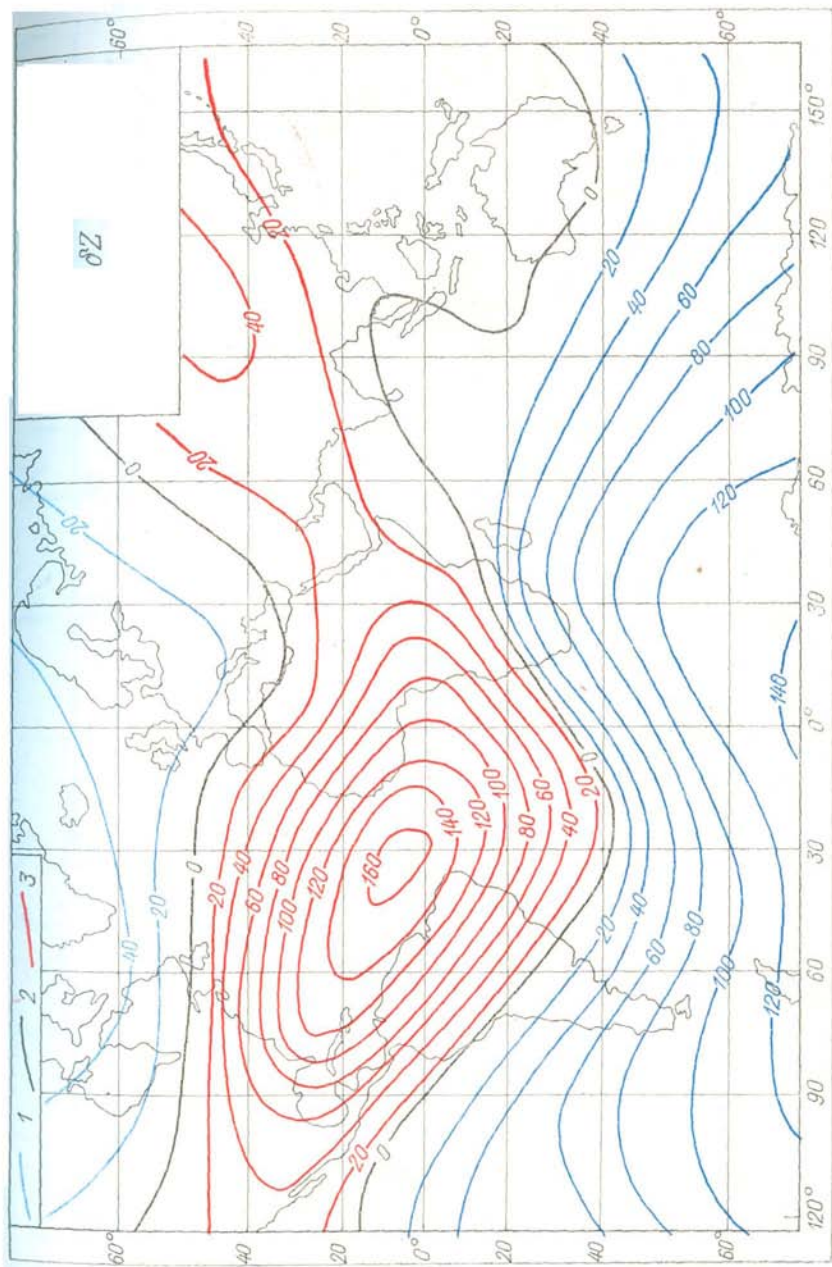
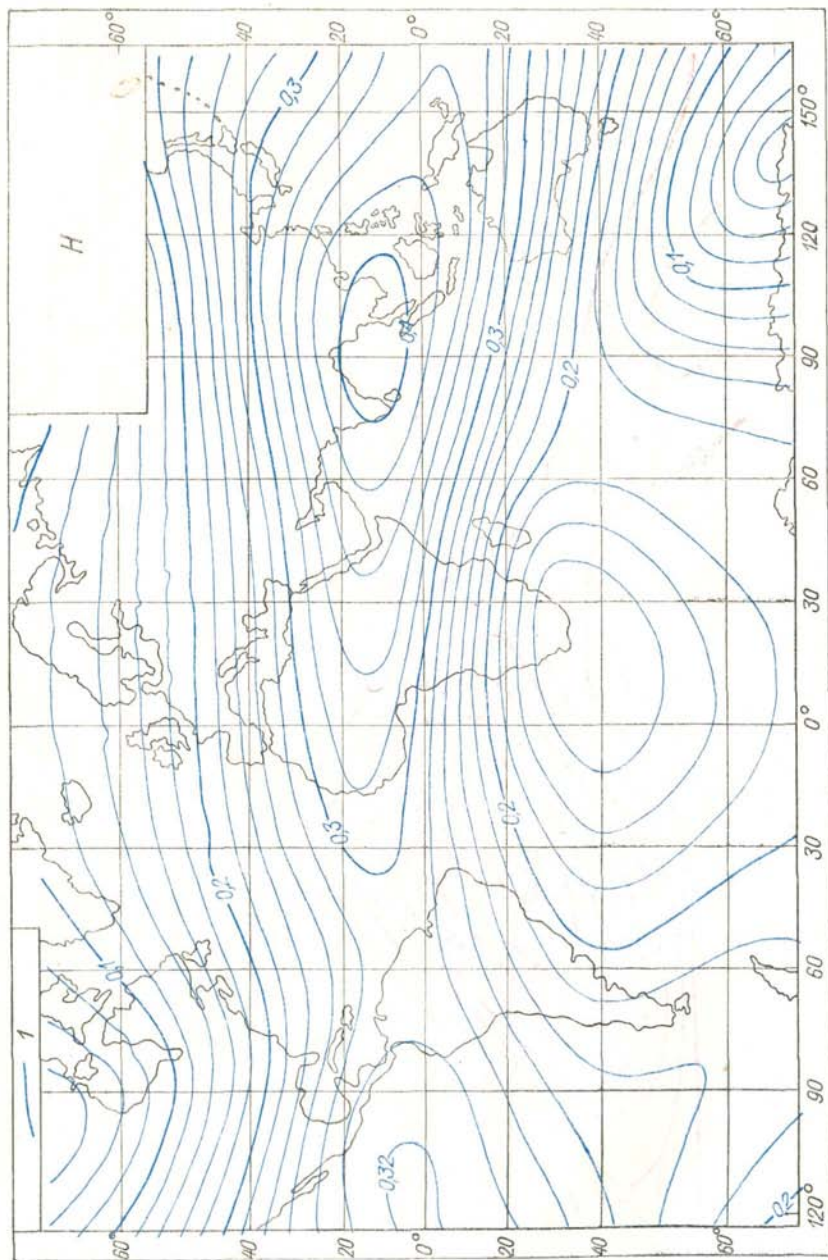


Рис. 3. Вертикальная составляющая Z напряженности нормального магнитного поля для эпохи 1975 г. и ее изменение δZ для периода 1970—1975 гг.

Изодинами даны в эрстедах, изополюсы — в гаммах. Изолинии: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.



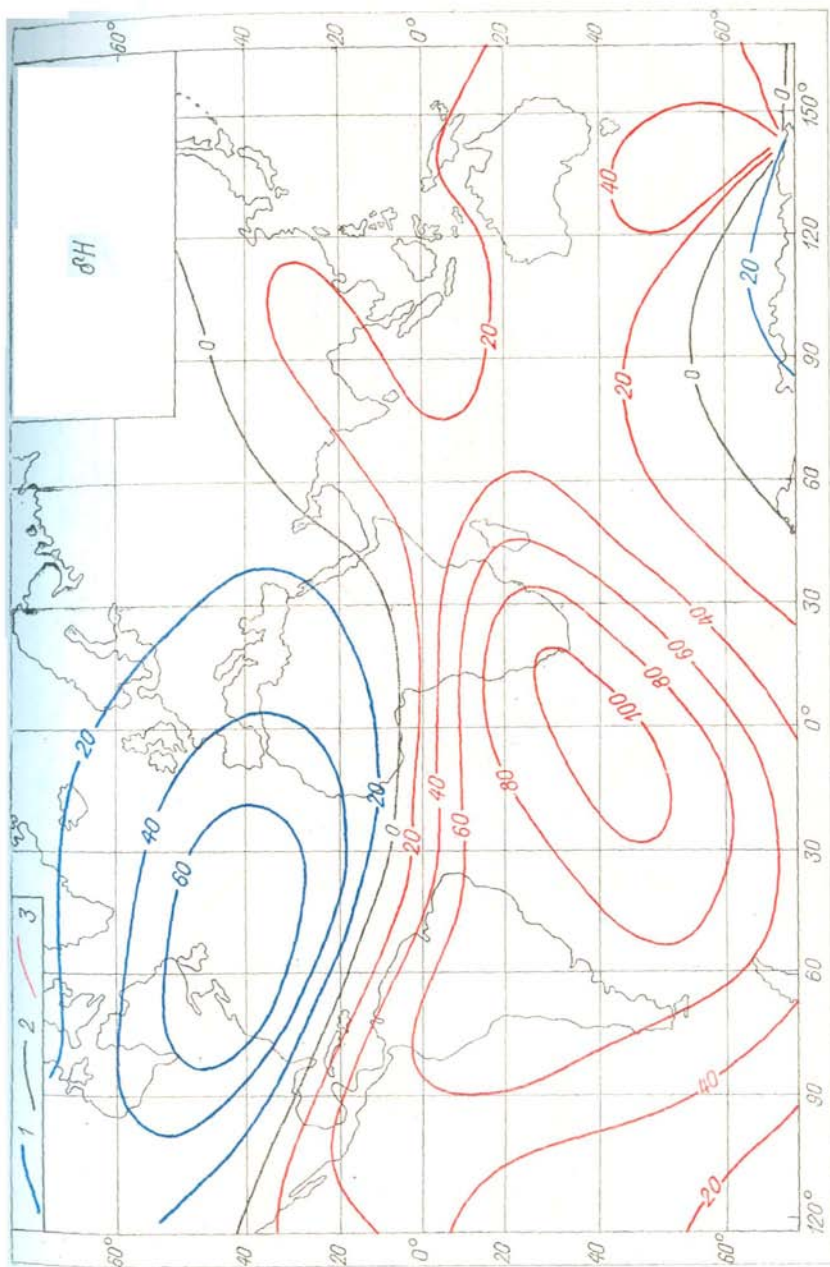
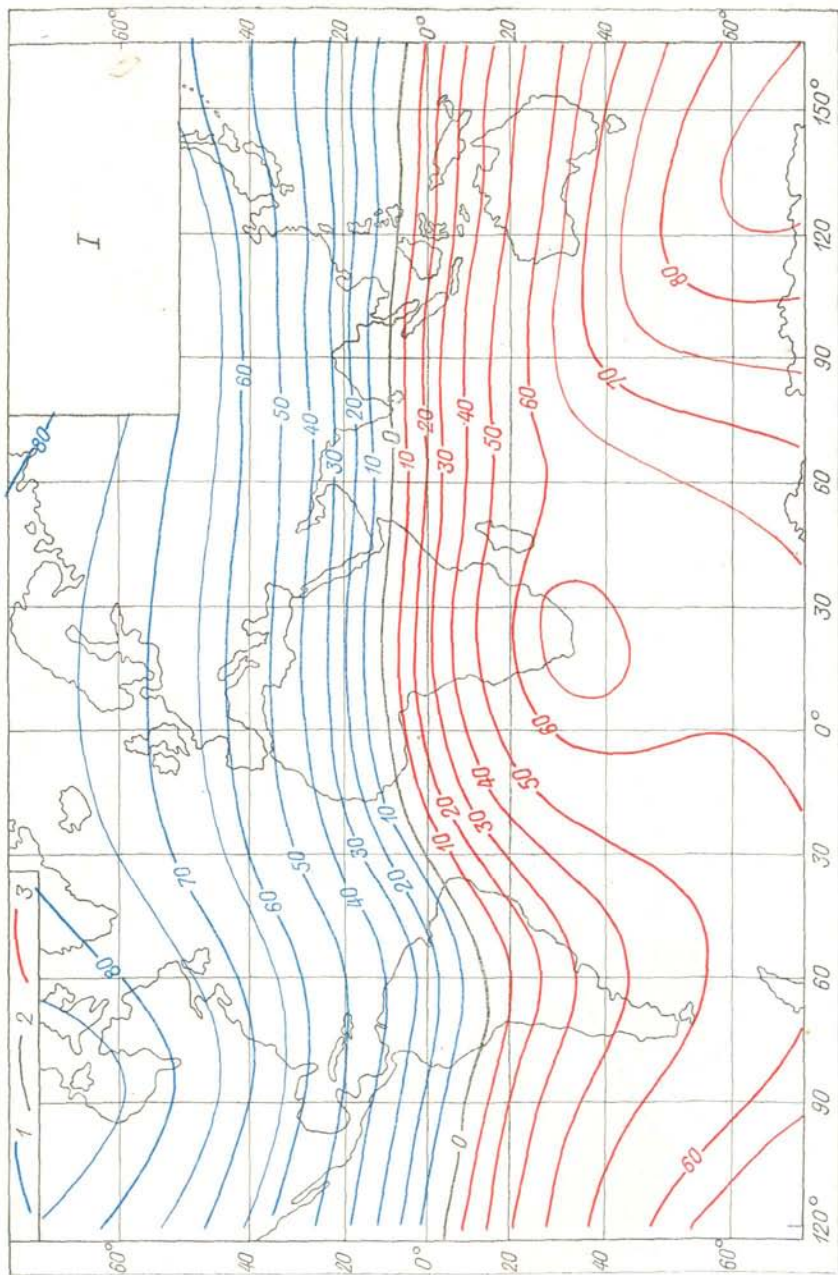


Рис. 4. Горизонтальная составляющая H напряженности нормального магнитного поля для эпохи 1975 г. и ее изменение δH для периода 1970—1975 гг.

Изолинии даны в эрстодах, изопоры — в гаммах. Изолинии: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.



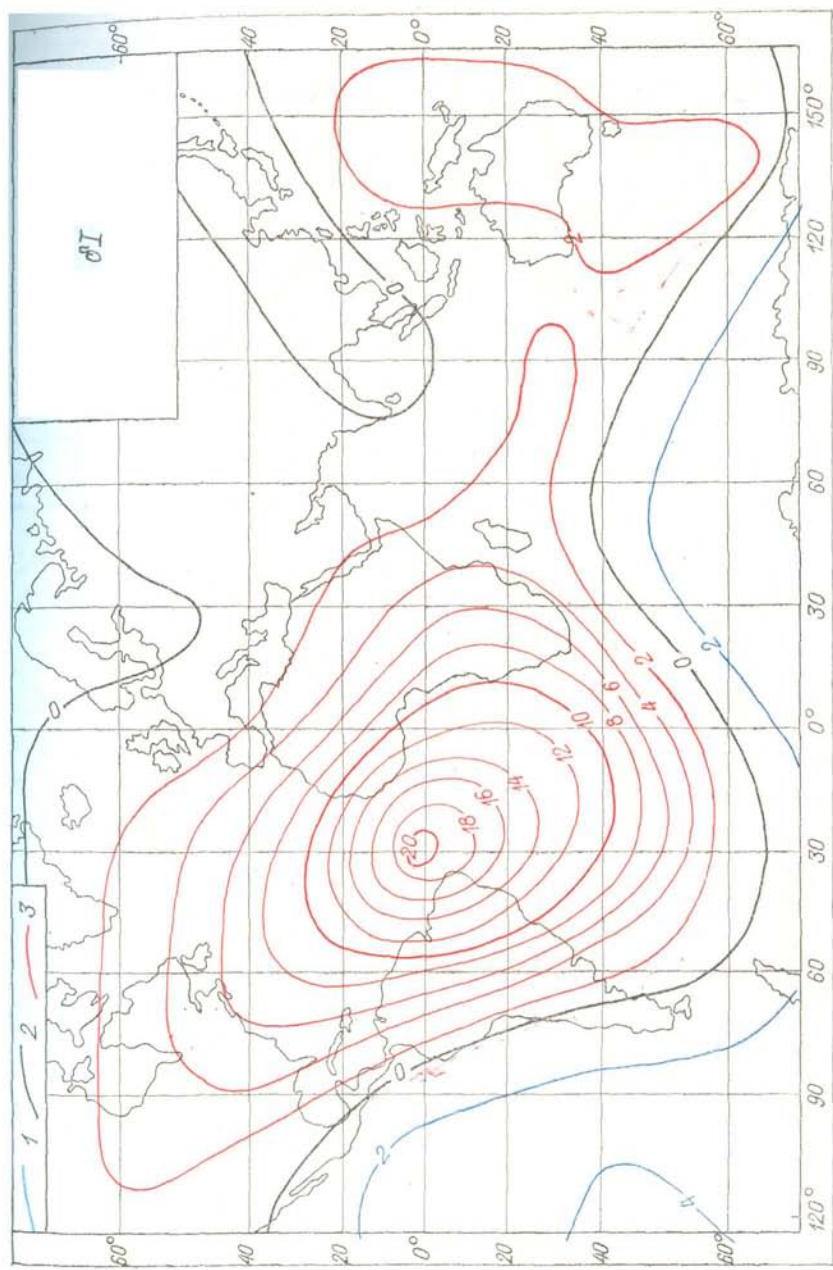
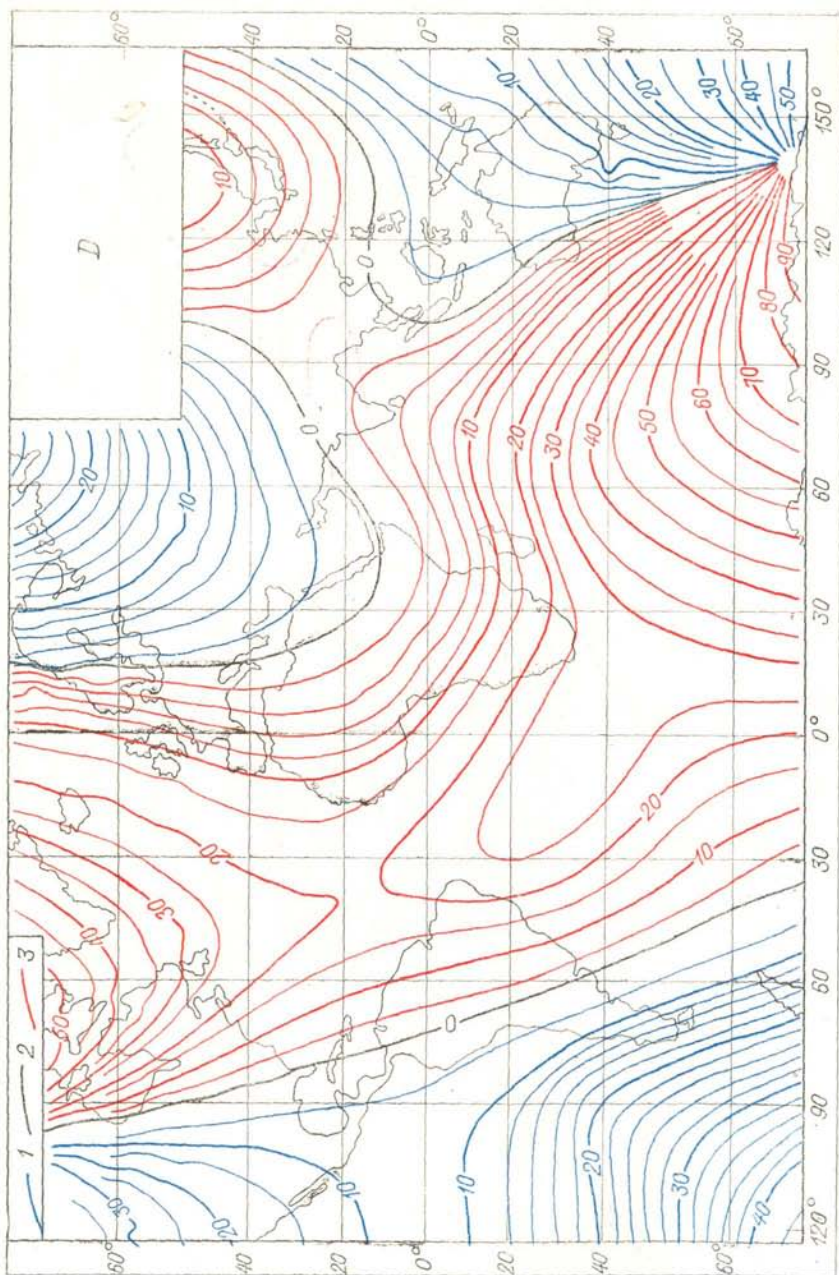


Рис. 5. Магнитное наклонение I для эпохи 1975 г. и его изменение δI для периода 1970—1975 гг.
 Наклонение I , градус: 1 — северное, 2 — нулевое, 3 — южное.
 Приращение δI , мн: 1 — положительное, 2 — нулевое, 3 — отрицательное.



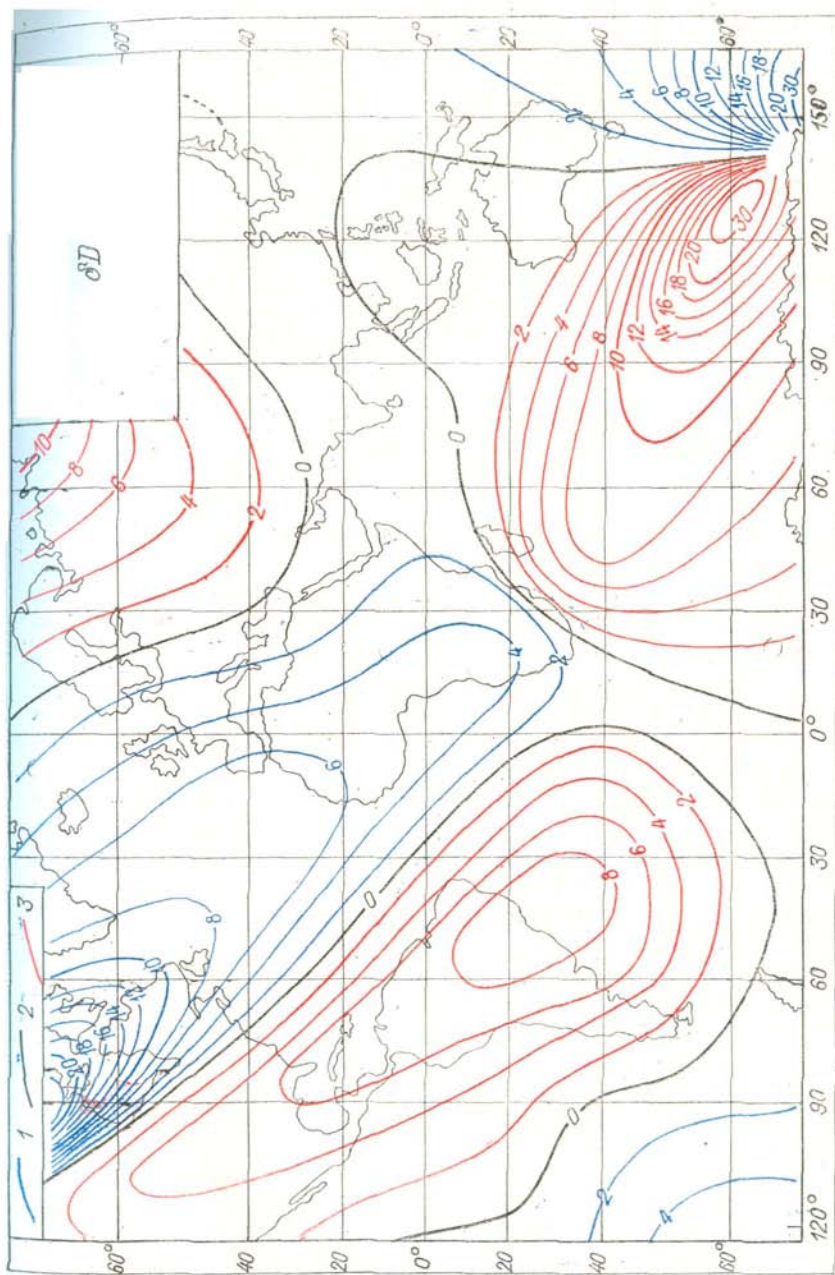


Рис. 6. Магнитное склонение D для эпохи 1975 г. и его изменение δD для периода 1970—1975 гг.
 Склонение D , градус: 1 — восточное, 2 — нулевое, 3 — западное.
 Приращение δD , мин: 1 — положительное, 2 — нулевое, 3 — отрицательное.

ИЗМЕНЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЕНИ

Вековой ход земного магнитного поля в разных пунктах в одно и то же время может быть существенно разным (см. рис. 2—6); кроме того, он меняется и со временем. Так, в 40-х годах вековой ход Z и T почти на всей территории СССР был положительным; его фокус, т. е. область максимальной скорости изменения нормального поля, располагался южнее Каспийского моря. Сейчас вековой ход в основном отрицательный; фокус, видимо, сместился к юго-западу и его амплитуда стала намного меньше.

Наибольшая скорость изменения поля T наблюдается в последние годы в Антарктиде (-140 гамм/год) и в центральной части Атлантического океана (-100 гамм/год). В этих районах поле убывает, а в Европе, Гренландии, северной части Северной Америки возрастает со скоростью $20-40$ гамм/год. Сходная картина характерна и для составляющей Z . Сочетание положительного векового хода Z и отрицательного T в Антарктиде вполне объяснимо: значения Z в Южном полушарии отрицательны, поэтому положительный вековой ход показывает, что по абсолютному значению поле Z убывает, а так как изменения составляющей H в этом районе сравнительно малы, то уменьшается и полный вектор $T = \sqrt{H^2 + Z^2}$. Экстремумы векового хода поля H располагаются в Атлантическом океане, причем в Северной Атлантике составляющая H растет, а в Южной убывает. Эти изменения приводят к тому, что весь этот океан является областью уменьшения магнитного наклонения.

Многолетние наблюдения показывают, что для магнитного поля Земли характерен западный дрейф: установлено постепенное смещение к западу как зон экстремальных значений векового хода, так и мировых аномалий. Возможной причиной такого явления может быть меньшая скорость вращения земной коры и мантии, чем земного ядра.

Тщательное изучение векового хода в Средней Азии и Карпатах показало, что обычно плавные изменения векового хода могут иногда резко нарушаться. Это, по-видимому, связано с накоплением и разрядкой напряжений в зонах глубинных разломов земной коры. До сих пор вековой ход мало интересовал геологов, однако отмеченные факты достойны внимания специалистов, занимающихся изучением глубинной тектоники.

Мы рассматриваем изменения земного магнитного поля за ничтожно малый геологический отрезок времени. Систематическое измерение склонения охватывает период несколько более 500 лет, а напряженности — примерно 150 лет. Возможность некоторого проникновения в глубь времен открывает изучение остаточной намагниченности предметов древней материальной культуры (прежде

всего кирпичей, керамики) и горных пород достоверно установленного возраста. Устойчивость термоостаточной намагниченности горных пород свидетельствует, что естественная остаточная намагниченность некоторых памятников древней культуры и горных пород могла сохранять свое направление длительное время. Нагретые до высокой температуры, эти объекты в период остывания приобрели намагниченность, совпадающую по направлению с полюсом Земли того времени; можно определить это направление при условии неизменного положения породы или предмета.

Изучение остаточной намагниченности горных пород для установления их вероятного возраста привлекает в настоящее время многих исследователей, в том числе и занимающихся проблемами эволюции океанического дна. Определение направления магнитного поля Земли в разные геологические эпохи приводит к заключению, что для геологического прошлого было характерно как постепенное смещение полюсов Земли, так и сравнительно быстрое изменение их полярности. Так, северный магнитный полюс, предполагающийся сейчас у северных берегов Канады, в кембрийское время находился в точке с координатами 10° с. ш. и 150° в. д. Причины периодического колебания полярности магнитного поля (так называемых инверсий) остаются неясными. Интервалы между отдельными инверсиями составляли от 0,5 млн. лет до нескольких десятков миллионов лет.

В последнее время возрастает также интерес к изучению намагниченности предметов материальной культуры; это направление получило название археомагнетизма.

§ 3

МАГНИТНЫЕ ВАРИАЦИИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ВНЕШНИМИ ИСТОЧНИКАМИ ПОЛЯ

Кроме внутренних источников магнитного поля существуют внешние, которые создают переменную часть поля, проявляющуюся в виде магнитных бурь и периодических вариаций: годовых, суточных и короткопериодных (от долей секунды до 1—2 мин, амплитуда не более первых гамм).

Во всех магнитных обсерваториях специальные вариационные приборы непрерывно записывают изменения Z , H , D . Естественно, что на магнитограммах фиксируется суммарное значение каждого элемента, независимо от причин, вызывающих его изменение. Вариации разных периодов выделяют методом статистической обработки; разность между наблюдаемыми изменениями и периодическими вариациями относят к аперiodическим возмущениям. Эта задача бывает достаточно сложной, особенно в высоких широтах, где преобладающее влияние оказывают магнитные бури.

Суточные вариации, имеющие период, равный солнечным суткам, будучи отнесенными к местному солнечному времени, оказываются почти одинаковыми в пунктах, расположенных на одной

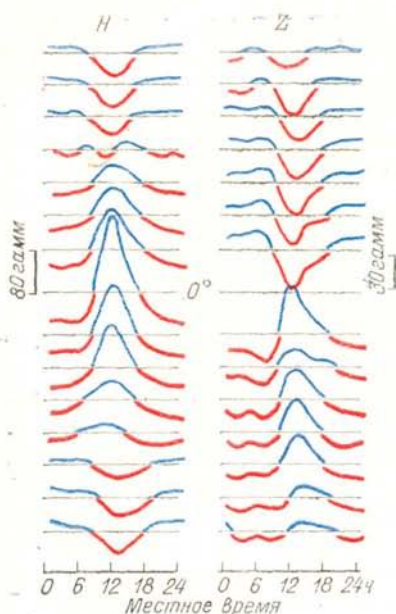


Рис. 7. Средние суточные геомагнитные вариации H и Z в период равноденствия в области от 60° с. ш. до 60° ю. ш. (по С. Мацушита).

магнитной широте. Во всех случаях отмечается их общее свойство: амплитуда больше днем, чем ночью, и больше летом, чем зимой, т. е. интенсивность вариаций находится в прямой зависимости от длительности солнечного освещения в зоне наблюдений. Суточные вариации определяются двумя крупными токовыми вихрями, один из которых проходит в северной, а другой — в южной части Земли. Существование этих токов обусловлено движением заряженных частиц ионосферы в магнитном поле Земли. Суточные вариации изменяются с широтой (рис. 7). Интенсивность их вертикальной составляющей на магнитном экваторе близка к нулю, по мере удаления от экватора она сначала резко возрастает, а затем убывает до широты 60° . Знак вариаций Z в Северном и Южном полушариях разный. Вариации горизонтальной составляющей минимальны на широте около 40° , где они меняют знак; максимум вариаций H наблюдается на магнитном экваторе.

Апериодические вариации (магнитные бури) проявляются с разной интенсивностью и охватывают разные территории: иногда весь земной шар, но чаще только высокие широты. В отличие от суточных вариаций магнитные бури наблюдаются одновременно во всех пунктах, где они вообще могут быть отмечены. Наиболее часто интенсивные магнитные бури возникают за Полярным кругом, активность их быстро убывает в направлении к экватору. На юге территории СССР магнитные бури бывают очень редко. Амплитуда вертикальной и горизонтальной составляющих вариаций магнитного поля во время интенсивных магнитных бурь может достигать нескольких миллиэрстед и даже превышать 10 мЭ. Продолжительность бурь колеблется от нескольких часов до трех суток. Резкие изменения напряженности происходят в короткие интервалы времени, исчисляемые немногими минутами, что крайне осложняет проведение магнитной съемки и часто вынуждает прерывать наблюдения.

Широко распространены в разных широтах и высокочастотные квазипериодические вариации. Их учет особенно сложен при вы-

сбокочных аэро- и гидромагнитных съемках. Эти короткопериодные колебания напряженности магнитного поля характеризуются не только большой скоростью изменения во времени, но и несинфазностью проявления даже на малых расстояниях, особенно в высоких широтах. Амплитуда описываемых вариаций обычно составляет первые единицы или десятые доли гаммы. Наиболее часто наблюдаются вариации с периодом от 10 до 45 с, их амплитуда обычно не превышает 1 гамму. Короткопериодные колебания зависят не только от процессов, происходящих в магнитосфере планеты, но и от особенностей геоэлектрического разреза верхних частей земной коры.

Для магнитного метода геологических исследований, основанного на изучении стационарного магнитного поля, все перечисленные вариации являются помехами. Их необходимо регистрировать во время полевых измерений, чтобы ввести соответствующие поправки.

Развитие магнитотеллурического метода, изучающего вариации естественных электрических токов в геологических целях, стимулировало теоретические и экспериментальные работы по исследованию вариаций с периодом от долей минуты до нескольких минут и амплитудой от единиц до первых десятков микроэрстед. Теория и практика этого метода рассматривается в курсе электроразведки.

§ 4

МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ

Из современных представлений о причинах существования геомагнитного поля вытекает, что вследствие большого расстояния до ядра Земли напряженность поля на земной поверхности в пределах десятков километров должна изменяться по линейному закону в зависимости от нормального горизонтального градиента. В действительности же при измерении напряженности поля обнаруживаются отклонения от нормальных изменений, имеющие самые разные значения: от едва заметных до превосходящих нормальный градиент в тысячи раз. Соответственно напряженность поля также становится больше или меньше нормальной. Отклонения напряженности поля от нормальных для данной местности значений называются магнитными аномалиями. Причина их — изменение состава горных пород, образующих земную кору.

Еще не установлено, до какой глубины распространяются горные породы, создающие наблюдаемые на земной поверхности магнитные аномалии. Если считать правильным представление о температурном градиенте, в среднем равном 33° С/км, то следует предполагать, что породы в намагниченном состоянии распространяются в глубину не более первых десятков километров, так как глубже температура пород должна быть выше точки Кюри. Однако значительные колебания температурного градиента в областях

осадочных и изверженных пород, а также отсутствие данных для экстраполяции его на большие глубины оставляют вопрос о нижней границе намагниченных пород открытым. По вычислениям, проведенным по некоторым крупным магнитным аномалиям на территории СССР и США, нижняя граница намагниченных геологических образований находится на глубине 20—25 км.

В областях древних кристаллических пород установлено, что в пределах первых тысяч метров температурный градиент намного ниже среднего, поэтому мощность горных пород в намагниченном состоянии здесь может оказаться соответственно больше. Но на этих территориях пока не обнаружены такие магнитные аномалии, по которым можно было бы определить нижнюю границу намагниченных пород хотя бы с грубым приближением.

Магнитные аномалии создаются намагниченными в неодинаковой степени породами разной мощности, залегающими на разной глубине (начиная от дневной поверхности и до нескольких километров), поэтому они могут наблюдаться на площадях от долей квадратного километра до многих тысяч квадратных километров. По напряженности магнитные аномалии иногда превосходят нормальное поле Земли в несколько раз. Например, известная Курская аномалия на отдельных участках достигает 2 Э, т. е. почти в 4 раза превышает местное нормальное поле. Нижний предел напряженности обнаруживаемых магнитных аномалий зависит от точности измерений.

Магнитные аномалии, создаваемые геологическими телами, размеры которых всегда ограничены, во всех случаях бывают представлены полями двух знаков, подчиненными закону

$$\oint Z dS = 0, \quad (4.1)$$

где интеграл берется по площади, линейные размеры которой в несколько раз больше размеров намагниченных тел и глубины их залегания. Физическим основанием для этого является известное свойство замкнутости силовых линий магнитного поля.

В соответствии с направлением нормального геомагнитного поля, намагничивающего геологические образования, в Северном полушарии при крутом падении тел более яркой и высокой по интенсивности является положительная часть аномалии Z ; отрицательная же часть аномалии обычно проявляется на некотором удалении от проекции намагниченного тела на дневную поверхность и при относительно слабой интенсивности распространяется на значительную площадь. Исключения составляют случаи, когда наблюдения выполняются на резко расчлененном рельефе или когда горные породы имеют остаточную намагниченность, направление которой существенно отклоняется от направления современного магнитного поля. В первом случае пункты наблюдения могут оказаться не только выше, но и ниже верхней границы намагниченных тел, что ведет к увеличению интенсивности отрицательной

части аномалии; во втором — вектор суммарной намагниченности может существенно отклониться от вертикали, что при крутом падении пород вызовет аналогичный эффект. Заметим еще, что в Северном полушарии отрицательная часть у аномалии $\Delta T = T - T_0$ часто проявляется более ярко, чем при тех же условиях у аномалии Z .

Отсюда следует, что нельзя ограничиваться измерениями только положительной (или только отрицательной) части аномалии, т. е. площадь съемки должна быть во много раз больше территории распространения изучаемых геологических тел. На практике бывает трудно, а часто и невозможно уверенно выделить обособленные магнитные аномалии, создаваемые изолированными телами. При сложном геологическом строении накладываются одно на другое магнитные поля тел разных размеров, намагниченности, формы и глубины залегания. В результате получаются сложные магнитные поля, разделение которых на аномалии, связанные с отдельными телами, не всегда оказывается возможным. В случае глубокого залегания несколько тел могут образовать аномалию, кажущуюся единой и наблюдаемую на большой площади.

Разные по площадному распространению аномалии подразделяют на региональные и локальные. Эти термины нельзя признать удачными. Аномалии, региональные при рассмотрении некоторой территории, становятся локальными при расширении ее границ (и наоборот). Кроме того, сходные аномалии могут быть вызваны как породами с несколько повышенной намагниченностью, залегающими вблизи дневной поверхности и распространенными повсеместно в пределах всего региона, так и породами, имеющими в несколько раз большую намагниченность, но слагающими сравнительно мелкие тела на большей глубине, которые для всего региона отнюдь не характерны. Поэтому при описании магнитного поля следует избегать указанных терминов, более полезно заменить их суждениями о глубине залегания источников аномального поля и об их размерах.

§ 5

ОСНОВЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕМЕНТОВ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМА

При поисково-разведочных работах из абсолютных значений элементов земного магнетизма в настоящее время измеряется только модуль вектора T , для чего используются полевые квантовые и протонные магнитометры. Однако часто привлекают данные и о других элементах земного магнетизма, поэтому кратко рассмотрим способы измерения горизонтальной составляющей H , склонения D и наклона I . Все другие элементы (X , Y , Z , T) могут быть вычислены по наблюдаемым значениям H , D , I .

Склонение D является разностью магнитного и астрономического азимутов какого-либо определенного направления, следо-

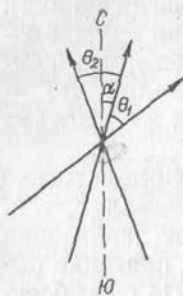


Рис. 8. Положение стрелки кварцевого H -магнитометра при двух противоположных углах закручивания.

вательно, должны быть найдены оба азимута. Способы измерения магнитного азимута основаны на применении свободно качающейся в горизонтальной плоскости магнитной стрелки. Способы измерения астрономического азимута излагаются в курсах геодезии и земного магнетизма. Если есть триангуляционная сеть, то может быть использовано направление с известным астрономическим азимутотом. Магнитный азимут измеряют специальными деклинометрами или магнитными теодолитами.

Для измерения H широко применялся метод Гаусса, основанный на определении периода качания магнита с известным магнитным моментом, который контролировали в каждой точке по углу отклонения стрелки магнитометра под действием того же магнита. Применялся также более простой «электрический метод измерения» В. А. Ульянина, заключающийся в определении угла отклонения стрелки под действием перпендикулярного к ней магнитного поля, создаваемого известным круговым электрическим током в кольцах Гельмгольца.

Простым и точным прибором для измерения H является кварцевый H -магнитометр. Подвешенная на кварцевой нити стрелка уравнивается двумя вращающими моментами, создаваемыми горизонтальной составляющей геомагнитного поля и кручением кварцевой нити. Исследования показывают, что кварцевые нити обладают весьма постоянным коэффициентом кручения, что и дает возможность использовать их для измерений. Корпусом магнитометра служит домик цилиндрической формы; нижняя часть домика, где вращается подвешенная на нити стрелка, расширена для свободного размещения стрелки с зеркальцем и арретирного устройства. В верхней части укреплен головка кручения с приспособлением для небольших перемещений нити по вертикали. К нижней части домика примыкает отсчетная труба. Размеры прибора определяются длиной стрелки (15—20 мм) и нити (около 200 мм). Магнитометр устанавливается на горизонтальный круг какого-либо прибора; точностью отсчета углов определяется точностью измерений H .

Пусть под действием силы кручения недостаточно хорошо раскрученной нити стрелка установилась под углом α к магнитному меридиану (рис. 8). Уравнение равновесия имеет вид

$$MH \sin \alpha = c\beta, \quad (5.1)$$

где M — магнитный момент стрелки; c — коэффициент кручения; β — угол, на который закручена нить.

Если стрелка и нить подобраны так, что закручивание нити на 360° вызывает отклонение стрелки от начального положения на несколько градусов, то при закручивании нити на угол $2\pi k$, где k — целое число, стрелка отклонится на угол θ_1 . Условие равновесия будет иметь вид

$$MH \sin(\alpha + \theta_1) = c(2\pi k + \beta). \quad (5.2)$$

Если же затем, приведя нить в исходное положение, закрутить ее на такой же угол в противоположном направлении, то стрелка повернется от начального положения на угол θ_2 и условие равновесия примет вид

$$MH \sin(\alpha - \theta_2) = c(-2\pi k + \beta). \quad (5.3)$$

Подставив значение $c\beta$ из формулы (5.1) в уравнения (5.2) и (5.3), получим

$$H \sin(\alpha + \theta_1) = A + H \sin \alpha; \quad (5.4)$$

$$H \sin(\alpha - \theta_2) = -A + H \sin \alpha,$$

где $A = 2\pi kc/M$ — постоянная прибора, определяемая методом сравнения в обсерватории.

Из системы уравнений (5.4) вычитанием получаем

$$H = \frac{A}{\sin [(\theta_1 + \theta_2)/2] \cos [(\theta_1 - \theta_2)/2 + \alpha]}.$$

Неизвестный угол α определяем из той же системы уравнений (5.4) сложением:

$$\operatorname{tg} \alpha = (\sin \theta_1 - \sin \theta_2) / [2 - (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)].$$

Если нить полностью раскручена, то

$$H = A / \sin \theta; \quad \theta = (\theta_1 + \theta_2) / 2. \quad (5.5)$$

Чувствительность стрелки к изменению поля определяется из уравнения (5.5):

$$\delta H / H = \operatorname{ctg} \theta \cdot \delta \theta.$$

В практике работ угол θ устанавливают близким к 45° ; при $H = 0,15$ Э и точности отсчета $\delta \theta = 1'$ имеем $\delta H = 4$ гаммы. При точности отсчета $30''$ и при условии введения поправок за влияние температуры и за индукционное действие геомагнитного поля на стрелку погрешность измерения составляет около 2 гамм.

Приборы для измерения наклона I называются инклинаторами; они разделяются на стрелочные и индукционные.

Стрелочный инклинатор состоит из вертикального круга, в плоскости которого на горизонтальной оси, проходящей через центр круга, вращается магнитная стрелка. Ось вращения проходит через центр тяжести стрелки. Если обозначить угол между плоскостью качания стрелки и плоскостью магнитного меридиана

через α , угол между горизонтальной плоскостью и магнитной осью стрелки — через i , то условие равновесия стрелки можно записать в виде уравнения

$$MZ \cos i = MH \cos \alpha \sin i$$

или

$$\operatorname{ctg} i = \operatorname{ctg} I \cos \alpha.$$

Из последней формулы видно, что если $\alpha = 0^\circ$, то угол $i = I$. Следовательно, чтобы найти наклонение, достаточно поставить вертикальный круг в плоскости магнитного меридиана, тогда положением стрелки определится угол I . Заметим, что при $\alpha = 90^\circ$ стрелка должна стать отвесно, так как в этом случае $\operatorname{ctg} i = 0$, $i = 90^\circ$.

Этот факт используют для определения положения плоскости магнитного меридиана. Вращают вертикальный круг со стрелкой вокруг вертикальной оси до такого положения, в котором стрелка установится отвесно. Затем, пользуясь горизонтальным кругом, имеющимся у инклинометра, поворачивают вертикальный круг на 90° и тем самым приводят его в плоскость магнитного меридиана, в которой тем углом наклона стрелки равен наклонению. Практическое применение изложенного способа требует многократных измерений при ориентировке вертикального круга на восток и на запад, переключив стрелки на подшипниках с ориентировкой ее определенного конца на восток и на запад; полного повторения всей серии наблюдений с перемещением стрелки.

Идея индукционного инклинометра, созданного Г. И. Вильдом, заключается в следующем. Замкнутая на чувствительный гальванометр рамка с большим количеством витков провода (2—3 тысячи) вращается в магнитном поле Земли. Возникающая в рамке электродвижущая сила индукции пропорциональна проекции вектора T на плоскость, перпендикулярную к оси вращения рамки. Следовательно, при установке оси вращения рамки параллельно направлению полного вектора T значение э. д. с. индукции равно нулю. Конструкция прибора обеспечивает возможность измерения угла между горизонтальной линией и направлением оси вращения, т. е. наклонения I .

II

МАГНЕТИЗМ ГОРНЫХ ПОРОД

§ 6

ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ГОРНЫХ ПОРОД ОТ МИНЕРАЛОГИЧЕСКОГО СОСТАВА

Любое вещество, помещенное в магнитное поле, приобретает намагниченность. Намагниченность является векторной величиной и представляет собой магнитный момент единичного объема вещества. Единица намагниченности не имеет собственного наименования. В системе СИ она выражается в амперах на метр (А/м); $1 \text{ ГСГ} = 10^3 \text{ А/м}$. Способность к намагничиванию под действием внешнего поля называется магнитной восприимчивостью χ . Эта величина безразмерная; $1 \text{ ГСГ} = 4\pi \text{ СИ} = 12,57 \text{ СИ}$.

Все вещества по магнитным свойствам делятся на диа- ($\chi < 0$), пара- ($\chi > 0$) и ферромагнитные; последние при определенной температуре обладают особо высокой восприимчивостью.

Диамагнетизм присущ всем веществам, так как он связан с вращением электронов вокруг ядра. Внешнее магнитное поле оказывает индукционное действие на вращающиеся электроны, вследствие чего возрастает частота ларморовской прецессии их орбит. В результате увеличения угловой скорости электронов возникает магнитный момент, направленный против намагничивающего поля. Однако диамагнетизм в чистом виде обнаруживается только в том случае, если атомы вещества не обладают постоянными магнитными моментами. Это условие выполняется при симметричной электронной структуре, когда магнитные моменты электронов, как спиновые, так и орбитальные, компенсируются и, если внешнее магнитное поле отсутствует, результирующий момент каждого атома равен нулю.

Магнитные свойства будут иными, если в атоме существуют незаполненные оболочки. Тогда результирующий магнитный момент каждого атома отличен от нуля, направление моментов при отсутствии внешнего магнитного поля произвольно вследствие теплового движения, разрушающего согласную ориентировку. Внешнее магнитное поле оказывает направляющее воздействие на постоянные атомные моменты, благодаря чему вещество переходит в намагниченное состояние. С повышением намагничиваю-

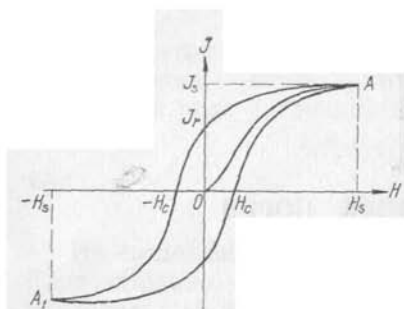


Рис. 9. Кривая намагничения ферромагнетика.

тета будет положительной ($\chi > 0$), т. е. данное вещество будет парамагнитным. Парамагнетизм во всех случаях проявляется более интенсивно, чем диамагнетизм, ввиду чего последний наблюдается только у некоторых веществ, хотя свойствен всем без исключения.

Магнитная восприимчивость диамагнитных веществ выражается долями или первыми единицами 10^{-6} СГС (медь, серебро, золото, ртуть, свинец, мышьяк и др.); наибольшее значение восприимчивости имеет висмут, для которого $\chi = -13 \cdot 10^{-6}$ СГС.

Восприимчивость парамагнитных веществ (хром, молибден, вольфрам, уран, марганец, платина и др.) изменяется в пределах от $1 \cdot 10^{-6}$ до нескольких единиц 10^{-4} СГС.

Ферромагнитные вещества выделяются по высоким значениям χ и по сложной зависимости намагниченности от намагничивающего поля и температуры. Свойства ферромагнетиков проявляются только до известной критической температуры (точка Кюри), выше которой они превращаются в парамагнетики. К ферромагнетикам относятся железо, никель, кобальт и многие сплавы. Типичная кривая намагничения ферромагнетика изображена на рис. 9, где показана зависимость намагниченности J от намагничивающего поля H . Напомним, что величина J_s называется намагниченностью насыщения, J_r — остаточной намагниченностью, H_c — коэрцитивной силой, кривая OA — начальной кривой намагничения, а вся замкнутая кривая — петлей гистерезиса.

В современном учении о магнетизме ферромагнетизм объясняется наличием областей спонтанного намагничения, называемых магнитными доменами, в границах которых магнитные моменты атомов соответствуют состоянию магнитного насыщения и имеют одинаковое направление, т. е. взаимно параллельны. Если ферромагнитный материал не намагничен, то суммарный магнитный момент тела равен нулю вследствие хаотического распределения результирующих моментов доменов. Намагничение ферромагнетика под действием внешнего поля происходит вследствие увеличения объема доменов, намагниченных по направлению поля (изменение границ доменов), и ориентировки их магнитных моментов также по направлению поля (вращение моментов). Существование

Доменов хорошо иллюстрируется спектром сверхтонких порошков на намагниченных кристаллах.

Сложной зависимостью магнитной восприимчивости от температуры и намагничивающего поля обладают некоторые вещества с относительно слабой восприимчивостью. Например, у окислов железа, марганца, кобальта при намагничении обнаруживаются небольшая остаточная намагниченность и очень высокая коэрцитивная сила. Такие материалы относятся к антиферромагнетикам в соответствии с тем, что они, как и ферромагнетики, имеют доменную структуру, но со взаимно противоположным направлением магнитных моментов внутри доменов.

Магнитные свойства горных пород, создающих магнитные аномалии, зависят в основном от включений ферромагнитных минералов, к числу которых относятся широко распространенный магнетит ($\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$), титаномагнетит (магнетит, содержащий избыточное количество TiO_2) и пирротин (FeS). Включаемый часто в эту группу гематит (Fe_2O_3) в так называемом α -состоянии является антиферромагнетиком, он обладает слабой магнитной восприимчивостью, но очень большой коэрцитивной силой; имеющий такой же химический состав маггемит (γ -состояние Fe_2O_3) относится к ферромагнетикам, при температуре в несколько сотен градусов Цельсия он необратимо переходит в гематит. Магнитные свойства названных минералов приведены в табл. 1. Другие распространенные породообразующие и рудные минералы обладают слабой магнитной восприимчивостью (табл. 2), не оказывающей существенного влияния на общую намагниченность пород.

ТАБЛИЦА 1
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИНЕРАЛОВ

№ Минералы	χ , СГС	J_s , СГС	H_c , Э	Точка Кюри, °С
Магнетит	0,3—2,0	490	10—150	578
Титаномагнетит	—	75—490	—	100—578
Гематит	$1 \cdot 10^{-5}$ — $2 \cdot 10^{-4}$	1,5—2,5	7000—8000	675
Маггемит	0,3—2,0	435	10—130	—
Пирротин	$1 \cdot 10^{-3}$ — $1 \cdot 10^{-2}$	17—70	15—110	300—325

Наибольшее влияние на магнитную восприимчивость горных пород, создающих значительные магнитные аномалии, оказывает присутствие в них магнетита. То обстоятельство, что восприимчивость магнетита изменяется в широких пределах в зависимости от его химического состава (см. табл. 1), предопределяет возможность таких случаев, когда породы с более высоким содержанием магнетита оказываются менее магнитными, чем породы, сравнительно обедненные этим минералом.

ТАБЛИЦА 2
МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НЕКОТОРЫХ ПАРА- И
ДИАМАГНИТНЫХ МИНЕРАЛОВ

Минералы	χ , 10^{-6} СГС	Минералы	χ , 10^{-6} СГС
Сфалерит	$-(1,2 \div 2,5)$	Биотит	7—15
Касситерит	$-(0,05 \div 2,4)$	Роговая обманка	8—15
Кварц	-0,46	Авгит	10—15
Галенит	-0,35	Пирролюзит	25—32
Халькопирит	0,4—7,6	Сидерит	67—102
Турмалин	1—97	Пирит	7—159
Флогопит	5—8	Серпентин	10—250

Но есть и другие причины, существенно влияющие на магнитные свойства горных пород. Так, при возрастании размеров зерен магнетита магнитная восприимчивость увеличивается, а коэрцитивная сила уменьшается (рис. 10). Важно также расположение минералов: зерна магнетита могут быть изолированы одно от другого или могут составлять цементирующую среду. В последнем случае следует ожидать увеличения намагниченности, так как уменьшается коэффициент размагничивания зерен магнетита. Таким образом, диапазон изменения магнитной восприимчивости горных пород еще более расширяется. Эти соображения подтверждены многими экспериментами, на основе которых сделан вывод об отсутствии однозначной связи между содержанием магнетита в породе и ее магнитной восприимчивостью.

Экспериментальные данные о магнитной восприимчивости интрузивных пород из массивов различных геологических районов и теоретически вычисленные значения показывают, что область возможных значений магнитной восприимчивости ограничена (рис. 11). Ширина этой области определяется диапазоном изменения восприимчивости магнетита в зависимости от химического состава, размеров зерен и формы включений. Для отдельных массивов пород рассматриваемая область становится более узкой. При содержании магнетита в породе менее 0,01% магнитная восприимчивость породы определяется свойствами породообразующих минералов, а при большей концентрации устанавливается прямая пропорциональная статистическая зависимость между магнитной восприимчивостью и содержанием магнетита.

Результаты экспериментальных исследований Т. Нагата как основание для утверждения

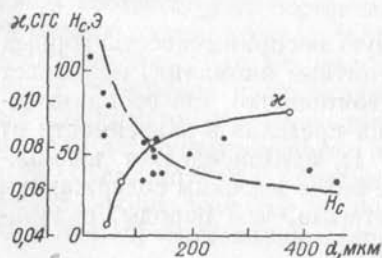


Рис. 10. Зависимость магнитной восприимчивости и коэрцитивной силы пород от размеров зерен магнетита.

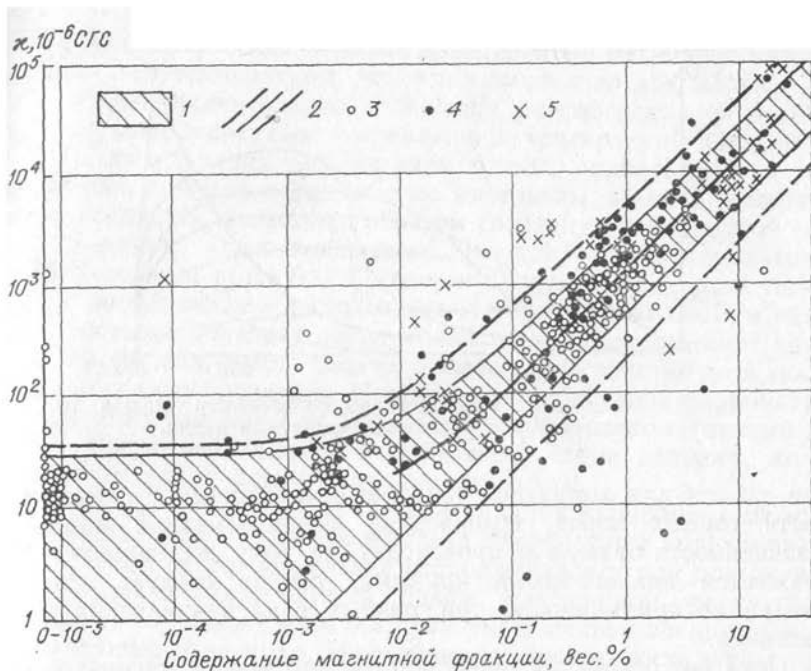


Рис. 11. Зависимость магнитной восприимчивости интрузивных пород от содержания магнетита (по А. К. Вейнбергу, Н. Б. Дортман и В. В. Ляховичу).

1 — теоретическая область возможных значений магнитной восприимчивости пород, если для магнетита $k = 0,3 \div 2,0$ СГС; 2 — поле корреляции экспериментальных данных и среднее значение магнитной восприимчивости пород; 3 — гранитоиды; 4 — диориты и габбро; 5 — ультрамафиты (гипербазиты).

об отсутствии связи между значением k и содержанием магнетита не противоречат выводу, вытекающему из работ А. К. Вейнберга, Н. Б. Дортман и других исследователей. Все ранее приведенные табличные данные вполне укладываются в область теоретически возможных значений k , изображенную на рис. 11. Эта область весьма широкая. Так, $k = 1 \cdot 10^{-3}$ могут иметь породы, содержащие магнетит от десятых долей до единиц процентов, т. е. при десятикратном изменении концентрации магнетита. Естественно, что при небольшом количестве образцов, подвергающихся исследованию, статистическая закономерность не проявляется.

§ 7

ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ГОРНЫХ ПОРОД ОТ НАМАГНИЧИВАЮЩЕГО ПОЛЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Зависимость намагниченности ферромагнитных веществ от намагничивающего поля характеризуется основной кривой намагничивания и гистерезисной петлей (см. рис. 9). Обычно эти кри-

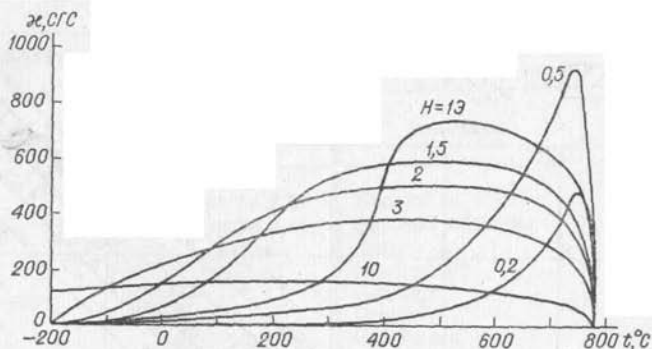


Рис. 12. Зависимость магнитной восприимчивости железа от температуры в различных магнитных полях.

вые даются для комнатной температуры. Изменение намагниченности горных пород, содержащих ферромагнитные минералы, в зависимости от поля H происходит по тому же закону и изображается аналогичными кривыми, откуда следует, что магнитная восприимчивость при разных намагничивающих полях различна.

Пока нет оснований предполагать, что земное магнитное поле существенно изменялось по амплитуде за время формирования земной коры. Наличие относительно большой остаточной намагниченности у многих горных пород не требует предположения о значительно более сильном намагничивающем поле в период образования пород, так как это явление вполне убедительно объясняется влиянием температуры при поле намагничивания, равном современному. Поэтому для определения намагниченности горных пород, вызываемой индукционным действием земного магнитного поля, надо иметь сведения о магнитной восприимчивости горных пород в поле около $0,5 \text{ Э}$.

При небольших колебаниях намагничивающего поля изменения магнитных свойств горных пород можно считать незначительными по сравнению с возникающими под действием температурных условий. Горные породы в период своего образования и в последующее время проходили через разные температуры, соответствующие диапазону от расплавленного состояния до мерзлоты. Изменение температурных условий продолжается и в настоящее время, о чем наиболее наглядно свидетельствуют вулканические извержения.

Существование точки Кюри для всех ферромагнетиков определяет огромное влияние температуры на их магнитные свойства.

На рис. 12 показано изменение магнитной восприимчивости железа (точка Кюри 775°C) в зависимости от температуры при различных намагничивающих полях. Горные породы, содержащие ферромагнитные минералы с разными магнитными свойствами,

характеризуются более сложной зависимостью магнитной восприимчивости от температуры, чем это установлено для железа.

При экспериментальном выяснении рассматриваемой зависимости образец подвергают нагреванию до температуры выше точки Кюри с последующим охлаждением в поле, приблизительно равном земному. Через определенные интервалы времени измеряют намагниченность, известным образом связанную с магнитной восприимчивостью. Опыт показывает, что для горных пород точка Кюри находится ниже 600°C , поэтому нагревание до этой температуры можно считать достаточным. Но необходимо иметь в виду, что нагревание образцов пород может вызвать необратимое изменение их состава, вследствие чего магнитные свойства до и после нагревания будут разными. Например, неустойчивый ферромагнетик маггемит уже при $t = 275^{\circ}\text{C}$ переходит в слабомагнитный гематит. Могут наблюдаться и противоположные явления, когда образуются новые ферромагнитные минералы.

На рис. 13 представлены примеры простой зависимости магнитной восприимчивости от воздействия температуры обратимого и необратимого типов. Изменение восприимчивости при повышении температуры характеризуется одним максимумом, дальнейшее нагревание сопровождается быстрым уменьшением восприимчивости практически до нуля. Изменение восприимчивости пород при остывании происходит по-разному: кривые, соответствующие нагреванию и охлаждению, могут быть почти одинаковыми, т. е. восприимчивость является обратимой (рис. 13, *а* и *в*), или при охлаждении получаются существенно отличные кривые с максимумами, смещенными в сторону уменьшения температуры, т. е. восприимчивость является необратимой (рис. 13, *б* и *г*). Это показывает, что в составе пород до нагревания было не менее двух видов ферромагнетиков. Один из них, имеющий точку Кюри около 450°C , оказался неустойчивым в рассматриваемом интервале температур, его разрушение устанавливается по кривой, соответствующей убыванию температуры. Сохранившийся компонент имеет точку Кюри около 300°C . Кривые зависимости восприимчивости от температуры, построенные по результатам измерений во время охлаждения образца, при последующих циклах нагревание — охлаждение повторяются, так как в составе пробы остаются только компоненты, устойчивые в данном интервале температур.

На рис. 14 приведена сложная зависимость обратимого и необратимого типов. В случаях *а* и *в* сложные кривые состоят по крайней мере из двух фаз с точками Кюри около 200°C для одной и немного более 400°C для другой. Оба компонента оказываются устойчивыми в выбранном интервале температур, вследствие чего намагниченность является обратимой. Кривые *б* указывают на четкое выявление двухкомпонентной системы после нагревания, а кривые *г* — на разрушение одного из компонентов. Изменение восприимчивости, характеризующее кривыми в процессе остывания, сохраняется при последующем нагревании и охлаждении.

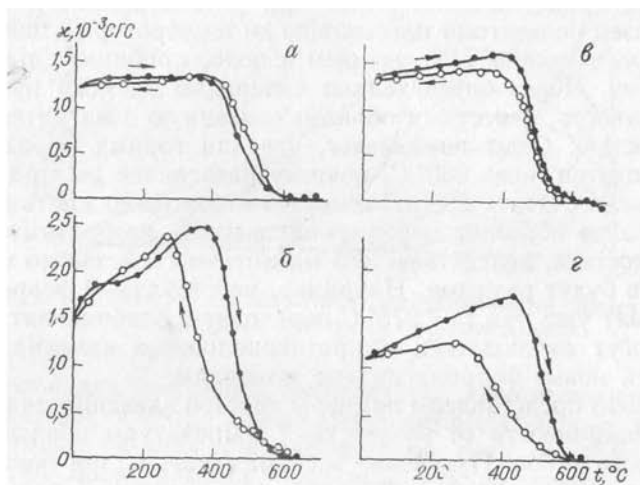


Рис. 13. Обратимая (а, в) и необратимая (б, г) намагниченность при простой температурной зависимости (по Т. Нагата).

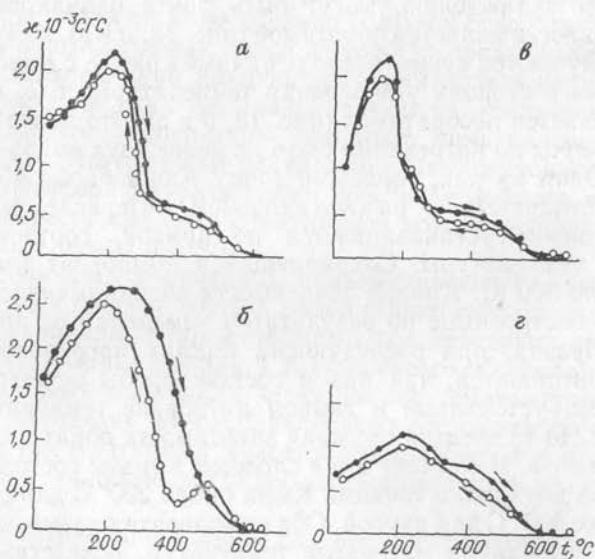


Рис. 14. Обратимая (а, в) и необратимая (б, г) намагниченность при сложной температурной зависимости (по Т. Нагата).

На рис. 15 изображены кривые, характеризующие намагниченность образцов магнетитовых руд Ангаро-Илимского района. При нагревании выявляются два ферромагнетика с точками Кюри около 350 и 550°C . Предположительно ими могут быть маггемит и магнезиальный феррит ($\text{MgO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$). Первый из этих компонентов, как отмечалось ранее, при нагревании необратимо переходит в слабомагнитный гематит. Поэтому зависимость $J_r(t)$, полученная при охлаждении, отражает существование уже только одного устойчивого ферромагнетика. В области температур $50\text{--}200^\circ\text{C}$ при охлаждении наблюдается более высокая намагниченность, чем она была при нагревании; это, вероятно, объясняется возникновением новой — термоостаточной — намагниченности образца, которая может достигать высоких значений.

Аналогичные явления наблюдаются при нагревании и охлаждении осадочных пород, поскольку их намагниченность также объясняется присутствием ферромагнитных минералов. Большинство определений дают простую кривую обратимого типа, показывающую, что ферромагнитные свойства вызываются присутствием магнетита. Опыты по нагреванию и охлаждению слабомагнитных железных руд ($\chi < 1 \cdot 10^{-5}$ СГС) в восстановительной среде (активированный уголь) приводят к увеличению магнитной восприимчивости до $10^{-3}\text{--}10^{-2}$ СГС, что вызвано образованием магнетита.

Таким образом, температура может существенно повлиять на магнитные свойства пород вследствие изменения их состава. В тех же случаях, когда состав сохраняется, восприимчивость ферромагнитных горных пород в земном магнитном поле возрастает по мере увеличения температуры до определенного максимума. При однокомпонентной системе после достижения максимума восприимчивость быстро падает до нуля. В случае многокомпонентной системы (ферромагнитные включения представлены различными ферромагнитными минералами) кривая намагниченности в зависимости от температуры может иметь ступенчатые изменения с новыми максимумами.

Остаточная намагниченность, возникающая при охлаждении образца от точки Кюри до комнатной температуры в магнитном поле напряженностью первые десятки эрстед, во много раз превышает остаточную намагниченность при таком же намагничивающем поле, при том же намагничивающем поле, при том же постоянном лабораторной температуры. Ввиду существенного различия между ними первая называется термоостаточной намагниченностью и обозначается J_{ri} ,

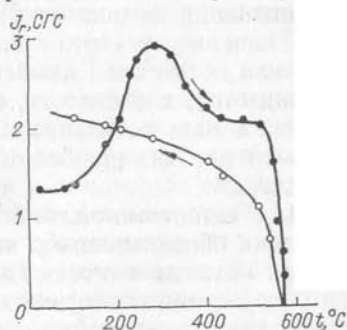


Рис. 15. Температурная зависимость намагниченности образцов железных руд из Ангаро-Илимского района (по В. В. Металловой).

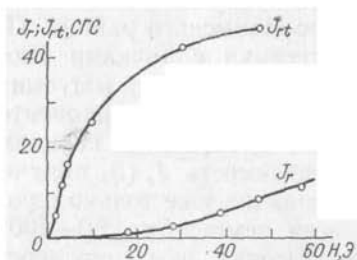


Рис. 16. Кривые термоостаточной J_{rt} и изотермической J_r намагниченности.

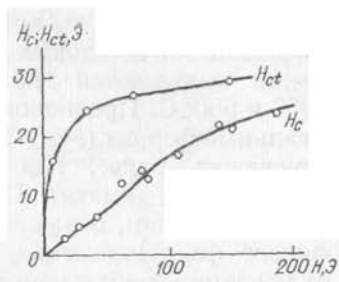


Рис. 17. Коэрцитивная сила при изотермическом (H_c) и термонамагничивании (H_{ct}).

а вторая — изотермической и обозначается J_r . На рис. 16 показано, насколько велико различие между значениями J_{rt} и J_r для образца магнетита с уральского месторождения Благодать. По мере увеличения намагничивающего поля расхождение несколько уменьшается. Относительно высокая термоостаточная намагниченность в сравнительно слабых магнитных полях характерна для всех горных пород, содержащих ферромагнитные минералы.

Представляет большой интерес исследование коэрцитивной силы H_{ct} при термонамагничивании в слабых полях, так как от ее значения зависит устойчивость термоостаточной намагниченности. Опыты показывают, что в слабых магнитных полях сила H_{ct} также во много раз превосходит H_c , т. е. коэрцитивную силу при изотермическом намагничивании (рис. 17). Важно отметить, что при термонамагничивании коэрцитивная сила может быть в несколько раз больше намагничивающего поля, что невозможно при изотермическом намагничивании.

§ 8

ЕСТЕСТВЕННАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД

При намагничивании породы в слабом магнитном поле во время ее остывания возникает высокая и устойчивая термоостаточная намагниченность. Этим в большинстве случаев и объясняется естественная остаточная намагниченность J_n горных пород, что подтверждается, в частности, намагниченностью современных вулканических лав: остывшие лавы обладают остаточной намагниченностью в десятки раз большей, чем могло индуцировать геомагнитное поле.

Для естественной остаточной намагниченности введено специальное обозначение J_n , так как, во-первых, исходная термоостаточная намагниченность далеко не всегда сохраняется полностью на протяжении геологических эпох, хотя и обладает высокой стабильностью; во-вторых, породы могут иметь и другие виды оста-

точной намагниченности. Так, динамические нагрузки, связанные, например, с давлением вышележащих толщ, ведут к возникновению динамической намагниченности J_{fd} . В процессах химических превращений, протекающих в земной коре, могут образоваться новые минералы или измениться кристаллические структуры существующих, в результате чего может появиться весьма устойчивая химическая намагниченность J_{rc} .

Измеряемая в настоящее время остаточная намагниченность пород J_n является векторной суммой разных намагниченностей, и разделение ее на составляющие не во всех случаях оказывается возможным. Работами многих исследователей, особенно И. Г. Кенигсбергера, на основании экспериментального определения J_n изверженных пород разного возраста установлено, что отношение $Q = J_n : J_i$ (где J_i — намагниченность, индуцированная современным магнитным полем) уменьшается с увеличением возраста пород. Есть положительные опыты использования отношения Q для возрастной корреляции пород в предположении его устойчивости для тех или иных отрезков геологического времени. Как уже отмечалось, по направлению J_n находят положение геомагнитного полюса в то геологическое время, к которому относится образование пород. В этом случае предъявляются определенные требования к методике отбора образцов и к предварительным исследованиям по выяснению стабильности J_n .

Но не все опытные данные согласуются с обоснованным предположением о совпадении направления естественной остаточной намагниченности с направлением вектора геомагнитного поля в эпоху образования пород. Имеются в виду, конечно, не изменения положения намагниченных пород в пространстве вследствие тектонических подвижек, а условия спокойного залегания. Так, для магнитных аномалий над магнетитовыми телами Ангаро-Илимского месторождения направление составляющей Z_a противоположно направлению нормального намагничения (рис. 18). Аэромагнитной съемкой на территории Восточно-Сибирской платформы над трапповыми излияниями обнаружено большое количество аномалий такого же типа, чередующихся с обычными; много аномалий с преобладающими отрицательными значениями Z_a и разнообразным направлением J_n установлено на площади развития эффузивных пород в Армении и в других районах.

В отдельных горизонтах осадочных толщ остаточная намагниченность J_n параллельна земному полю, но систематически меняет свое направление (совпадает с земным полем или противоположна ему), на основании чего возникает гипотеза о периодической инверсии земного магнитного поля. Эта идея в некоторых случаях используется и при объяснении обратной намагниченности изверженных пород. Однако следует считать доказанным, что она неприменима к Ангаро-Илимским месторождениям и некоторым другим объектам. Названное месторождение представлено многими одновозрастными телами, между тем там наблюдаются как обыч-

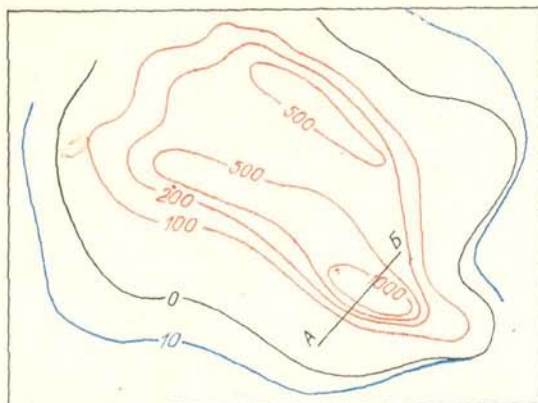
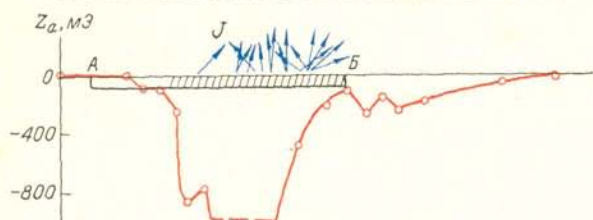


Рис. 18. Магнитная аномалия над одним из рудных тел Ангаро-Илимского месторождения.



ные «положительные», так и «отрицательные» аномалии (определения даны в кавычках ввиду того, что каждая аномалия состоит из совокупности положительных и отрицательных значений Z_a , определения даны по знаку экстремумов Z_a). Кроме того, направления J_n не дают оснований для утверждения о намагниченности пород согласно или противоположно направлению земного поля; статистическая закономерность проявляется лишь в том, что в одном случае векторы J_n беспорядочно распределены в верхнем полупространстве, а в другом — в нижнем.

Первая попытка объяснить обратную полярность руд Ангаро-Илимского месторождения принадлежит Л. Д. Берсудскому. Опираясь на установленные геологические факты об отложении магнетитовых руд по каналам и трещинам внутри вмещающих магнитных пород после их образования, Л. Д. Берсудский обоснованно считал, что магнетитовые руды находились в суммарном поле Земли и вмещающих пород. Размагничивающее поле вмещающих пород в трещинах противоположно земному, и если оно было больше последнего, то руды намагничивались в слабом магнитном поле, противоположном земному.

М. А. Грабовский экспериментально подтвердил возможность обратного намагничения одного из компонентов двухфазной системы. Он использовал модель из двух плоских пластин магнетита ($\chi = 1,1$ СГС, точка Кюри 560° С) и заключенной между ними пластины пирротина ($\chi = 0,1$ СГС, точка Кюри 320° С). Эту систему нагревали выше точки Кюри магнетита, а затем при остыва-

нии намагничивали в земном поле. После остывания модели магнитное поле над ней характеризовалось положительной кривой Z_a с двумя максимумами над пластинами магнетита и минимумом над пластиной пирротина (рис. 19, а). После удаления магнетитовых тел поле Z_a над пирротиновой пластиной оказалось отрицательным, т. е. пирротин намагнитился противоположно направлению земного поля (рис. 19, б). При изменении условий опыта, а именно при включении пирротиновой пластины в нагретом состоянии в термонамагнитную охлажденную систему из двух магнетитовых пластин, над пирротином также удалось получить (после остывания) ясно выраженный минимум с отрицательным значением Z_a (рис. 19, в).

Однако этот опыт не полностью объясняет обратную намагниченность рудных тел Ангаро-Илимского района прежде всего потому, что не все руды имеют жильный характер и не все жильные образования намагничены противоположно земному полю. Кроме того, потребовалось бы допустить размагничивание вмещающих пород после образования магнетитовых руд либо вследствие малой коэрцитивной силы, либо вследствие изменения состава этих пород. В экспериментах М. А. Грабовского первое предположение имеет некоторые основания: в указанных условиях термонамагничивания пирротиновый образец обладал коэрцитивной силой 35—40 Э, а магнетитовые — только 1,0—1,3 Э.

А. А. Смелов тщательно изучил магнитные поля, характер намагниченности, минералогический состав, условия залегания руд и современные представления о генезисе Ангаро-Илимских месторождений. Он пришел к заключению, что обратная полярность возникла у магнетита, выпавшего из твердого раствора $m(\text{Fe}, \text{Mg})\text{O} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot n\text{Fe}_3\text{O}_4 \cdot q\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$. Предполагается, что твердый раствор вблизи точки Кюри при остывании был намагничен

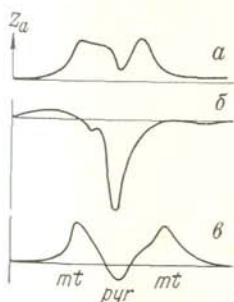


Рис. 19. Вертикальная составляющая напряженности магнитного поля над моделью из пластин магнетита (mt) и пирротина (pyr).

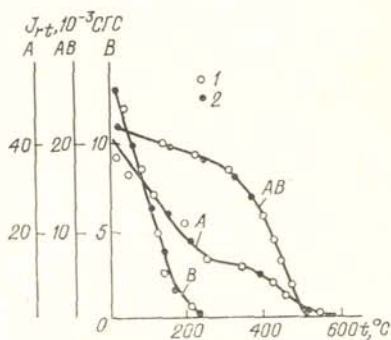


Рис. 20. Термонамагничение ферромагнитных минералов разных групп из одной породы.

1 — нагревание; 2 — охлаждение.

по направлению земного поля. При дальнейшем охлаждении выделяющийся из него магнетит намагничивался во внутреннем поле твердого раствора, более сильном и по направлению обратном земному.

Для объяснения обратной намагниченности пород представляют большой интерес экспериментальные данные Т. Нагата, подтверждающие теорию Л. Нееля об одной из возможных причин самообращения намагниченности. Из породы, обладающей обратной намагниченностью, с помощью магнитной сепарации были отобраны ферромагнитные минералы. Эти зерна по термонамагниченности J_{rt} разделились на три группы (рис. 20): *A* (точка Кюри 540°C), *B* (220°C), третья группа оказалась двухкомпонентной. По точкам Кюри видно, что зерна третьей группы (*AB*) состоят из компонентов *A* и *B*; это подтверждено рентгеновским анализом. Возникновение обратной термоостаточной намагниченности породы Т. Нагата объясняет следующим образом. Компонент *A* в ферромагнитном зерне типа *AB* при остывании намагничивается раньше, чем *B*, поскольку первый имеет более высокую точку Кюри. Компонент *B* намагничивается в размагничивающем поле *A*, и зерно приобретает обратную намагниченность. Порода в целом будет намагничена так же при условии преобладания обратной намагниченности группы *AB* сравнительно с нормальной намагниченностью компонентов *A* и *B*.

Б. В. Гусев экспериментально определял остаточную намагниченность образцов интрузивных пород одного из районов Восточной Сибири, в том числе из массивов ультраосновных пород (оливинит, перидотит), отмеченных на карте магнитного поля отрицательными значениями, достигающими при наземной съемке 1 Э. Естественная остаточная намагниченность образцов пород, создающих отрицательные поля, оказалась по направлению противоположной современному магнитному полю Земли. При нагревании образцов до 600°C и последующем охлаждении до комнатной температуры они приобретали термоостаточную намагниченность по направлению намагничивающего земного поля; после длительной выдержки (до 1,5 лет) направление остаточной намагниченности не изменилось.

Кривые размагничивания при повышении температуры указывают на наличие двух компонентов — низкотемпературного (точка Кюри $300\text{--}400^\circ\text{C}$) и высокотемпературного (около 600°C); при остывании намагничивание происходит по кривой, свойственной одноконтентной системе.

После нагревания образцов до 800°C нормальная термоостаточная намагниченность (т. е. совпадающая по направлению с намагничивающим земным полем) сохранялась ограниченное время; после 10—30 дней выдержки образца в условиях лабораторной температуры положительная остаточная намагниченность изменялась на противоположную, т. е. восстанавливалось направление естественной остаточной намагниченности породы (рис. 21).

Подвергавшиеся исследованию образцы рудного оливинита и перидотита содержали свыше 30% магнетита, а также окислы FeO (30—35%), MgO (6% и более), TiO₂ (15—20%).

Наблюденному явлению дается следующее объяснение. При температуре от 600 до 800° С восстанавливается твердый раствор титаномагнетита. При остывании он намагничивается по направлению намагничивающего поля. В дальнейшем происходит распад твердого раствора, выделяющийся при этом магнетит намагничивается в его внутреннем поле, которое по направлению противоположно внешнему намагничивающему полю. В зависимости от степени распада образовавшийся магнетит может приобрести столь высокую намагниченность, что суммарная намагниченность сохранившегося титаномагнетита и выделившегося магнетита также будет противоположна намагничивающему полю.

Еще одной причиной возникновения намагниченности, не совпадающей по направлению с современным земным полем, может быть избирательное окисление и химическое намагничение в поле вмещающих пород. Химическое намагничение в слабых полях по своей интенсивности и устойчивости к размагничивающим полям, как отмечает Т. Нагата, приближается к термоостаточному. В природных условиях химическое намагничение может возникнуть при избирательном окислении минералов секущей дайки или среднего из трех контактирующих пластов, сложенных магнитными породами. При этом средний пласт должен содержать магнетит, а крайние — гематит. Геологически этому случаю отвечает, например, пластовое тело эффузивов, содержащих магнетит, подстилаемых и перекрываемых осадочными породами, в которых гидрокислы железа превратились в результате диагенеза в гематит. При окислительном процессе ферромагнитный гематит крайних пластов не подвергается изменениям, а магнетит среднего пласта переходит в другие соединения железа, которые под действием поля подстилающих и перекрывающих пород могут намагнититься против современного поля.

Такая возможность подтверждена С. С. Лапиным экспериментально. Две пластинки диабаз ($\chi = 6,2 \cdot 10^{-3}$ СГС) термонамагничивались в поле катушки и в магнитном поле Земли. Затем между ними была помещена третья диабазовая пластинка, после чего все три пластинки были склеены с торцов кислотоустойчивой замазкой. В средний образец периодически закапывался 10%-ный раствор соляной кислоты, который по фильтровальной бумаге проникал в интервал между пластинками и диффундировал в них. Наиболее активно он воздействовал на

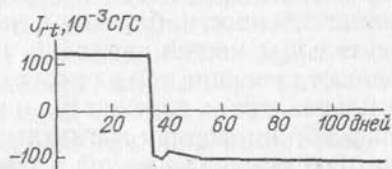


Рис. 21. Изменение термоостаточной намагниченности после длительной выдержки в земном магнитном поле (по Б. В. Гусеву).

ферромагнетик средней пластинки. После каждого заполнения раствором пакет ориентировали так, чтобы размагничивающее поле боковых образцов было направлено навстречу внешнему магнитному полю Земли. До окисления направление намагниченности каждой из пластинок составляло с ее длинной осью угол около $+30^\circ$. После трехмесячного воздействия соляной кислотой в результате окисления ферромагнитных минералов центральной пластинки и химического намагничивания вновь образовавшихся минералов намагниченность этой пластинки резко изменилась по направлению. Угол между осью пластинки и направлением ее намагниченности стал -11° , т. е. знак магнитных масс на поверхностях пластинки после окисления изменился на противоположный. Направление намагниченности боковых образцов осталось практически неизменным.

В другом опыте боковые образцы были представлены диабазом и туфом, намагничены по длинной оси современным земным полем. Средний образец — песчаник с редкой вкрапленностью магнетита — до окисления имел положительную намагниченность, угол между ее направлением и длинной осью пластинки равнялся $+23^\circ$. После трехмесячного воздействия раствором соляной кислоты знак угла изменился на отрицательный, угол стал равен -58° . Этот опыт показывает, что в современном поле Земли при избирательном окислении ферромагнитных минералов отдельные геологические тела могут приобрести намагниченность, ориентированную против земного поля.

§ 9

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ГОРНЫХ ПОРОД

Связь между изменениями магнитного поля и геологической ситуацией наглядно подтверждается сопоставлением магнитных и геологических карт районов, строение которых хорошо изучено. Сравнивая карты, можно установить, что направление осей магнитных аномалий совпадает с простираем горных пород, нарушение их простираения находит отражение в рисунке изолиний магнитного поля. При неглубоком залегании тел и направлении намагниченности, близком к направлению падения, контуры положительных частей аномалий, как правило, приблизительно определяют проекции тел на поверхность наблюдений; резкое различие в направлениях падения тел и их намагниченности приводит к специфическим формам магнитных аномалий, по которым можно судить об угле падения тел в закрытых районах. На картах магнитного поля достаточно ясно отражаются такие факторы, как распространение магнитных пород в глубину, расстояние до верхней кромки тел. С увеличением глубины залегания намагниченных тел интенсивность аномалии в ее центральной части уменьшается,

магнитное поле становится более плавным, особые признаки поля, свойственные некоторым определенным разностям пород, исчезают. В этом случае о вероятном вещественном составе пород можно судить только по намагниченности.

Средняя намагниченность пород, создающих магнитные аномалии, может быть вычислена с разной степенью приближения. Для практического использования при геологических исследованиях надо располагать достаточно полными сведениями о намагниченности различных горных пород. Уже в первые годы применения магнитного метода измеряли магнитные характеристики горных пород по образцам, собираемым на обнажениях и в горных выработках. Основное внимание было направлено на измерение магнитной восприимчивости пород в предположении, что аномалии возникают вследствие индуктивного воздействия современного магнитного поля.

Значительная роль остаточной намагниченности горных пород отмечалась в советской литературе в середине 20-х годов в работах Ф. Ю. Левинсона-Лессинга и Н. К. Щодро. В середине 30-х годов в магнитной лаборатории ВСЕГЕИ (Всесоюзный научно-исследовательский геологический институт) в связи с явной невозможностью объяснить некоторые сильные магнитные аномалии индуцированной намагниченностью J_i , вызванной современным земным полем, были выполнены измерения остаточной намагниченности большого количества образцов пород различного состава. Было установлено, что некоторые породы обладают остаточной намагниченностью, в 10 раз и более превышающей индуцированную современным полем. В связи с этим были разработаны методика и техника лабораторных и полевых измерений одновременно остаточной и индуцированной намагниченности по образцам произвольной формы для широкого распространения в практике магниторазведочных работ. Основные принципы измерения остаточной намагниченности используются до настоящего времени. Полевые геофизические партии ежегодно измеряют магнитную восприимчивость большого количества образцов горных пород и остаточную намагниченность некоторых из них.

Специальные работы проводятся в научно-исследовательских институтах. Установлено, что магнитные породы одного наименования обладают намагниченностью, меняющейся в широком диапазоне, в результате чего одинаковая намагниченность может быть свойственна породам разного состава и названия. Это обстоятельство ставит под сомнение целесообразность вычисления намагниченности пород в процессе геологической интерпретации магнитных аномалий. Однако ни один метод геологических исследований не применяется изолированно от других. В любом случае некоторые сведения о геологическом строении уже имеются; опираясь на них, из многих возможных предположений о составе пород можно принять лишь немногие, достаточно вероятные и даже вполне достоверные.

Примерами могут служить многочисленные открытия магнитовых месторождений, оконтуривание массивов изверженных пород определенного состава и др. При изучении глубинного геологического строения в связи с поисками нефти и газа магнито-разведка, как правило, планируется вместе с геологической съемкой и другими геофизическими методами. Сведения о намагниченности, электропроводимости, плотности и упругих свойствах горных пород с учетом результатов опорного и разведочного бурения обеспечивают возможность весьма эффективного использования совокупности физических характеристик горных пород района исследований.

Сведения о намагниченности горных пород как справочные данные для определения вещественного состава источника аномалии имеют наиболее важное, но не единственное значение. Эти данные необходимы при проектировании геологосъемочных, поисковых и разведочных работ, во-первых, для решения вопроса о целесообразности применения магнитного метода и, во-вторых, для выбора наиболее рациональной методики. Сведения о намагниченности пород и руд приобретают особо важное значение при оценке размеров рудных тел, когда эти сведения могут быть получены независимым от расчетов по данной аномалии путем, например по образцам из горных выработок или скважин (при условии, что образцы достаточно представительны) или из вычислений по аномалиям над хорошо разведанными другими рудными телами того же месторождения.

Аналитические способы определения намагниченности неразрывно связаны с предварительным вычислением размеров, формы и положения тела в пространстве. Грубые ошибки в геометрических параметрах соответственно влияют на качество определения намагниченности. Если размеры тела известны, независимое вычисление намагниченности используется как контроль.

При поисках и разведке рудных месторождений довольно часто встречаются случаи, когда наблюдаемая аномалия отождествляется с полем над телами такой формы, для которых может быть вычислен только магнитный момент (произведение намагниченности и объема). Найденная независимым путем намагниченность открывает здесь путь для определения размеров тела. Вообще говоря, заранее известная намагниченность тел, создающих магнитные аномалии, позволила бы во многих случаях получить объем V намагниченного тела, так как вычисление магнитного момента $M = JV$ по наблюдаемой аномалии является относительно простой задачей. Но очевидно, что если бы во всех случаях была заранее известна намагниченность горных пород по любому геологическому разрезу, то это означало бы столь подробную геологическую изученность территории, при которой не было бы нужды в применении магнитного метода.

Чтобы дать числовую характеристику намагниченности определенной породы (или руды), отбирают в большом количестве

образцы в различных точках и, по возможности, с различных горизонтов. По измеренным значениям индуцированной и остаточной намагниченности или только магнитной восприимчивости находят среднее арифметическое или наиболее вероятное значение, распространяемое на породу в целом. При большом количестве образцов строят гистограммы (вариационные кривые) и составляют карты намагниченности или магнитной восприимчивости для пород различных генетических типов и состава.

Среднюю намагниченность можно получить из данных об аномальном поле, если размеры, форма и положение тела в пространстве известны. Кроме простоты в данном случае нельзя недооценивать и высокую надежность найденного значения, так как при определении намагниченности по образцам (особенно в тех случаях, когда они отобраны только с поверхности) всегда остается сомнение в их достаточной представительности. Ярко выраженную неоднородную намагниченность породы (руды) можно дополнительно иллюстрировать картой и графиками магнитного поля.

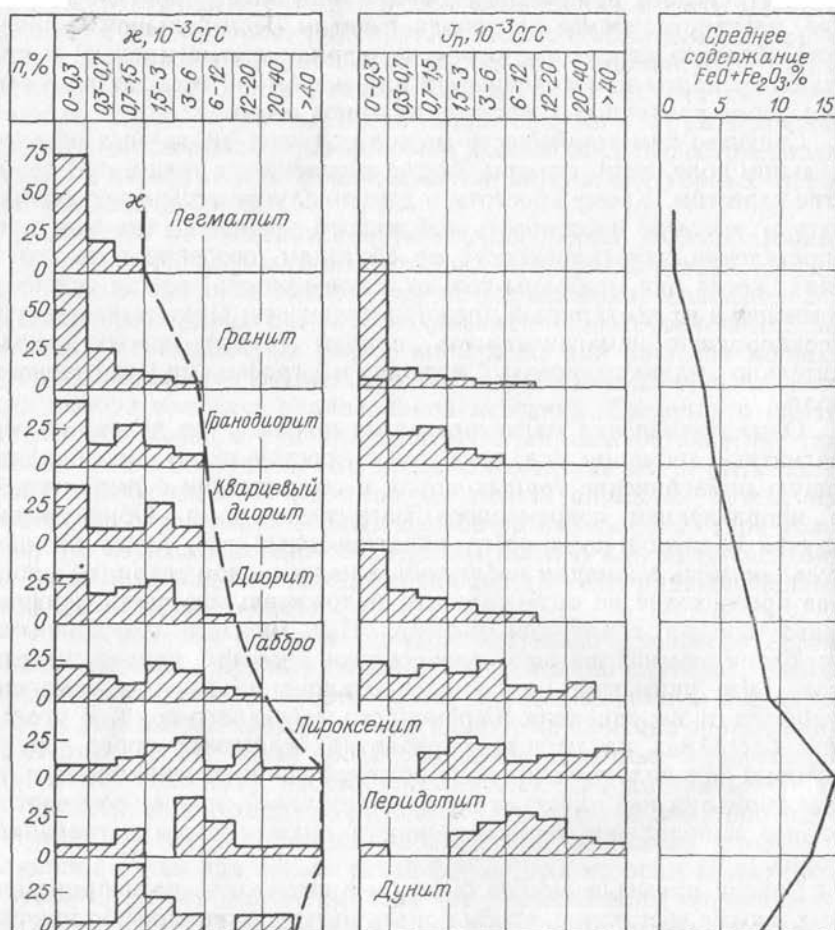
Опыт применения магниторазведки показал, что далеко не все магнитные аномалии укладываются в простую схему, предполагающую намагничение горных пород в соответствии с амплитудой и направлением современного магнитного поля. Обнаружены случаи обратной полярности намагниченных тел, когда отрицательная часть аномалии наблюдается над выходом тела и во много раз превосходит по интенсивности положительную часть, прослеживаемую за границами выхода. Над многими эффузивными породами отмечаются резко меняющиеся значения напряженности поля, что указывает на большие отклонения вектора намагниченности от направления современного магнитного поля. В угольных бассейнах на площадях развития осадочных пород, среди которых нет сильномагнитных, обнаружены интенсивные магнитные аномалии над пластами выгоревших углей, причем отмечается разное направление намагниченности подвергшихся нагреванию пород.

Список примеров можно было бы продолжить, но и приведенных вполне достаточно, чтобы понять интерес к выяснению причин намагниченности горных пород, не соответствующей намагничивающему земному полю.

Во ВСЕГЕИ собраны сведения о магнитной восприимчивости и остаточной намагниченности горных пород различных геологических районов СССР. Результаты статистической обработки около 60 000 определений магнитной восприимчивости и намагниченности интрузивных и эффузивных пород сведены в таблицы Н. Б. Дортман и Л. Е. Шолпо (табл. 3 и 4).

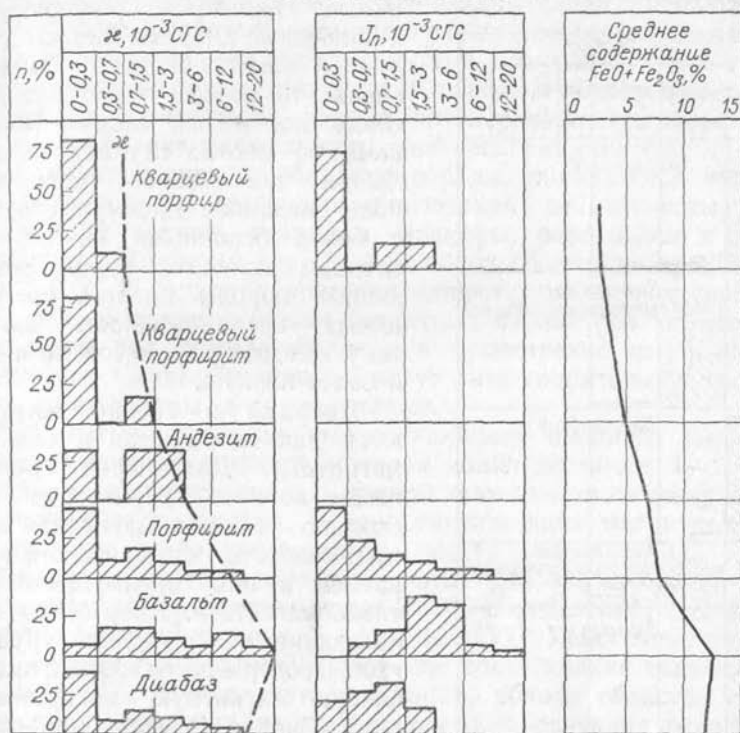
Первый интервал охватывает значения от 0 до $3 \cdot 10^{-4}$ СГС; здесь, как и во всех последующих случаях, нулевое значение следует принимать как условное, означающее величину, лежащую за пределами точности измерений.

ТАБЛИЦА 3
СОДЕРЖАНИЕ ОКИСЛОВ ЖЕЛЕЗА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
ИНТРУЗИВНЫХ ПОРОД



Магнитная восприимчивость интрузивных пород разного состава изменяется в зависимости от среднего содержания в них магнетита, повышающегося от кислых пород к основным и ультраосновным. Содержание магнетита в породах определяется главным образом концентрацией кислорода в магматических расплавах, изменение которой обуславливает соотношение окиси и закиси железа, необходимое для выделения магнетита. Общее содержание окислов железа в породах характеризует лишь потенциальную возможность образования магнетита, которая возрастает с увеличением содержания в породах железа, т. е. от кислых разностей к основным.

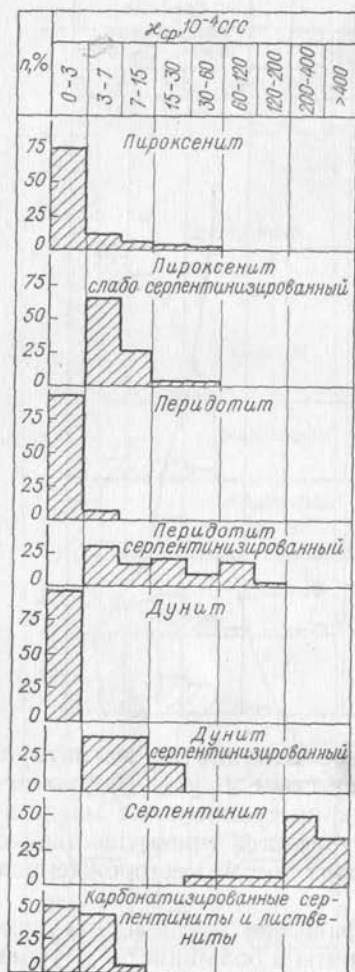
ТАБЛИЦА 4
СОДЕРЖАНИЕ ОКИСЛОВ ЖЕЛЕЗА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
ЭФФУЗИВНЫХ ПОРОД



В отдельных массивах существенное влияние на магнитную восприимчивость может оказать присутствие других ферромагнитных минералов. Распространение их по сравнению с магнетитом весьма ограничено. Пирротин встречается преимущественно в сульфидных месторождениях, гематит — в месторождениях сульфидных и железных руд.

Рассматривая отдельные петрографические группы интрузивных пород, можно установить, что граниты в большинстве случаев (60% массивов) являются слабомагнитными. В некоторых районах (северо-восточное побережье Кольского полуострова, Баргузинский хребет) встречаются массивы гранитов со средней магнитной восприимчивостью до $50 \cdot 10^{-4}$ СГС. Характерно также повышение магнитной восприимчивости гранитов в зоне контакта (особенно с карбонатными породами) и в случаях их ороговикования и окварцевания при гидротермальных изменениях. Процессы хлоритизации и серицитизации ведут к понижению восприимчивости. Прямой зависимости между петрографическим составом гранитов (алюкситовые, биотитовые, биотито-роговообманковые) и магнитной восприимчивостью не устанавливается. Отсутствие или

ТАБЛИЦА 5
МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ
УЛЬТРАОСНОВНЫХ ПОРОД



наличие магнетита определяется генезисом и вторичными изменениями гранитов. Гранодиориты и кварцевые диориты бывают различной намагниченности. В массивах эти породы часто развиты совместно, и над такими массивами во многих случаях наблюдается повышенное магнитное поле, связанное преимущественно с более основными из перечисленных разностей пород. Эффузивные породы кислого состава имеют восприимчивость почти такую же, как у гранитов, но часто и более низкую.

Диориты и габбро встречаются как слабо-, так и сильномагнитные. Для пород группы габбро-норитов характерна несколько меньшая магнитная восприимчивость, что связано с развитием в них преимущественно титаномагнетита. Анортозиты, обладающие низким χ_{sp} для группы габбро содержанием железа, имеют слабую магнитную восприимчивость. Сильно- и очень сильномагнитными могут быть рудные габбро, обогащенные магнетитом или пирротинном. Вторичные процессы, из которых характерна амфиболизация, приводят к уменьшению магнитной восприимчивости габбро. Эффузивные породы среднего и основного состава имеют приблизительно такую же магнитную восприимчивость, как и их интрузивные аналоги.

Ультраосновные породы характеризуются наиболее широким диапазоном изменения восприимчивости — от слабо- до очень сильномагнитных. Неизменные разности этих пород, несмотря на большое содержание в них железа (до 12—15%), слабомагнитны. При серпентинизации ультраосновных пород, имеющей очень широкое распространение, происходит развитие серпентина по оливину или пироксену, при этом освобождается часть железа, из которого образуется магнетит. С повышением степени серпентинизации магнитная восприимчивость возрастает (табл. 5). Сер-

пентиниты являются магнитными и сильномагнитными породами. При дальнейшем их изменении (карбонатизация и превращение в листвениты) магнитная восприимчивость снова уменьшается.

Магнитные свойства метаморфических пород определяются не только содержанием ферромагнитных минералов, но и структурой их вкрапленности, что зависит от первичного состава пород, условий их образования, типа и интенсивности метаморфизма. Наименьшими значениями магнитной восприимчивости и остаточной намагниченности обладают породы, являющиеся продуктами метаморфизма осадочных образований: глиноземистые кристаллические сланцы, кварциты, мраморы, парагнейсы и параамфиболиты. Значения κ и J_n этих пород обычно не превышают $50 \cdot 10^{-6}$ СГС. В широких пределах меняются магнитные свойства ортопород. Высокие значения магнитных параметров характерны чаще всего для ортоамфиболитов и существенно амфиболовых ортогнейсов. Сильномагнитными могут быть хлоритовые и хлорит-содержащие сланцы, а также скарны.

Железистые кварциты имеют наиболее широкий диапазон изменения восприимчивости, которая может достигать 1—2 СГС. Значение κ находится почти в прямой зависимости от содержания магнетита в этих породах. В зоне мартитизации магнитная восприимчивость резко уменьшается — до $(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ СГС.

Осадочные породы характеризуются слабой магнитной восприимчивостью (по данным около 50 000 определений). Наиболее вероятное значение для них $(5 \div 10) \cdot 10^{-6}$ СГС. Хемогенные породы (гипс, ангидрит и доломит) имеют еще более низкие значения — до $4 \cdot 10^{-6}$ СГС. В складчатых районах, вблизи областей сноса продуктов разрушения магнитных пород, образуются осадочные породы с магнитной восприимчивостью до $200 \cdot 10^{-6}$ СГС, а в отдельных случаях (глауконитовые песчаники сеноманского возраста в Крыму) — до $800 \cdot 10^{-6}$ СГС.

Сопоставление диаграмм магнитной восприимчивости κ и естественной остаточной намагниченности J_n показывает, что эти характеристики интрузивных и эффузивных пород связаны между собой. Наблюдается расширение диапазона изменения κ и J_n и постепенное увеличение их максимальных значений от кислых к основным и ультраосновным породам. Для эффузивных пород отмечаются более низкие значения J_n , чем для интрузивных, однако при более четко выраженных максимумах. Это может быть связано с высокой магнитной стабильностью эффузивных пород, так как магнетит в них присутствует в виде очень мелкой вкрапленности.

Естественная остаточная намагниченность метаморфических пород почти пропорциональна их магнитной восприимчивости.

У осадочных пород значение J_n в большинстве случаев не превосходит $20 \cdot 10^{-6}$ СГС и чаще равно $(2 \div 5) \cdot 10^{-6}$ СГС. В отдельных районах (например, в Западной Туркмении) для некоторых пород намагниченность J_n достигает $(400 \div 600) \cdot 10^{-6}$ СГС.

Устанавливается зависимость намагниченности горных пород от тектоники и истории геологического развития регионов, что определяет генезис пород и условия кристаллизации магнетита, а также его дальнейшую перекристаллизацию, разложение и вынос. Например, гидротермальное изменение пород (серицитизация и окварцевание) ведет к ослаблению магнитных свойств, так как при этом происходит разрушение магнетита. А. А. Смеловым установлено, что при серицитизации гранодиоритов массива Саран в Центральном Казахстане восприимчивость их уменьшилась с $550 \cdot 10^{-6}$ до $150 \cdot 10^{-6}$ СГС. Вторичные кварциты, образующиеся при гидротермально-метасоматическом изменении магматических пород, практически немагнитны, хотя первичные породы были магнитными.

Для складчатых областей характерна зональная намагниченность пород, соответствующая простираию структур. Антиклинорным зонам (Большой Кавказский, Восточно-Уральский, Чу-Илийский и другие антиклинории) присуща слабая намагниченность пород, в том числе и основного состава. В синклинорных зонах развиты различно намагниченные, но преимущественно магнитные породы. Высокая намагниченность пород как кислого, так и основного состава типична для зон тектонической активности.

В региональных зонах смятия (например, в Иртышской) развиты слабомагнитные породы. В пределах древних щитов большое влияние на намагниченность пород оказывают процессы регионального метаморфизма, приводящие как к повышению, так и к понижению намагниченности. В отдельных районах наблюдается зависимость намагниченности от возраста пород. Для разновозрастных интрузивных комплексов типично уменьшение намагниченности от первых к конечным фазам интрузивного цикла и зависимость намагниченности от основности.

§ 10

ЗАВИСИМОСТЬ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОТ ФОРМЫ ТЕЛА

При определении намагниченности образцов горных пород формула $J = \kappa H$ справедлива только для слабомагнитных веществ. Для ферромагнетиков с большой магнитной восприимчивостью значение J зависит, в частности, от формы тела. При намагничивании ферромагнитного объекта, например стержня, параллельно его оси на верхнем и нижнем торцах возникают магнитные полюсы, создающие внутри объекта магнитное поле. По направлению это поле противоположно намагничивающему, вследствие чего напряженность поля внутри тела уменьшается. Внутреннее размагничивающее действие пропорционально намагниченности J , коэффициент пропорциональности N носит

название коэффициента размагничивания. Напряженность поля внутри тела

$$H_{в} = H - NJ,$$

где H — напряженность внешнего намагничивающего поля.

Имея в виду, что

$$J = \kappa H_{в},$$

получаем

$$H_{в} = H / (1 + \kappa N).$$

Умножая это равенство на κ , имеем

$$J = \kappa H / (1 + \kappa N). \quad (10.1)$$

Коэффициент N зависит только от формы тела и изменяется в пределах от 0 до 4π . Крайние значения соответствуют: нуль — бесконечно длинному тонкому стержню, намагничиваемому параллельно его длине (полюсы разнесены на бесконечно большое расстояние); 4π — бесконечно тонкой пластинке, намагничиваемой перпендикулярно к ее плоскости (полюсные поверхности сближены на бесконечно малое расстояние). Иллюстрацией последнего случая может служить лист железа, намагничиваемый перпендикулярно к его поверхности.

Для тела в форме шара коэффициент $N = (4/3)\pi$; для кругового цилиндра, намагничиваемого перпендикулярно к его образующей, $N = 2\pi$. Для эллиптического цилиндра, намагничиваемого перпендикулярно к его образующей и параллельно оси b , коэффициент $N = 4\pi a / (a + b)$, где a и b — главные оси эллипса сечения.

При вычислении намагниченности горных пород в земном магнитном поле T по известному значению магнитной восприимчивости влияние коэффициента размагничивания учитывают лишь в тех случаях, когда магнитная восприимчивость превышает сотые доли единицы СГС. Действительно, если $\kappa < 0,01$ СГС, то произведение κN в знаменателе формулы (10.1) всегда по крайней мере в 10 раз меньше единицы. Если пренебречь погрешностью, не достигающей 10%, то можно пользоваться простой формулой $J = \kappa T$. Для тех пород, у которых κ выражается десятными долями единицы и выше, коэффициент размагничивания необходимо учитывать.

Рассмотрим это на примере двух пластовых залежей магнетитовых руд, для которых примем $\kappa = 1$ СГС. Пусть оба пласта имеют форму эллиптических цилиндров очень большой протяженности с соотношением осей сечения 1 : 10, причем пласты залегают так, что у одного горизонтальна длинная ось сечения («горизонтальный» пласт), а у другого — короткая («вертикальный» пласт). В этом случае по вертикали для «горизонтального» пласта $N = 11$, для «вертикального» $N = 1,1$. Предположим широтное простирание тела, когда вектор намагничивающего поля лежит в плоскости эллиптического сечения. Разложим вектор T

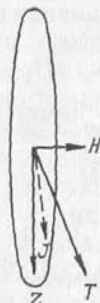
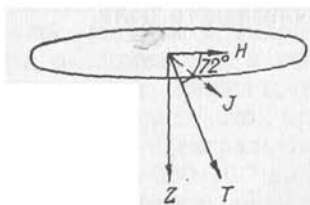


Рис. 22. Зависимость направления вектора намагниченности при косом намагничении от формы тела.

по осям прямоугольной системы координат, в которой ось x горизонтальна, z вертикальна, y направлена по простиранию цилиндра. Тогда

$$J_x = H/(1 + N); \quad J_y = 0;$$

$$J_z = Z/(1 + N); \quad J = \sqrt{J_x^2 + J_z^2}.$$

Положив $Z = 0,5$ и $H = 0,15$ Э, получим для «горизонтального» цилиндра $J_x \approx 0,07$, $J_z \approx 0,04$, $J \approx 0,08$ СГС; для «вертикального» $J_x \approx 0,01$, $J_z \approx 0,24$, $J \approx 0,24$ СГС. При заданных Z и H наклонение вектора T равно 72° , а угол наклона вектора намагниченности для «горизонтального» цилиндра равен 30° , для «вертикального» 88° . В обоих случаях вектор намагниченности отклоняется от вектора намагничивающего поля в сторону длинной оси сечения (рис. 22).

Рассмотрим случай меридионального простирания цилиндров той же формы. Теперь в плоскости сечения, перпендикулярного к простиранию, лежит составляющая Z полного вектора, а его горизонтальная составляющая H направлена по оси цилиндра. Составляющие вектора намагниченности для «горизонтального» тела: $J_x = 0$, $J_y = 0,15$, $J_z \approx 0,04$, $J \approx 0,16$ СГС; для «вертикального»: $J_x = 0$, $J_y = 0,15$, $J_z \approx 0,24$, $J \approx 0,28$ СГС. Отсюда следует, что проекция вектора намагниченности в плоскости сечения параллельна проекции намагничивающего поля. Отклонение вектора J от вектора T наблюдается в вертикальной меридиональной плоскости yOz , где наклонение вектора намагниченности для «горизонтального» цилиндра равно 18° , а для «вертикального» 58° . Таким образом, при меридиональном простирании тела вектор намагниченности отклоняется в сторону длинной оси не поперечного, а продольного сечения тела. В общем случае сильномагнитные рудные тела пластовой формы намагничиваются по направлению, близкому к падению.

Если для определения κ пользуются формулой без учета коэффициента N , то получают значение, называемое « κ формы», которое обозначается κ' . Очевидно, что по удлиненной оси однородного образца κ' больше, чем по другим осям.

Из формул $J = \kappa'N$ и (10.1) вытекает

$$\kappa = \kappa'/(1 - \kappa'N), \quad (10.2)$$

где N — коэффициент размагничивания по той оси образца, по которой определено κ' .

При слоистой структуре породы влиянием коэффициента N объясняется анизотропия магнитной восприимчивости образцов.

Действительно, если в образце породы (например, у магнетитовых кварцитов) мы наблюдаем слои как сильномагнитных, так и практически немагнитных минералов, то вдоль слоистости коэффициент N близок к нулю, а поперек слоистости — к 4 π .

§ 11

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД

Для измерения намагниченности образцов горных пород и руд применяются различные методы: магнитометрические, индукционные, баллистические, притяжения в неоднородном магнитном поле и другие. Чтобы выбрать тот или иной метод, необходимо установить, какие магнитные свойства горных пород, в каких условиях и с какой точностью подлежат измерению. Для геологического объяснения магнитных аномалий нужны сведения о намагниченности горных пород, состоящей в общем случае из остаточной J_n и индуцированной J_i ; последняя должна определяться в намагничивающем поле, приблизительно равном земному. Среди горных пород и руд наибольшей намагниченностью обладает магнетитовая руда, восприимчивость которой достигает 1 СГС и несколько выше. Нижний предел величин, подлежащих измерению, зависит от того минимального аномального поля, которое может быть зафиксировано современными полевыми приборами.

Выясним связь между намагниченностью пород и напряженностью аномального поля над ними. Предположим, что однородно намагниченная порода с поверхностной плотностью магнетизма σ занимает нижнее полупространство; по закону Кулона в некоторой точке P над полупространством поле

$$Z = \iint (\sigma/r^2) \cos \alpha \, dS,$$

где α — угол между нормалью к поверхности намагниченного тела и направлением от точки P к элементу поверхности dS .

Имея в виду, что произведение $(dS/r^2) \cos \alpha = d\omega$, т. е. равно телесному углу, под которым видна элементарная поверхность dS , получаем

$$Z = 2\pi\sigma. \quad (11.1)$$

Намагниченность представляет собой магнитный момент единицы объема; с другой стороны, магнитный момент M может быть представлен как произведение магнитной массы m на длину магнита $2l$, т. е. $M = 2lm$. Применяя эти определения к вертикальному стержню длиной $2l$, вырезанному из полупространства параллельно вектору J , получаем

$$J = M/V = 2lm/(2lS) = \sigma.$$

В общем случае связь между поверхностной плотностью магнетизма и намагниченностью определяется формулой

$$\sigma = J \cos \varphi, \quad (11.2)$$

где φ — угол между нормалью к поверхности и вектором J .

На территории Советского Союза направление намагничивающего поля Земли близко к вертикальному. В соответствии с этим напряженность магнитного поля над телом большого распространения в глубину при малой глубине залегания (сравнительно с его линейными размерами в плане) может быть приблизительно выражена формулой $Z \approx 2\pi J$. Техника и методика полевых работ дают возможность обнаруживать магнитные аномалии Z_a на большой площади начиная приблизительно с 10 гамм, т. е. породы, создающие аномалии, должны иметь намагниченность не менее $3 \cdot 10^{-5}$ СГС при условии, что у вмещающих пород намагниченность не превышает $n \cdot 10^{-6}$ СГС. Новая высокоточная магнитная аппаратура позволяет снизить нижний предел измеряемой величины на порядок.

Значения намагниченности отдельных образцов, как показывает практика, изменяются в широких пределах в соответствии с колебаниями содержания магнитных минералов в разных частях породы, поэтому для оценки намагниченности пород лучше измерить ее на нескольких образцах с относительно низкой точностью, чем на одном с высокой точностью. Из большого опыта измерений следует, что погрешность определения намагниченности отдельного образца, равная 10%, не выходит за пределы колебаний ее действительного значения у разных образцов одной и той же породы. Погрешность измерения очень слабой намагниченности может быть выше из-за большой относительной погрешности измерения слабых магнитных аномалий.

При указанной допустимой погрешности измерений можно отказаться от механической обработки образцов при изготовлении таких форм, для которых известны строгие формулы расчета создаваемых или магнитных полей. Опыт показывает, что грубая обработка образца геологическим молотком вполне достаточна для подготовки образца к измерениям с требуемой точностью. Распространенный способ придания образцу строго определенной формы дроблением его в порошок и заполнением формы исключает возможность измерения остаточной намагниченности, а потому для рассматриваемых целей непригоден.

При магнитометрическом методе измеряется магнитное поле образца в области вращения магнитной стрелки при известном расстоянии r между центрами образца и стрелки. При определенном соотношении расстояния r и линейных размеров образца его поле

$$H_{\text{обр}} = 2M/r^3. \quad (11.3)$$

Действительно, по закону Кулона поле магнита на продолжении его оси можно записать в следующем виде:

$$H = m \left[\frac{1}{(r-l)^2} - \frac{1}{(r+l)^2} \right] = \\ = \frac{2M}{r^3 (1-a^2)^2} = \frac{2M}{r^3} \cdot \frac{1}{1-2a^2+a^4},$$

где $a = l/r$.

Чтобы член $(1 - 2a^2 + a^4)$ отличался от единицы меньше чем на 5%, требуется выполнение условия $r > 6l$. Следовательно, если образец имеет сильно вытянутую форму, то формула (11.3) дает погрешность менее 5% при условии, что расстояние r приблизительно в 3 раза больше длинной оси образца. Чем ближе форма образца к равноосной, тем точнее определяется поле $H_{обр}$. По измеренным значениям $H_{обр}$ и r находим M , а затем, определив объем образца V , вычисляем J из равенства $M = JV$.

Излагаемая ниже методика и техника измерения намагниченности горных пород по образцам, грубо обработанным геологическим молотком для придания им нужной формы, создана в конце 30-х годов в магнитной лаборатории ВСЕГЕИ и проверена многолетним опытом.

Для измерения слабой намагниченности требуется чувствительный магнетометр. Обычная стрелка, вращающаяся в горизонтальной плоскости, имеет недостаточную для этого чувствительность. Действительно, свободно вращающаяся стрелка устанавливается параллельно магнитному меридиану. Укладывая образец в плоскости качания стрелки на линии, перпендикулярной к магнитному меридиану и проходящей через середину стрелки, получаем следующее условие равновесия стрелки:

$$H \sin \theta = H_{обр} \cos \theta, \quad (11.4)$$

где H — горизонтальная составляющая земного поля; $H_{обр}$ — составляющая поля образца, перпендикулярная к магнитному меридиану; θ — угол отклонения стрелки от магнитного меридиана.

Образцы горных пород создают слабое магнитное поле, следовательно, угол θ мал. Чтобы определить чувствительность стрелки к полю $H_{обр}$, надо найти отношение приращения $\delta\theta$ к $\delta H_{обр}$. Дифференцируя выражение (11.4) и принимая во внимание, что угол θ мал, получаем

$$\delta\theta/\delta H_{обр} = 1/H.$$

Чтобы увеличить чувствительность стрелки, надо или уменьшить поле H , создав противоположно направленное поле, или применить астатическую стрелку, на которую однородное поле H не действует. Достаточно удобной является астатическая стрелка из двух магнитов с равными моментами (около 100 СГС каждый), жестко прикрепленных к вертикально подвешенному стержню

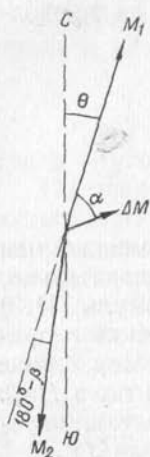


Рис. 23. Проекция астатической стрелки на горизонтальную плоскость.

длиной около 40 см. Магниты расположены горизонтально в одной вертикальной плоскости, их полюсы взаимно противоположны.

В установке астатическую стрелку подвешивают вертикально на нити так, чтобы магнитные моменты магнитов были ориентированы в плоскости магнитного меридиана. При некотором неравенстве моментов, всегда имеющем место в астатической системе, магнит с большим моментом ориентируется северным полюсом на север. Образец укладывают в горизонтальной плоскости нижнего магнита, с восточной или западной стороны от него. Намагничивающее поле H создается электрическим током в кольцах Гельмгольца диаметром 200 см, направление поля H перпендикулярно к горизонтальной составляющей H_0 .

Суммарный магнитный момент астатической стрелки

$$\Delta M = M_1 - M_2 \cos \beta,$$

где β — угол между вертикальными плоскостями, в которых расположены векторы M_1 и M_2 .

Пусть вектор M_1 при отсутствии образца направлен по магнитному меридиану. Обозначим α — угол между векторами ΔM и M_1 ; $H_{обр}$ — поле образца в области вращения нижнего магнита; $kH_{обр}$ (где $k \ll 1$) — то же, в области верхнего магнита; θ — угол отклонения стрелки под действием поля образца (рис. 23). Тогда условие равновесия стрелки выразится формулой

$$\begin{aligned} \Delta M H_0 \sin(\alpha + \theta) - \Delta M H \cos(\alpha + \theta) - M_1 H_{обр} \cos \theta + \\ + M_2 k H_{обр} \cos(\theta - \beta) = c\varphi, \end{aligned}$$

где φ — угол закручивания нити; c — постоянная кручения.

Чувствительность стрелки к изменению поля $H_{обр}$

$$\frac{\delta \theta}{\delta H_{обр}} = \frac{M_1 \cos \theta - M_2 k \cos(\theta - \beta)}{\Delta M [H_0 \cos(\alpha + \theta) + H \sin(\alpha + \theta)] + M_1 H_{обр} \sin \theta - M_2 k H_{обр} \sin(\theta - \beta) + c}$$

Здесь принято, что при малых углах поворота $\delta \theta = -\delta \varphi$.

Заметим, что угол θ мал, угол β мало отличается от 180° , значение $k \ll 1$. Если пренебречь относительно малыми членами, выражение чувствительности примет простую форму:

$$\frac{\delta \theta}{\delta H_{обр}} = \frac{M_1}{c + \Delta M (H_0 \cos \alpha + H \sin \alpha)}. \quad (11.5)$$

При вполне астатической системе $\Delta M = 0$, тогда чувствительность зависит только от магнитного момента одного магнита и коэффициента кручения нити, т. е. чувствительность можно регулировать изменением одной из этих величин.

Чувствительность не вполне астатической стрелки может быть больше или меньше чувствительности вполне астатической стрелки, как это видно из формулы (11.5). Знак и значение второго слагаемого в знаменателе зависят от угла α , меняющегося от 0 до 360° , и от направления намагничивающего поля (с запада на восток или наоборот). Ничтожный поворот одного магнита относительно другого вызывает резкое изменение угла α и, следовательно, чувствительности.

На рис. 24 изображена схема астатического магнитометра. С помощью колец Гельмгольца A диаметром 200 см создается намагничивающее поле напряженностью около 0,5 Э. Некоторая неоднородность поля H приведет к разности полей в центре, где расположен нижний магнит, и в месте нахождения верхнего магнита. Для компенсации неоднородности через кольца B пропускается ответвленный ток соответствующей силы. Кольца C , в центре которых расположен нижний магнит M_1 , служат для определения цены деления шкалы

$$\varepsilon = 2ci/(n_1 - n_2), \quad (11.6)$$

где n_1 и n_2 — отсчеты по шкале при прямом и обратном направлении тока i ; c — постоянная колец, определяемая по формуле

$$c = 0,9\omega/R. \quad (11.7)$$

Здесь ω — число витков в каждом из двух колец; R — радиус витков. Если постоянная c дана в гаммах на миллиампер, сила тока i — в миллиамперах, R_2 — в сантиметрах, то цена деления ε получается в гаммах.

На стрелке укреплено зеркальце; с помощью шкалы и отсчетной трубы, удаленных на 2—3 м от стрелки, создается большой оптический рычаг. Он может быть увеличен с помощью дополнительных зеркал. Регулируя чувствительность стрелки, можно получить цену деления от десятых долей до 1—2 гамм на 1 мм

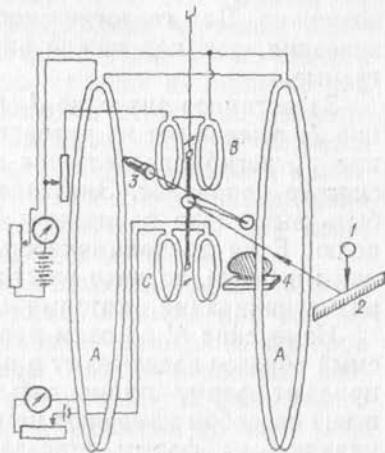


Рис. 24. Схема астатического магнитометра.

1 — источник света; 2 — шкала; 3 — отсчетная труба; 4 — образец на подставке.

шкалы. Для укладки образцов с востока и запада от нижнего магнита устанавливают вращающиеся подставки с фиксированием поворотов через 90° . Поле измеряют при шести положениях образца с одной стороны от магнита, а при более высокой точности — и с другой стороны. Шесть положений образца соответствуют шести концам трех взаимно перпендикулярных направлений x, y, z , фиксируемых на образце.

Образец укладывают с ориентировкой оси x параллельно намагничивающему полю H в двух взаимно противоположных положениях. Соответствующие отсчеты по шкале n_1 и n_2 дают возможность написать два уравнения с неизвестными J_{ix} и J_{nx} (составляющими индуцированной J_i и естественной остаточной J_n намагниченности по оси x):

$$\begin{aligned}(n_1 - n_0) \varepsilon \cdot 10^{-5} &= 2(J_{ix} + J_{nx}) Vr^{-3}, \\(n_2 - n_0) \varepsilon \cdot 10^{-5} &= 2(J_{ix} - J_{nx}) Vr^{-3}.\end{aligned}$$

Отсюда находим простые формулы для вычисления этих неизвестных:

$$\begin{aligned}J_{ix} &= [r^3/(4V)](n_1 + n_2 - 2n_0) \varepsilon \cdot 10^{-5}; \\J_{nx} &= [r^3/(4V)](n_1 - n_2) \varepsilon \cdot 10^{-5}.\end{aligned}$$

Аналогичным путем определяют J_{ny} и J_{nz} с одновременным вычислением J_i по каждой оси. Сходимость значений J_i по трем осям может быть использована для оценки качества измерений при условии, что испытываемый образец не имеет слоистой структуры и остаточная намагниченность не больше индуцированной. В случае относительно высокой намагниченности J_n значение J_i может оказаться в пределах погрешности измерений и, следовательно, не может быть определено данным методом. Это замечание справедливо и для обратного соотношения: если J_n составляет 10—20% от J_i , то надежно измерить J_n описываемым приемом невозможно. Для геологического объяснения аномалий это не имеет значения, так как важно знать полный вектор J , а не его слабые.

За истинное значение J_i принимают среднее из трех, а значение J_n вычисляют из равенства $J_n^2 = J_{nx}^2 + J_{ny}^2 + J_{nz}^2$. Направление J_n легко определяется по составляющим в прямоугольной системе координат. Значение магнитной восприимчивости может быть вычислено по известной величине J_i и намагничивающему полю. Если восприимчивость χ выражается сотыми долями единицы и более, то надо ввести поправку за влияние коэффициента размагничивания, который имеет различные значения по осям.

Измерение N по осям проводят следующим образом. Исследуемый образец заделывают в пластическую массу, оболочке которой придают форму прямоугольного параллелепипеда. Изложенным выше способом измеряют намагниченность по осям. Затем образец удаляют из формы (предварительно форму разрезают), полые

пространство заполняют железными опилками с известной магнитной восприимчивостью κ_0 . Измерения повторяют и вычисляют кажущиеся значения восприимчивости по осям: κ_x , κ_y и κ_z .

На основании известной связи между κ и κ' (см. § 10) находят

$$N_x = (\kappa_0 - \kappa_x) / (\kappa_0 \kappa_x).$$

Точно так же определяют N_y и N_z , после чего вычисляют истинную магнитную восприимчивость сильномагнитных пород и руд по формуле (10.2).

Сумма коэффициентов размагничивания у форм, для которых значения N определяются теоретически, равна 4π . Экспериментальные определения коэффициентов N по трем осям образцов произвольной формы во всех случаях дают значения, сумма которых близка к 4π , что может быть привлечено для контроля правильности измерений.

При использовании грубо обработанных образцов трудно найти «центр образца» и, следовательно, определить расстояние r . Выполнены экспериментальные исследования, чтобы выяснить, как отражается на результатах измерений смещение образца по координатным осям. Оси координат расположены следующим образом: ось x направлена параллельно намагничивающему полю, ось y — в горизонтальной плоскости перпендикулярно к оси x , ось z — вертикально. Начало координат предполагается совмещенным с центром образца. Для опытов использованы образцы с различной магнитной восприимчивостью без остаточной намагниченности и образцы с остаточной намагниченностью в отсутствие намагничивающего поля.

На рис. 25 приведен один из примеров изменения отсчетов по шкале магнитометра при перемещении образца по оси y и по оси z на ± 3 см при среднем расстоянии $r = 10$ см. Точечной линией изображены кривые при положении образца к востоку от стрелки магнитометра, а штриховой — к западу. Так как образец по каждой оси укладывается два раза, на верхних чертежах показаны по две кривые, на нижних — средние значения из каждой пары. Сплошными кривыми изображены средние из отсчетов при положении образца с восточной и западной сторон от магнитометра. Эти кривые убедительно показывают, как уменьшается погрешность определения намагниченности, если измерения проводятся с двух сторон от стрелки. Влияние ошибки определения центра по оси x графически не иллюстрируется, так как ясно, каким образом его можно найти аналитическим путем.

С. Ш. Долгинов в качестве источника намагничивающего поля использовал один из магнитов астатической стрелки при расстоянии между магнитами 7 см. Исключение из комплекта прибора колец намагничивания и малые размеры стрелки позволили создать компактный прибор высокой чувствительности. Магнитную восприимчивость измеряют по образцам кубической формы с ребром 1—3 см; образцы устанавливают на шине в горизонтальной

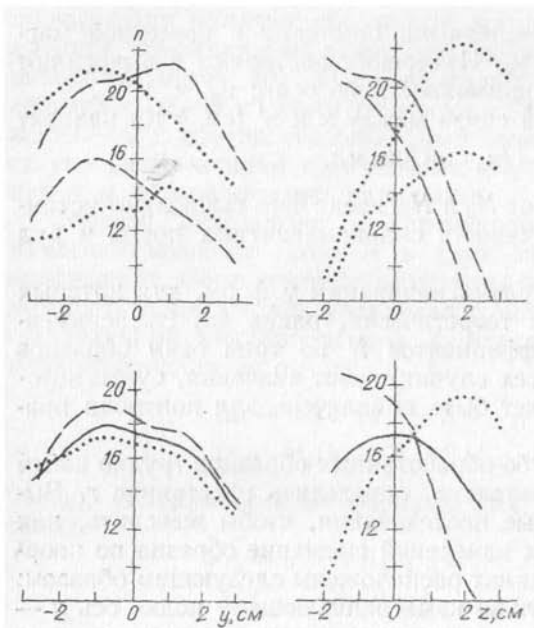


Рис. 25. Изменение отсчетов по шкале магнитометра в зависимости от смещения образца по осям y и z , расположенным в вертикальной плоскости, перпендикулярной к намагничивающему полю.

плоскости верхнего магнита. Неоднородность намагничивающего поля требует предварительной градуировки шкалы магнитометра с помощью эталонов. Техника измерений и вычислений составляющих намагниченности по координатным осям аналогична описанной выше.

Разработанный в НПО «Геофизика» на основе изложенных принципов магнитометр МА-21 выпускается серийно. Этот магнитометр имеет астатическую стрелку, ориентированную с помощью крутильной нити по меридиану. Полюс, намагничивающим образец, является вертикальная составляющая земного поля. Образец, установленный строго против верхнего или нижнего магнита так, что горизонтальная линия, проходящая через центр образца и магнита, перпендикулярна к оси магнита, создает вращательный момент только под действием остаточной намагниченности по оси x , совпадающей с этой горизонтальной линией. Индуцированная намагниченность по осям y и z вследствие такого расположения астатической стрелки и образца вращающего момента не создает. Следовательно, в указанном положении можно измерить только составляющую J_{nx} , а затем, при соответствующих поворотах образца, J_{ny} и J_{nz} .

Для одновременного измерения индуцированной и остаточной намагниченности образец устанавливают в точке, равноудаленной по широте от обоих магнитов. В этом случае составляющая индуцированной намагниченности по вертикали действует так, что оба магнита поворачиваются либо по часовой стрелке, либо против.

Горизонтальная составляющая намагниченности создает моменты вращения магнитов, действующие в противоположных направлениях, а так как магниты жестко скреплены, то они не поворачиваются.

В комплект прибора входит градуировочное устройство, позволяющее определить угол поворота системы под действием известного поля, что используется при вычислении намагниченности образца.

В связи с палеомагнитными исследованиями разрабатываются новые конструкции магнитометров для определения остаточной намагниченности образцов горных пород. Наибольшее внимание уделяется методу, основанному на измерении фазы и амплитуды электродвижущей силы в неподвижной индукционной катушке; э. д. с. возникает вследствие вращения намагниченного образца, помещенного внутри или вблизи катушки. Магнитометры такого типа названы рок-генераторами. Равномерное вращение образца создается электромотором; принцип измерения нулевой, т. е. возникающая э. д. с. полностью компенсируется по амплитуде и фазе.

Образец устанавливают в трех положениях: по осям x , y и z . При каждом положении измеряют проекцию вектора J_n на плоскость, перпендикулярную к оси, и угол φ между этой проекцией и соответствующей координатной осью. По трем проекциям вычисляют J_n :

$$2J_n^2 = J_{yz}^2 - J_{xz}^2 + J_{xy}^2.$$

По углам φ_x , φ_y и φ_z определяют направление вектора J_n . Оно может быть вычислено и через составляющие J_n по осям прямоугольной системы координат.

Экземпляры рок-генераторов, изготовленные во ВСЕГЕИ и ИФЗ АН СССР, могут быть использованы для измерения J_n начиная со значения $1 \cdot 10^{-5}$ СГС (и выше). Построенный на том же принципе прибор в палеомагнитной лаборатории МГУ предназначен для измерения остаточной намагниченности от $1 \cdot 10^{-5}$ до 5×10^{-8} СГС. Серийный рок-генератор ИОН-1 сконструирован по схеме Дианова-Клокова (рис. 26).

Для измерения магнитной восприимчивости также применяются приборы различных типов. Наиболее распространен измеритель магнитной восприимчивости ИМВ-3. Этим прибором можно определить χ образцов объемом не менее 100 см^3 с точностью до первых единиц 10^{-6} СГС.

В полевых условиях намагниченность образцов горных пород можно найти с помощью того же магнитометра, который применяется для измерений аномального поля. Недостаточная чувствительность по сравнению с лабораторными установками в некоторой мере компенсируется тем, что образцы можно брать значительно большего объема. Для измерений образец укладывают в тех же шести положениях под магнитометром на одной вертикали

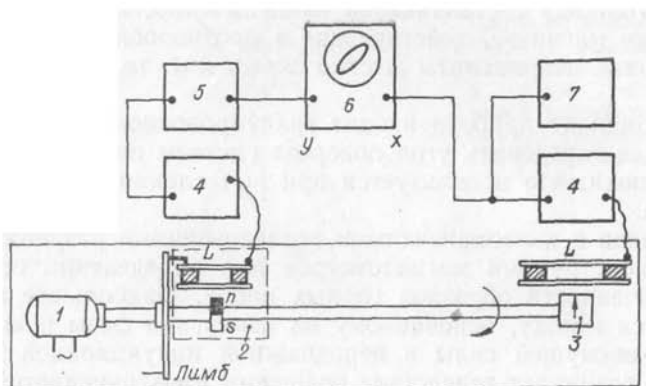


Рис. 26. Схема рок-генератора ИОН-1.

1 — электромотор; 2 — опорный генератор; 3 — образец; 4 — электронный усилитель; 5 — фазовращатель; 6 — осциллограф; 7 — ламповый вольтметр.

с центром подвижного магнита. Намагничивающим полем является вертикальная составляющая земного поля.

В некоторых случаях намагниченность горных пород может быть вычислена по аномальному магнитному полю. Наиболее просто и достоверно это получается тогда, когда размеры тела по трем координатным осям во много раз превосходят расстояние от верхней границы тела до поверхности наблюдений. Такое условие не означает, что размеры тела в плане должны быть очень большими; при наличии естественных или искусственных обнажений напряженность поля может быть измерена на расстоянии нескольких сантиметров от поверхности намагниченных пород. Если породы имеют очень большое распространение в глубину, падают вертикально и намагничены почти в этом же направлении, для вычисления намагниченности можно пользоваться формулой $J = Z_a / (2\pi)$. Измерения в небольшом числе точек, а тем более в одной точке, не всегда могут дать достаточный материал для вычисления намагниченности, так как неоднородность состава пород и переменное содержание ферромагнитных минералов вызывают изменения напряженности поля. Для правильного заключения о средней намагниченности ее следует рассчитывать по среднему значению аномального поля Z_a .

Из формулы (11.1) следует, что напряженность поля не зависит от расстояния между плоскостью измерений и поверхностью намагниченного тела. Это вполне естественно, так как предполагается, что линейные размеры тела по трем координатным осям бесконечно большие. О размерах тела в плане мы имеем достаточные сведения, так как можем судить о них по площади распространения аномального поля. В соответствии с размерами тела решается вопрос о том, можно ли считать выбранное расстояние от поверхности тела до плоскости измерений достаточно малым.

После ознакомления с теорией магнитного поля мы будем располагать также определенными сведениями для оценки глубины распространения магнитных пород. Вопрос о глубине залегания тела можно и следует решать экспериментально, особенно в случаях измерения Z_a на обнажениях: средние значения Z_a в ряде точек по наблюдениям на разных высотах (например, прибором на треноге и без нее) покажут, происходит ли заметное изменение Z_a в зависимости от уровня наблюдений.

В общем случае намагниченность J по наблюдаемому аномальному полю вычисляется с помощью формул напряженности поля над телами той формы, которая является наиболее близкой для данного конкретного случая. Эти формулы будут рассмотрены в главе IV.

По аномальному полю можно вычислить только среднюю намагниченность породы; эта намагниченность в общем случае равна сумме индуцированной и остаточной. Для их разделения, а также для выявления аномалий, вызванных рудами с высокой магнитной восприимчивостью, были сделаны попытки использовать вариации нормального и аномального геомагнитного поля. Предполагалось, что в зоне аномалий вариации должны отличаться от вариаций в нормальном поле на величину, пропорциональную магнитной восприимчивости пород (или руд), создающих аномалию. Но так как вариации магнитного поля являются следствием электрических токов в ионосфере, то наблюдаемое различие их зависит в основном от электропроводимости пород. По этой причине положительных результатов получить пока не удалось.



ПОЛЕВЫЕ МАГНИТОРАЗВЕДОЧНЫЕ РАБОТЫ

§ 12

ИЗМЕРЯЕМЫЕ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

По современным представлениям основной силовой характеристикой магнитного поля служит вектор магнитной индукции B . Единицей магнитной индукции в системе СГС является гаусс (Гс), в системе СИ — тесла (Т); $1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Т}$. Магнитометры различных типов фактически измеряют либо вектор магнитной индукции, либо его составляющие, поэтому в технических инструкциях по эксплуатации магнитометров такие характеристики приборов, как чувствительность, цену деления, погрешность, выражают в единицах индукции. Учитывая, что тесла является слишком крупной единицей для аномальной индукции земного поля, обычно используют единицу, именуемую нанотесла (нТ); $1 \text{ нТ} = 10^{-9} \text{ Т}$.

Напряженность магнитного поля рассматривается в физике как вспомогательный вектор, но в магниторазведке в течение многих десятилетий именно напряженность считалась основной характеристикой магнитного поля. Следуя исторически сложившейся традиции, в дальнейшем будем использовать понятие «напряженность магнитного поля». С учетом того, что в системе СГС единица напряженности магнитного поля (эрстед) и единица магнитной индукции (гаусс) численно совпадают и имеют одинаковую размерность, переход от единиц напряженности магнитного поля в системе СГС к единицам магнитной индукции в системе СИ осуществляется просто: напряженности поля 1 гамма соответствует индукция 1 нТ.

В настоящее время при геологической съемке и поисково-разведочных работах чаще всего измеряют либо полный вектор магнитного поля, либо одну, чаще всего вертикальную, составляющую аномального поля. В экваториальных широтах иногда отдается предпочтение измерению алгебраического приращения модуля вектора горизонтальной составляющей H , которое обозначается ΔH . При крутом падении пород и горизонтальном направлении современного намагничивающего поля эта аномалия более наглядно, чем Z_a , отражает положение проекции магнитных пород

на поверхность наблюдений. Лишь при скважинных наблюдениях, выполняемых на этапе разведочных работ, фиксируют все три составляющие поля по осям прямоугольной системы координат.

В начальный период применения магниторазведки, когда она использовалась только для поисков магнетитовых руд, измеряли аномальную вертикальную составляющую Z_a , полную горизонтальную составляющую и склонение; по двум последним величинам вычисляли вектор аномальной горизонтальной составляющей H_a . Позднее перешли к измерению только Z_a , так как, во-первых, это проще и дешевле, а во-вторых, зная Z_a , можно, если это надо, вычислить H_a . Меньшая затрата времени при наблюдении Z_a объясняется тем, что эта составляющая имеет неизменное направление, т. е. может быть измерена как скалярная величина. Горизонтальная составляющая аномального поля является векторной разностью наблюдаемого H и нормального H_0 поля. Следовательно, для ее вычисления в каждой точке надо определить первый вектор и знать второй.

В последние годы в практику наземных работ внедряются магнитометры для измерения полного вектора магнитного поля, по результатам этих определений вычисляют $\Delta T = T - T_0$, т. е. приращение модуля полного вектора. Эти приборы по сравнению с Z -магнитометрами имеют ряд преимуществ в эксплуатации, обеспечивают более высокую производительность труда и снижают погрешность получения аномальных значений.

При аэромагнитной съемке на протяжении более 10 лет после первого успешного опыта в 1936 г. измеряли аномальную вертикальную составляющую магнитного поля. Позднее выяснилось, что есть возможность резко повысить точность определения магнитного поля с самолета, если измерять приращение полного вектора, т. е. ΔT . Серийное производство этих приборов было начато в СССР с 1948 г. В 60-х и 70-х годах были созданы новые типы аэромагнитометров, позволяющие с еще меньшей погрешностью измерять полный вектор магнитного поля, по которому затем вычисляется приращение ΔT . В настоящее время приборы такого типа используются также при измерении на водной поверхности, а в некоторых равнинных районах — при автомобильной съемке.

В практике магниторазведочных работ при объяснении полученных результатов часто привлекаются рассчитанные градиенты наблюдаемых полей. Было бы полезно не вычислять, а измерять градиенты поля по вертикали и горизонтали, для чего нужны специальные градиентометры. Такие приборы пока серийно не изготавливаются. Большое значение может иметь также вычисление магнитного потенциала, что осуществляется по любой составляющей напряженности или по аномалии ΔT . Ценность карт магнитного потенциала особенно высока при сопоставлении гравитационного и магнитного полей, так как при вертикальной намагниченности магнитный потенциал и аномалия силы тяжести для одного и того же источника подобны.

ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ МАГНИТОМЕТРЫ

Серийно выпускаемые оптико-механические магнитометры предназначены для измерения приращения вертикальной составляющей магнитного поля Земли. Чувствительным элементом в этих приборах является подвижный магнит в форме кругового цилиндра малого радиуса, способный вращаться в вертикальной плоскости. Под действием изменения поля магнит отклоняется от первоначального горизонтального положения. По амплитуде этого отклонения можно судить об изменении напряженности магнитного поля. Если установить горизонтальную ось вращения по магнитному меридиану, то горизонтальная составляющая геомагнитного поля не будет создавать вращательного момента; тогда отклонение магнита от горизонта будет пропорционально полю Z . На таком принципе действовал ранее широко использовавшийся магнитометр М-2. Неудобство работы с этим прибором заключалось в необходимости его строгой ориентировки на каждом пункте измерения.

От такой строгой ориентировки можно отказаться, если применить компенсационный способ измерения, т. е. на каждом пункте каким-то образом приводить подвижный магнит в горизонтальное положение. В современных магнитометрах это достигается с помощью вспомогательных компенсационных магнитов. Магнитное поле, необходимое для возвращения подвижного магнита в первоначальное горизонтальное положение, равно по значению и противоположно по знаку приращению ΔZ земного поля, вызвавшему отклонение магнита от горизонта.

Оптико-механические приборы компенсационного типа являются в настоящее время основными наземными Z -магнитометрами. К ним относятся магнитометры М-18, -23, -27, -27М. Все они представляют собой приборы одного типа и одного класса точности, различаются лишь отдельными элементами конструкции. Рассмотрим один из этих магнитометров — М-27 (рис. 27, 28).

Чувствительным элементом магнитометра является подвижный магнит с укрепленным на нем зеркалом, вращающийся на горизонтальной металлической нити. Центр тяжести магнита смещен по отношению к оси вращения, поэтому равновесие устанавливается под действием вращательного момента, создаваемого геомагнитным полем, моментов измерительного и диапа-

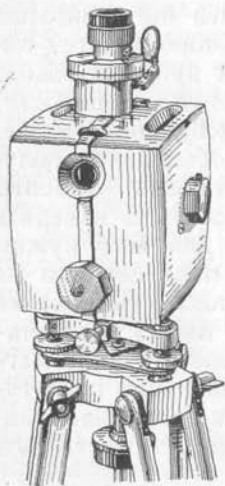
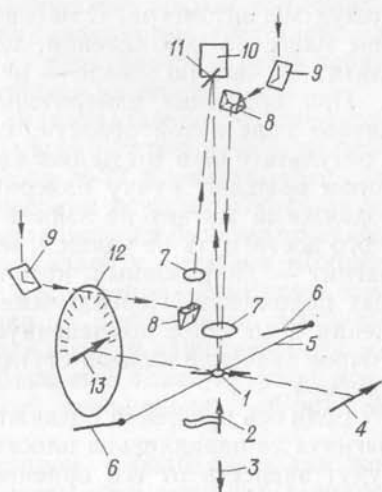


Рис. 27. Общий вид магнитометра М-27.

Рис. 28. Схема устройства магнитометра М-27.

Магниты: 1 — подвижный с зеркальцем, 2 — температурной компенсации на биметаллической пластинке, 3 — юстировочный, 4 — ступенчатой компенсации (диапазонный); 5 — металлическая нить; 6 — пружинные амортизационные стойки; 7 — объективы; 8 — призмы; 9 — осветительные зеркала; 10 — окуляр; 11 — неподвижный индекс; 12 — шкала; 13 — магнит плавной компенсации (измерительный).



зонного магнитов, а также моментов упругих сил закрученной нити и гравитационного поля Земли.

Уравнение равновесия подвижного магнита имеет вид

$$MB_Z + MB_H(\sin \alpha \sin \omega - \sin i \cos \omega) - M(B_H + B_d) - mgl \sin(\beta + i) + 2C\varphi = 0, \quad (13.1)$$

где M — магнитный момент подвижного магнита; B_Z и B_H — вертикальная и горизонтальная составляющие магнитной индукции Земли; B_H и B_d — магнитная индукция компенсационных полей, создаваемых измерительным и диапазонным магнитами; ω — магнитный азимут оси подвижного магнита; α и i — углы наклона к горизонту оси вращения и магнитной оси подвижного магнита; m — масса чувствительного элемента; g — ускорение свободного падения (ускорение силы тяжести); l и β — координаты центра тяжести подвижного магнита; C и φ — постоянная кручения и угол закручивания металлической нити.

Из уравнения (13.1) получим выражение для вертикальной составляющей магнитной индукции B_Z :

$$B_Z = B_H + B_d - B_H(\sin \alpha \sin \omega - \sin i \cos \omega) + (mgl/M) \sin(\beta + i) - 2(C/M)\varphi. \quad (13.2)$$

Из этого выражения видно, что при горизонтальном положении оси магнита и оси его вращения влияние горизонтальной составляющей магнитного поля не сказывается при любой азимутальной ориентировке прибора. В пределах изменения магнитного поля от 0,14 до 0,82 Э с помощью двух постоянных магнитов, вмонтированных в магнитометр, подвижный магнит всегда может быть приведен в горизонтальное положение. Этот момент отмечается визуально с помощью оптического устройства: отражение от зеркала подвижного магнита в этом случае располагается в центре поля зрения, так как плоскость зеркала становится перпендикулярной к оптической оси. Компенсация небольших изменений поля, приблизительно в пределах 6000 гамм, осуществляется магнитом плавной компенсации, ручка которого выведена на

кожух магнитометра. С магнитом жестко соединен диск, на котором нанесено 600 делений, цена деления 10 гамм, погрешность взятия отсчета по шкале — не более 0,5 деления.

При вращении измерительного магнита изменяется его магнитное поле в той области, где расположен подвижный магнит, в результате чего тот меняет свой угол наклона. При работе с прибором вращают ручку измерительного магнита до тех пор, пока подвижный магнит не займет горизонтального положения. Если этого достигнуть не удастся, используют второй компенсационный магнит — диапазонный, который может занимать 13 фиксированных положений. Переключение этого магнита из какого-то положения в соседнее компенсирует поле приблизительно 5000 гамм. Точное значение каждой ступени компенсации указано в паспорте прибора.

Если ось вращения подвижного магнита не горизонтальна и ось магнита не параллельна плоскости зеркала, то показания прибора будут зависеть от его ориентировки, так как в этом случае согласно формуле (13.2) сказывается действие горизонтальной составляющей поля. Обозначив сумму всех членов правой части уравнения (13.2), не содержащих B_H , через $B_{ист}$, можем записать

$$B_z = B_{ист} - B_H (\sin \alpha \sin \omega - \sin i \cos \omega).$$

При заводской настройке углы i и α сводят к минимуму, но добиться их строгого равенства нулю не удастся. Поэтому перед началом полевых работ необходимо выяснить зависимость результатов измерений от ориентировки прибора. Для этого магнитометр надежно закрепляют на месте и снимают отсчет при нулевом азимуте, т. е. когда северный конец подвижного магнита ориентирован на магнитный север. Затем, изменяя ориентировку подвижного магнита на 30 или 45°, последовательно берут отсчеты во всех фиксируемых азимутах. Принимая первый отсчет за условный нуль, строят азимутальную кривую, которую используют для выбора рабочего азимута данного магнитометра. Кривая имеет гармонический характер, рабочий участок выбирают в области плавно меняющихся показаний, т. е. вблизи максимума или минимума, так как здесь даже существенная ошибка в ориентировке не ведет к заметному изменению отсчетов. Отметим, что при таком выборе рабочего азимута в отсчете содержится максимальное влияние H -составляющей, но так как оно одинаково во всех точках измерений и на контрольном пункте, то при последующей обработке это влияние будет исключено.

При работе на профиле прибор точно (по компасу) ориентируют в рабочем азимуте только на первом пункте. На последующих пунктах его можно устанавливать в такое же положение по отношению к линии профиля глазомерно. На контрольных пунктах ориентировка по компасу в рабочем азимуте обязательна.

Учитывая зависимость показаний магнитометра от углов наклона оси вращения подвижного магнита и его магнитной оси,

необходимо еще перед снятием азимутальной кривой выполнить регулировку уровней так же, как это делается для геодезических приборов. При установке прибора на всех пунктах наблюдений пузырьки уровней должны быть выведены на середину.

Магнитный момент подвижного магнита зависит от температуры, поэтому оптико-механические магнитометры имеют систему температурной компенсации. У прибора М-27 и аналогичных ему магнитометров температурная компенсация осуществляется автоматически с помощью магнита, укрепленного на биметаллической пластинке, которая составлена из металлов с разными коэффициентами линейного температурного расширения. Изменение температуры вызывает изгиб пластинки и перемещение магнита, в результате чего изменяется его поле в области вращения подвижного магнита. Заводская настройка системы температурной компенсации обеспечивает температурный коэффициент, обычно не превышающий 0,5 гаммы/°С.

Магнитометр М-27 снабжен арретиром, необходимым для жесткого закрепления подвижного магнита при переносе прибора между пунктами, особенно при работе в сильно пересеченной или залесенной местности.

§ 14

ФЕРРОЗОНДОВЫЕ МАГНИТОМЕТРЫ

Феррозондовые магнитометры основаны на использовании нелинейной зависимости магнитной проницаемости сплавов с малой коэрцитивной силой и большой магнитной восприимчивостью от намагничивающего поля. Наибольшее распространение получили магнитометры, феррозонды которых сделаны из железоникелевого сплава, называемого пермаллоем. Стержни с очень большим отношением длины к радиусу сечения позволяют довольно полно использовать высокую магнитную восприимчивость сплава, так как резко снижается коэффициент размагничивания по длинной оси стержня. При длине стержня около 100 мм и размерах сечения $3 \times 0,2$ мм индукция достигает нескольких тысяч гаусс (десятых долей тесла).

Феррозондовые элементы состоят из двух одинаковых пермалловых стержней, расположенных параллельно (рис. 29), обмотки возбуждения которых соединены последовательно таким образом, чтобы переменное поле H_{\sim} в сердечниках было направлено противоположно. Эти жестко закрепленные стержни охватываются вторичной измерительной обмоткой. При

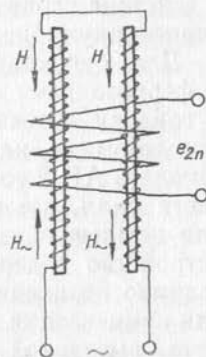


Рис. 29. Схема чувствительного элемента с меняющейся индуктивностью.

отсутствии внешнего поля и полной идентичности катушек переменное поле H_{\sim} не создает э. д. с. в измерительной обмотке, так как э. д. с. каждого из двух элементов равны и противоположны. При наличии внешнего магнитного поля, составляющая которого вдоль оси стержня отлична от нуля, поле возбуждения становится асимметричным: в одной из катушек возбуждения оно растет, а в другой падает. В результате в измерительной катушке возникает э. д. с. удвоенной частоты, являющаяся функцией внешнего поля H . Для измерения э. д. с. используются разные способы, например компенсация постоянного поля в объеме, занимаемом феррозондом, с помощью поля постоянного тока или постоянных магнитов.

Если стержни с обмотками возбуждения не идентичны, то сигнал на выходе будет содержать и нечетные гармоники. Для их исключения, так же как и для подавления всякого рода помех, на выходе измерительной обмотки имеется фильтр, пропускающий переменную э. д. с. только удвоенной частоты по сравнению с частотой возбуждения. Такие магнитометры получили название приборов «типа второй гармоники». К ним относятся все основные магнитометры, выпускаемые в последние годы, в частности АСГ-46, АМ-13, АММ-13.

Для ориентировки измерительного феррозонда по направлению полного вектора T применяется специальное устройство, состоящее из двух феррозондов, укрепленных взаимно перпендикулярно на плоской платформе. Измерительный феррозонд укреплен перпендикулярно к этой платформе. Платформа имеет две взаимно перпендикулярные оси вращения, лежащие в ее плоскости и параллельные длинным осям соответствующих ориентирующих феррозондов. При установке измерительного феррозонда параллельно вектору T проекции этого вектора на оси ориентирующих элементов равны нулю, поэтому сигнал на их выходе отсутствует. В случае отклонения оси измерительного феррозонда от направления поля T проекции этого вектора на оси ориентирующих элементов (или одного из них) будут отличны от нуля. В связи с этим в их вторичных обмотках возникает ток, который приводит в действие сервомоторы, возвращающие платформу в положение, перпендикулярное к вектору T .

Для существенного снижения влияния самолета площадку с феррозондами и механизм, ее ориентирующим, помещают в гондолу обтекаемой формы, которая может буксироваться за самолетом на кабеле длиной 50 м. Однако при использовании самолета АН-2 гондола не буксируется, а укрепляется на верхней части киля, где располагается также дополнительное устройство для компенсации магнитных помех, создаваемых самолетом. Это устройство содержит пять специальных катушек. Три из них взаимно перпендикулярны, питаются постоянным током и служат для компенсации постоянной составляющей магнитного поля самолета, вызванной его остаточной намагниченностью. Две другие

катушки тоже взаимно перпендикулярны, питаются они переменным током, сила которого пропорциональна горизонтальной составляющей магнитного поля Земли. Они служат для компенсации переменной составляющей намагниченности самолета, индуцированной современным геомагнитным полем. Эта составляющая намагниченности зависит от ориентировки самолета по отношению к вектору земного магнитного поля. Для питания катушек компенсации помех используется ток, поступающий от дополнительного феррозонда, расположенного на самолете и ориентированного по его продольной горизонтальной оси. Усилительно-преобразовательная схема компенсатора магнитных помех имеет отрицательную обратную связь.

Для оценки амплитуды магнитных помех и разделения их на постоянные и переменные перед началом съемки выполняют полеты по восьми курсам, пересекающимся в одной точке; высота полета составляет несколько сотен метров и выдерживается постоянной. После разделения помех в каждой из катушек задается ток соответствующей силы и направления, обеспечивающий компенсацию этих помех.

Работа всей схемы феррозондового аэромагнитометра может быть пояснена на примере наиболее распространенного прибора АММ-13 (рис. 30). Ток возбуждения частотой 500 Гц получают либо от бортовой сети с помощью преобразователя, либо от автономного блока питания. Возникающий под действием геомагнитного поля сигнал с измерительного феррозонда поступает на усилительно-преобразовательную схему, где выделяется и усиливается сигнал частотой 1000 ± 120 Гц. Усиленный сигнал подается на реверсивный двигатель, ротор которого механически соединен с регистрирующим устройством и подвижным контактом реохорда, включенным в цепь отрицательной обратной связи. Регулируемый им ток поступает в компенсационную обмотку феррозонда и создает магнитное поле, равное по амплитуде и противоположное по знаку геомагнитному. Измерению подлежит магнитное поле компенсации или линейно связанный с ним ток компенсации. Расширение пределов измерения осуществляется устройством ступенчатой компенсации. Начальная компенсация большей части магнитного поля Земли достигается с помощью компенсационного устройства, которое питается от стабилизатора напряжения.

Ориентирующие феррозонды дают сигналы рассогласования, которые следуют на усилительно-преобразовательные схемы. Поступающие с этих схем на двигатели сервомоторов сигналы управления обеспечивают поворот платформы с измерительным и ориентирующими феррозондами перпендикулярно к вектору геомагнитного поля.

Магнитометр АММ-13 может работать в двух режимах: 1) при измерении слабых аномальных полей цена деления составляет 2 гаммы, предел записи 440 гамм, после достижения предела

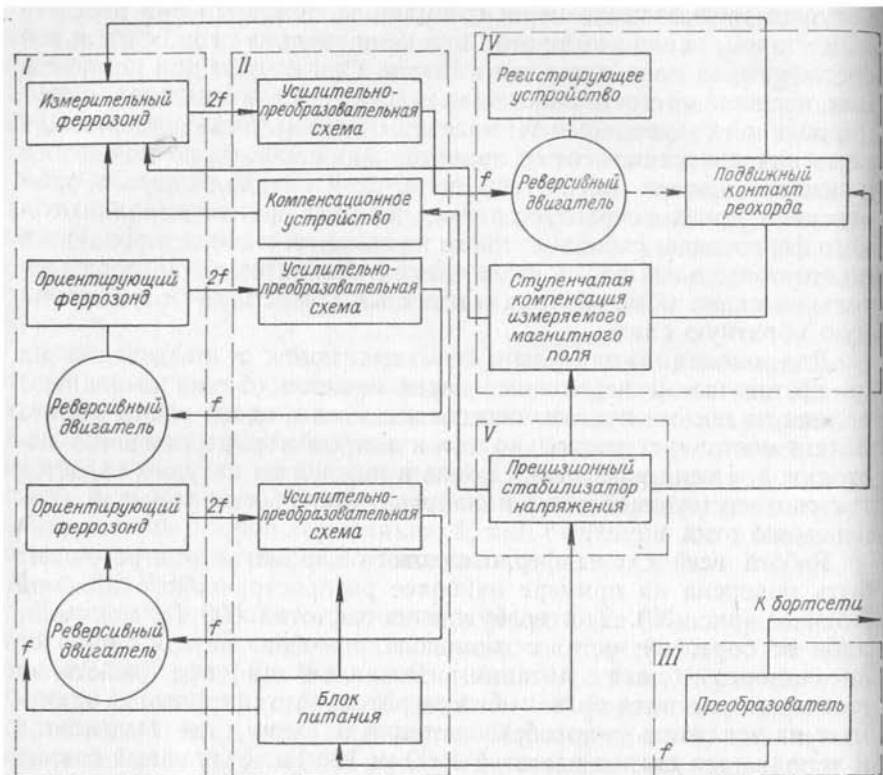


Рис. 30. Блок-схема аэромагнитметра АММ-13.

Блоки: I — магниточувствительный, II — электронный; III — преобразователь; IV — регистратор; V — термостат.

автоматически включаются новые секции по 400 гамм, скорость записи 100 гамм/с; 2) при измерении сильных аномалий все перечисленные значения увеличиваются в 5 раз. Скорость развертки ленты может быть 1,6; 3,2; 8,0 м/с; порог чувствительности около 4 гамм, смещение нуль-пункта при постоянной температуре до 5 гамм/ч, температурный коэффициент до 3 гамм/°С. На ленте кроме магнитного поля записываются высота полета по радиовысотометру, марки времени, сигналы о прохождении ориентиров и о фотоснимках для привязки. Масса гондолы с измерительным блоком 32 кг, масса установки в самолете около 250 кг. Заметное смещение нуль-пункта и высокий температурный коэффициент осложняют проведение съемки, вынуждают делать повторные залеты или искать иные пути устранения этих недостатков.

Успешное применение феррозондовых аэромагнитметров послужило основанием для разработки аналогичных наземных приборов. В магнитометрах М-17 и М-29 используется феррозонд типа второй гармоники, который расположен в карданном подвесе

и устанавливается вертикально под действием силы тяжести. Такая ориентировка чувствительного элемента позволяет измерять вертикальную составляющую магнитного поля.

В некоторой начальной точке, по отношению к которой определяются приращения геомагнитного поля, вертикальная составляющая компенсируется полем постоянного магнита. При появлении добавочного поля возникающий на выходе сигнал после усиления и формирования поступает в цепь отрицательной обратной связи и автоматически компенсирует это поле. В цепь обратной связи последовательно включен микроамперметр, градуированный в гаммах. По сравнению с оптико-механическими магнитометрами феррозондовые имеют то преимущество, что они не требуют даже грубой ориентировки и нивелировки. Это особенно важно при работе в заболоченных районах.

Магнитометр М-29 (рис. 31) имеет смещение нуля-пункта не более 10 гамм за рабочий день. Пределы измерения при цене деления 10 гамм установлены ± 2500 гамм; если аномалии превышают этот предел, имеется возможность переключением диапазона увеличить его с соответствующим ростом цены деления. Недостаток прибора заключается в значительном температурном коэффициенте — до 2 гамм/°С. Имея в виду, что погрешность полевых измерений зависит не только от стендовой точности,

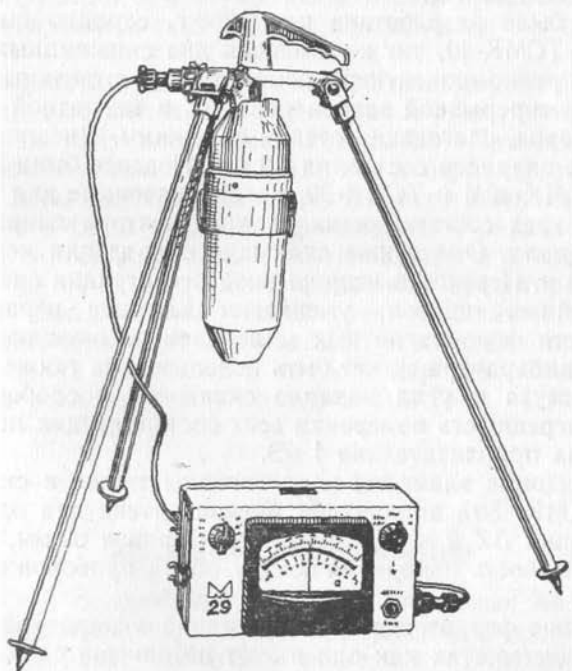


Рис. 31. Общий вид магнитометра М-29.

а и от многих других причин (смещение нуля-пункта, колебания температуры, магнитные вариации и т. д.), магнитометр М-29, видимо, целесообразно использовать только для изучения аномалий значительной интенсивности. Масса прибора невелика (5 кг), но известное неудобство представляет разделение магнитометра на два блока.

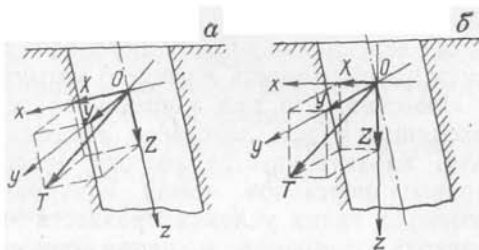
Феррозондовые чувствительные элементы нашли широкое применение и в скважинной магниторазведочной аппаратуре. На их основе созданы приборы для измерения как приращения вертикальной составляющей магнитного поля, так и трех ортогональных компонент полного вектора напряженности. Преимущество измерения трех компонент заключается в том, что при знании их нормальных значений можно в любой точке на оси скважины вычислить интенсивность и направление вектора T_a . По ориентировке векторов можно судить о положении намагниченного тела относительно оси скважины. Разработаны разные модели трехкомпонентных скважинных магнитометров. Первый из таких приборов (ТСМ-3) предназначался для измерения трех составляющих полного вектора в отдельных точках. Более поздняя модель (ТСМ-3М) имела специальный скважинный снаряд для дополнительного непрерывного измерения приращений вертикальной составляющей магнитного поля. Диаметр скважинных снарядов этих приборов равен 60 мм.

Позднее была разработана и с 1968 г. серийно выпускалась аппаратура ТСМК-40, также имевшая два скважинных снаряда: один для трехкомпонентных измерений в отдельных точках, другой для непрерывной записи поля ΔZ и магнитной восприимчивости χ пород, слагающих стенки скважины. Внешний диаметр скважинных снарядов составлял 40 мм. Позднее были выпущены приборы ТСМК-40М и ТСМК-30, предназначенные для непрерывной записи трех составляющих полного вектора напряженности магнитного поля. Они также включали снаряд для непрерывной записи ΔZ и χ . Переход к непрерывной регистрации снижает уровень случайных ошибок, уменьшает влияние неравномерной вкрапленности ферромагнитных минералов во вмещающих породах. Такая аппаратура может быть использована также для определения азимута и угла наклона скважины в слабомагнитных породах. Погрешность измерения всех составляющих поля одинакова и равна приблизительно 1 мЭ.

Феррозондовые элементы использованы также в скважинных приборах КМК. Эта аппаратура предназначена для одновременного измерения ΔZ и χ . Диаметр КМК-3 равен 60 мм, КМК-4 — 36 мм; погрешность измерения поля у обоих приборов составляет $5\% + 1$ мЭ.

Применение феррозондов в скважинной аппаратуре дает особое преимущество, так как они имеют небольшие размеры, высокую чувствительность, стабильный нуль-пункт и позволяют осуществлять регистрацию при больших градиентах поля. Так как

Рис. 32. Схема ориентации феррозондов в скважине, а — осевая; б — вертикальная.



феррозондовый элемент реагирует только на составляющую поля, которая совпадает с направлением его продольной оси, то в трех-

компонентных магнитометрах устанавливается три феррозонда с взаимно перпендикулярным расположением осей. В аппаратуре КМК используются двухэлементные феррозонды, состоящие из двух одинаковых, расположенных параллельно чувствительных элементов с последовательно включенными возбуждающими обмотками. Выделение напряжения второй гармоники происходит на общей измерительной обмотке, охватывающей оба пермалловых стержня. В трехкомпонентных магнитометрах применение двухэлементных феррозондов крайне затруднено из-за большого количества выводных концов с обмоток феррозонда на поверхность. Поэтому в приборах типа ТСМ поставлены одноэлементные однокатушечные феррозонды, у которых одна и та же обмотка выполняет функции и возбуждающей и измерительной. Напряжение второй гармоники выделяется с помощью системы специальных фильтров.

В трехкомпонентных магнитометрах используются две системы ориентации чувствительных элементов: осевая и вертикальная, названные по направлению оси z (рис. 32). При осевой системе ось z направлена по оси скважины; ось x перпендикулярна к оси скважины и находится с ней в одной вертикальной плоскости, проходящей и через точку измерения; ось y расположена горизонтально, перпендикулярно к оси скважины и к плоскости xOz . Заметим, что из-за искривления скважин ориентировка осей x и y (а при осевой системе — всех трех) не остается постоянной, поэтому для обработки наблюдений необходимо знать азимут и угол наклона скважины в точке измерения. Осевая система ориентации используется у приборов ТСМК-40, -40М и -30, вертикальная — у КСМ-38.

§ 15

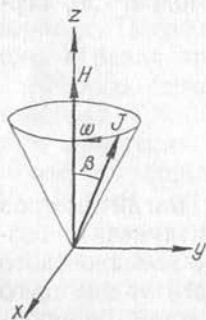
КВАНТОВЫЕ МАГНИТОМЕТРЫ

Физической основой для создания квантовых магнитометров является изменение частоты электромагнитного излучения, возникающего при переходе атомов вещества с одного зеемановского энергетического подуровня на другой, в зависимости от внешнего магнитного поля. Разность энергии подуровней прямо пропор-

циональна напряженности магнитного поля. Измеряя эту разность энергии или частоту переходов между подуровнями, можно найти напряженность внешнего магнитного поля.

Известно, что при нормальной температуре система атомов, находящаяся под действием постоянного внешнего магнитного поля, характеризуется равным числом противоположно направленных переходов между подуровнями в единицу времени, поэтому в таких условиях разность энергий подуровней, частота перехода, а значит, и напряженность внешнего поля неопределимы. Чтобы их определить, необходимо нарушить это равновесное состояние путем магнитной поляризации вещества, т. е. добиться различия в числе переходов атомов с нижнего энергетического подуровня на верхний и с верхнего на нижний в единицу времени. Иными словами, надо искусственно создать разную заселенность подуровней. В полевых магнитометрах этого можно достичь двумя методами: ядерным магнитным резонансом, когда поляризация вещества осуществляется сильным дополнительным магнитным полем, или оптической накачкой, когда используется свет резонансной частоты. Магнитометры, основанные на первом методе, получили название ядерно-прецессионных или протонных, а общее название квантовых магнитометров закрепилось за приборами с оптической накачкой.

Остановимся на физической сущности явлений, используемых в полевых ядерно-прецессионных (протонных) магнитометрах. Для этого удобно прибегнуть к представлениям классической механики. Ядро, обладающее механическим моментом вращения и электрическим зарядом, может рассматриваться как ядерный диполь с определенным магнитным моментом. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных ядер ориентированы хаотично. Внешнее магнитное поле H создает момент силы, который стремится ориентировать магнитный момент диполя по направлению поля H . В результате вещество приобретает парамагнитную намагниченность и возникает прецессия его магнитного момента вокруг вектора внешнего магнитного поля (рис. 33). Частота прецессии, как будет показано ниже, пропорциональна напряженности этого поля.



Магнитное поле Земли в небольшом интервале времени может рассматриваться как постоянное, поэтому каждое парамагнитное вещество уже обладает некоторой намагниченностью, но очень низкой, так как поле Земли сравнительно мало, чтобы упорядочить ориентировку магнитных моментов большого числа атомов. Для достижения высокой степени

Рис. 33. Прецессия вектора намагниченности J вещества вокруг вектора намагничивающего поля H .

поляризации создается внешнее постоянное магнитное поле напряженностью 100 Э и выше. Под действием этого поля магнитные моменты значительно большего числа атомов стремятся ориентироваться по его направлению, что приводит к увеличению намагниченности вещества и частоты прецессии.

Уравнение движения вектора намагниченности вещества под действием внешнего магнитного поля H имеет вид

$$dJ/dt = \gamma [JH], \quad (15.1)$$

где J — вектор ядерной намагниченности вещества; γ — гиромагнитное отношение ядра, т. е. отношение его магнитного момента к механическому.

Это выражение записано в прямоугольной системе координат, ось z которой совпадает с направлением поля H . Чтобы определить частоту и направление прецессии вектора J в поле H , введем новую систему координат, вращающуюся вокруг первой с угловой частотой ω . Используя связь между производными любого зависящего от времени вектора в неподвижной и вращающейся системах координат, можем записать

$$dJ/dt = \partial J/\partial t + [\omega J], \quad (15.2)$$

где dJ/dt и $\partial J/\partial t$ — скорость изменения вектора намагниченности соответственно в неподвижной и вращающейся системе координат.

Рассматривая совместно уравнения (15.1) и (15.2), получаем

$$\partial J/\partial t = \gamma [JH] - [\omega J].$$

Меняя местами сомножители во втором векторном произведении, что ведет к изменению его знака, можем записать

$$\partial J/\partial t = [J(\gamma H + \omega)].$$

Из условия $\partial J/\partial t = 0$ найдем

$$[J(\gamma H + \omega)] = 0,$$

откуда следует, что либо вектор J параллелен вектору H , т. е. прецессия отсутствует, либо $\gamma H + \omega = 0$; $\omega = -\gamma H$, т. е. в выбранной нами вращающейся системе координат вектор намагниченности остается неподвижным. Следовательно, по отношению к первоначальной неподвижной системе координат этот вектор прецессирует с угловой скоростью $\omega = |\gamma|H$. Знак минус указывает на то, что вектор J вращается по часовой стрелке, если смотреть от положительного направления вектора H в сторону начала координат.

Таким образом, прецессия вектора намагниченности действительно происходит вокруг вектора H внешнего поля с частотой, пропорциональной его напряженности; эта частота называется ларморовской.

Если создать дополнительное магнитное поле H_1 , направленное перпендикулярно к внешнему полю H , и вращать его с частотой

той ω , то наступит явление резонанса, т. е. прецессионное движение будет происходить с максимальной амплитудой, характеризуемой углом β между векторами \mathbf{J} и \mathbf{H} . Эти условия наиболее благоприятны для измерения частоты прецессии. Состояние, близкое к резонансному, может быть достигнуто и другими способами, в частности под влиянием свободной ядерной прецессии вокруг вектора напряженности магнитного поля Земли.

В современных протонных магнитометрах сосуд с богатой протонами жидкостью помещен внутрь катушки, с помощью которой создается магнитное поле напряженностью около 100 Э, обеспечивающее необходимую степень поляризации вещества. По направлению это поле приблизительно перпендикулярно к измеряемому. Так как вещество находится под действием поля Земли и искусственно созданного дополнительного магнитного поля, то прецессия вектора ядерной намагниченности происходит вокруг вектора суммарного магнитного поля. Если дополнительное поле быстро выключить, вектор намагниченности вещества будет прецессировать с частотой $\omega = \gamma T$ вокруг вектора земного поля T (свободная прецессия).

Прецессию в системе магнитных моментов можно наблюдать лишь тогда, когда у достаточно большой части ориентированных магнитных моментов фаза прецессии приблизительно одна и та же. Так как со временем в слабом земном магнитном поле магнитные моменты атомов теряют свою синфазность, то сигнал прецессии (электромагнитное излучение) существенно ослабевает. Из этого следует, что измерять частоту прецессии надо в первые моменты после отключения поляризирующего магнитного поля. Время релаксации (2—3 с) совершенно достаточно для измерения частоты прецессии современными средствами. Для этого используется индукционная катушка, в которой возникает переменная э. д. с. с затухающей амплитудой, пропорциональной прецессирующему вектору намагниченности и квадрату синуса угла между намагничивающим и измеряемым полями. Для измерений служит та же катушка намагничивания, она подключается к усилителю после отключения намагничивающего поля.

Из описания принципа измерения следует, что для получения возможно большей амплитуды сигнала угол между намагничивающим и измеряемым полями должен быть близким к 90° ; изменение этого угла уменьшает амплитуду прецессии, но не влияет на ее частоту, являющуюся мерой напряженности геомагнитного поля.

Название «протонные магнитометры» связано с тем, что в качестве рабочего вещества в них используется богатая протонами жидкость (вода, спирт, бензол и др.). Гиромагнитное отношение протонов известно с высокой точностью. Частота ω находится в диапазоне радиочастот и измеряется также с высокой точностью. Поэтому геомагнитное поле возможно определить с относительной погрешностью, соответствующей погрешности гиромагнитного от-

ношения и оцениваемой в $3,1 \cdot 10^{-6}$. Если земное магнитное поле несколько превышает 0,5 Э, абсолютная погрешность его измерения составляет около 1 гаммы.

В СССР создано более двух десятков марок протонных магнитометров. Для воздушных измерений наиболее широко использовались АЯМ-6 и АМП-7, хорошо зарекомендовавшие себя при создании опорной сети. При гидромагнитной съемке протонные магнитометры являются основными, здесь обычно применяют различные модификации приборов МПМ. При наземных съемках протонные магнитометры не нашли широкого применения, возможно, из-за их большой массы.

В магнитометрах, основанных на оптической накачке, поляризация вещества достигается с помощью света определенной частоты. Энергетический уровень вещества под действием земного магнитного поля уже расщеплен на два зеемановских подуровня, но их заселенность атомами одинакова. Чтобы добиться разной заселенности подуровней, используют свет, поляризованный таким образом, что он возбуждает атомы только на первом подуровне, т. е. свет частотой ν_{13} , который переводит атомы на более высокий, третий, энергетический уровень. Время нахождения атомов в возбужденном состоянии мало, порядка 10^{-8} с, и они с примерно равной вероятностью возвращаются на первый или второй начальный подуровень, излучая при этом энергию $h\nu_{31}$ или $h\nu_{32}$.

Если поток поляризованного резонансного света интенсивен, то большая часть атомов окажется на втором энергетическом подуровне, где они не подвергаются воздействию этого света. Таким образом, заселенность подуровней становится разной, как и число переходов в единицу времени между основными зеемановскими подуровнями. Измеряя частоту перехода атомов $\omega = \gamma T$ с одного энергетического подуровня на другой, тем самым можно определить напряженность земного магнитного поля T .

К квантовым приборам, основанным на методе оптической накачки, относятся серийно выпускаемые наземный магнитометр М-33 и аэромагнитометр КАМ-28.

Магнитометр М-33 имеет диапазон измерения индукции земного магнитного поля 20 000—80 000 нТ (нанотесла), соответствующий изменению напряженности поля от 20 000 до 80 000 гамм. Прибор может работать с чувствительностью 0,1 и 1 нТ; в первом случае разница результатов измерений на точке не превышает 0,2 нТ, во втором — 1,5 нТ. Систематическая погрешность определения абсолютного значения поля может достигать 35 нТ; погрешность измерения приращений поля составляет около 0,1%; смещение нуля-пункта не превышает 0,35 нТ/ч; температурный коэффициент не превосходит 0,2 нТ/°С.

Отсчет печатается на бумажной ленте в десятичной системе через каждые 15, 30 или 60 с; возможна регистрация в двоично-десятичном коде по пятидекадному световому табло. Питание

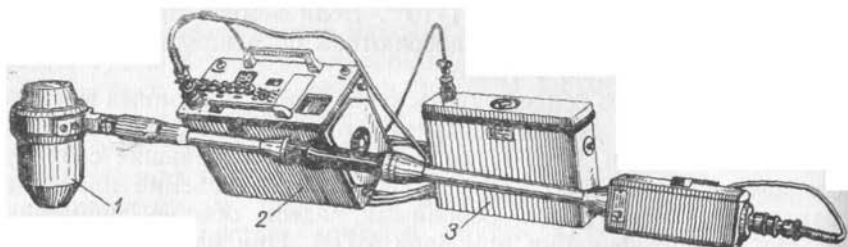


Рис. 34. Общий вид магнитометра М-33.

Блоки: 1 — магниточувствительный, 2 — измерительно-регистрационный, 3 — аккумуляторный.

магнитометра осуществляется от цепи постоянного тока напряжением от 6 до 7,5 В.

Магнитометр М-33 (рис. 34) состоит из трех блоков: магниточувствительного (укрепленного на штанге), измерительно-регистрационного и аккумуляторного. Общая масса прибора около 10 кг.

Спектральная лампа (рис. 35), являющаяся источником света, и рабочая колба (камера поглощения) магнитометра заполнены парами цезия. Свет спектральной лампы, разогретой генератором высокой частоты, пройдя через линзу Френеля, обеспечивающую параллельность светового пучка, попадает сперва на поляририд, дающий линейную поляризацию, а затем — на четвертьволновую пластину, которая осуществляет круговую поляризацию света. Таким образом, в колбу с рабочим веществом попадает лишь свет, поляризованный по кругу, что и приводит к интенсивному изменению заселенности подуровней, т. е. к поляризации вещества, так как такой свет возбуждает атомы только на одном зеемановском подуровне.

Одновременно с накачкой атомов на один из подуровней идет процесс выравнивания их заселенности, сопровождающийся излучением энергии в радиоволновой части спектра с частотой $\omega = \gamma T$, где T — напряженность внешнего магнитного поля (поля Земли). Поэтому проходящий через колбу свет спектральной лампы модулируется частотой ω , и соответствующий сигнал поступает на фотодетектор. Первоначально этот сигнал слаб; чтобы его усилить, необходимо теперь резко выравнять заселенность подуровней. Этот процесс ускоряют действием радиополя с частотой, равной частоте переходов атомов между зеемановскими энергетическими подуровнями. Частота радиополя задается начальным слабым сигналом фотодетектора. Благодаря положительной обратной связи, в контуре которой соблюдаются по фазе и амплитуде резонансные условия, создается автоколебательная система, генерирующая на резонансной частоте. В результате возникает оптический резонанс, который резко ускоряет выравнивание заселен-

ности подуровней, что и ведет к усилению сигнала на фотодетекторе.

Рассмотрим функциональную схему магнитометра М-33 (рис. 36). Измерительная часть магнитометра представляет собой схему дискретного частотомера, интервал счета τ которого рассчитан на непосредственное преобразование измеряемой частоты в единицы магнитной индукции (СИ) или напряженности (СГС) магнитного поля. Узел частотомера включает кварцевый генератор, формирователь временных интервалов, стробирующий узел, удвоитель частоты, ключевую схему «И» и пять последовательно соединенных счетных декад. Формирование временных интервалов измерения и временных интервалов электронных часов осуществляется от опорного генератора стандартной частоты 200 кГц на триггерном делителе с системой обратных связей. Временные интервалы рассчитываются по упрощенной формуле, связывающей частоту резонансного излучения f_p и напряженность магнитного поля: $f_p = cT$ (где c — коэффициент). Действительная связь между этими величинами несколько более сложная: $f_p = 349\,859 \times T \pm 66,5T^2$. Второе слагаемое в этой формуле вносит некоторую нелинейность в зависимость частоты от напряженности магнитного поля, что и объясняет отмеченную выше погрешность определения абсолютных значений поля по измеряемой частоте.

Для повышения быстродействия прибора частота прецессии перед измерением удваивается. Таким образом, временной интервал измерения τ при чувствительности 1 нТ составляет $\tau_1 = 1/(2c) = 0,142\,910\,6$ с, а при чувствительности 0,1 нТ — 1,429 106 с. Электронная схема прибора позволяет подсчитать число периодов измеряемой частоты за указанный интервал времени и тем самым получить значение индукции поля в нанотеслах или напряженности в гаммах. Наряду с интервалами счета формирователь временных интервалов, выполняя роль электронных часов, дает импульсы через 15, 30 и 60 с; желаемый интервал

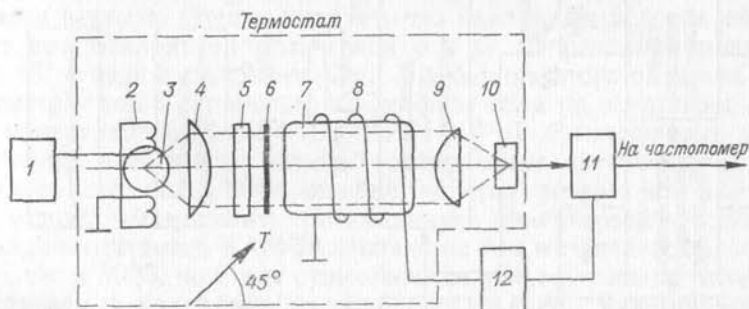


Рис. 35. Схема самогенерирующего квантового преобразователя.

1 — генератор высокой частоты; 2 — контур возбуждения; 3 — спектральная лампа; 4 — линза Френеля; 5 — поляризатор; 6 — четвертьволновая пластина; 7 — камера поглощения; 8 — катушка обратной связи; 9 — фокусирующая линза; 10 — фотодетектор; 11 — усилитель; 12 — фазовращатель.

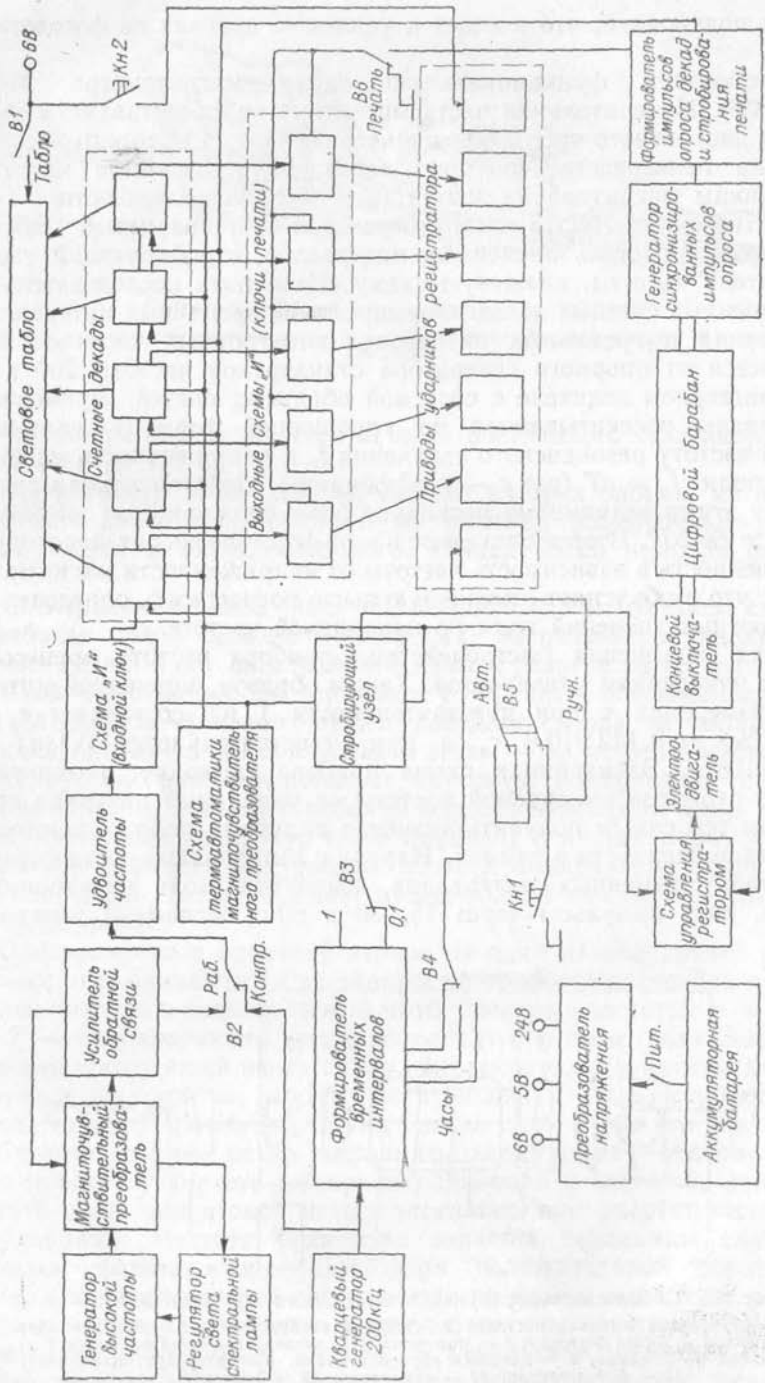


Рис. 36. Функциональная схема магнитометра М-33.

автоматической регистрации поля выбирается с помощью переключателя В4 («Часы»).

Работа схемы магнитометра осуществляется следующим образом. Частота резонансного излучения, генерируемая магниточувствительным блоком, постоянно подается на вход электронного ключа (схема «И»), выход которого подключен к пятиразрядному счетчику. После подачи сбросового импульса от кнопки КН1 «Пуск» (при ручном управлении) или от формирователя импульсов временных интервалов (при работе в автоматическом режиме) в стробирующем узле формируется одиночный импульс заданной длительности τ , отпирающий на это время входной ключ пяти счетных декад. За этот период на счетчике фиксируется значение измеряемого магнитного поля. Задний фронт стробирующего импульса запирает электронный ключ и одновременно через схему управления регистратором включает электродвигатель, вращающий цифровой барабан, и электромагнитный генератор синхронизированных импульсов опроса. Снятие показаний частотомера осуществляется по принципу параллельного заполнения счетных декад опросными импульсами. Импульсы переполнения счетных декад, воздействуя на приводы ударников регистратора, управляют работой ударного механизма. После окончания опроса и печати показаний частотомера импульс, вырабатываемый концевым выключателем, блокирует схему управления регистратором и останавливает его работу до следующего цикла измерений. Весь цикл опроса и регистрации совершается за один оборот цифрового барабана (0,8—1,0 с).

Недостатком всех магнитометров с оптической накачкой, в том числе и М-33, является необходимость оптимальной ориентировки оптической оси магниточувствительного блока по отношению к вектору измеряемого магнитного поля. От их взаимного расположения зависит амплитуда сигнала $A = A_{\max} \sin \alpha \cos \alpha$, где A_{\max} — максимальное значение сигнала; α — угол между оптической осью магниточувствительного блока и направлением измеряемого вектора. Отсюда следует, что наилучшие условия возникают при отклонении оптической оси от направления поля на угол 45° в любой плоскости. При колебаниях этого оптимального положения до 15° ошибка в определении поля не превышает 1 нТ при измерении полей от 40 000 до 60 000 нТ. За пределами этого диапазона поля и при больших отклонениях оптической оси от оптимального положения ошибка заметно возрастает, поэтому необходимо выдерживать оптимальную ориентировку прибора.

Аэромагнитометр КАМ-28 основан на том же физическом принципе, что и М-33, но имеет существенные конструктивные отличия, определяемые характером выполняемой съемки. Чувствительный блок магнитометра расположен в выпускной gondole; в самолете находятся выпускное устройство, пульт магнитометра, регистрирующее устройство, лентопротяжный механизм, электронный блок, самописец и блок питания. Регистрация осуществляется

одновременно в аналоговой форме на электротермической ленте и в двоичном коде на магнитной ленте. Пределы регистрации поля от 33 000 до 65 500 нТ. Возможна регистрация через 0,33 и 2 с, при этом чувствительность составляет соответственно 1 и 0,25 нТ. Для снижения погрешности предусмотрена система автоматической ориентации, аналогичная используемой в феррозондовых аэромагнитометрах. У прибора КАМ-28 эта система ориентирует оптическую ось магниточувствительного блока под углом 45° к полному вектору напряженности магнитного поля.

Запись поля на магнитной ленте позволяет обрабатывать результаты измерений на ЭВМ. Форма записи приспособлена для ввода в ЭВМ «Минск-32». В Западном геофизическом тресте, выполняющем большой объем съемок с аэромагнитометром КАМ-28, создано устройство для ввода информации в ЭВМ М-222.

§ 16

ВАРИАЦИОННЫЕ СТАНЦИИ

С 1960 г. серийно выпускается вариационная станция СМВ-2 для измерения вариаций δZ или δT (в зависимости от настройки).

Чувствительным элементом является магнитная стрелка, вращающаяся в вертикальной плоскости на горизонтально натянутой нити, концы которой закреплены на кварцевой дуге. На поверхности магнита укреплено зеркальце. Для измерения вариаций δZ плоскость качания стрелки устанавливается перпендикулярно к магнитному меридиану, поле Z компенсируется полем магнитов, стрелка приводится в горизонтальное положение. Мерой вариаций является угол отклонения стрелки от горизонтального положения. Луч света, падающий на зеркальце от осветителя, после отражения проходит большое расстояние, прежде чем дойдет до фотобумаги (рис. 37). Благодаря большому оптическому рычагу достигается крупномасштабная запись: при настройке на высокую чувствительность — 2—5 гамм/мм, при загрузлении прибора — 10—20 гамм/мм. На пути луча установлены фокусирующие линзы, благодаря которым отраженные от зеркальца лучи собираются на фотобумаге в точку. Лента разворачивается с помощью пружинного механизма со скоростью 20 или 60 мм/ч при запасе бумаги в кассете 2 м. При желании отсчет можно снимать визуально по шкале, вынесенной наружу; отраженный от зеркальца магнита луч направляется на шкалу с помощью наружного откидного зеркала.

Чувствительность стрелки регулируется полем H' магнита, установленного параллельно стрелке на расстоянии l . Центры стрелки и магнита расположены на горизонтальной линии, перпендикулярной к ним обоим. Поле магнита в области вращения стрелки $H' = Mr^{-3}$, направление поля параллельно магнитной

Рис. 37. Ход лучей в магнитной вариационной станции.

1 — зеркало нулевой линии; 2 — подвижный магнит с зеркалом; зеркала: 3 — термографа, 4 — вторичного отражения, 5 — откидное; 6 — фокусирующие линзы; 7 — шкала; 8 — фотобумага; 9 — осветитель.

оси стрелки. При такой установке стрелки условие ее равновесия выражается уравнением

$$MH' \sin \alpha = C\varphi + ZM \cos \alpha + mgd \cos (\beta - \alpha),$$

где M — магнитный момент стрелки; α — малый угол отклонения стрелки от горизонтального положения; C — коэффициент кручения нити; φ — угол закручивания стрелки; d — расстояние от оси вращения стрелки до центра тяжести; $mgd \cos (\beta - \alpha)$ — момент вращения силы тяжести.

Предполагается, что поле H' магнита горизонтально.

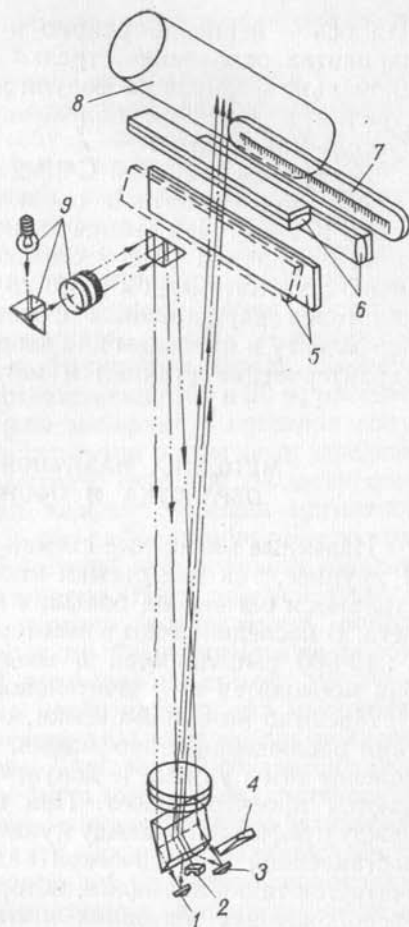
Принимая во внимание, что при малых углах поворота $\delta\alpha = -\delta\varphi$, а углы α и β малы, после дифференцирования получаем выражение чувствительности:

$$\delta\alpha/\delta Z = M(MH' + C).$$

При постоянных значениях M и C чувствительность регулируется на заводе изменением поля H' , которое зависит от расстояния r .

Температурный коэффициент прибора не превышает 2 гамм/°С. Для введения поправки за влияние температуры внутри корпуса установлен термометр, показания которого записываются на общей фотоленте. Там же лучом, отраженным от неподвижного зеркала, отмечается условная нулевая линия поля.

Для измерения δT ось вращения стрелки располагается в плоскости магнитного меридиана, но наклоняется к горизонту на угол $90^\circ - I$, чтобы вектор напряженности T оказался в плоскости качания стрелки. Возможна и другая установка стрелки для измерения вариаций вектора T : плоскость качания — параллельно магнитному меридиану, ось вращения — горизонтально, а магнит-



ная ось — перпендикулярно к полному вектору T . При обоих вариантах отклонение стрелки от заданного положения пропорционально изменениям модуля полного вектора T . Для установки стрелки в заданном положении в комплекте станции имеется bussоль-инклинатор.

Измерения станцией СМВ-2 по точности вполне удовлетворительны для магнитной съемки, выполняемой с погрешностью около 10 гамм. При съемке квантовым магнитометром погрешность записи вариаций СМВ-2 слишком велика. Ввиду этого одновременно с магнитометром КАМ-28 на том же принципе была создана квантовая вариационная станция. Вариации записываются на перфоленту и пригодны для ввода в ЭВМ «Минск-22». Технические характеристики станции и магнитометра КАМ-28 одинаковы.

§ 17

МЕТОДИКА НАЗЕМНОЙ МАГНИТНОЙ СЪЕМКИ, ОБРАБОТКА И ОФОРМЛЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ

Наземные магнитные съемки проводятся в масштабе 1 : 10 000 и крупнее, так как съемки масштаба 1 : 25 000 и мельче осуществляются обычно на больших площадях и выполняются с самолета. В последние годы в некоторых районах даже съемки масштаба 1 : 10 000 выполняются в воздушном варианте, если, конечно, они проводятся на значительной площади.

Масштаб наземной съемки, основные расстояния между пунктами наблюдения и профилями, т. е. линиями, на которых расположены эти пункты, и допустимая погрешность съемки определяются проектом работ. При выборе оптимального расстояния между профилями и между пунктами наблюдения руководствуются поставленной геологической задачей. Достоверно обнаруженной считается такая аномалия, которая подтверждается на трех рядом расположенных профилях и отмечается на каждом из них по крайней мере в трех пунктах. Таким образом, сеть съемки определяется ожидаемыми размерами аномалии по простиранию и вкрест простирания. Под аномалией, естественно, понимаются такие значения поля, которые превосходят уровень помех, например двукратную погрешность съемки. При таком условии размеры аномалии всегда конечны и зависят от видимой мощности объектов, их размеров по простиранию, глубины залегания верхней кромки и намагниченности. Чем больше каждый из перечисленных параметров, тем реже может быть сеть измерений.

Естественно, что существует различие между задачами обнаружения некоторого объекта по магнитному полю и определения его пространственного положения. Поэтому в проекте работ предусматривается некоторый объем детализации, который планируется в процентах к основному объему съемки. Точного указания сети детализации измерений не требуется, так как этот вопрос может быть решен только в ходе самой съемки, когда по наблюдаемому

полю становится видно, где именно следует сгустить сеть и до каких размеров.

С учетом выбранной сети измерений устанавливается масштаб съемки, который определяется в основном расстоянием между линиями наблюдений. Так, масштабу 1 : 5000 соответствует расстояние между профилями приблизительно 50 м, масштабу 1 : 2000 — 20 м и т. д. В тех случаях, когда наземная магнитная съемка проводится в помощь геологическому картированию, она проектируется обычно в более крупном, чаще всего следующем по порядку масштабе. Так, при геологическом картировании масштаба 1 : 25 000 выполняется магнитная съемка масштаба 1 : 10 000, при картировании масштаба 1 : 5000 — магнитная съемка масштаба 1 : 2000 и т. д. Расстояние между линиями наблюдения должно составлять соответственно 100 и 20 м; расстояние же между пунктами по профилю выбирают в пределах допусков, указанных в «Технической инструкции по магниторазведке», с учетом того, чтобы каждый миллиметр отчетной геологической карты по линии наблюдения был надежно освещен магнитной съемкой. Следует иметь в виду, что нет смысла выбирать расстояние между пунктами наблюдений меньше, чем половина ожидаемой глубины залегания магнитных пород. Надо предусматривать и детализацию, так как может возникнуть необходимость, например, в уточнении контактов разных по намагниченности пород.

При обосновании допустимой погрешности съемки на этапе проектирования ориентируются на интенсивность тех магнитных аномалий, выявление которых представляет интерес для решения поставленной геологической задачи. Достоверной считается такая аномалия, которая превосходит двойную среднюю квадратическую погрешность съемки. Представление о возможной интенсивности ожидаемой аномалии можно получить или по материалам съемки более мелкого масштаба, уже проведенной на данной территории, или по сведениям о вероятных размерах тел и их намагниченности, или по результатам работ в сходной геологической ситуации на другой площади. При обосновании допустимой погрешности съемки надо принимать во внимание, что должны быть отмечены не только максимальные, но и средние значения аномалии, так как ее надо проследить в нескольких пунктах. В процессе детализации следует достоверно выявить и минимальные по амплитуде значения поля, а также надежно зарегистрировать участки высоких градиентов аномалии. Все это необходимо для достоверного определения глубины залегания и пространственного положения намагниченного тела.

Сеть измерений и допустимая погрешность съемки обеспечиваются соответствующей методикой полевых работ. Прежде всего решается вопрос о необходимом типе магнитометра, так как точность измерений с оптико-механическими и квантовыми приборами существенно разная. Чтобы обнаружить аномалии интенсивностью до 5—7 гамм, работу надо выполнять с квантовыми магнитометрами.

Но нет необходимости использовать эти магнитометры (прежде всего, из-за их относительно высокой стоимости), если следует выявить аномалии в десятки и сотни гамм.

С учетом допустимой погрешности съемки решается вопрос и об опорной сети. Все современные магнитометры обладают изменением нуля-пункта во времени, причем у оптико-механических приборов оно может быть существенным и отличным от линейного. Опыт показывает, что близким к линейному можно считать смещение нуля-пункта магнитометра М-27 в течение примерно 2—2,5 ч. Поэтому при съемке с этим прибором надо контролировать смещение нуля-пункта через такие интервалы времени. Для этого вблизи лагеря или на самом участке съемки (если лагерь расположен далеко от площади съемки) выбирают контрольный пункт, закрепляют его на местности и выполняют на нем измерения ежедневно перед началом работы и после ее окончания. Возвращение на этот пункт через каждые 2 ч может оказаться нецелесообразным из-за большой потери времени на переходы. Поэтому, если точность съемки этого требует, на площади работ разбивают и взаимно увязывают сеть опорных пунктов.

В зависимости от размеров площади съемки, допустимой погрешности и характера рельефа местности опорная сеть может быть создана различными способами. Если площадь съемки, выполняемой с оптико-механическими магнитометрами, значительна, то последовательно разбивают сначала каркасную, а затем заполняющую опорную сеть. Пункты каркасной сети, чаще всего расположенные на магистралях, являются исходными для последующего развития заполняющей сети. Погрешность определения приращений поля для каркасной сети должна быть приблизительно в 4 раза, а для заполняющей сети — в 2 раза меньше, чем для рядовой съемки. Если площадь работ невелика или если проводится съемка средней точности, ограничиваются одноступенчатой разбивкой опорной сети, без предварительного создания каркасной. В этом случае погрешность опорной сети должна быть приблизительно в 2 раза ниже, чем рядовой.

Развитие любой опорной сети осуществляется или путем многократных измерений с несколькими магнитометрами замкнутыми рейсами, включающими ряд опорных пунктов, или по цикловой схеме с последовательным определением приращения поля на каждом из пунктов по отношению к предыдущему. В первом случае работа выполняется по схеме 1—2—3—4—5—1; во втором — по схеме 1—2—1, 2—3—2 и т. д. Цикловая методика чаще используется при наблюдениях на единичных длинных маршрутах.

Опорная сеть должна быть увязана с исходным контрольным пунктом. Густота опорной сети должна быть такой, чтобы оператор при работе оказался вблизи какого-либо из опорных пунктов через требуемый интервал времени, например через 2 ч. Измерение и учет вариаций при разбивке опорной сети обязательны.

Напомним, что смещение нуля-пункта квантовых магнитометров очень мало, у М-33 оно составляет не более 0,35 гаммы/ч. Если съемка с такими приборами ведется с целью выявления аномалий значительной интенсивности, можно ограничиться измерениями на контрольном пункте только утром и вечером. Если же обнаружению и изучению подлежат аномалии в первые гаммы, целесообразен систематический контроль за поведением нуля-пункта. Требования к выбору мест расположения опорных пунктов сводятся к следующему. Они должны находиться на хорошо обозримых местах и быть совмещенными с долговременными ориентирами или пунктами наблюдений; размещение их в пределах площади съемки должно быть равномерным. Кроме того, опорные пункты следует располагать в спокойном магнитном поле, чтобы показания магнитометра не зависели от его установки по высоте и небольших смещений в плане.

Вопрос об учете вариаций магнитного поля при наблюдениях на опорной и рядовой сети также решается в зависимости от требований к допустимой погрешности съемки. При наземной съемке с квантовыми магнитометрами учет вариаций обязателен, причем приборами того же класса точности. При работе с оптико-механическими магнитометрами вариации необходимо учитывать, если в пределах рейса их ход отличается от линейного на величину, равную или большую погрешности измерений.

Важным является вопрос о допустимом удалении пункта регистрации вариаций от пунктов измерений. Раньше считалось, что при съемках в средних широтах это расстояние может достигать нескольких сотен километров. Однако следует иметь в виду, что тогда не проводились работы с погрешностью несколько гамм. С появлением квантовых магнитометров положение изменилось. При работе с этими приборами в любых широтах вариации надо измерять непосредственно на участке съемки, причем и в этом случае нет уверенности в правильном учете короткопериодных вариаций. Вероятно, перед началом высокоточных съемок надо специально изучать пространственную однородность поля вариаций в пределах площади работ и затем решать, допустимо ли измерять вариации все время в одном и том же пункте или по мере выполнения съемки вариационный прибор следует перемещать. В любом случае вариации должны измеряться в спокойном магнитном поле.

Из всего изложенного следует, что при проведении съемок средней точности (с погрешностью 10—30 гамм) можно использовать оптико-механические магнитометры. Такие съемки, как правило, требуют сравнительно редкой опорной сети, которая в отдельных случаях может быть развита и по цикловой схеме. Учитывать вариации в средних широтах допустимо по данным вариационных станций, удаленных от площади работ до 200—300 км. При работе в высоких широтах вариации необходимо регистрировать в пределах площади съемки.

При проведении съемок высокой точности оптико-механические магнитометры приемлемы лишь при допустимой погрешности съемки 6—10 гамм. В этом случае требуется каркасная и густая заполняющая опорная сеть, созданная по методике многократных повторений, а также обязательная регистрация вариаций на площади съемки. Если же проводится съемка с погрешностью первые гаммы, то необходимо применять квантовые магнитометры, работающие в режиме максимальной чувствительности. В этом случае, как отмечалось выше, желательно сначала изучить поле вариаций в пределах площади съемки и на этом основании определить допустимое удаление прибора, регистрирующего вариации, от пунктов полевых измерений. Целесообразно также использовать при работе опорную сеть, созданную по методике многократных повторений.

Учитывая, что магнитометры с оптической накачкой дают значительную погрешность определения абсолютных значений поля, перед началом работ необходимо установить значение этой ошибки для каждого из приборов или хотя бы найти относительную погрешность регистрации абсолютных значений поля каждым из магнитометров по отношению к какому-то одному из них. Результаты такого сравнения следует учитывать при окончательной обработке материалов.

Площадь наземной магнитной съемки должна быть привязана в плане к ближайшим геодезическим знакам; на схему расположения пунктов измерений следует нанести местные долговременные ориентиры. Если по геологическим соображениям это возможно, то удобно ограничить площадь съемки уже существующими линейными ориентирами: дорогами, реками, ручьями, просеками. В противном случае площадь оконтуривают специально проложенными на местности линиями — магистральями. В пределах ограниченной площади съемка может быть выполнена: 1) без закрепления пунктов наблюдения на местности, когда маршруты прокладываются по компасу, а расстояния между пунктами наблюдения на них измеряются шагами или мерной лентой; 2) по предварительно разбитой и закрепленной на местности топографической сети. В последнем случае пункты на профиле отмечаются кольшками с указанием номеров профиля и пикета. Нумерация пикетов ведется от нулевой магистрали; пикеты, удаленные от нее к северу, имеют знак плюс, к югу — минус. Профили ориентируют вкрест господствующего простирания пород.

В залесенной местности значительная часть средств уходит на прорубку просек, поэтому их необходимость должна быть тщательно взвешена; в некоторых случаях можно ограничиться съемкой по глазомерной основе. Если при такой съемке обнаружатся участки, требующие более детального изучения, в их пределах сеть может быть разбита инструментально.

В процессе измерения в полевой журнал на каждом пункте записывают его номер, время, показания магнитометра, периодически записывают температуру. Желательно отмечать в журнале встреченные ориентиры, обнажения, горные выработки, сведения о рельефе и возможных источниках магнитных аномалий негеологической природы. При работе с магнитометром М-33 аналоговая запись ведется в том случае, если показания снимаются со светового табло. Если регистрация осуществляется в цифровой форме на бумажной ленте, то можно или установить печатающее устройство в автоматический режим и оказываться на последовательно расположенных точках измерения через соответствующий промежуток времени, или печатать показания в любой требуемый момент. В любом случае надо помечать на ленте с помощью кнопки «Репер» и фиксировать в журнале начало и конец профиля, переход с одного профиля на другой, участки детализации. При работе в автоматическом режиме в журнале записывают номера начального и конечного пунктов измерения и время регистрации поля на них. При печати показаний через неравные временные интервалы следует записывать время измерения на каждом пункте.

При обработке наблюдений с любыми приборами сначала находят разность показаний (в единицах индукции или напряженности поля) на каждом из пунктов рейса и начальном контрольном пункте. Затем вводят поправку за вариации, принимая за нуль показания вариационного прибора во время начала рейса, и, если требуется, учитывают поправку за температуру. Затем находят разницу между значением поля на контрольном пункте в конце рейса, исправленным за вариации и температуру, и первоначальным значением на том же пункте. Эту разницу с обратным знаком, именуемую поправкой за смещение нуля-пункта, разбрасывают пропорционально времени, прошедшему с начала рейса, и алгебраически суммируют ее с исправленными (за вариации и температуру) значениями поля в соответствующих пунктах наблюдения. Если же рейс начат на одном контрольном пункте, а закончен на другом, то общее смещение нуля-пункта находят как разность исправленных за вариации и температуру значений поля на конечном и начальном пунктах минус разность значений поля на этих же пунктах, установленная при разбивке опорной сети. При густой опорной сети, обеспечивающей продолжительность рейса 2—2,5 ч, при плавном ходе вариации и незначительных изменениях температуры для съемок средней точности допустимо вводить только одну поправку — за общее смещение нуля-пункта.

Вычисленные значения аномалий должны быть приведены к единому уровню, например к уровню поля на основном контрольном пункте, которое может быть принято за условный нуль.

Погрешность измерений на пунктах опорной и рядовой сети определяется отдельно на основании повторных наблюдений, которые должны быть выполнены в независимых рейсах приборами

того же класса точности; пункты повторных измерений следует выбирать преимущественно в зонах относительно спокойного поля. Погрешность единичного измерения на пункте рядовой или опорной сети оценивается одинаково по формуле

$$m = \sqrt{\sum \Delta^2 / (l - n)},$$

где Δ — отклонение каждого из значений поля, полученного в результате обработки измерений на одном и том же пункте, от среднего; l — общее число измерений, выполненных на повторных пунктах, включая первичные наблюдения; n — число повторных пунктов.

При двукратных измерениях

$$m = \sqrt{\sum \delta^2 / (2n)},$$

где δ — разность значений поля на одном и том же пункте.

Общая погрешность съемки

$$m_c = \sqrt{\sum m_i^2}.$$

Разность результатов измерений в пунктах с большими градиентами поля полезно отметить в отчете, но включать их в формулу для вычисления погрешности не следует, так как они характеризуют не столько погрешность измерений, сколько различие в установке прибора в плане или по высоте при первичном и повторном измерении.

Аномальные значения поля представляются в виде карт графиков по профилям, построенным в масштабе съемки; масштаб поля следует выбирать таким, чтобы 1 мм соответствовал приблизительно единичной или двойной погрешности съемки. В некоторых случаях наряду с картой графиков полезно составлять и карту изолиний поля в том же или более мелком масштабе, если эта карта более наглядно отражает особенности геологического строения территории. Надо только помнить, что карта изолиний менее объективна, чем карта графиков, так как на отдельных участках с плохой коррелируемостью аномалий возможно несколько вариантов проведения изолиний. Составление карты изолиний является фактически начальным этапом геологического истолкования магнитного поля.

Интервал между наименьшими по абсолютному значению положительными и отрицательными изолиниями должен соответствовать приблизительно учетверенной погрешности съемки. Проводить нулевую изолинию в этом случае необязательно. Последующие изолинии можно выбирать по закону арифметической или геометрической прогрессии. При рисовке изолиний значение поля в любой точке следует рассматривать как приближенное, известное с определенной погрешностью. Так, вполне допустимо прово-

дить изолинию 100 гамм через точку, где измеренное значение равно 90 или 110 гамм, если погрешность съемки составляет не менее 10 гамм.

§ 18

МЕТОДИКА АЭРОМАГНИТНОЙ СЪЕМКИ, ОБРАБОТКА И ОФОРМЛЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ

Воздушная магнитная съемка применяется в СССР более 40 лет. Первые аэромагнитометры позволяли проводить съемки с погрешностью в лучшем случае до 60 гамм, сейчас же выполняются съемки, погрешность которых составляет несколько гамм. С уменьшением погрешности съемок несколько возрастает стоимость работ, поэтому при проектировании необходимо тщательно обосновывать выбор типов приборов, обладающих необходимой и достаточной для решения поставленных геологических задач чувствительностью.

Масштаб аэромагнитной съемки определяется по образцу геологической съемки — расстоянием между маршрутами. При расстоянии между ними 500 м масштаб равен 1 : 50 000, при расстоянии 1 км — 1 : 100 000 и т. д. Как правило, аэромагнитная съемка выполняется в масштабе 1 : 25 000 и мельче, хотя в последние годы иногда проводятся наблюдения и в масштабе 1 : 10 000, например при поисках кимберлитовых трубок или месторождений бокситов. Съемка в столь крупном масштабе выполняется с высокоточными магнитометрами. Основным препятствием для более широкого производственного применения воздушной съемки масштаба 1 : 10 000 является трудность обеспечения соответствующей точности топографической привязки маршрутов в плане, особенно на местности, бедной ориентирами. При съемке более мелких масштабов проблем с топографической привязкой обычно не возникает.

Основными видами плановой привязки являются фотографическая и радиогодезическая. При фотопривязке местность по линии маршрута фотографируется непрерывно или только на отдельных участках с хорошо опознаваемыми ориентирами, в этом случае на каждом из участков делают три-пять частично перекрывающихся снимков. Интервалы между участками выбирают в зависимости от масштаба съемки; так, для масштаба 1 : 50 000 они не должны превышать 15 км, для масштаба 1 : 200 000 — 25 км. Радиогодезические средства используют как для определения координат самолета в заданные моменты времени при полете по заранее намеченным маршрутам, так и для активного вождения. Обычно маршруты аэромагнитной съемки бывают прямолинейными; при использовании же радиогодезических систем активного вождения полеты осуществляются чаще по гиперболическим линиям.

Привязка по высоте выполняется с помощью радио- и барометрических высотомеров. Двойная запись необходима, чтобы изобразить в вертикальном разрезе рельеф местности (по барометрическому высотомеру) и линию полета над этим рельефом (по радиовысотомеру). Необходимость в таком изображении отпадает при съемке в равнинной местности и при неизменной высоте полета. Сведения об относительной высоте полета требуются не только для того, чтобы привести к земной поверхности вычисленные глубины тел, но и чтобы правильно объяснить некоторые аномалии в условиях горного рельефа.

При работе с феррозондовыми магнитометрами, если съемка выполняется в помощь геологическому картированию, высота полета должна быть минимальной, которую допускают правила техники безопасности (70—100 м). При съемке, цель которой — выявить складчатые структуры, не вскрытые современным эрозийным срезом, или изучить глубинное строение, высота полета должна быть не менее 200 м, чтобы избавиться от влияния приповерхностных неоднородностей геологического разреза.

Тщательного обоснования заслуживает выбор высоты полета при съемке с высокоточными квантовыми магнитометрами, которую обычно выполняют для картирования и выявления структур осадочных толщ, отличающихся низкой намагниченностью (10^{-6} — 10^{-4} СГС). Такие же свойства могут быть присущи и некоторым породам четвертичного возраста, перекрывающим изучаемые толщ. Магнитные аномалии четвертичных отложений обычно не представляют интереса, они лишь затушевывают аномалии от подлежащих изучению более глубоких частей разреза, поэтому эффект четвертичных отложений желательнее существенно подавить. С учетом этого при геологическом картировании и решении структурных задач съемку любых масштабов с квантовыми магнитометрами следует выполнять на высотах не ниже 200 м. Меньшая высота полета может оказаться целесообразной лишь при поисках сравнительно небольших рудных тел, например бокситов или слабомагнитных кимберлитовых трубок, в масштабах 1 : 25 000 и 1 : 10 000.

При съемках в горной местности выдерживать постоянную абсолютную высоту полета нецелесообразно, полезнее добиваться одинаковой относительной высоты над физической поверхностью. При полете на одной и той же абсолютной высоте магнитное поле над долинами, как показали, например, работы на Кавказе, становится совершенно невыразительным, а его геологическое объяснение — невозможным. Так как летать на самолете с обтеканием рельефа сложно, в горной местности съемки иногда выполняют с использованием вертолетов. При этом маршруты часто делают не прямыми, а повторяющимися ход горизонталей рельефа. Стоимость вертолетной съемки всегда значительно выше, чем самолетной, поэтому выбор вертолетного варианта требует серьезного обоснования. При съемке с вертолета возникают и другие трудности: неясным становится масштаб съемки, так как

отдельные маршруты в зависимости от крутизны склонов оказываются разнесенными в плане на разные расстояния; кроме того, появляются осложнения при геологическом объяснении магнитного поля, поскольку источники аномалий могут оказаться как ниже, так и выше чувствительного элемента магнитометра. Обычно масштаб вертолетной съемки определяется средним расстоянием между маршрутами в плане.

Измеренные при любой съемке значения магнитного поля должны быть избавлены от изменений, не связанных непосредственно с геологическими причинами: 1) от смещения нуля-пункта прибора, в разной мере проявляющегося у магнитометров разных типов; у квантовых это смещение мало, у феррозондовых — более заметно; 2) от влияния колебаний температуры и метеорологических условий; 3) от магнитного воздействия самолета, разного при разных курсах; 4) от вариаций магнитного поля во времени; 5) от влияния горизонтального и вертикального градиента магнитного поля Земли.

Для феррозондовых магнитометров наиболее существенным источником погрешности может быть значительное (до нескольких десятков гамм за рабочий день) и, что главное, нелинейное смещение нуля-пункта. Наиболее распространенным способом учета смещения нуля-пункта является использование сети опорных маршрутов и контрольного маршрута. Этот маршрут длиной около 20 км выбирают вблизи аэродрома в спокойном магнитном поле. Он должен быть хорошо обеспечен ориентирами, в том числе отмечающими его начало и конец. Измерения на контрольном маршруте выполняют ежедневно перед началом съемки и после ее завершения. Сопоставление осредненных значений поля, исправленных за вариации и температуру, показывает общее смещение нуля-пункта за съемочный день. Но так как в течение дня смещение нуля-пункта может заметно отклоняться от линейного, то его периодически контролируют с помощью заранее созданной сети опорных маршрутов, которые могут быть расположены по-разному.

В одних случаях, преимущественно при крупномасштабной съемке, опорные маршруты параллельны съемочным или совпадают с ними, в других — перпендикулярны к съемочным, в третьих — взаимно перпендикулярны и ориентированы к съемочным под углом. В первом случае через определенные интервалы времени выполняют измерения на каком-либо из опорных маршрутов, который по значениям поля заранее увязан с другими опорными маршрутами, а также с контрольным маршрутом. В двух других случаях в ходе съемки периодически происходит пересечение опорных и рабочих маршрутов, что дает возможность контролировать смещение нуля-пункта магнитометра за короткие промежутки времени. Опорные маршруты следует прокладывать на участках с большим числом хорошо опознаваемых ориентиров или использовать при этом радиогеодезические средства;



Рис. 38. Девиационная кривая.

в любом случае (если съемка ведется не над акваторией) необходимо вести непрерывное фотогравирование и поддерживать постоянную высоту. При пересечении опорных маршрутов съемочными надо добиваться не только их планового, но и высотного совпадения.

Расстояние между опорными маршрутами определяется требованиями к точности съемки.

Поправка за температуру обычно бывает линейной и учитывается одновременно с линейной поправкой за смещение нуля-пункта; в противном случае она вводится согласно техническому паспорту прибора путем приведения к температуре во время утреннего измерения на контрольном маршруте.

Для учета девиационных эффектов, т. е. различия магнитного поля самолета в зависимости от его ориентировки по отношению к земному магнитному полю, перед началом съемки на значительной высоте (500—800 м) над одним и тем же ориентиром выполняют полеты в разных азимутах. Такие полеты следует проводить в спокойном поле при длине маршрутов около 20 км и различии в их азимутах 45° . По наблюдаемым значениям, исправленным за вариации и смещение нуля-пункта, строят девиационную кривую (рис. 38): в каждом азимуте откладывают среднее значение поля, полученное при полете над выбранным ориентиром. Одно из направлений полета, обычно совпадающее с преобладающей ориентировкой рабочих маршрутов, принимают за основное, а значение поля на нем — за условный нуль. В дальнейшем при полетах по другим азимутам вводят соответствующие поправки за девиацию.

Для учета магнитных вариаций используют записи вариационной станции, предполагая, что в пункте расположения станции и в точке измерения в один и тот же момент времени вариации одинаковы. Такое предположение при съемке с феррозондовыми магнитометрами является правдоподобным (учитывая точность наблюдений), а при съемке с квантовыми магнитометрами — заведомо ошибочным. Дело в том, что квантовые аэромагнитометры и соответствующие вариационные станции могут регистрировать вариации амплитудой в первые гаммы и с периодом в первые секунды, что недоступно феррозондовым магнитометрам. Эти короткопериодные вариации уже на расстоянии в несколько километров могут быть несинхронными.

При съемке с любыми магнитометрами важно решить вопрос о допустимом удалении вариационной станции от точек измерений. Опыт показывает, что при использовании феррозондовых аэромагнитометров и станции СМВ-2 даже в высоких широтах это расстояние может достигать многих десятков и даже первых сотен километров. При обычно проектируемой погрешности съемки

не менее 15—20 гамм можно считать, что вариации на таких постоянных одинаковы во времени. Вопрос о размерах площади, в пределах которой вариации можно считать одинаковыми при работе с квантовыми магнитометрами, еще подлежит изучению. Пока же его можно решать только экспериментально и только для конкретной местности.

Если для определенной допустимой погрешности съемки этот вопрос решен, то всю территорию исследований можно разделить на соответствующие участки, в центре которых следует установить вариационные станции. Но надо иметь в виду, что это привело бы к увеличению стоимости работ, так как потребуются дополнительная аппаратура и штаты. Затраты, однако, могут быть сокращены, если вместо вариационных станций использовать магнитометр М-33, позволяющий автоматически регистрировать поле через каждые 15 с; по мере необходимости прибор можно перемещать в пределах площади съемки. Естественно, большая часть короткопериодных вариаций при этом не будет зафиксирована, но вариации с периодом 30 с и более будут учтены достаточно достоверно.

Квантовые вариационные станции надежно регистрируют высокочастотные колебания с периодом в первые секунды, но так как в пространстве, где перемещается в это время съемочный магнитометр, их прохождение может быть иным, то введение соответствующих поправок может даже ухудшить качество съемки. Поэтому целесообразно осреднять график вариаций в интервалах примерно 5—7 с, выполнять такое же осреднение показаний съемочного магнитометра и вводить в них поправку за осредненные вариации.

При высокоточных съемках, особенно в горной местности, необходимо учитывать нормальный вертикальный градиент геомагнитного поля, который может достигать 30 гамм/км. Даже если колебания абсолютной высоты полета составляет всего 100 м, изменения нормального поля оказываются заметными. При съемке над немагнитными породами увеличение абсолютной высоты полета ведет к появлению ложных минимумов аномалий, а уменьшение высоты — к появлению ложных максимумов поля. Нормальный вертикальный градиент лучше всего определять экспериментально, для чего необходимо выполнить полеты в спокойном поле, близком к нормальному, на нескольких высотах, отличающихся не менее чем на 100 м.

Для вычисления аномалий ΔT надо иметь данные о нормальном поле T_0 и характере его изменения в горизонтальной плоскости по площади съемки. Сведения о нормальном поле и его горизонтальном градиенте берут с карт ИЗМИРАН. Но для отдельных площадей значения T_0 на этих картах содержат постоянные погрешности по крайней мере в несколько десятков гамм, поэтому вычисленные аномалии ΔT содержат некоторую постоянную ошибку. Горизонтальный градиент поля T_0 определяют интерполяцией по карте нормальных значений полного вектора, при этом также вносят некоторую ошибку.

Обработка материалов аэромагнитной съемки зависит от типа магнитометров, точности измерений, формы записи поля.

При работе с феррозондовыми магнитометрами запись поля ведется на бумажную ленту. При достаточно густой сети опорных маршрутов поправки за температуру, магнитные вариации, смещение нуля-пункта, происходящее по неустановленным причинам, и за нормальный градиент учитываются совместно. Суммарную поправку определяют по расхождению значений поля в точках пересечения рядовых и опорных маршрутов, считая, что в пределах допустимой погрешности съемки изменения поля, вызванные указанными причинами, происходят по линейному закону. Эта суммарная поправка называется «общий уход нуля магнитометра».

Рядовой маршрут обычно пересекается с несколькими опорными, в результате график общей поправки по маршруту, изображенный на той же ленте, где записано само поле, имеет вид ломаной линии; в соответствии с ее поведением вносят поправки в наблюдаемые значения поля. Магнитное поле на маршрутах опорной сети при ее разбивке и увязке уже заранее исправлено за вариации, смещение нуля-пункта, девиацию и нормальный градиент. Поэтому на рядовых съемочных маршрутах поправки за нормальный горизонтальный градиент и девиацию оказываются введенными автоматически, а приращение поля определяется по отношению к его уровню на основном контрольном маршруте. Для увязки наблюдений, выполненных в разные дни, находят поправку за настройку прибора по отклонению начала записи от нулевой линии ленты при первом полете на контрольном маршруте.

В результате обработки получают кривые ΔT , отнесенные к некоторому условному уровню, в общем случае отличающемуся от нормального на некоторую постоянную величину. Для определения этого расхождения надо либо выполнить на контрольном маршруте измерения с абсолютным магнитометром, либо привязать поле контрольного и опорных маршрутов к государственной аэромагнитной опорной сети. В последнем случае поле государственной сети надо исправить за вековой ход. Из полученного таким способом на контрольном маршруте абсолютного значения T вычитают поле T_0 , снятое с карты ИЗМИРАН и исправленное за вековой ход. В результате находят некоторую постоянную поправку, которую вносят во все вычисленные значения поля по маршрутам.

Обработка материалов с квантовыми магнитометрами, хотя и не автоматизирована пока полностью, предусматривает широкое применение ЭВМ. Информация, записанная на магнитной ленте магнитометра КАМ-28, переводится в код соответствующей ЭВМ, используемой для дальнейшей обработки. После этого становится возможной десятичная печать магнитного поля на бумажную ленту. На той же ленте печатаются номера ориентиров и отмечается их

положение. Эти отметки сравнивают с записью на термоленте, чтобы установить, нет ли пропусков ориентиров, записи поля или каких-либо искажений. Затем для дальнейшей обработки на ЭВМ подготавливают следующие данные: номера маршрутов, соответствующих определенным числовым массивам ΔT ; расстояния между ориентирами по линиям маршрутов; координаты концов маршрутов; количество точек между ориентирами, в которых должно быть вычислено аномальное поле; отклонение реальной линии каждого маршрута от его планового положения; поправки за вариации в функции времени; нормальное поле T_0 , приведенное к году съемки. По этим данным ЭВМ вычисляет аномалии ΔT .

При введении поправки за вариации в качестве нулевого обычно берут среднее значение показаний вариационной станции за все время аэромагнитной съемки; значения задаются дискретно, через некоторые интервалы времени, в пределах которых изменение вариаций можно считать линейным. Эти временные интервалы в разные часы и в разные дни могут быть неодинаковыми.

Нормальное поле учитывают по картам ИЗМИРАН, хотя ясно, что их сравнительно невысокая точность и мелкий масштаб неизбежно ведут к систематическим ошибкам в аномальном поле. Считается, что в пределах ограниченных площадей, например 100×100 км, нормальное поле меняется практически по линейному закону. Поэтому значения нормального поля задают в трех точках, расположенных вблизи границ площади съемки и лежащих в вершинах равностороннего треугольника. Центр треугольника приблизительно совпадает с центром площади съемки. По этим трем значениям, исправленным за вековой ход, ЭВМ вычисляет поле T_0 во всех остальных точках. При вычитании нормального поля из измеренных значений T автоматически учитывается нормальный горизонтальный градиент, который предполагается линейным по заданным направлениям.

Все существующие способы обработки материалов высокоточной аэромагнитной съемки не гарантируют полного устранения ошибок, вследствие чего часто обнаруживаются «провалы» или «поднятия» кривых ΔT на отдельных участках или даже на всем маршруте по сравнению с результатами на соседних маршрутах. Поэтому даже при съемке с квантовыми аэромагнитометрами, у которых смещение нуля-пункта пренебрежимо мало, развивают сеть опорных маршрутов, секущих рабочие примерно под прямым углом. Сопоставляя аномалии ΔT в точках пересечения, ликвидируют выявленные невязки и получают окончательные значения ΔT .

При съемке с квантовыми магнитометрами приходится принимать во внимание, что эти приборы определяют полные значения T с абсолютной погрешностью до 35 гамм. Поэтому перед началом съемки каждый из магнитометров КАМ-28 должен пройти метрологическую проверку, при которой в строго известном маг-

нитном поле (например, в поле электрического тока) определяется эта абсолютная погрешность. Ее следует учитывать при вычислении аномалий ΔT .

Качество аэромагнитной съемки традиционно оценивается средней квадратической погрешностью, вычисляемой на основании сопоставления аномалий ΔT , полученных на отдельных маршрутах или их отрезках при первичных и повторных измерениях. Однако такая оценка характеризует погрешность не только измерений и учета вариаций (а для феррозондовых магнитометров — и смещения нуля-пункта), но и плановой привязки маршрутов. Составляющая погрешности, связанная с неточностью привязки, особенно значительна в полях с большими горизонтальными градиентами. Поэтому повторные измерения рекомендуется выполнять в относительно спокойном магнитном поле. Возможно, было бы правильно, оценив среднюю квадратическую погрешность плановой привязки в метрах, рассчитать обусловленную ею ошибку для полей с различными горизонтальными градиентами и учитывать ее при вычислении погрешности определения ΔT .

Основным отчетным графическим материалом аэромагнитной съемки является карта аномального магнитного поля, составленная в масштабе съемки. При работе с феррозондовыми магнитометрами, т. е. при съемке средней точности, в большинстве случаев следует составлять карту графиков ΔT . Масштаб ординат с учетом погрешности съемки не следовало бы выбирать мельче чем 100 гамм/см, но на практике часто пользуются более мелким, если изображают особо интенсивные аномальные поля. В этом случае целесообразно и карту изолиний ΔT давать с неравномерным сечением, что позволит наглядно отразить как слабые отклонения от нормальных значений поля, так и интенсивные аномалии с высокими горизонтальными градиентами. Нулевую изолинию можно и не проводить; изолинии с наименьшими абсолютными значениями выбирают с учетом погрешности съемки. Первые две-три положительные и отрицательные изолинии проводят с равным сечением, последующие — с возрастающим по закону арифметической или геометрической прогрессии.

Главным отчетным материалом высокоточной аэромагнитной съемки, выполненной с квантовыми магнитометрами, должна быть карта изолиний ΔT , составленная в масштабе съемки. Учитывая, что высокоточные съемки выполняются в областях развития слабомагнитных пород, где не ожидается больших по интенсивности аномалий, сечение изолиний желательно выдерживать постоянным либо содержащим две градации, например 5 и 10 гамм. С учетом реальной погрешности съемки 3—5 гамм меньшее из сечений можно использовать для изображения поля в области низких градиентов, где неточность плановой привязки сказывается незначительно. Изображение поля ΔT в виде карты графиков на всю площадь работ с КАМ-28 лишено смысла, так как при высокой

точности съемки придется выбирать столь крупный масштаб ординат, что карта окажется совершенно нечитаемой. Для отдельных участков с аномалиями небольшой интенсивности составление карт графиков может быть полезным.

В районах многоярусного строения, например на платформах, кроме основных отчетных карт полезно представлять карты трансформированных значений поля, на которых более наглядно может отразиться структура осадочного чехла. Это могут быть карты вертикального или горизонтального градиента ΔT либо карты остаточных аномалий, которые вычисляются как разность между исходными значениями ΔT и пересчитанными на некоторую высоту или осредненными по некоторой площади. Вопрос о выборе вида и параметров трансформации (высота пересчета, радиус осреднения, шаг определения градиентов поля и т. п.) решается в зависимости от конкретных особенностей геологического строения. Трансформации выполняются на ЭВМ, их алгоритмы и соответствующие программы имеются в вычислительных центрах геолого-геофизических организаций.

§ 19

МЕТОДИКА МОРСКОЙ МАГНИТНОЙ СЪЕМКИ, ОБРАБОТКА И ОФОРМЛЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ

Систематические морские магнитные съемки проводятся в СССР и за рубежом с начала 60-х годов. Основными магнитометрами, используемыми при морских измерениях, являются протонные. Чувствительный элемент магнитометра помещается в немагнитную гондолу, буксируемую за судном на расстоянии двух-трехкратной его длины, что необходимо для снижения девиационных эффектов корабля.

Масштабы съемок различны и зависят от специфики решаемых геологических задач. Мелкомасштабные работы проводятся в акватории Мирового океана для изучения строения океанического дна и решения задач тектонического районирования. Крупномасштабные съемки выполняются в пределах океанического шельфа и во внутренних морях; их цель — решение структурных задач в помощь геологическому картированию или поискам некоторых рудных, в том числе рассыпных, месторождений. Масштаб, как и при воздушной съемке, определяется средним расстоянием между маршрутами, обычно параллельными друг другу.

Основные трудности, возникающие при обработке морских измерений, связаны с учетом вариаций магнитного поля. Даже при работе вблизи береговой линии не всегда можно пользоваться данными вариационных станций, расположенных на суше, так как вариации в точках измерения на море могут быть иными. Приходится считать и с так называемым «береговым эффектом», который связан с магнитным полем электрических токов, обтекающих сушу, поэтому нецелесообразно располагать вариацион-

ные станции вблизи берега. Но и вдали от берегов существуют дополнительные источники вариаций, нехарактерные для суши. В морской воде, движущейся в земном магнитном поле, возникают электрические токи. Эти электромагнитные вариации зависят от периода морских волн и их амплитуды. Способы учета таких вариаций пока не разработаны, поэтому гидромагнитные съемки надо проводить при слабом волнении. По указанным причинам гидромагнитные съемки в океане не могут быть выполнены с высокой точностью, особенно в полярных широтах. При съемках на внутренних морях можно использовать береговую вариационную службу, но и здесь, как и при аэромагнитной съемке, не могут быть надежно учтены короткопериодные колебания, которые поэтому надо осреднять.

Для определения планового положения пунктов наблюдения используются радиогодезические средства, в том числе и спутниковые; существуют также системы активного вождения судна. В последнее время начинают вести работы со специально оборудованных геофизических судов с бортовой ЭВМ, которые в соответствии с заданной программой могут следовать по любому курсу, не обязательно прямолинейному, с требуемой скоростью. Современные средства активного вождения позволяют снизить погрешность определения координат судна в моменты измерения до первых сотен метров.

Запись поля в различных конструкциях протонных магнитометров осуществляется в аналоговой или цифровой форме на бумажную ленту либо на перфоленту. На магнитограммах отмечается также время, начало и конец профиля, курс судна. Эти данные нужны при вычислении аномалий ΔT . По обработке материалов морская магнитная съемка не имеет принципиальных отличий от аэромагнитной съемки. В частности, здесь также возникают трудности с определением уровня нормального поля, поэтому аномалии ΔT , получаемые при морской съемке, обычно содержат некоторую систематическую, в лучшем случае постоянную, ошибку.

Вычисление аномалий может быть выполнено непосредственно на борту с помощью ЭВМ «Минск-32», которая снабжена также программами для трансформаций магнитного поля и расчета глубины залегания намагниченных тел определенной формы.

Графическое изображение результатов гидромагнитной съемки зависит от масштаба исследований. Данные мелкомасштабных съемок чаще представляют в виде карт графиков, так как составление карт изолиний затруднено из-за большого расстояния между маршрутами наблюдений и не всегда возможна корреляция отдельных особенностей поля. Результаты крупномасштабных съемок можно оформлять как в графиках, так и в изолиниях. Критериями при выборе способа изображения являются наглядность поля и реальная погрешность съемки, которая определяется по сопоставлению результатов первичных и повторных измерений точно так же, как это делается при аэромагнитной съемке.

МЕТОДИКА СКВАЖИННОЙ МАГНИТОРАЗВЕДКИ,
ОБРАБОТКА И ОФОРМЛЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ

Измерения магнитного поля в скважинах выполняются преимущественно при разведке магнетитовых месторождений железа и в ограниченных объемах при поисках и изучении пространственного положения массивов сильномагнитных разностей пород ультраосновного и основного состава. По магнитному полю, измеренному в скважине вблизи намагниченных тел, а иногда и внутри их, можно дать значительно более достоверные заключения о размерах этих тел и положении их в пространстве, чем по полю, измеренному на дневной поверхности. Особенно эффективно применение скважинной магниторазведки при поисках и разведке глубоко залегающих магнетитовых руд скарнового происхождения, которые слагают сравнительно небольшие тела, иногда расположенные недалеко друг от друга.

При глубоком залегании источников поля выяснить природу наземных магнитных аномалий бывает трудно. И по данным бурения причина аномалий устанавливается не всегда, так как скважина может пройти мимо рудного тела или немного не дойти до него. Измеряя магнитное поле в скважине, можно узнать, имеются ли магнитные руды вблизи скважины, в каком направлении от нее и на каком удалении. При благоприятных условиях можно оценить размеры рудного тела в разрезе. Эти данные с успехом используются для выбора мест заложения последующих скважин. Таким образом, применение скважинной магниторазведки позволяет в ряде случаев избежать неоправданного сгущения сети скважин и в то же время повысить надежность геологических заключений.

Существуют определенные требования по подготовке аппаратуры (например, ТСМК) к измерениям в скважинах.

Перед началом работы необходимо проверить и отрегулировать аппаратуру на контрольном пункте. Требования к выбору контрольного пункта те же, что и при наземной съемке, т. е. он должен быть расположен в спокойном магнитном поле, желательно на территории базы партии или вблизи нее, иметь хорошие подъезды для автомобилей. Если используется несколько контрольных пунктов, то все они должны быть увязаны между собой. Желательно их увязка также и с контрольными пунктами наземной съемки, что упрощает дальнейшее сопоставление результатов наземных и скважинных измерений. На контрольном пункте определяют цену деления; на заводе приборы ТСМК настроены на цену деления около 200 гамм. Однако практически она может колебаться у различных приборов в пределах $\pm 10\%$, что при значительной напряженности измеряемых полей приведет к большим ошибкам. Поэтому для каждого магниточувствительного элемента следует определить цену деления по обычной методике

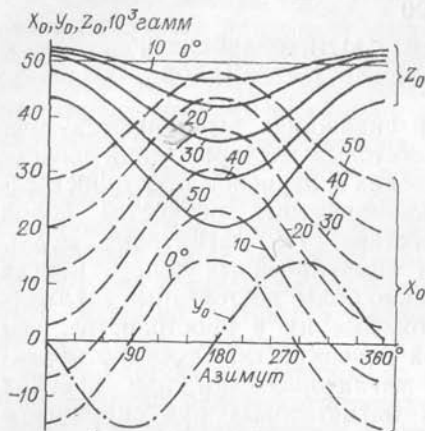


Рис. 39. Азимутальная зависимость составляющих нормального магнитного поля при разных углах наклона прибора с осевой схемой расположения магниточувствительных элементов.

с помощью входящих в комплект скважинной аппаратуры колец Гельмгольца.

Во избежание значительного нарушения в установке чувствительных элементов, что может явиться следствием механических воздействий на скважинный снаряд, проверяют и при необходимости регулируют их положение.

Скважинный снаряд, предназначенный для измерения составляющих вектора T , закрепляют в инклинометрическом столе под углом $10\text{--}30^\circ$ к вертикали. Вращая снаряд вокруг вертикальной оси стола, находят положение, в котором отсчет по элементу Y равен нулю. Затем поворачивают снаряд вокруг вертикальной оси на 180° и снимают отсчет. Не превосходящий ± 200 гамм отсчет считается допустимым, в противном случае производят юстировку элемента с помощью установочного груза. Сходным путем проверяют установку элемента X ; третий датчик не юстируется, так как он жестко связан с двумя первыми. В скважинном снаряде ΔZ проверяют вертикальность оси магниточувствительного элемента, для чего выполняют измерения в четырех азимутах через каждые 90° . При этом разница в отсчетах не должна превышать ± 200 гамм. В случае больших расхождений, что связано с наклоном оси чувствительного элемента датчика, его положение регулируют перемещением юстировочных грузов.

Важно определить зависимость составляющих вектора напряженности нормального поля T_0 от пространственного положения скважинного снаряда. Для выяснения этой зависимости измеряют составляющие вектора при разных азимутах и углах наклона снаряда. Результаты измерений изображают в виде графиков (рис. 39). Эти данные в дальнейшем используются при обработке скважинных наблюдений.

На контрольном пункте проверяют также ортогональность системы координат чувствительных элементов, для чего сопоставляют полученные на этом пункте кривые составляющих вектора напряженности с теоретическими зависимостями для данной ориентации снаряда. Незначительные расхождения, которые почти всегда наблюдаются, не мешают успешному проведению работ, так как при последующем вычислении амплитуд векторов T_a эта имеющая систематический характер ошибка исключается.

Ошибка, возникающая в определении направления вектора T_a , незначительна и не оказывает практически никакого влияния на геологические заключения.

Измерения составляющих напряженности поля выполняют в необсаженных скважинах, имеющих угол наклона от вертикали не менее 3° , что необходимо для уверенной установки элементов X и Z в плоскости искривления скважины. Наиболее благоприятны скважины с углом наклона от вертикали до 40° , имеющие азимутальный уход не более 3° на 100 м. Наличие крупных каверн в скважинах увеличивает погрешность определения аномальных значений поля, так как в этом случае скважинный снаряд может быть расположен не по оси скважины.

При проведении работ целесообразно сначала измерять компоненту ΔZ и магнитную восприимчивость κ пород, слагающих стенки скважины, по всему ее стволу. Перед началом наблюдений скважинный снаряд ΔZ устанавливают на опорном пункте вблизи устья скважины и измеряют вертикальную составляющую напряженности поля. Полученное значение Z принимают за условный ноль и отмечают на ленте. Если на участке предусматривается выполнение измерений в нескольких скважинах, то все данные должны быть приведены к уровню основного контрольного пункта. В этом случае значение на опорном пункте около устья скважины, полученное перед началом измерений в скважине, сравнивают с найденным ранее при разбивке и увязке опорной сети. Возможные расхождения в дальнейшем учитывают при обработке.

При спуске скважинного снаряда ΔZ ведут наблюдения за интенсивностью поля и магнитной восприимчивостью пород, чтобы выбрать наиболее удачный масштаб записи этих величин при последующем подъеме. Затем, при подъеме, осуществляется непрерывная запись ΔZ и κ на ленту. Нормальной скоростью подъема считается 1000—1500 м/ч. На основании полученных с этим снарядом данных выбирают интервалы, где целесообразно проводить измерения всех трех составляющих вектора напряженности магнитного поля. При использовании аппаратуры ТСМК-40М осуществляется непрерывная запись этих составляющих. Если же измерения выполняют в отдельных точках (ТСМК-40), то расстояние между ними выбирают с учетом характера поля ΔZ и диаграмм κ . Чаще всего при точечной записи эти интервалы равны 20, 10 или 5 м со сгущением на участках большого градиента поля до нескольких десятков сантиметров.

Для контроля за качеством работ выполняют повторные измерения по отдельным скважинам. Так как глубина точек первичных и повторных измерений различается обычно на 10—15 см, то повторные измерения проводят в полях, где градиенты не превышают 100—200 гамм/м. В этом случае другое положение снаряда по глубине не приведет к существенному изменению составляющих напряженности поля. Нецелесообразно выполнять повторные измерения в скважинах, стенки которых с держат интенсив-

ную вкрапленность магнетита, тем более в интервалах пересечения скважиной рудных тел, так как вычисленная по таким интервалам средняя квадратическая погрешность будет зависеть в основном от положения скважинного снаряда по глубине, а не от ошибки измерения напряженности поля.

Первичные результаты измерений со скважинными магнитометрами представляют в виде диаграммных лент непрерывно регистрируемых параметров, а при точечной записи — журналов измерения составляющих в отдельных точках. На диаграмме ΔZ проводят линию уровня Z_0 и оцифровывают запись магнитного поля по данным измерения на контрольном пункте и на забое скважины. На диаграмме магнитной восприимчивости положение нулевой линии определяют по показаниям прибора в воздухе или в немагнитных породах. Так как в зависимости от значений магнитной восприимчивости масштаб записи меняют, то это должно быть отражено на ленте. Учитывают также, что полученные при измерении значения зависят не только от магнитной восприимчивости пород, но и от диаметра скважины. Эта зависимость отражена на градуировочных кривых, прилагаемых к паспорту прибора. Поправку за колебания диаметра скважины определяют по этим кривым и соответственно изменяют оцифровку масштаба записи \times на ленте.

Составляющие X_a , Y_a и Z_a находят, вычитая из измеренных значений нормальные для данного азимута и угла наклона оси скважинного снаряда (см. рис. 39). По этим данным может быть найден вектор T_a как векторная разность между наблюдаемым в данной точке значением T и нормальным T_0 .

Результаты измерений изображают в виде графиков X_a , Y_a и Z_a . Масштаб глубин и расстояние между точками вычисления векторов T_a при непрерывной записи выбирают в соответствии с масштабом проектного геологического разреза; составляющие напряженности поля обычно строятся в масштабе 100—200 гамм/мм, при этом значения откладывают от условной нулевой линии. На графики в том же масштабе наносят значения нормальных составляющих поля, которые определяют по измерениям на контрольном пункте. Эти значения показывают в отдельных точках с учетом азимутального и зенитного углов скважины и затем соединяют отрезками прямой. Искривление скважины устанавливают инклинометрами, у которых система ориентации не зависит от напряженности внешнего магнитного поля. Такие инклинометры позволяют измерять искривление скважин с погрешностью 30' по зенитному углу и 5° по азимуту.

Если осуществляется непрерывная запись составляющих напряженности поля (аппаратура ТСМК-40М), то на участках спокойного поля искривление скважины легко выявляется по значениям этих составляющих. Для этого их сравнивают со значениями на контрольном пункте и таким образом определяют ориентировку скважинного прибора в момент измерения. Опыт показы-

вает, что в благоприятных условиях аппаратура ТСМК-40М позволяет определять азимутальный уклон скважины точнее, чем обычные инклинометры. По искривлению скважины на участках спокойного магнитного поля путем интерполяции находят ее положение в интервалах, где наблюдаются высокие аномальные значения составляющих.

Вектор T_a изображают в виде проекций на одну или несколько плоскостей. Наиболее удобно строить проекции вектора T_a на плоскость xOz . Для этого в выбранной точке по оси x откладывают значения $X-X_0$, по оси z — значения $Z-Z_0$ и находят искомую проекцию вектора T_a на плоскость xOz как векторную сумму этих значений. Полученные векторы переносят на геологический разрез; при этом, если система ориентации была осевой, учитывают зенитное искривление скважины в каждой точке вычисления.

Если скважина задана вкрест простираения намагниченного тела и размеры его по простираению велики, то нет необходимости строить векторную диаграмму в плоскости yOz , так как поле Y_a практически будет равно нулю и направление проекций векторов T_a на эту плоскость будет совпадать с осью скважины. Когда же рудное тело не лежит в плоскости разреза или скважина задана не вкрест простираения, целесообразно строить проекции векторов T_a на обе вертикальные плоскости. Совместное рассмотрение векторных диаграмм в двух проекциях дает возможность достаточно обоснованно судить о вероятном положении рудного тела относительно ствола скважины. Кроме того, в этом случае иногда оказывается полезным построить проекции вектора T_a еще на одну вертикальную плоскость — ориентированную вкрест простираения намагниченных пород.

Вычисление векторов является достаточно трудоемкой операцией, в связи с чем целесообразно ее автоматизировать. Соответствующая аппаратура позволяет увеличить скорость вычисления проекций векторов по крайней мере в 15 раз, причем можно находить проекции на любую заданную плоскость.

IV

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НАМАГНИЧЕННЫХ ТЕЛ И ЕГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

§ 21

ОБЩИЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ СОСТАВЛЯЮЩИХ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НАМАГНИЧЕННЫХ ТЕЛ

Магнитный потенциал dU элементарного диполя, как известно, выражается формулой

$$dU = (dM/r^2) \cos \theta,$$

где dM — магнитный момент диполя; r — расстояние от центра диполя до точки, в которой определяется его потенциал; θ — угол между направлением r и вектором намагниченности J .

Потенциал намагниченного тела, занимающего объем V , при постоянной намагниченности равен

$$U = J \int_V (\cos \theta / r^2) dV. \quad (21.1)$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \cos(J, x) \cos(r, x) + \cos(J, y) \cos(r, y) + \\ &+ \cos(J, z) \cos(r, z); \end{aligned}$$

$$J \cos(J, x) = J_x; \quad J \cos(J, y) = J_y; \quad J \cos(J, z) = J_z,$$

где J_x, J_y, J_z — проекции вектора намагниченности на соответствующие координатные оси, выражение (21.1) можно записать в следующем виде:

$$U = J_x \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV + J_y \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV + J_z \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV.$$

В частном случае, когда вектор намагниченности совпадает по направлению с одной из координатных осей, аналитическое выражение потенциала упрощается. Так, при намагниченности, ориентированной по направлению Ox , получим

$$U_{Ox} = J \int_V [\cos(r, x)/r^2] dV.$$

Аналогично

$$U_{Oy} = J \int_V [\cos(r, y)/r^2] dV; \quad U_{Oz} = J \int_V [\cos(r, z)/r^2] dV.$$

Отсюда

$$U = (J_x/J) U_{Ox} + (J_y/J) U_{Oy} + (J_z/J) U_{Oz}.$$

Составляющие напряженности магнитного поля есть частные производные магнитного потенциала по соответствующим направлениям, взятые с обратным знаком:

$$\begin{aligned} X_a &= -\frac{\partial U}{\partial x} = -J_x \frac{\partial}{\partial x} \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV - J_y \frac{\partial}{\partial x} \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV - \\ &\quad - J_z \frac{\partial}{\partial x} \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV; \\ Y_a &= -\frac{\partial U}{\partial y} = -J_x \frac{\partial}{\partial y} \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV - J_y \frac{\partial}{\partial y} \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV - \\ &\quad - J_z \frac{\partial}{\partial y} \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV; \\ Z_a &= -\frac{\partial U}{\partial z} = -J_x \frac{\partial}{\partial z} \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV - J_y \frac{\partial}{\partial z} \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV - \\ &\quad - J_z \frac{\partial}{\partial z} \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV. \end{aligned} \quad (21.2)$$

Составляющие напряженности магнитного поля при намагниченности, совпадающей по направлению с одной из координатных осей, приводятся к виду

$$\begin{aligned} X_{Ox} &= -J \frac{\partial}{\partial x} \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV; & Y_{Ox} &= -J \frac{\partial}{\partial y} \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV; \\ Z_{Ox} &= -J \frac{\partial}{\partial z} \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV; \\ X_{Oy} &= -J \frac{\partial}{\partial x} \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV; & Y_{Oy} &= -J \frac{\partial}{\partial y} \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV; \\ Z_{Oy} &= -J \frac{\partial}{\partial z} \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV; \\ X_{Oz} &= -J \frac{\partial}{\partial x} \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV; & Y_{Oz} &= -J \frac{\partial}{\partial y} \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV; \\ Z_{Oz} &= -J \frac{\partial}{\partial z} \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV. \end{aligned} \quad (21.3)$$

В этих выражениях дифференцирование выполняется по координатам точки наблюдения (x, y, z) , а интегрирование — по координатам тела (ξ, η, ζ) , поэтому дифференцирование может быть проведено под знаком интеграла. Учитывая, что $r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}$, и выполняя дифференцирование, получаем

$$\begin{aligned} X_{Ox} &= J \int_V \frac{2(x - \xi)^2 - (y - \eta)^2 - (z - \zeta)^2}{r^5} dV; \\ Y_{Ox} &= 3J \int_V \frac{(x - \xi)(y - \eta)}{r^5} dV; \\ Z_{Ox} &= 3J \int_V \frac{(x - \xi)(z - \zeta)}{r^5} dV; \\ X_{Oy} &= 3J \int_V \frac{(x - \xi)(y - \eta)}{r^5} dV; \end{aligned} \tag{21.4}$$

$$\begin{aligned} Y_{Oy} &= J \int_V \frac{2(y - \eta)^2 - (x - \xi)^2 - (z - \zeta)^2}{r^5} dV; \\ Z_{Oy} &= 3J \int_V \frac{(y - \eta)(z - \zeta)}{r^5} dV; \\ X_{Oz} &= 3J \int_V \frac{(x - \xi)(z - \zeta)}{r^5} dV; \quad Y_{Oz} = 3J \int_V \frac{(y - \eta)(z - \zeta)}{r^5} dV; \\ Z_{Oz} &= J \int_V \frac{2(z - \zeta)^2 - (x - \xi)^2 - (y - \eta)^2}{r^5} dV. \end{aligned}$$

Из этих выражений следует, что

$$Y_{Ox} = X_{Oy}; \quad Z_{Ox} = X_{Oz}; \quad Z_{Oy} = Y_{Oz}. \tag{21.5}$$

Подставив формулы (21.4) в уравнения (21.2), получим соотношения, связывающие составляющие напряженности магнитного поля при намагниченности произвольного направления и при ориентированной по осям прямоугольной системы координат:

$$\begin{aligned} X_a &= (J_x/J) X_{Ox} + (J_y/J) X_{Oy} + (J_z/J) X_{Oz}; \\ Y_a &= (J_x/J) Y_{Ox} + (J_y/J) Y_{Oy} + (J_z/J) Y_{Oz}; \\ Z_a &= (J_x/J) Z_{Ox} + (J_y/J) Z_{Oy} + (J_z/J) Z_{Oz}. \end{aligned} \tag{21.6}$$

С учетом равенств (21.5) эти выражения приобретают вид

$$\begin{aligned} X_a &= (J_x/J) X_{Ox} + (J_y/J) Y_{Ox} + (J_z/J) Z_{Ox}; \\ Y_a &= (J_x/J) X_{Oy} + (J_y/J) Y_{Oy} + (J_z/J) Z_{Oy}; \\ Z_a &= (J_x/J) X_{Oz} + (J_y/J) Y_{Oz} + (J_z/J) Z_{Oz}. \end{aligned} \tag{21.7}$$

Обозначим через i — наклонение вектора намагниченности, т. е. угол между вектором J и его проекцией на плоскость xOy ; A — угол между проекциями вектора J на ось x и на плоскость xOy (рис. 40). Тогда выражения (21.6) можем записать в виде

$$\begin{aligned} X_a &= X_{Ox} \cos i \cos A + X_{Oy} \cos i \sin A + X_{Oz} \sin i; \\ Y_a &= Y_{Ox} \cos i \cos A + Y_{Oy} \cos i \sin A + Y_{Oz} \sin i; \\ Z_a &= Z_{Ox} \cos i \cos A + Z_{Oy} \cos i \sin A + Z_{Oz} \sin i. \end{aligned} \quad (21.8)$$

С учетом равенств (21.5) имеем

$$\begin{aligned} X_a &= X_{Ox} \cos i \cos A + Y_{Ox} \cos i \sin A + Z_{Ox} \sin i; \\ Y_a &= X_{Oy} \cos i \cos A + Y_{Oy} \cos i \sin A + Z_{Oy} \sin i; \\ Z_a &= X_{Oz} \cos i \cos A + Y_{Oz} \cos i \sin A + Z_{Oz} \sin i. \end{aligned} \quad (21.9)$$

Рассмотрим случай, когда тело можно считать бесконечно вытянутым по оси y . При этом условии магнитный потенциал с изменением y остается постоянным, а его производные по этой переменной равны нулю. Тогда на основании формул (21.3) имеем

$$X_{Ox} = H_{Ox} = -J \frac{\partial}{\partial x} \int_S \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos(r, x)}{r^2} dS d\eta,$$

где S — площадь сечения тела плоскостью xOz ; dS — элемент этой площади; $d\eta$ — элемент длины тела вдоль оси y .

Взяв интеграл по переменной η , получим

$$\begin{aligned} H_{Ox} &= -2J \frac{\partial}{\partial x} \int_S \frac{x - \xi}{(x - \xi)^2 + (z - \zeta)^2} dS = \\ &= -2J \int_S \frac{(z - \zeta)^2 - (x - \xi)^2}{[(x - \xi)^2 + (z - \zeta)^2]^2} dS. \end{aligned}$$

Аналогичным путем найдем аналитические выражения для H_{Oz} , Z_{Ox} и Z_{Oz} :

$$\begin{aligned} Z_{Ox} &= -2J \frac{\partial}{\partial z} \int_S \frac{x - \xi}{(x - \xi)^2 + (z - \zeta)^2} dS = \\ &= 4J \int_S \frac{(x - \xi)(z - \zeta)}{[(x - \xi)^2 + (z - \zeta)^2]^2} dS; \\ H_{Oz} &= -2J \frac{\partial}{\partial x} \int_S \frac{z - \zeta}{(x - \xi)^2 + (z - \zeta)^2} dS = \end{aligned} \quad (21.10)$$

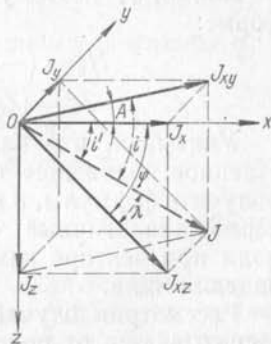


Рис. 40. Пространственное положение вектора намагниченности.

$$= 4J \int_S \frac{(x-\xi)(z-\zeta)}{[(x-\xi)^2 + (z-\zeta)^2]^2} dS;$$

$$Z_{Oz} = -2J \frac{\partial}{\partial z} \int_S \frac{z-\zeta}{(x-\xi)^2 + (z-\zeta)^2} dS =$$

$$= 2J \int_S \frac{(z-\zeta)^2 - (x-\xi)^2}{[(x-\xi)^2 + (z-\zeta)^2]^2} dS.$$

Из последних четырех выражений видно, что когда тела бесконечны по простиранию, то $H_{Oz} = Z_{Ox}$ и $Z_{Oz} = -H_{Ox}$. С учетом этого, принимая во внимание формулы (21.8) и (21.9), можно записать

$$H_a = H_{Ox} \cos i \cos A + Z_{Ox} \sin i;$$

$$Z_a = H_{Oz} \cos i \cos A + Z_{Oz} \sin i$$

или

$$H_a = -Z_{Oz} \cos i \cos A + H_{Oz} \sin i;$$

$$Z_a = Z_{Oz} \sin i + H_{Oz} \cos i \cos A. \quad (21.11)$$

При последующем выводе некоторых аналитических выражений для магнитных аномалий отдельных тел формулы (21.11) удобнее иметь в таком виде, когда коэффициентами при Z_{Oz} и H_{Oz} будут функции угла, лежащего в плоскости xOz .

Обозначим через φ — угол между проекциями вектора намагниченности на плоскость xOz (J_{xz}) и на ось x (J_x); λ — угол между J и J_{xz} (см. рис. 40). Тогда $\operatorname{ctg} \varphi = \operatorname{ctg} i \cos A$ и

$$J_{xz} = J \cos \lambda; \quad J_x = J_{xz} \cos \varphi; \quad J_z = J_{xz} \sin \varphi.$$

Из этих соотношений видно, что $J_x/J = \cos \varphi \cos \lambda$ и $J_z/J = \sin \varphi \cos \lambda$, с учетом чего формулы (21.11) могут быть записаны в следующем виде:

$$H_a = (-Z_{Oz} \cos \varphi + H_{Oz} \sin \varphi) \cos \lambda;$$

$$Z_a = (Z_{Oz} \sin \varphi + H_{Oz} \cos \varphi) \cos \lambda. \quad (21.12)$$

Из элементарных тригонометрических соотношений $\cos \lambda = \sin i / \sin \varphi$, поэтому выражения (21.12) можно записать и в иной форме:

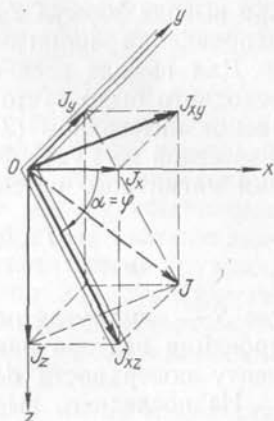
$$H_a = (-Z_{Oz} \cos \varphi + H_{Oz} \sin \varphi) (\sin i / \sin \varphi);$$

$$Z_a = (Z_{Oz} \sin \varphi + H_{Oz} \cos \varphi) (\sin i / \sin \varphi). \quad (21.13)$$

Учитывая, что важным элементом, определяющим пространственное положение тела, является угол падения, целесообразно получить формулы, в которых аномалии Z_a и H_a были бы выражены через аналогичные составляющие напряженности магнитного поля при векторе намагниченности, расположенном в плоскости падения тела.

Рассмотрим случай, когда тело падает под углом α , который отсчитывается от положительного направления оси x , и намагни-

Рис. 41. Намагничивание пласта при положении вектора намагненности в плоскости его падения.



чено так, что вектор намагненности лежит в плоскости падения (рис. 41). Тогда в плоскости xOz проекция вектора намагненности J_{xz} будет совпадать с линией падения пласта. За положительное направление оси x условимся принимать направление в северных магнитных румбах или на магнитный восток, причем ось x должна быть ориентирована крест простирания пород. Обозначив вертикальную и горизонтальную составляющие напряженности аномального магнитного поля над таким образом намагненным пластом соответственно через Z_n и H_n и приняв во внимание, что в данном случае $\alpha = \varphi$, на основании формул (21.13) можем записать

$$\begin{aligned} Z_n &= (Z_{Oz} \sin \alpha + H_{Oz} \cos \alpha) (\sin i / \sin \varphi), \\ H_n &= (-Z_{Oz} \cos \alpha + H_{Oz} \sin \alpha) (\sin i / \sin \varphi). \end{aligned} \quad (21.14)$$

Умножая обе части первого выражения на $\sin \alpha$, а второго — на $\cos \alpha$ и вычитая из первого выражения второе, получаем

$$Z_{Oz} = (Z_n \sin \alpha - H_n \cos \alpha) (\sin \varphi / \sin i).$$

Умножая обе части первого из выражений (21.14) на $\cos \alpha$, а второго — на $\sin \alpha$ и складывая первое со вторым, получаем

$$H_{Oz} = (Z_n \cos \alpha + H_n \sin \alpha) (\sin \varphi / \sin i).$$

Подставляя эти выражения Z_{Oz} и H_{Oz} в формулу (21.13), имеем

$$\begin{aligned} Z_a &= (Z_n \sin \alpha - H_n \cos \alpha) \sin \varphi + (Z_n \cos \alpha + H_n \sin \alpha) \cos \varphi; \\ H_a &= (-Z_n \sin \alpha + H_n \cos \alpha) \cos \varphi + (Z_n \cos \alpha + H_n \sin \alpha) \sin \varphi; \\ Z_a &= Z_n (\sin \alpha \sin \varphi + \cos \alpha \cos \varphi) + H_n (\sin \alpha \cos \varphi - \cos \alpha \sin \varphi); \\ H_a &= H_n (\sin \alpha \sin \varphi + \cos \alpha \cos \varphi) + Z_n (\cos \alpha \sin \varphi - \sin \alpha \cos \varphi); \\ Z_a &= Z_n \cos (\alpha - \varphi) + H_n \sin (\alpha - \varphi); \\ H_a &= H_n \cos (\alpha - \varphi) - Z_n \sin (\alpha - \varphi). \end{aligned}$$

Введя обозначение $\vartheta = \alpha - \varphi$, можем записать

$$\begin{aligned} Z_a &= Z_n \cos \vartheta + H_n \sin \vartheta; \\ H_a &= H_n \cos \vartheta - Z_n \sin \vartheta. \end{aligned} \quad (21.15)$$

Так как аналитические выражения Z_n и H_n для тел правильной геометрической формы обычно имеют простой вид, то их удобно использовать (как это будет сделано в последующих параграфах)

при выводе формул Z_a и H_a для тех же тел, но при произвольном направлении намагниченности.

Для вывода всех формул в настоящем параграфе в качестве исходного было взято выражение магнитного потенциала, описываемое интегралом (21.1). Однако на основании теоремы Гаусса (известной из курса физики) возможно и иное написание выражения магнитного потенциала однородно намагниченного тела:

$$U = J \int_V (\cos \theta / r^2) dV = \oint_S (J_n / r) dS,$$

где S — замкнутая поверхность, ограничивающая объем V ; J_n — проекция вектора намагниченности на внешнюю нормаль к элементу поверхности dS .

Из последнего выражения следует: при однородной намагниченности можно считать, что магнитные аномалии созданы только поверхностным, а не объемным распределением источников поля. В прошлом, когда господствовало представление о магнитных массах как источниках магнитного поля, широко использовалось понятие о плотности магнетизма σ , численно равной J_n . Представление о фиктивных магнитных массах, будто бы возникающих под действием намагничивающего поля и имеющих плотность $\sigma = J \cos \theta$, иногда удобно для качественного предсказания характера магнитных аномалий над телами простой формы, элементы поверхности которых определенным образом ориентированы по отношению к вектору намагниченности. Так, условно можно считать, что плоские границы тела, параллельные вектору намагниченности, магнитного поля не создают; что знаки магнетизма на двух параллельных плоскостях тела противоположны, в связи с чем эти поверхности являются источниками аномального поля разного знака, и т. п. Пользуясь этими допущениями, легко понять, как должен изменяться характер магнитного поля конкретного геологического объекта в зависимости от направления намагниченности.

§ 22

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ПОЛЯ ΔT

Под ΔT понимается приращение модуля полного вектора напряженности магнитного поля, т. е. разность между реально существующим значением поля T и его теоретически ожидаемым, нормальным, значением T_0 в данной точке:

$$\begin{aligned} \Delta T &= \sqrt{(Z_0 + Z_a)^2 + (H_0 + H_a)^2} - T_0 = \\ &= \sqrt{T_0^2 + 2Z_0Z_a + 2H_0H_a \cos A_0 + T_a^2} - T_0, \end{aligned} \quad (22.1)$$

где A_0 — магнитный азимут составляющей H_a , т. е. угол между векторами H_a и H_0 .

Выражение (22.1) может быть упрощено, если допустить, что $T_a \ll T_0$. Это условие не является слишком жестким, так как практически вполне достаточно, чтобы было $T_a < 0,2T_0$, т. е. чтобы в приполярных областях T_a не превышало 0,13 Э, а вблизи экватора 0,06 Э. Опыт работ свидетельствует, что при воздушной и гидромагнитной съемке интенсивность магнитных аномалий обычно не превышает нескольких тысяч гамм, лишь при малой высоте полета над магнетитовыми рудами иногда отмечаются аномалии больше 0,1 Э. При наземной съемке столь высокие значения поля наблюдаются также над магнетитовыми рудами; кроме того, иногда они могут быть получены над практически выходящими на уровень эрозионного среза магматическими породами ультраосновного, реже основного состава. В подавляющем большинстве случаев условие $T_a \ll T_0$ выполняется.

Вынося T_0 из-под знака корня и пренебрегая ввиду ее малости величиной $(T_a/T_0)^2$, получаем

$$\Delta T = T_0 [\sqrt{1 + 2(Z_a \sin I + H_a \cos I')/T_0} - 1],$$

где I — наклонение вектора T_0 ; I' — угол между векторами T_0 и H_a , определяемый из равенства $\cos I' = \cos I \cos A_0$.

Так как $T_a \ll T_0$, то $Z_a \ll T_0$ и $H_a \ll T_0$, а значит, второе слагаемое под корнем меньше единицы. При этом условии, применяя известную формулу разложения $\sqrt{1+x} = 1 + x/2$, можно записать

$$\Delta T = Z_a \sin I + H_a \cos I \cos A_0. \quad (22.2)$$

Это выражение справедливо для тел любой формы, в том числе близких к равноосным. Надо заметить, однако, что его простота лишь кажущаяся, так как входящие в него компоненты Z_a и $H_a = \sqrt{X_a^2 + Y_a^2}$ описываются довольно громоздкими формулами (21.8 и 21.9). Но в некоторых частных случаях выражение ΔT становится достаточно простым. Так, на Северном магнитном полюсе ($I = 90^\circ$) поле $\Delta T = Z_a$, на Южном ($I = -90^\circ$) поле $\Delta T = -Z_a$. Это значит, что на магнитных полюсах (а с некоторой погрешностью и вблизи них) аномалии ΔT и Z_a одинаковы (на Южном полюсе противоположны по знаку) и, следовательно, способы определения параметров создающих их тел одни и те же. На магнитном экваторе ($I = 0^\circ$) имеем $\Delta T = H_a \cos A_0$. Но угол A_0 на плоскости наблюдений в общем случае может меняться от точки к точке, так как ориентировка вектора H_a в них может быть разной. Поэтому из последнего равенства вовсе не следует, что на магнитном экваторе аномалии ΔT и H_a подобны. С учетом ограничения на интенсивность аномального поля выражение $H_a \cos A_0 = \Delta H = H - H_0$. Таким образом, на магнитном экваторе при любом направлении намагниченности $\Delta T = \Delta H$.

В случае сильно вытянутых по простиранию тел напряженность поля Z_a и H_a по линии x , пересекающей аномалию перпендику-

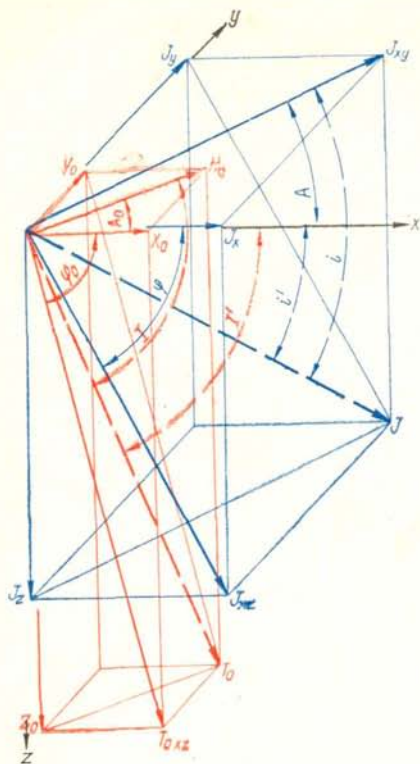


Рис. 42. Пространственное положение вектора намагниченности и современного намагничивающего поля.

лярно к ее длинной оси на равном удалении от концов тела, можно выразить через составляющие Z_{Oz} и H_{Oz} , соответствующие вертикальной намагниченности. Подставляя значения Z_a и H_a из формул (21.13) в выражение (22.2) и вводя замену $\text{ctg } I \times \cos A_0 = \text{ctg } \varphi_0$, где φ_0 — угол между проекцией вектора T_0 на плоскость xOz и осью x (рис. 42), после простых преобразований получаем

$$\Delta T = [Z_{Oz} \sin(\varphi + \varphi_0 - 90^\circ) + H_{Oz} \cos(\varphi + \varphi_0 - 90^\circ)] \times [\sin i \sin I / (\sin \varphi \sin \varphi_0)]. \quad (22.3)$$

Сравнивая это выражение с формулой (21.13)

$$Z_a = (Z_{Oz} \sin \varphi + H_{Oz} \cos \varphi) (\sin i / \sin \varphi),$$

видим, что по структуре они одинаковы и различаются лишь постоянными множителями. Отсюда следует, что все способы вычисления глубины и элементов залегания намагниченных тел, разработанные для аномалий Z_a , справедливы и для аномалий ΔT . Надо лишь иметь в виду, что это относится к аномалиям $\Delta T \ll 0,1\mathcal{E}$ и что углы, входящие в выражения Z_a и ΔT , различны. Из последнего замечания следует, что в общем случае кривые Z_a и ΔT над одним и тем же телом на равной высоте могут существенно отличаться друг от друга. Различие в углах наиболее сильно влияет на форму кривой при широтном простирании намагниченных тел, особенно в экваториальных зонах.

Если размеры тела по простиранию очень велики, то векторы H_a при любом направлении намагниченности будут ориентированы вкrest простирания тела; тогда угол A_0 можно рассматривать как магнитный азимут оси x , тоже ориентированной вкrest простирания. Если простирание пород меридиональное, то $A_0 = 90^\circ$, $\varphi_0 = 90^\circ$, следовательно, при $i \neq 0$ и $I \neq 0$

$$\Delta T_m = (Z_{Oz} \sin \varphi + H_{Oz} \cos \varphi) (\sin i / \sin \varphi) \sin I. \quad (22.4)$$

Сравнивая эту формулу с выражением Z_a при таком же простирании, убеждаемся, что они различаются только постоянным множителем $\sin I$, т. е. в данном случае аномалии Z_a и ΔT на профилях, достаточно удаленных от концов тела, подобны. Заметим, что это подобие должно наблюдаться при любом направлении намагниченности пород, в том числе и при отличном от направления современного земного магнитного поля.

Если же простирание тела широтное, то $A_0 = 0^0$, $\varphi_0 = I$, следовательно,

$$\Delta T_{ш} = [Z_{Oz} \sin(\varphi + I - 90^\circ) + H_{Oz} \cos(\varphi + I - 90^\circ)] (\sin i / \sin \varphi). \quad (22.5)$$

При том же простирании

$$Z_a = (Z_{Oz} \sin \varphi + H_{Oz} \cos \varphi) (\sin i / \sin \varphi).$$

Если $I = 90^\circ$ (территории в высоких широтах), то выражения Z_a и ΔT одинаковы. Вблизи магнитных полюсов при любом простирании пород и направлении намагниченности кривые Z_a и ΔT при соблюдении указанных выше условий ($T_a \ll T_0$, размеры тела по простиранию велики) различаются мало. В экваториальных широтах ($I \approx 0^\circ$) при $A_0 = 0^0$ кривые ΔT подобны кривым H_a , что следует из сравнения выражения (22.5) с формулой H_a при широтном простирании:

$$H_a = (-Z_{Oz} \cos \varphi + H_{Oz} \sin \varphi) (\sin i / \sin \varphi). \quad (22.6)$$

Учитывая, что важным элементом залегания геологических тел является падение, напишем выражение ΔT для сильно вытянутых по простиранию тел, зависящее от угла падения пород. Для этого в выражение (22.2) подставим значения Z_a и H_a , связанные с углом падения [формулы (21.15)]. После простых преобразований получим

$$\Delta T = [Z_n \sin(\varphi_0 + \varphi - \alpha) + H_n \cos(\varphi_0 + \varphi - \alpha)] (\sin I / \sin \varphi_0). \quad (22.7)$$

Если ввести угол $\varepsilon = 90^\circ - (\varphi_0 + \varphi - \alpha)$, то выражение (22.7) примет вид

$$\Delta T = (Z_n \cos \varepsilon + H_n \sin \varepsilon) (\sin I / \sin \varphi_0). \quad (22.8)$$

По своей структуре оно аналогично формуле Z_a системы (21.15), из чего следует, что аналитические выражения ΔT для тел, имеющих большие размеры по простиранию, можно легко получить, заменив в соответствующих выражениях для Z_a угол ϑ на ε и приписав множитель $\sin I / \sin \varphi_0$.

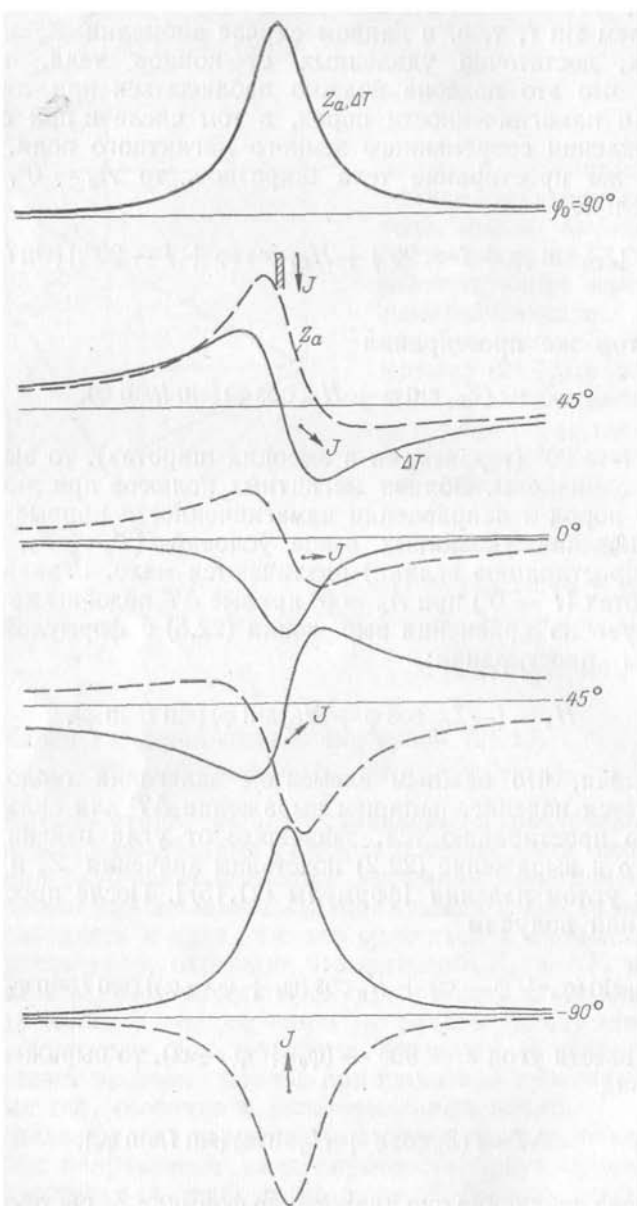


Рис. 43. Аномалии ΔT и Z_a вертикального пласта, намагниченного современным земным магнитным полем, в разных магнитных широтах.

Таким образом, для тел, сильно вытянутых по простиранию, аномалию ΔT на профиле, достаточно удаленном от концов тела, можно рассматривать как аномалию Z_a , но при некотором ином, фиктивном, положении вектора J_{xz} . Это положение может быть получено поворотом вектора J_{xz} против часовой стрелки на угол $90^\circ - \varphi_0$. На рис. 43 показаны аномалии Z_a и ΔT над сильно вытянутыми телами широтного простирания, намагниченными современным магнитным полем ($\varphi = \varphi_0$), в разных магнитных широтах.

§ 23

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТЕЛ ПРОСТОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Шар

Из курса физики известно, что во внешнем пространстве напряженность магнитного поля однородно намагниченного шара совпадает с напряженностью поля магнитного диполя, расположенного в центре шара и имеющего тот же магнитный момент. Поэтому выражения составляющих напряженности магнитного поля шара легко получить из формул (21.4), полагая, что источники поля сосредоточены только в центре шара, т. е. представлены одним элементарным диполем. В этом случае ξ , η и ζ можно рассматривать как координаты одной фиксированной точки, а функцию, от них зависящую, вынести за знак интеграла. Тогда для вертикально и однородно намагниченного шара с магнитным моментом $M = JV$ составляющие

$$\begin{aligned} X_a &= 3J \int_V \frac{(x-\xi)(z-\zeta)}{r^5} dV = \\ &= 3J \frac{(x-\xi)(z-\zeta)}{r^5} \int_V dV = 3M \frac{(x-\xi)(z-\zeta)}{r^5}; \\ Y_a &= 3M \frac{(y-\eta)(z-\zeta)}{r^5}; \\ Z_a &= M \frac{2(z-\zeta)^2 - (x-\xi)^2 - (y-\eta)^2}{r^5}. \end{aligned} \quad (23.1)$$

Совместив начало координат с проекцией центра шара на плоскость xOz , избавимся от переменных ξ и η . Обозначив глубину ζ центра шара через h , получим

$$\begin{aligned} X_a &= 3M (-xh)/r^5; \quad Y_a = 3M (-yh)/r^5; \\ Z_a &= M (2h^2 - x^2 - y^2)/r^5, \end{aligned} \quad (23.2)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + h^2}$.

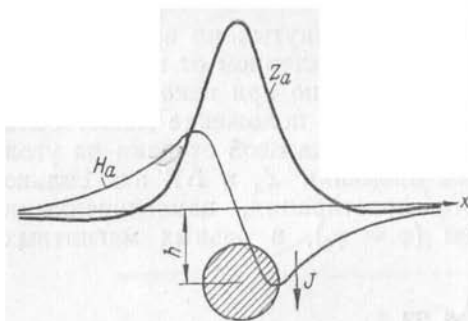


Рис. 44. Магнитное поле вертикально намагниченного шара.

Поле ΔT при вертикальной намагниченности не отличается от поля Z_a , т. е. оно также описывается последним из выражений (23.2).

При рассмотрении магнитных аномалий по профилю, проходящему над

центром шара, например по оси x (рис. 44), получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} X_a &\equiv H_a = 3M(-xh)(h^2 + x^2)^{-5/2}; \\ Z_a &\equiv \Delta T = M(2h^2 - x^2)(h^2 + x^2)^{-5/2}. \end{aligned} \quad (23.3)$$

В общем случае при намагниченности, отличающейся от вертикальной, на основании уравнений (23.2), (21.4) и (21.9) имеем

$$\begin{aligned} X_a &= (M/r^5) [(2x^2 - y^2 - h^2) \cos i \cos A + \\ &\quad + 3x(y \cos i \sin A - h \sin i)]; \\ Y_a &= (M/r^5) [(2y^2 - x^2 - h^2) \cos i \sin A + \\ &\quad + 3y(x \cos i \cos A - h \sin i)]; \\ Z_a &= (M/r^5) [(2h^2 - x^2 - y^2) \sin i - \\ &\quad - 3h \cos i (x \cos A + y \sin A)]. \end{aligned} \quad (23.4)$$

Если расположение осей в горизонтальной плоскости выбрать так, чтобы ось x (линия профиля) совпала с горизонтальной проекцией вектора намагниченности ($A = 0^\circ$), то аналитические выражения поля принимают вид

$$\begin{aligned} X_a &= H_a = M[(2x^2 - h^2) \cos i - 3hx \sin i] (h^2 + x^2)^{-5/2}; \\ Z_a &= M[(2h^2 - x^2) \sin i - 3hx \cos i] (h^2 + x^2)^{-5/2}. \end{aligned} \quad (23.5)$$

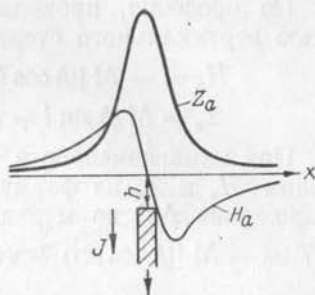
Формула поля ΔT произвольно намагниченного шара является весьма громоздкой и по этой причине не приводится; она может быть получена подстановкой выражений (23.4) в уравнение (22.2). При совпадении направления намагниченности и современного намагничивающего поля аналитическое выражение ΔT по меридиональному профилю ($A = A_0 = 0^\circ$), проходящему над центром шара по оси x , находим, подставляя выражения (23.5) в уравнение (22.2):

$$\begin{aligned} \Delta T &= -M[(2h^2 - x^2) \cos(2i) + \\ &\quad + 3hx \sin(2i) - (h^2 + x^2) \cos^2 i] (h^2 + x^2)^{-5/2}. \end{aligned} \quad (23.6)$$

Рис. 45. Магнитное поле вертикального стержня при вертикальной намагниченности.

Вертикальный стержень

Под вертикальным стержнем будем понимать такое тело, у которого линейные размеры в горизонтальной плоскости существенно меньше глубины залегания верхней кромки. Обозначим площадь сечения стержня в горизонтальной плоскости через S ; чтобы получить аналитические выражения составляющих напряженности магнитного поля при вертикальной намагниченности, используем формулы (21.4). Для стержня, у которого нижняя граница находится на бесконечной глубине, а верхняя — на глубине ζ , составляющая



$$Z_a = J \int_S \int_{\zeta}^{\infty} \frac{2(z - \zeta)^2 - (x - \xi)^2 - (y - \eta)^2}{r^5} dS d\zeta = -J \int_S \frac{(z - \zeta)}{r^3} dS.$$

Полагая сечение стержня столь малым, что все магнитные массы сосредоточены в одной точке, можно рассматривать координаты его вершины ξ и η как координаты фиксированной точки; это позволяет вынести величину $(z - \zeta)/r^3$ за знак интеграла. Тогда, обозначая через $M = JS$ магнитный момент стержня единичной длины, можем записать

$$\begin{aligned} X_a &= M [-(x - \xi)]/r^3; & Y_a &= M [-(y - \eta)]/r^3; \\ Z_a &= M [-(z - \zeta)]/r^3. \end{aligned} \quad (23.7)$$

Переносим начало координат в точку, являющуюся проекцией оси стержня на плоскость xOy , и учитывая, что глубина залегания $\zeta = h$ (рис. 45), получаем

$$\begin{aligned} X_a &= M(-x)/r^3; & Y_a &= M(-y)/r^3; & Z_a &\equiv \Delta T = Mh/r^3; \\ T_a &= \sqrt{X_a^2 + Y_a^2 + Z_a^2} = M/r^2, \end{aligned} \quad (23.8)$$

где $r = \sqrt{h^2 + x^2 + y^2}$.

При произвольном направлении намагниченности составляющие напряженности магнитного поля можно найти подстановкой выражений (23.8) в формулы (21.9) с учетом уравнений (21.4). Полученные таким путем аналитические выражения X_a и Y_a имеют достаточно сложный вид и здесь не приводятся. Составляющая

$$Z_a = M [h \sin i - (x \cos A + y \sin A) \cos i]/r^3. \quad (23.9)$$

По профилю, проходящему через экстремумы аномалии над осью вертикального стержня, выражения Z_a и H_a упрощаются:

$$\begin{aligned} H_a &= -M [(h \cos i + x \sin i)/r^3 - (r - h)/(x^2 r) \cdot \cos i]; \\ Z_a &= M (h \sin i - x \cos i)/r^3. \end{aligned} \quad (23.10)$$

При намагниченности по современному полю, подставляя значения H_a и Z_a из формул (23.10) в уравнение (22.2), получаем выражение ΔT по меридиональному профилю ($A = 0^\circ$, $y = 0$):

$$\Delta T = -M [(h \cos (2i) + x \sin (2i))/r^3 - (r - h)/(x^2 r) \cdot \cos^2 i]. \quad (23.11)$$

Горизонтальный круговой цилиндр

Из курса физики известно, что магнитное поле горизонтального кругового цилиндра во внешнем пространстве равно полю двух нитей полюсов разного знака, расположенных на бесконечно близком расстоянии одна от другой вдоль оси цилиндра. Аномалии, практически неотличимые от поля горизонтального кругового цилиндра, наблюдаются над такими геологическими телами, у которых линейные размеры в сечении вертикальной плоскостью в несколько раз меньше глубины залегания центра сечения.

Магнитное поле горизонтального кругового цилиндра, бесконечного по простиранию, получаем из общих аналитических выражений двумерных аномалий (21.10) для однородно намагниченных тел, полагая их двумя бесконечно близкими нитями полюсов. В этом случае ξ и ζ можно рассматривать как координаты центра сечения цилиндра, т. е. фиксированной точки, поэтому функция, зависящая от ξ и ζ , может быть вынесена за знак интеграла, в результате операция интегрирования сводится к вычислению площади $\int_S dS = S$. Обозначив через $M = J (\sin i / \sin \varphi) S$

магнитный момент сечения цилиндра вертикальной плоскостью и подставив выражения (21.10) в формулы (21.12), получим

$$\begin{aligned} H_a &= 2M \frac{-(x - \xi)^2 - (z - \zeta)^2 \cos \varphi + 2(x - \xi)(z - \zeta) \sin \varphi}{[(x - \xi)^2 + (z - \zeta)^2]^2}; \\ Z_a &= 2M \frac{[(z - \zeta)^2 - (x - \xi)^2] \sin \varphi + 2(x - \xi)(z - \zeta) \cos \varphi}{[(x - \xi)^2 + (z - \zeta)^2]^2}. \end{aligned} \quad (23.12)$$

Переносим начало координат в плоскость наблюдения, в ту точку, куда проецируется центр сечения горизонтального цилиндра, и обозначая глубину центра сечения цилиндра через h , получаем

$$\begin{aligned} H_a &= -2M [(h^2 - x^2) \cos \varphi + 2hx \sin \varphi] / (h^2 + x^2)^2; \\ Z_a &= 2M [(h^2 - x^2) \sin \varphi - 2hx \cos \varphi] / (h^2 + x^2)^2. \end{aligned} \quad (23.13)$$

Учитывая, что аномалии, идентичные аномалиям горизонтального кругового цилиндра, создаются реальными геологическими

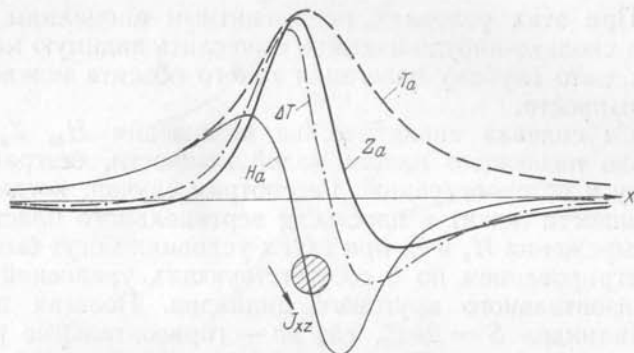


Рис. 46. Магнитные аномалии горизонтального кругового цилиндра при косо намагниченности.

телами с определенными углами падения, записываем последние выражения в функции угла $\vartheta = \alpha - \varphi$. Так как под «углом падения» горизонтального кругового цилиндра условно понимается угол $\alpha = 90^\circ$, выражения (23.13) принимают вид

$$\begin{aligned} H_a &= -2M [(h^2 - x^2) \sin \vartheta + 2hx \cos \vartheta] / (h^2 + x^2)^2; \\ Z_a &= 2M [(h^2 - x^2) \cos \vartheta - 2hx \sin \vartheta] / (h^2 + x^2)^2. \end{aligned} \quad (23.14)$$

Полный вектор напряженности аномального магнитного поля

$$T_a = \sqrt{H_a^2 + Z_a^2} = 2M / (h^2 + x^2). \quad (23.15)$$

Аналитическое выражение аномалии ΔT горизонтального кругового цилиндра с учетом формулы (22.8) и принятого значения угла α приобретает вид

$$\Delta T = 2M \frac{(h^2 - x^2) \cos \varepsilon - 2hx \sin \varepsilon}{(h^2 + x^2)^2} \cdot \frac{\sin I}{\sin \varphi_0}. \quad (23.16)$$

Заметим, что аномалия T_a (рис. 46) не имеет отрицательных значений и при любом направлении намагничивания симметрична относительно оси z . Остальные составляющие магнитного поля асимметричны, но каждая из них является алгебраической суммой четной и нечетной функций относительно начала координат. Это означает, что существует простая возможность разделения аномалий H_a , Z_a , ΔT на четную и нечетную составляющие: вычисляется полусумма (для четных) или полуразность (для нечетных) соответствующих значений в точках, равноудаленных по оси x от начала координат.

Пласт малой мощности

Понятие «малая мощность» не является абсолютным; его используют, когда хотя и подчеркнуть, что видимая мощность пласта во много раз меньше, чем глубина залегания его верхней

кромки. При этих условиях по магнитным аномалиям обычно не удается сколько-нибудь надежно вычислить видимую мощность пласта, но зато глубину залегания такого объекта можно найти достаточно просто.

Получим сначала аналитические выражения H_a , Z_a и ΔT вертикально падающего пласта малой мощности, безграничного на глубину и по простиранию. Рассмотрим случай, когда вектор намагниченности лежит в плоскости вертикального пласта ($\varphi = 90^\circ$). Выражения H_a и Z_a при таких условиях могут быть получены интегрированием по ζ соответствующих уравнений (23.12) поля горизонтального кругового цилиндра. Полагая площадь сечения цилиндра $S = 2bd\zeta$, где $2b$ — горизонтальные размеры сечения цилиндра, и глубину залегания верхней кромки пласта равной h , имеем

$$H_a = 4J \cdot 2b \int_h^\infty \frac{(x - \xi)(z - \zeta)}{[(x - \xi)^2 + (z - \zeta)^2]^2} \sin i \, d\zeta;$$

$$Z_a = 2J \cdot 2b \int_h^\infty \frac{(z - \zeta)^2 - (x - \xi)^2}{[(x - \xi)^2 + (z - \zeta)^2]^2} \sin i \, d\zeta.$$

Вычисление H_a и Z_a сводится к нахождению простых табличных интегралов вида

$$\int \frac{t \, dt}{(a^2 + t^2)^2} = -\frac{1}{2(a^2 + t^2)};$$

$$\int \frac{t^2 \, dt}{(a^2 + t^2)^2} = \frac{-t}{2(a^2 + t^2)} + \frac{1}{2a} \operatorname{arctg} \frac{t}{a};$$

$$a^2 \int \frac{dt}{a^2 + t^2} = \frac{t}{2(a^2 + t^2)} + \frac{1}{2a} \operatorname{arctg} \frac{t}{a},$$

где $a = (x - \xi)$, $t = (z - \zeta)$.

Выполняя интегрирование и подставляя пределы, получаем

$$H_a = 2J \cdot 2b \frac{-(x - \xi)}{(x - \xi)^2 + (z - h)^2} \sin i;$$

$$Z_a = 2J \cdot 2b \frac{-(z - h)}{(x - \xi)^2 + (z - h)^2} \sin i. \quad (23.17)$$

Располагая начало координат на плоскости xOy над серединой верхней кромки пласта, можем записать

$$H_a = 2J \cdot 2b [-x/(h^2 + x^2)] \sin i; \quad Z_a = 2J \cdot 2b [h/(h^2 + x^2)] \sin i \quad (23.18)$$

Расположение вектора намагниченности в плоскости пласта не означает, что так же располагается и вектор современного намагничивающего поля. При несовпадении направлений векто-

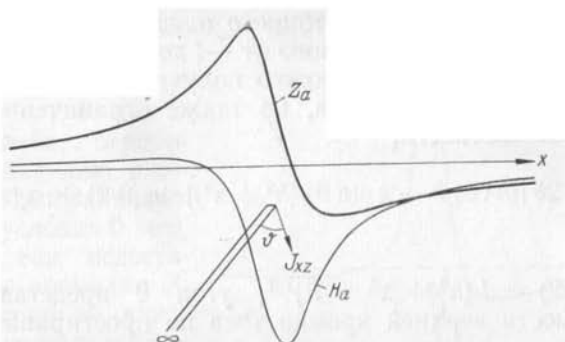


Рис. 47. Аномалии H_a и Z_a безграничного по падению пласта малой мощности при косо намагниченности.

ров J_n и J_t аномалия ΔT для рассматриваемого случая ($\alpha = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$, но $\varphi_0 \neq 90^\circ$) имеет вид

$$\Delta T = 2J \cdot 2b [(h \sin I - x \cos I \cos A_0)/(h^2 + x^2)] \sin i. \quad (23.18)$$

При намагничении по современному полю и положению вектора J в плоскости вертикального пласта

$$\Delta T = 2J \cdot 2b [h/(h^2 + x^2)] \sin^2 I \equiv Z_a \sin I.$$

Аналитические выражения H_a и Z_a безграничного по падению пласта при произвольном падении и любом направлении намагниченности (рис. 47) можно получить из формул (23.18) с учетом соотношений (21.15). При этом следует принимать во внимание, что в дальнейшем обозначение $2b$ используется для видимой мощности пласта, которая в $\csc \alpha$ раз больше истинной. Поэтому в приводимых ниже формулах присутствует множитель $\sin \alpha$:

$$\begin{aligned} H_a &= -2J \cdot 2b [(h \sin \vartheta + x \cos \vartheta)/(h^2 + x^2)] \sin \alpha (\sin i/\sin \varphi); \\ Z_a &= 2J \cdot 2b [(h \cos \vartheta - x \sin \vartheta)/(h^2 + x^2)] \sin \alpha (\sin i/\sin \varphi); \\ T_a &= \sqrt{H_a^2 + Z_a^2} = 2J \cdot 2b (h^2 + x^2)^{-1/2} \sin \alpha (\sin i/\sin \varphi). \end{aligned} \quad (23.19)$$

Аномалию ΔT получим, подставив эти выражения в формулу (22.2):

$$\Delta T = 2J \cdot 2b [(h \cos \varepsilon - x \sin \varepsilon)/(h^2 + x^2)] \sin \alpha (\sin i/\sin \varphi) (\sin I/\sin \varphi_0). \quad (23.20)$$

Из выражений (23.19) следует, что при любом падении пласта аномалия Z_a симметрична относительно оси z , если вектор намагниченности лежит в плоскости пласта. Заметим, что это условие еще не определяет симметрии аномалии ΔT . Аномалия полного вектора T_a не зависит от угла ϑ . При любых углах падения и направлениях намагниченности эта аномалия симметрична относительно оси z .

Выражения H_a и Z_a для тонкого пласта, но не бесконечного, а ограниченного по простиранию от $-l$ до $+l$, на профиле, равноудаленном от концов тела, можно получить тем же способом интегрирования поля цилиндра, но также ограниченного по простиранию. В частности,

$$Z_a = 2J \cdot 2b [(h \cos \vartheta - x \sin \vartheta)/(h^2 + x^2)] \sin(\vartheta/2) \sin \alpha (\sin i/\sin \varphi), \quad (23.21)$$

где $\sin(\vartheta/2) = l/(h^2 + x^2 + l^2)^{1/2}$; угол ϑ представляет собой угол видимости верхней кромки тела по простиранию из любой точки профиля, т. е. является величиной переменной.

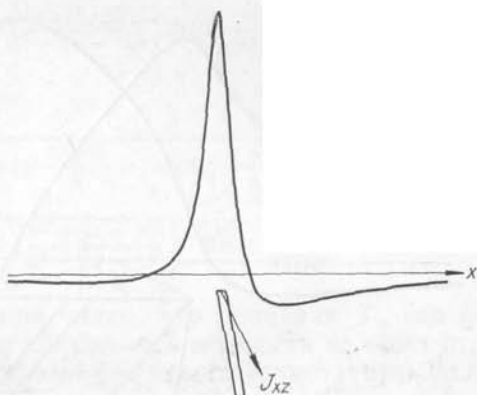
Выражения H_a , T_a , ΔT для пласта, ограниченного по простиранию, отличаются от соответствующих формул (23.19) и (23.20) для бесконечного пласта только множителем $\sin(\vartheta/2)$. Этот множитель стремится к единице при увеличении размеров пласта по простиранию, при уменьшении глубины залегания пласта и приближении точки наблюдения к оси y .

Составляющие Z_a , H_a и ΔT безграничных по простиранию пластов малой мощности, имеющих конечное распространение по падению, получим из выражений (23.19) и (23.20). Пласт, ограниченный по падению, можно геометрически представить как разность двух пластов, одинаково падающих и одинаково намагниченных, но имеющих разные глубины залегания верхней кромки (h_1 и h_2). Начало координат сохраним над серединой верхней кромки реального пласта; тогда в аналитические выражения аномалий пласта, распространяющегося на глубину от h_2 до бесконечности, вместо x должна войти разность $x - a$, где $a = (h_2 - h_1) \operatorname{ctg} \alpha$ — абсцисса нижней кромки пласта.

Формулы магнитных аномалий такого тела имеют вид

$$\begin{aligned} H_a &= -2J \cdot 2b \left[\frac{h_1 \sin \vartheta + x \cos \vartheta}{h_1^2 + x^2} - \frac{h_2 \sin \vartheta + (x - a) \cos \vartheta}{h_2^2 + (x - a)^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}; \\ Z_a &= 2J \cdot 2b \left[\frac{h_1 \cos \vartheta - x \sin \vartheta}{h_1^2 + x^2} - \frac{h_2 \cos \vartheta - (x - a) \sin \vartheta}{h_2^2 + (x - a)^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}; \\ \Delta T &= 2J \cdot 2b \left[\frac{h_1 \cos \varepsilon - x \sin \varepsilon}{h_1^2 + x^2} - \frac{h_2 \cos \varepsilon - (x - a) \sin \varepsilon}{h_2^2 + (x - a)^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi} \cdot \frac{\sin l}{\sin \varphi_0}. \end{aligned} \quad (23.22)$$

Рис. 48. Аномалия Z_a пласта малой мощности, ограниченного на глубину.



Для пластов, ограниченных по падению, в отличие от безграничных на глубину условия $\vartheta = 0$, т. е. $\alpha = \varphi$, еще недостаточно, чтобы аномалия Z_a была симметричной относительно вертикальной оси (рис. 48). Такая симметрия обеспечивается лишь

при одновременном выполнении условий $\vartheta = 0$ и $a = 0$, т. е. при вертикальном падении и вертикальной намагниченности. Это же условие придает четность положительной всюду аномалии $T_a = \sqrt{H_a^2 + Z_a^2}$, но не ΔT . Из выражения (23.22) следует, что аномалия ΔT будет симметричной, если не только углы α и φ , но и φ_0 равны 90° .

Чтобы найти выражения магнитных аномалий пласта, ограниченного по падению и по простираанию, воспользуемся формулой (23.21), заменив в ней h на h_1 , θ на θ_1 и вычтя такую же формулу в функции h_2 , θ_2 ; по аналогии с уравнениями (23.22), получаем

$$Z_a = 2J \cdot 2b \left[\frac{h_1 \cos \vartheta - x \sin \vartheta}{h_1^2 + x^2} \sin \frac{\theta_1}{2} - \frac{h_2 \cos \vartheta - (x-a) \sin \vartheta}{h_2^2 + (x-a)^2} \sin \frac{\theta_2}{2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}, \quad (23.23)$$

где θ_1 и θ_2 — углы видимости соответственно верхней и нижней кромки пласта по простираанию из точки наблюдения.

Выражения H_a , T_a , ΔT могут быть получены из уравнений (23.22) путем умножения соответствующих функций на $\sin(\theta_1/2)$ и $\sin(\theta_2/2)$, как это сделано для поля Z_a .

Пласт большой мощности

Для пласта большой мощности, безграничного на глубину и по простираанию, произвольно падающего и произвольно намагниченного, аналитические выражения аномалий H_a и Z_a получим из формул для пласта малой мощности. Для этого заменим в них $2b$ на $d\xi$ и x на $x - \xi$, где ξ — абсцисса середины верхней

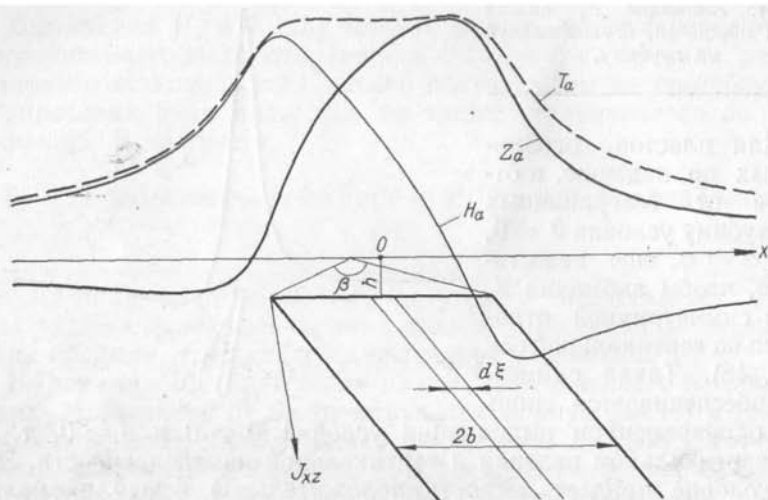


Рис. 49. Магнитные аномалии пласта большой мощности безграничного распространения на глубину при $\vartheta \neq 0$.

кромки пласта, и проинтегрируем по ξ в пределах видимой мощности пласта $2b$ (рис. 49); получим

$$H_a = -2J \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi} \int_{-b}^{+b} \frac{h \sin \vartheta + (x - \xi) \cos \vartheta}{h^2 + (x - \xi)^2} d\xi;$$

$$Z_a = 2J \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi} \int_{-b}^{+b} \frac{h \cos \vartheta - (x - \xi) \sin \vartheta}{h^2 + (x - \xi)^2} d\xi.$$

Учтем, что

$$\int \frac{h}{h^2 + (x - \xi)^2} d\xi = -\operatorname{arctg} \frac{x - \xi}{h};$$

$$\int \frac{(x - \xi)}{h^2 + (x - \xi)^2} d\xi = -\frac{1}{2} \ln [h^2 + (x - \xi)^2].$$

Выполняя теперь интегрирование почленно и подставляя пределы, можем записать

$$H_a = -2J \left[\sin \vartheta \left(\operatorname{arctg} \frac{x+b}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x-b}{h} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \cos \vartheta \ln \frac{h^2 + (x+b)^2}{h^2 + (x-b)^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi};$$

$$Z_a = 2J \left[\cos \vartheta \left(\operatorname{arctg} \frac{x+b}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x-b}{h} \right) - \right.$$

$$-\frac{1}{2} \sin \vartheta \ln \frac{h^2 + (x+b)^2}{h^2 + (x-b)^2} \Big] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}; \quad (23.24)$$

$$\begin{aligned} T_a &= \sqrt{H_a^2 + Z_a^2} = \\ &= 2J \sqrt{\left(\operatorname{arctg} \frac{x+b}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x-b}{h} \right)^2 + \dots} \\ &\leftarrow \dots + \frac{1}{4} \left[\ln \frac{h^2 + (x+b)^2}{h^2 + (x-b)^2} \right]^2 \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}. \end{aligned}$$

Из последнего выражения видно, что аномалия T_a над безграничным по падению пластом большой мощности не имеет отрицательных значений и симметрична относительно вертикальной оси.

Принимая во внимание, что для тел, безграничных по простиранию, аналитические выражения ΔT и Z_a различаются лишь множителем $\sin I / \sin \varphi_0$ и углами ε и ϑ , получаем

$$\begin{aligned} \Delta T &= 2J \left[\cos \varepsilon \left(\operatorname{arctg} \frac{x+b}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x-b}{h} \right) - \right. \\ &\left. - \frac{1}{2} \sin \varepsilon \ln \frac{h^2 + (x+b)^2}{h^2 + (x-b)^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi} \cdot \frac{\sin I}{\sin \varphi_0}. \quad (23.25) \end{aligned}$$

Заметим, что входящая в формулы (23.24) и (23.25) разность арктангенсов представляет собой угол видимости β ширины верхней кромки пласта из точки наблюдения. Поэтому каждое из этих выражений может быть записано в ином виде; например, поле Z_a при положении вектора намагниченности в плоскости пласта ($\vartheta = 0$) будет

$$Z_a = 2J\beta \sin \alpha (\sin i / \sin \varphi).$$

Составляющие магнитного поля для пласта большой мощности, ограниченного по падению, можно получить тем же путем, что и для пласта малой мощности: как разность аналитических выражений поля в функции x и h_1 и в функции $(x-a)$ и h_2 , где a — абсцисса середины нижней кромки пласта. Не приводя эти формулы для общего случая произвольного падения и намагничения из-за их громоздкости, ограничимся частным случаем вертикально падающего и вертикально намагниченного пласта ($a = 0$, $\vartheta = 0$, $\varepsilon = 0$, $\varphi = \varphi_0$):

$$\begin{aligned} H_a &= -J \left[\ln \frac{h_1^2 + (x+b)^2}{h_1^2 + (x-b)^2} - \ln \frac{h_2^2 + (x+b)^2}{h_2^2 + (x-b)^2} \right]; \\ Z_a &= \Delta T = 2J (\beta_1 - \beta_2), \end{aligned}$$

где β_1 и β_2 — углы видимости ширины соответственно верхней и нижней кромки пласта из точки наблюдения.

Кривые H_a , Z_a и ΔT в зависимости от углов φ или ε и соотношения величин h_1 , h_2 и b могут иметь от двух до пяти экстремумов. В практике магниторазведочных работ чаще всего наблюдаются аномалии с тремя экстремумами. Аномалия T_a при вертикальном падении пласта и любом направлении намагниченности симметрична относительно оси z и во всех точках профиля положительна. При наклонном падении тела эта аномалия асимметрична, но представлена полем также одного знака.

Горизонтальная пластина

Формулы магнитных аномалий H_a и Z_a вертикально намагниченной горизонтальной пластины, т. е. слоя пород, мощность которых много меньше глубины их залегания, получим интегрированием общих аналитических выражений (21.10), справедливых для тел, безграничных по простиранию. Обозначим размеры пластины по оси x через $2b$, начало координат расположим в плоскости наблюдений xOy над центром пластины, глубину залегания ее центра обозначим через h (рис. 50). Заметим, что интегрирование по площади поперечного сечения тела, которое предусматривается выражениями (21.10), в данном случае сводится к интегрированию только в пределах горизонтальных размеров пластины. Необходимость в интегрировании по вертикали отпадает в связи с тем, что вертикальная мощность пластины очень мала (Δh).

С учетом изложенного для рассматриваемой модели при вертикальной намагниченности можем записать

$$H_{Oz} = 4J \int_S \frac{(x - \xi)(-h)}{[(x - \xi)^2 + h^2]^2} dS = -4Jh \Delta h \int_{-b}^{+b} \frac{(x - \xi)}{[(x - \xi)^2 + h^2]^2} d\xi;$$

$$Z_{Oz} = 2J \int_S \frac{h^2 - (x - \xi)^2}{[(x - \xi)^2 + h^2]^2} dS = 2J \Delta h \int_{-b}^{+b} \frac{h^2 - (x - \xi)^2}{[(x - \xi)^2 + h^2]^2} d\xi.$$

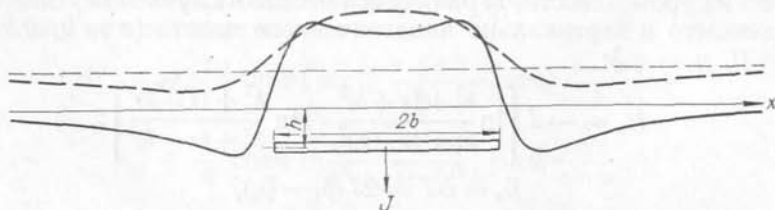


Рис. 50. Кривые Z_a над горизонтальной пластиной при разных соотношениях b/h .

Осуществив простую подстановку $t = (x - \xi)$, $dt = -d\xi$, используем для вычисления H_a и Z_a следующие табличные интегралы:

$$\int \frac{t}{(h^2 + t^2)^2} dt = -\frac{1}{2(h^2 + t^2)};$$

$$\int \frac{h^2}{(h^2 + t^2)^2} dt = \frac{t}{2(h^2 + t^2)} + \frac{1}{2h} \operatorname{arctg} \frac{t}{h};$$

$$\int \frac{t^2}{(h^2 + t^2)^2} dt = -\frac{t}{2(h^2 + t^2)} + \frac{1}{2h} \operatorname{arctg} \frac{t}{h}.$$

Возвращаясь к переменной ξ , получаем

$$H_{Oz} = -2J \Delta h \frac{h}{h^2 + (x - \xi)^2} \Big|_{-b}^{+b} = -4M \frac{hx}{[h^2 + (x + b)^2][h^2 + (x - b)^2]};$$

$$Z_{Oz} = 2J \Delta h \frac{-(x - \xi)}{h^2 + (x - \xi)^2} \Big|_{-b}^{+b} = 2M \frac{h^2 + b^2 - x^2}{[h^2 + (x + b)^2][h^2 + (x - b)^2]},$$

(23.26)

где $M = J \cdot 2b \Delta h$ — магнитный момент сечения пластины вертикальной плоскостью.

При произвольном направлении намагниченности выражения H_a и Z_a можно получить подстановкой формул (23.26) в уравнения (21.15). В силу принятого условия о вертикальном падении боковых граней пластины $H_{Oz} \equiv H_n$ и $Z_{Oz} \equiv Z_n$.

Итак, при произвольном наклонении вектора намагниченности имеем

$$H_a = -2M \frac{(h^2 + b^2 - x^2) \sin \vartheta + 2hx \cos \vartheta}{[h^2 + (x + b)^2][h^2 + (x - b)^2]};$$

$$Z_a = 2M \frac{(h^2 + b^2 - x^2) \cos \vartheta - 2hx \sin \vartheta}{[h^2 + (x + b)^2][h^2 + (x - b)^2]};$$

(23.27)

$$T_a = \sqrt{H_a^2 + Z_a^2} =$$

$$= 2M \{ [h^2 + (x + b)^2][h^2 + (x - b)^2] \}^{-1/2}.$$

Заметим, что при косо́й намагниченности $M = J (\sin i / \sin \varphi) \times 2b \Delta h$.

Аналитическое выражение ΔT получим, как обычно, заменой угла ϑ на угол ϵ и добавлением множителя $\sin I / \sin \varphi_0$:

$$\Delta T = 2M \frac{(h^2 + b^2 - x^2) \cos \epsilon - 2hx \sin \epsilon}{[h^2 + (x + b)^2][h^2 + (x - b)^2]} \cdot \frac{\sin I}{\sin \varphi_0}. \quad (23.28)$$

Характер аномалий H_a , Z_a и ΔT над горизонтальной пластиной зависит не только от направления намагниченности, что непосред-

ственно видно из формул (23.27) и (23.28), но и от соотношения между величинами b и h . Каждая из перечисленных аномалий может иметь от двух до пяти экстремумов. На рис. 50 показаны аномалии над вертикально намагниченной пластиной при разных соотношениях b/h . Аномалия T_a всегда положительна и симметрична относительно вертикальной оси.

Уступ

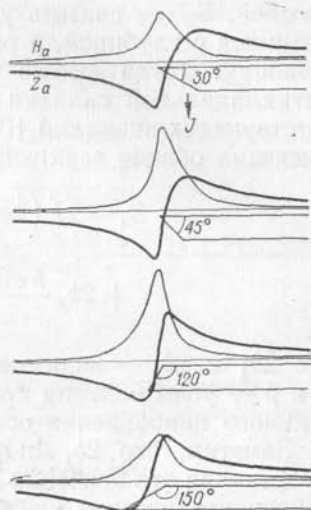
Уступом называется горизонтально залегающий слой пород, ограниченный с одной стороны вертикальной или наклонной плоскостью, другой край уступа считается расположенным в бесконечности. Аномалии H_a , Z_a и ΔT находим, пользуясь выражениями (23.22), в которых предварительно заменяем x на $x - \xi$. Эта замена необходима для того, чтобы можно было выполнять интегрирование аномалий пласта малой мощности по его координатам. Пределы интегрирования по переменной ξ выберем от нуля до бесконечности. Выбор такого нижнего предела означает, что начало координат расположено на оси x над верхней угловой точкой сечения уступа.

Интегралы от функций, входящих в выражения (23.22), уже рассматривались при выводе формул магнитных аномалий для пласта большой мощности. Воспользовавшись значениями этих табличных интегралов и подставив пределы, определяющие положение уступа вдоль оси x , получим

$$\begin{aligned}
 H_a &= -2J \left[\left(\operatorname{arctg} \frac{x}{h_1} - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{h_2} \right) \sin \vartheta - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{2} \cos \vartheta \ln \frac{h_2^2 + (x-a)^2}{h_1^2 + x^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}; \\
 Z_a &= 2J \left[\left(\operatorname{arctg} \frac{x}{h_1} - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{h_2} \right) \cos \vartheta + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2} \sin \vartheta \ln \frac{h_2^2 + (x-a)^2}{h_1^2 + x^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}; \\
 \Delta T &= 2J \left[\left(\operatorname{arctg} \frac{x}{h_1} - \operatorname{arctg} \frac{x-a}{h_2} \right) \cos \varepsilon + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2} \sin \varepsilon \ln \frac{h_2^2 + (x-a)^2}{h_1^2 + x^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi} \cdot \frac{\sin I}{\sin \varphi_0},
 \end{aligned} \tag{23.29}$$

где h_1 и h_2 — глубина залегания соответственно верхней и нижней кромок уступа; a — абсцисса нижней угловой точки уступа; α — угол падения боковой грани уступа, отсчитываемый от положительного направления оси x (рис. 51).

Рис. 51. Кривые H_a и Z_a над вертикально намагниченным уступом при разном падении контактной поверхности.



При вертикальном падении боковой грани и положении вектора намагниченности в ее плоскости выражения H_a и Z_a сильно упрощаются:

$$\begin{aligned} H_a &= J \sin i \ln \frac{x^2 + h_2^2}{x^2 + h_1^2}; \\ Z_a &= 2J \sin i \operatorname{arctg} \frac{x(h_2 - h_1)}{x^2 + h_1 h_2}. \end{aligned} \quad (23.30)$$

Аномалия $T_a = \sqrt{H_a^2 + Z_a^2}$ симметрична относительно плоскости вертикального контакта и всюду положительна при любом направлении вектора намагниченности.

Следует отметить, что вертикальное падение контакта и положение вектора намагниченности в плоскости этого контакта еще не является достаточным условием для упрощения аналитического выражения и характера поля ΔT над уступом; необходимо, чтобы и вектор современного магнитного поля T_0 лежал в этой же плоскости. При выполнении всех трех условий аномалия ΔT будет подобна Z_a :

$$\Delta T = 2J \sin i \sin l \operatorname{arctg} [x(h_2 - h_1)/(x^2 + h_1 h_2)]. \quad (23.31)$$

Заметим, что для уступа и некоторых других бесконечных по простиранию тел приводились аналитические выражения H_a , Z_a и ΔT при произвольной и при вертикальной намагниченности, но не обращалось внимания на характер тех же аномалий при горизонтальной намагниченности. Однако в рассмотрении этого частного случая нет необходимости, так как из выражений (21.12) следует, что для сильно вытянутого по простиранию тела при горизонтальной намагниченности аномалия $H_a = -Z_{0z}$; $Z_a = = H_{0z}$; если к тому же $\varphi_0 = 0$, то $\Delta T = H_a$.

§ 24

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НЕКОТОРЫХ СКЛАДЧАТЫХ СТРУКТУР

Аналитические выражения магнитных аномалий складчатых структур, имеющих большие размеры по простиранию, можно получить, используя известные формулы для тел пластовой формы. Рассмотрим модель простой антиклинальной складки, в которую входит один маломощный пласт магнитных пород, не вскрытых

эрозией. Будем считать углы падения крыльев складки не меняющимися с глубиной, а распространение пород по падению очень большим. Тогда любую составляющую магнитного поля такой антиклинальной складки можно рассматривать как сумму соответствующих аномалий [(23.19), (23.20)] двух наклонных пластов, имеющих общую верхнюю кромку. С учетом этого составляющая

$$Z_a = 2J \left(2b_1 \frac{h \cos \vartheta_1 - x \sin \vartheta_1}{h^2 + x^2} \sin \alpha + \right. \\ \left. + 2b_2 \frac{h \cos \vartheta_2 - x \sin \vartheta_2}{h^2 + x^2} \sin \beta \right) \frac{\sin i}{\sin \varphi}, \quad (24.1)$$

где $2b_1$ и $2b_2$ — видимые мощности первого и второго пласта; α и β — углы падения крыльев складки, отсчитанные от положительного направления оси x (рис. 52).

Заметим, что $2b_1 \sin \alpha = \Delta h \cos \alpha$ и $2b_2 \sin \beta = -\Delta h \cos \beta$. Подставляя эти значения в формулу (24.1) и выполняя несложные тригонометрические преобразования, получаем

$$Z_a = 2J \Delta h \sin(\beta - \alpha) \frac{h \sin(\alpha + \beta - \varphi) + x \cos(\alpha + \beta - \varphi)}{h^2 + x^2} \cdot \frac{\sin i}{\sin \varphi}. \quad (24.2)$$

Если ввести угол $\alpha_2 = 180^\circ - \beta$, где α_2 — угол падения крыла складки (в южных румбах), отсчитываемый от отрицательного направления оси x , и обозначить $\alpha = \alpha_1$, то выражение (24.2) примет вид

$$Z_a = 2J \Delta h \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{h \sin(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1) - x \cos(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1)}{h^2 + x^2} \cdot \frac{\sin i}{\sin \varphi}. \quad (24.3)$$

Аналогично, используя выражение H_a из формул (23.19), получаем для рассматриваемой складки

$$H_a = -2J \Delta h \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{h \cos(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1) + x \sin(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1)}{h^2 + x^2} \times \\ \times \frac{\sin i}{\sin \varphi}.$$

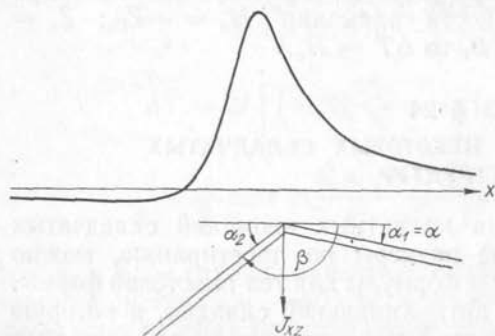


Рис. 52. Аномалия Z_a над вертикально намагниченной асимметричной линейной антиклинальной складкой с бесконечным погружением крыльев.

Поле T_a находим, как обычно:

$$T_a = \sqrt{H_a^2 + Z_a^2} = 2J \Delta h \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{1}{\sqrt{h^2 + x^2}} \cdot \frac{\sin i}{\sin \varphi}. \quad (24.4)$$

Аналитическое выражение поля ΔT получим, суммируя аномалии ΔT двух пластов, поле каждого из которых описывается формулой (23.20), и делая те же замены, что и для поля Z_a :

$$\Delta T = -2J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{h \cos(\varphi + \varphi_0 + \alpha_2 - \alpha_1) + x \sin(\varphi + \varphi_0 + \alpha_2 - \alpha_1)}{h^2 + x^2} \times \\ \times \frac{\sin i}{\sin \varphi} \cdot \frac{\sin I}{\sin \varphi_0}. \quad (24.5)$$

Заметим, что для симметричной антиклинальной складки при $\varphi = 90^\circ$ и $\varphi_0 = 90^\circ$ выражения H_a , Z_a и ΔT существенно упрощаются:

$$H_a = -2J \Delta h \sin(2\alpha) [x/(h^2 + x^2)] \sin i; \\ Z_a = 2J \Delta h \sin(2\alpha) [h/(h^2 + x^2)] \sin i; \quad (24.6) \\ \Delta T = 2J \Delta h \sin(2\alpha) [h/(h^2 + x^2)] \sin i \sin I.$$

Аналогичные формулы с точностью до постоянного множителя получаются и в более общем случае при выполнении условий: $\varphi + \alpha_2 - \alpha_1 = \pm 90^\circ$ — для H_a и Z_a ; $\varphi + \varphi_0 + \alpha_2 - \alpha_1 = 180^\circ$ или 0° — для ΔT .

Если слой магнитных пород имеет значительную мощность по сравнению с глубиной его залегания в своде складки, то аналитические выражения магнитных аномалий такой складки могут быть получены интегрированием по h формул (24.3) и (24.5). Обозначая глубину залегания кровли магнитных пород в своде складки через h_1 , а в подошве — через h_2 , заменяя Δh на dh , можно записать

$$Z_a = 2J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{\sin i}{\sin \varphi} \int_{h_1}^{h_2} \frac{h \sin(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1) - x \cos(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1)}{h^2 + x^2} \times \\ \times dh = 2J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{\sin i}{\sin \varphi} \left[\sin(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1) \frac{1}{2} \ln(h^2 + x^2) - \right. \\ \left. - \cos(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1) \operatorname{arctg} \frac{h}{x} \right] \Big|_{h_1}^{h_2},$$

откуда

$$Z_a = 2J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{\sin i}{\sin \varphi} \left[\frac{1}{2} \sin(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1) \ln \frac{h_2^2 + x^2}{h_1^2 + x^2} - \right. \\ \left. - \cos(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1) \operatorname{arctg} \frac{x(h_2 - h_1)}{x^2 + h_1 h_2} \right]. \quad (24.7)$$

Аналогичным путем получаем выражения H_a и ΔT :

$$\begin{aligned}
 H_a = & -2J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{\sin i}{\sin \varphi} \left[\frac{1}{2} \cos(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1) \ln \frac{h_2^2 + x^2}{h_1^2 + x^2} + \right. \\
 & \left. + \sin(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1) \operatorname{arctg} \frac{x(h_2 - h_1)}{x^2 + h_1 h_2} \right]; \\
 \Delta T = & -2J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{\sin i}{\sin \varphi} \cdot \frac{\sin l}{\sin \varphi_0} \times \\
 & \times \left[\frac{1}{2} \cos(\varphi + \varphi_0 + \alpha_2 - \alpha_1) \ln \frac{h_2^2 + x^2}{h_1^2 + x^2} + \right. \\
 & \left. + \sin(\varphi + \varphi_0 + \alpha_2 - \alpha_1) \operatorname{arctg} \frac{x(h_2 - h_1)}{x^2 + h_1 h_2} \right].
 \end{aligned} \tag{24.8}$$

При выполнении условия $\varphi + \alpha_2 - \alpha_1 = \pm 90^\circ$ выражения Z_a и H_a упрощаются:

$$Z_a = \pm J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{\sin i}{\sin \varphi} \ln \frac{h_2^2 + x^2}{h_1^2 + x^2}; \tag{24.9}$$

$$H_a = \mp 2J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{\sin i}{\sin \varphi} \operatorname{arctg} \frac{x(h_2 - h_1)}{x^2 + h_1 h_2}.$$

Формула ΔT упрощается при условии $\varphi + \varphi_0 + \alpha_2 - \alpha_1 = 180^\circ$ или 0° , в этом случае имеем

$$\Delta T = \pm J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{\sin i}{\sin \varphi} \cdot \frac{\sin l}{\sin \varphi_0} \ln \frac{h_2^2 + x^2}{h_1^2 + x^2}.$$

Аномалии вскрытых эрозией линейных антиклинальных и синклиналиных складок легко получить как сумму аномалий двух пластовых тел, верхние кромки которых разнесены на определенное расстояние от общего начала координат. Соответствующие формулы здесь не приводятся, так как на практике при определении элементов залегания таких складок аномалии над каждым крылом обычно рассматривают изолированно.

Интересно получить представление о магнитном поле трехмерных складчатых структур, в строении которых принимают участие магнитные породы. Такие структуры могут быть геометрически описаны некоторой совокупностью различно ориентированных в пространстве пластовых тел, ограниченных по простиранию и на глубину.

Г. Г. Кравцов предложил использовать в качестве более удобного элемента для описания геометрии складок не пласты, а многоугольные косоусеченные призмы, ребра которых произвольно ориентированы по отношению к горизонтальной плоскости (рис. 53). Им получены аналитические выражения составляющих аномальной напряженности и поля ΔT таких призм, а также градиентов этих аномалий по оси x . Аномалии H_a , Z_a и ΔT для косоусеченных призм описываются, как и для пластовых тел, функ-

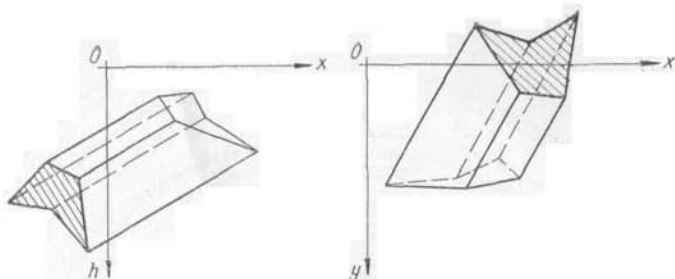


Рис. 53. Объемные элементы, совокупность которых используется для аппроксимации складчатых структур.

циями арктангенсов и логарифмов, причем арктангенсы представляют собой телесные углы видимости каждой грани призмы из точки наблюдения, а под знаком логарифмов находятся расстояния от точки наблюдения до вершин призмы. Коэффициенты перед этими функциями определяются пространственной ориентировкой модели, вектора намагниченности и вектора современного намагничивающего поля.

Расчет аномальных магнитных полей каждой из призм, а тем более всей складки, представленной совокупностью таких призм, является исключительно трудоемкой задачей. Поэтому целесообразно привлекать для этой работы ЭВМ. Алгоритм задачи разработан Г. Г. Кравцовым и запрограммирован для ЭВМ М-222. Программы предусматривают возможность вычисления полей Z_a , ΔT и градиента $d(\Delta T)/dx$ для системы горизонтальных или произвольно ориентированных призм. Они могут быть использованы для расчета магнитных аномалий трехмерных складчатых структур, обладающих как индуцированной, так и остаточной намагниченностью.

Приведем поле ΔT модели, аппроксимирующей пологую антиклинальную складку платформенного типа (рис. 54). При описании геометрии такой структуры использовано 17 косоусеченных призм. Для вычисления аномалий Z_a , ΔT и горизонтального градиента ΔT по сети 500×500 м потребовалось приблизительно 3,5 ч машинного времени ЭВМ М-222. Поле ΔT рассчитано для случая индуцированной намагниченности, наклонение которой составляет 77° , что соответствует условиям северо-востока европейской части СССР. Низкие значения аномального поля объясняются прежде всего принятой при расчетах слабой магнитной восприимчивостью $\kappa = 50 \cdot 10^{-6}$ СГС, что характерно для терригенных пород осадочного чехла Русской платформы и Предуральского прогиба. Заметим, что увеличение магнитной восприимчивости в таких пределах, когда влиянием формы тела тела можно пренебречь (см. § 10), приводит к пропорциональному повышению интенсивности магнитного поля.

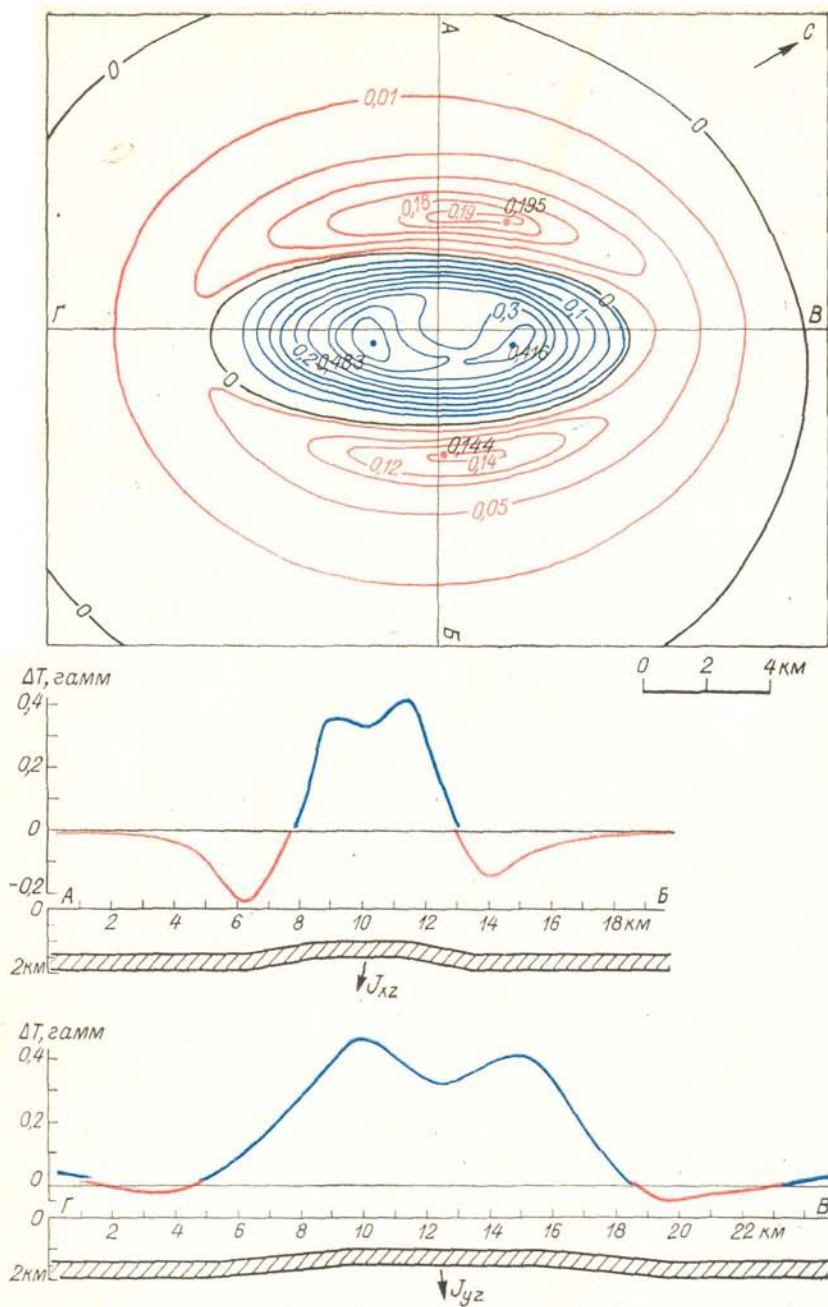


Рис. 54. Поле ΔT антиклинальной складки, магнитные породы которой не вскрыты эрозией.

Изолинии и экстремальные значения даны в гаммах.

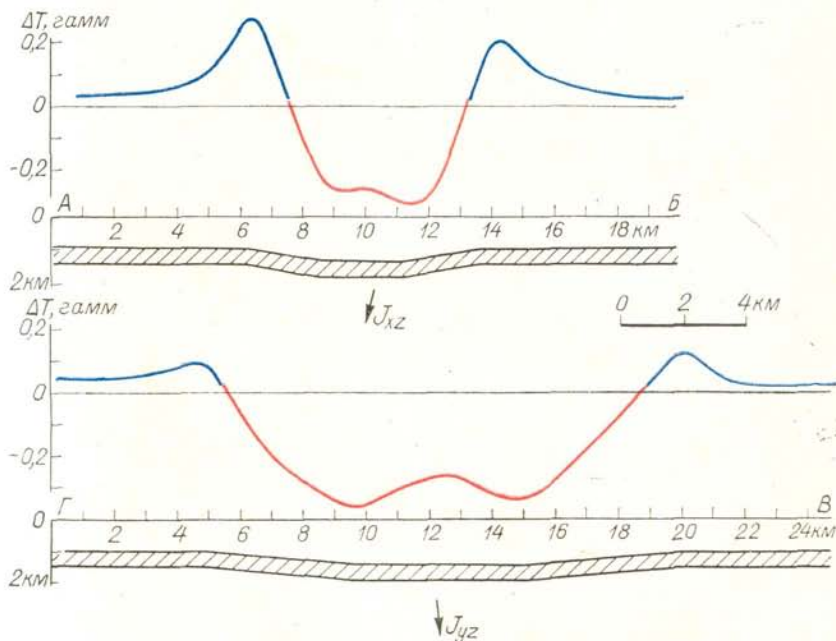
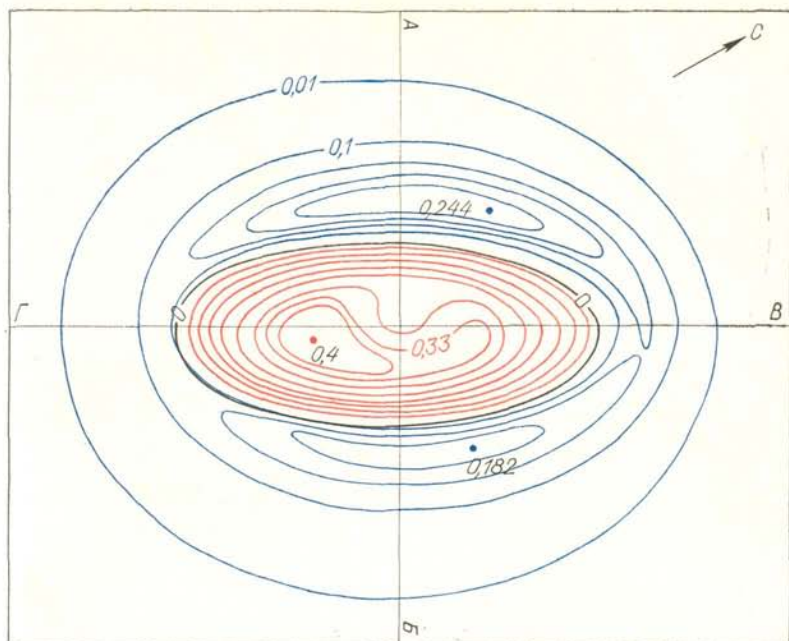


Рис. 55. Поле ΔT синклиальной складки, магнитные породы которой не вскрыты эрозией.
Изолинии и экстремальные значения даны в гаммах.

Коротко остановимся на связи характера поля ΔT с геометрией структуры и направлением намагниченности. Над сводовой частью структуры наблюдается положительное поле, осложненное локальным минимумом. Наличие минимума объясняется двумя причинами: широкой сводовой частью складки и ее большими размерами по простиранию. Можно ожидать, что при удлинении и сужении складки близкие к изометричным максимумы поля ΔT будут локализоваться вблизи ее периклинальных окончаний и локальный минимум над центральной частью структуры исчезнет. Некоторые нарушения симметрии поля относительно осей структуры связаны с наклонным намагничением современным полем; именно по этой причине северо-западный минимум ΔT больше по интенсивности, чем юго-восточный. В целом же границы складки достаточно хорошо совпадают с минимальными значениями ΔT , обрамляющими все поднятие. Эта закономерность, однако, наблюдается лишь при большом наклонении векторов намагниченности и современного поля.

Приведем поле ΔT над синклинальной складкой (рис. 55) с такими же параметрами, как и у рассмотренной антиклинали. При сопоставлении аномалий этих двух структур видно, что изменение знака структуры привело к изменению знака поля, другие же основные закономерности поля ΔT сохранились. Так, границы синклинали можно считать практически совпадающими с зоной максимальных значений поля.

В заключение необходимо отметить, что при одном и том же направлении намагниченности наблюдается резкое различие в характере магнитных аномалий над вскрытыми и не вскрытыми эрозией складчатых структурами. Например, над сводом линейной антиклинальной складки, где магнитные породы эродированы, при $i = I = 77^\circ$ отмечается отрицательное поле ΔT , а над крыльями — положительное. Представление о такой аномалии легко получить путем сложения полей двух пластов, падающих в противоположных направлениях и удаленных друг от друга на некоторое расстояние.

Таким образом, анализ магнитного поля позволяет делать заключение о том, эродированы или сохранены магнитные породы в верхней части складчатых структур.

§ 25

ВЫЧИСЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НАД ТЕЛАМИ НЕПРАВИЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Магнитные аномалии тел правильной формы, как было показано выше, описываются простыми аналитическими выражениями. Для тел сложной неправильной формы можно дать лишь приближенные формулы магнитных аномалий как сумму полей, обусловленных совокупностью объектов правильной формы.

В большинстве случаев такая задача решается с помощью ЭВМ, так как необходимые вычисления являются весьма трудоемкими. Но для тел, имеющих очень большие размеры по простиранию, вычислить аномалии Z_a или H_a по профилю, удаленному от концов тела, можно достаточно быстро и без ЭВМ.

Для расчета напряженности магнитного поля над бесконечным по простиранию телом воспользуемся общими аналитическими выражениями (21.10) аномалий Z_a и H_a при вертикальной намагниченности. Помещая начало координат в точку вычисления, т. е. принимая $z = 0$ и $x = 0$, и переходя к полярной системе координат, в которой $\xi = r \sin \theta$, $\zeta = r \cos \theta$, $dS = r dr d\theta$, записываем выражения (21.10) в следующем виде:

$$Z_a = 2J \int_S \frac{\cos(2\theta)}{r} dr d\theta; \quad H_a = -2J \int_S \frac{\sin(2\theta)}{r} dr d\theta. \quad (25.1)$$

Разобьем все сечение рассматриваемого тела (рис. 56) на малые площадки радиусами-векторами, направленными из начала координат, и концентрическими окружностями с центром в начале координат. Тогда аномалии Z_a и H_a можно рассматривать как суммы полей горизонтальных бесконечных призм с сечениями $dS = r dr d\theta$. Поле каждой из таких призм в начале координат имеет вид

$$Z_{mn} = 2J \int_{\theta_n}^{\theta_{n+1}} \cos(2\theta) d\theta \int_{r_m}^{r_{m+1}} \frac{dr}{r}; \quad H_{mn} = -2J \int_{\theta_n}^{\theta_{n+1}} \sin(2\theta) d\theta \int_{r_m}^{r_{m+1}} \frac{dr}{r}. \quad (25.2)$$

Подберем пределы интегрирования так, чтобы любая площадка создавала в точке P одну и ту же напряженность поля, например равную $1 \text{ гамма} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ Э}$. Интегрируя выражения (25.2), получаем

$$Z_{mn} = J [\sin(2\theta_{n+1}) - \sin(2\theta_n)] \ln(r_{m+1}/r_m) = 1 \cdot 10^{-5} \text{ СГС};$$

$$H_{mn} = J [\cos(2\theta_{n+1}) - \cos(2\theta_n)] \ln(r_{m+1}/r_m) = 1 \cdot 10^{-5} \text{ СГС}.$$

Величину J будем считать постоянной, условно примем $J = 5 \cdot 10^{-4} \text{ СГС}$. Положим разности синусов и косинусов равными 0,2; тогда $\ln(r_{m+1}/r_m) = 0,1$, а $r_{m+1}/r_m = 1,105$. Полагая $r_1 = 1$, определяем все последующие радиусы как члены геометрической прогрессии со знаменателем 1,105. Чтобы найти значения углов θ , примем $\sin(2\theta_1) = 0,2$, откуда $\theta_1 = 6^\circ$; $\sin(2\theta_2) = 0,4$, откуда $\theta_2 = 12^\circ$. Продолжая вычисления,

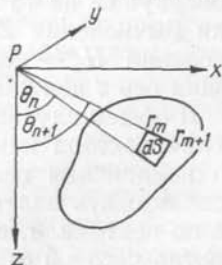


Рис. 56. Схема для построения палетки.

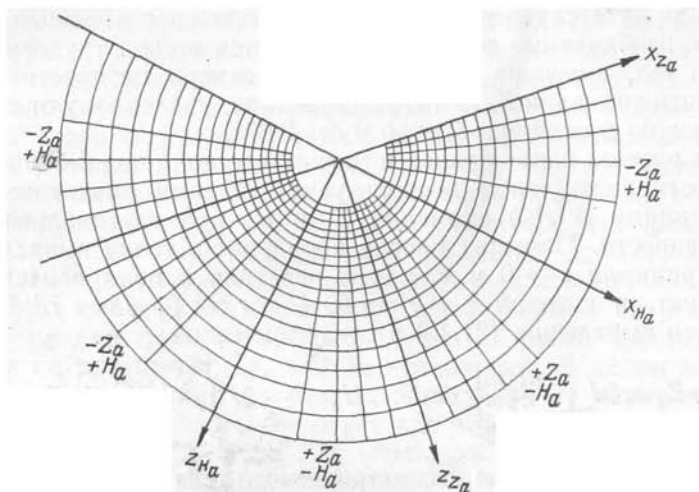


Рис. 57. Палетка для вычисления Z_a и H_a над телами больших размеров по простираю.

получаем следующие значения угла θ : 18,5; 27; 45°. Последующие значения угла находим, полагая $\sin(2\theta_6) - \sin(2\theta_5) = -0,2$, т. е. считаем, что площадками за пределами углов $\pm 45^\circ$ создаются отрицательные значения Z . Эти углы равны 63; 71,5; 78; 84 и 90°. Пользуясь перечисленными данными, строим сетку.

Чтобы вычислить Z_a в точке P , совмещаем начало координат сетки с этой точкой, ось x сетки — с горизонтальной линией, проходящей через точку. Подсчитываем число площадок внутри заданного сечения тела, причем в секторе от -45 до $+45^\circ$ считаем их со знаком плюс, а за пределами этого сектора — со знаком минус. Полученное число умножаем на отношение между действительной намагниченностью и принятой для номограммы ($J = 5 \cdot 10^{-4}$ СГС).

Чтобы вычислить H_a , надо построить палетку, отличающуюся от первой тем, что от вертикальной оси откладываются углы, разность косинусов которых равна 0,2. Однако нет необходимости чертить новую номограмму. Можно использовать уже имеющуюся, повернув ее на 45° . На рис. 57 изображена сетка, у которой ось z для вычисления Z_a отклонена вправо от вертикали, а для вычисления H_a — влево. При пользовании палеткой соответствующая ось z должна быть направлена вертикально.

В общем случае $H_a = 2Mr^{-2} \cos(2\theta + \psi)$, где ψ — угол отклонения вектора намагниченности от вертикали, т. е. дополнение до наклона вектора J в плоскости сечения объекта. Чтобы использовать палетку для этого случая, надо ее ось z направлять не по вертикали, а в каждой точке P поворачивать от вертикали против часовой стрелки на угол, равный $0,5\psi$. Указанное напра-

вление поворота справедливо лишь при ранее обусловленном положении координатных осей, т. е. когда вектор намагниченности направлен вниз с отклонением в сторону положительных значений оси x .

Можно построить палетку для вычисления напряженности поля над вертикальными цилиндрическими телами произвольного сечения, распространяющимися на большую глубину. Палетка рассчитывается на основе известной формулы, устанавливающей пропорциональность между напряженностью поля Z_a и телесным углом видимости верхней поверхности вертикально падающего цилиндра. Принимая глубину залегания верхней кромки за условную единицу, можно всю горизонтальную поверхность, в плоскости которой лежит верхняя граница цилиндрического тела, разбить на площадки равного действия концентрическими окружностями и радиусами-векторами. Тогда напряженность поля Z_a будет пропорциональна количеству площадок, попадающих внутрь контура, который определяет верхнее сечение цилиндра, изображенного в масштабе глубины h . Если цилиндр имеет ограниченное распространение в глубину, то таким же способом можно определить поле Z_a от нижней поверхности тела и полученный результат вычесть из первого.

§ 26

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОЛЯ H_a ПО ЗАДАННОМУ НА ПЛОСКОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ПОЛЯ Z_a

В результате магнитных съемок получают аномалии Z_a или ΔT ; измерение H_a выполняется крайне редко. Однако бывает полезно знать и компоненту H_a , например при сопоставлении магнитных аномалий с аномалиями горизонтального градиента силы тяжести в высоких широтах или при вычислении аномалий T_a . Для этого поле H_a может быть рассчитано по известным значениям Z_a .

Рассмотрим сначала более простой случай — двумерную аномалию, когда магнитное поле на многих маршрутах остается одинаковым. Линию профиля будем считать ориентированной вкрест простирания пород. Для вывода формулы предположим, что наблюдаемое магнитное поле Z_a создано не реальными геологическими образованиями, а фиктивными магнитными массами, распределенными на плоскости наблюдений, причем их намагниченность по оси x , перпендикулярной к простиранию, переменна и на каждом отдельном бесконечно малом отрезке плотность магнетизма равна σ_i . Известно, что если магнитные массы располагаются только на верхней поверхности объекта, то это соответствует наличию пластообразного тела, вертикально распространяющегося на бесконечно большую глубину и намагниченного по падению. Следовательно, допущение о магнитных массах с магнитной плотностью σ_i на поверхности наблюдений равносильно представлению о том, что наблюдаемая магнитная аномалия вы-

звана не реальными геологическими образованиями, а вертикальными пластами малой мощности, сплошь заполняющими нижнее полупространство.

Известная на каждом отрезке Δx напряженность поля Z_i выражается формулой $Z_i = 2\pi\sigma_i$, так как линия x лежит в плоскости наблюдений и, следовательно, угол видимости поверхности пласта Δx из точки наблюдений равен π . Отсюда следует, что фиктивная плотность магнетизма на каждом отрезке Δx равна $\sigma_i = Z_i/(2\pi)$. На основе этого представления и формулы (23.18), определяющей H_a над пластом малой мощности, можно найти значение dH в точке P , обусловленное одним из элементарных пластов. Начало координат выберем в точке P , мощность пласта положим равной dx ; расстояние от точки P до элемента dx равно x . Таким образом получим

$$dH = 2\sigma_i [x dx / (h^2 + x^2)]. \quad (26.1)$$

Знак dH изменен вследствие переноса начала координат в точку P .

Полная напряженность поля H всех фиктивных масс, непрерывно распределенных по оси x , представляет собой интеграл от выражения (26.1) в бесконечных пределах. Подставляя значение σ_i и полагая $h = 0$, получаем

$$H(P) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Z_i \frac{dx}{x}. \quad (26.2)$$

Так как при $x = 0$ подынтегральная функция становится равной бесконечности, вычисление интеграла проведем следующим образом:

$$H(P) = \frac{1}{\pi} \int_{-\Delta x}^{\Delta x} Z \frac{dx}{x} + \frac{1}{\pi} \left(\int_{-\infty}^{-\Delta x} Z \frac{dx}{x} + \int_{\Delta x}^{\infty} Z \frac{dx}{x} \right). \quad (26.3)$$

Рассмотрим первый интеграл. В малом интервале между Δx и $-\Delta x$ значение Z можно представить в виде ряда

$$Z = Z_0 + x (dZ/dx)_0,$$

где Z_0 — значение Z в точке $x = 0$.

Тогда первый интеграл примет вид

$$\int_{-\Delta x}^{\Delta x} Z \frac{dx}{x} = \int_{-\Delta x}^{\Delta x} Z_0 \frac{dx}{x} + \int_{-\Delta x}^{\Delta x} \left(\frac{dZ}{dx} \right)_0 dx = Z_0 \int_{-\Delta x}^{\Delta x} \frac{dx}{x} + \int_{-\Delta x}^{\Delta x} dZ.$$

Главное значение по Коши интеграла $\int dx/x$ в пределах от $-\Delta x$ до $+\Delta x$ равно нулю как значение по симметричному интервалу от нечетной функции. Поэтому

$$\int_{-\Delta x}^{\Delta x} Z \frac{dx}{x} = \int_{-\Delta x}^{\Delta x} dZ = Z|_{-\Delta x}^{\Delta x} = \Delta Z,$$

где ΔZ — приращение Z_a в интервале от $-\Delta x$ до $+\Delta x$, симметричном относительно точки, в которой вычисляется H_a .

Под знаком каждого из двух других интегралов, входящих в выражение (26.3), содержатся две независимые переменные: Z и x . Поэтому представим каждый из них суммой интегралов в таких близких пределах x_n, x_{n+1} , чтобы на интервале $x_{n+1} - x_n$ значения Z_a можно было считать постоянными. Тогда

$$\int_{\Delta x}^{\infty} Z_i \frac{dx}{x} = \sum Z_i \int_{x_m}^{x_{m+1}} \frac{dx}{x} = \sum Z_i \ln \frac{x_{m+1}}{x_m}, \quad (26.4)$$

где Z_i — значение аномалии Z_a в интервале $x_{m+1} - x_m$.

Выбор конкретного соотношения значений x_{m+1} и x_m зависит от того, каким образом предполагается вычислять H_a : по палетке или на ЭВМ. Для организации циклических вычислительных процессов на ЭВМ наиболее удобно иметь все интервалы $x_{m+1} - x_m$ постоянными. Из этого следует, что значение Z , наблюдаемое в каждом из интервалов, надо будет умножать на разные коэффициенты $\ln(x_{m+1}/x_m)$. При вычислении вручную целесообразно выбирать x_{m+1} и x_m такими, чтобы их отношение было постоянным; тогда

$$\sum Z_i \ln(x_{m+1}/x_m) = \ln(x_{m+1}/x_m) \sum Z_i.$$

Для построения палетки отложим по оси x вправо и влево от начала координат (точка, в которой будем вычислять значение H_a) малые отрезки Δx , принятые за единицу, а затем также от начала координат — такие отрезки x_2, x_3, \dots , чтобы x_{m+1}/x_m было постоянным и равным c . В пределах малых интервалов $x_{m+1} - x_m$ значение Z_a можно считать постоянным, равным среднему. Тогда

$$H(P) = (1/\pi) \Delta Z(P) + (c/\pi) (\sum Z_i - \sum Z_{-i}). \quad (26.5)$$

Знаки при индексе i показывают, что первая сумма охватывает все значения Z_i на отрезке от $+\Delta x$ до $+\infty$, а вторая — от $-\infty$ до $-\Delta x$.

Выберем величину c так, чтобы коэффициент перед знаком суммы равнялся 0,1, т. е. $c = 0,1\pi = 0,314$. Тогда

$$x_{m+1}/x_m = e^{0,314} = 1,368.$$

Полученный результат показывает, что расстояния x_m от начала координат возрастают в геометрической прогрессии, первый член которой равен Δx , а знаменатель $q = 1,368$.

Для построения палетки (рис. 58) используем прозрачную бумагу. Начальное расстояние выбираем в зависимости от градиента кривой Z_a , например $\Delta x = 5$ мм. Для определения ΔZ и средних значений Z_i на палетке наносим не только вертикальные, но и горизонтальные линии, интервалы между которыми и количество которых определяются масштабом и амплитудой кривых Z_a . Длина рабочей палетки должна быть не менее 50 см.

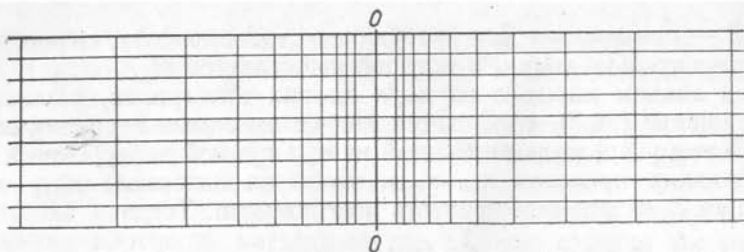


Рис. 58. Палетка для вычисления H_a по Z_a в случае двумерной задачи.

Если кривая Z_a не выходит в нормальное поле, графически экстраполируем ее до $Z_a = 0$.

Точность вычисления кривой H_a зависит от выбранных интервалов приближенного интегрирования: чем меньше интервалы Δx , тем выше точность. Для сужения интервалов надо снизить значения c , например вдвое, тогда коэффициент q будет меньше.

Трехмерная задача принципиально отличается тем, что наблюдаемая на горизонтальной плоскости аномалия предполагается вызванной не пластами, а вертикальными стержнями, заполняющими все нижнее полупространство; верхние кромки этих стержней образуют поверхность наблюдения. В этом случае на каждой малой площадке dS плотность магнетизма σ_i определяется той же формулой, т. е. $\sigma_i = Z_i / (2\pi)$.

Горизонтальная составляющая, создаваемая однополюсным стержнем (иначе говоря, вертикальным стержнем, распространяющимся на большую глубину и намагниченным по падению), в точке P , принятой за начало координат, выражается формулой (23.7). Подставляя в эту формулу значение σ_i и полагая $h = 0$, $M = \sigma_i dS$, $dS = r dr d\theta$, получаем выражение dH для любого элементарного стержня, расположенного за пределами круга радиусом $r = 1$ с центром в начале координат:

$$dH = [Z/(2\pi)] (dr/r) d\theta. \quad (26.6)$$

Разложим dH на составляющие по осям прямоугольной системы координат, в которой ось x направлена на север, ось y — на восток. Получим

$$dH_x = \frac{Z}{2\pi} \cdot \frac{dr}{r} \cos \theta d\theta; \quad dH_y = \frac{Z}{2\pi} \cdot \frac{dr}{r} \sin \theta d\theta. \quad (26.7)$$

Разобьем всю плоскость на площадки равного действия, в пределах которых значения Z_i будем считать постоянными, равными среднему в пределах площадки. Постоянное значение выбираем по своему усмотрению, например

$$\Delta H_x = \frac{Z_i}{2\pi} \int_{r_m}^{r_{m+1}} \frac{dr}{r} \int_{\theta_n}^{\theta_{n+1}} \cos \theta d\theta = 0,01 Z_i.$$

Интегрируя, находим

$$\Delta H_x = \frac{Z_i}{2\pi} \ln \frac{r_{m+i}}{r_m} (\sin \theta_{n+1} - \sin \theta_n) = 0,01 Z_i.$$

Полагая разность синусов равной, например, 0,2, получаем

$$\ln(r_{m+1}/r_m) = 0,314; \quad r_{m+1}/r_m = 1,368.$$

Полное значение H_x равно сумме значений ΔH_x от всех площадок.

Палетку для вычисления H_x строим следующим образом. Проводим радиусы-векторы, начиная от направления оси x , под углами θ_n , последовательно равными 0; 11,7; 23,6; 36,9; 53,2; 90; 126,8; 143,1; 156,4; 168,3; 180° и т. д. (в двух других четвертях радиусы-векторы являются продолжением начерченных). Затем проводим окружность радиусом $r = 1$ (выбираем в зависимости от требований к точности вычисления поля H_a) и ряд concentрических окружностей, радиусы которых возрастают по закону геометрической прогрессии: 1,37; 1,87 и т. д. Каждая площадка создает элементарную напряженность $\Delta H_x = 0,01 Z_i$.

Значение $\Delta H'_x$, обусловленное фиктивной магнитной массой внутри круга радиусом $r = 1$, выражается следующим образом:

$$\Delta H'_x = \frac{1}{2\pi} \int_0^{r=1} Z \frac{dr}{r} \int_0^{2\pi} \cos \theta d\theta.$$

Представляя Z в виде ряда $Z = Z_0 + (dZ/dr)_0 dr$, получаем

$$\int_0^{r=1} Z_0 \frac{dr}{r} \int_0^{2\pi} \cos \theta d\theta = 0;$$

$$\iint_0^{2\pi} \int_0^{r=1} \left(\frac{\partial Z}{\partial r} \right)_0 dr \cos \theta d\theta = \int_0^{2\pi} \Delta Z \cos \theta d\theta,$$

т. е. значение интеграла в границах круга единичного радиуса равно сумме приращений ΔZ по всем секторам. Это можно записать в виде

$$\Delta H'_x = \frac{0,1}{\pi} \sum \Delta Z = 0,032 \sum \Delta Z.$$

При вычислении H_x в точке P центр палетки (рис. 59) совмещают с этой точкой, ось x ориентируют по меридиану; все значения Z_i в двух верхних (северо-западной и северо-восточной) четвертях круга суммируют с сохранением своих знаков, а в двух

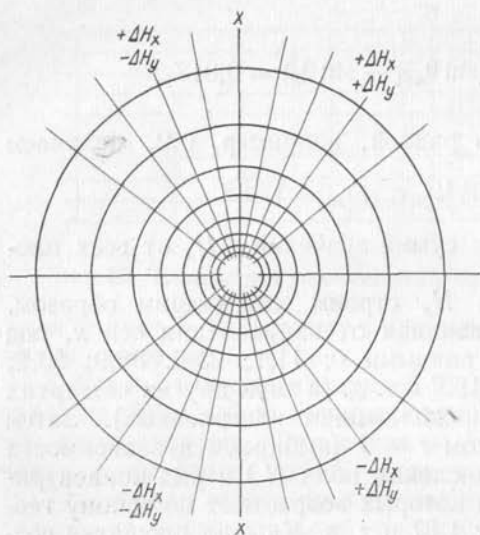


Рис. 59. Палетка для вычисления H_a по Z_a в случае трехмерной задачи.

нижних — с обратными знаками. Положительным направлением для вычисления градиента по секторам считается направление от южных четвертей круга к северным.

Для вычисления H_y , как это следует из формулы (26.7), не надо составлять другую палетку, достаточно имеющуюся повернуть на 90° , т. е. направить ось x на восток. Знаки Z_i в восточных четвертях сохраняются, в западных меняются на обратные. Положительным при определении градиента считается направление от западных четвертей к восточным. По составляющим H_x и H_y находят вектор H_a и его направление.

§ 27

ВЫЧИСЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ВЫШЕ ПЛОСКОСТИ С ИЗВЕСТНЫМ ЕГО РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Для вывода формул, как и в предыдущем параграфе, используем представление о том, что реальная аномалия вызвана фиктивными магнитными массами, распределенными с переменной плотностью $\sigma_i = Z_i/(2\pi)$.

В случае двумерной задачи напряженность поля dZ на высоте h от элементарного фиктивного пласта мощностью dx с вершиной на линии x определяется углом видимости β по известной формуле $Z_a = 2\sigma\beta$. Сделаем так, чтобы углы видимости фиктивных пластов из точки P были равными и составляли, например, $0,05\pi$. Разумеется, что мощность пластов при этом будет возрастать по мере удаления их от проекции точки P на ось x . Если их мощность настолько велика, что среднее значение Z_a над таким пластом нельзя считать постоянным, следует разбить соответствующий угол на более мелкие, определить значения Z_a в уменьшенных интервалах и среднее из них использовать в качестве нужной величины. При заданном постоянном угле β значение

$$Z(P) = 0,05 \sum Z_i.$$

Палетка представляет собой совокупность лучей, проведенных из начала координат через 9° (рис. 60). Там, где отрезки очень велики, их можно разделить дополнительно через 3° или более дробно — через $0,9^\circ$.

Лучевой палеткой неудобно пользоваться, поэтому рекомендуется заготовить палетку для постоянной величины h , равной, например, 1 см. Горизонтальную линию разбивают на симметричные отрезки, длина которых от начальной точки определяется формулой $x = h \operatorname{tg}(n\beta)$, величина n последовательно изменяется от 0 до $\pi/(2\beta)$. После совмещения горизонтальной линии с осью абсцисс кривой Z_a в каждом интервале определяют среднее значение Z_i . Большие интервалы полезно разделить на более мелкие, соответствующие дробному значению β . Для отсчета средних значений Z_i надо провести вертикальные линии через концы отрезков (ограничить участок кривой Z_a для определения среднего) и горизонтальные линии через равные интервалы (5 или 10 мм) для снятия ординат кривых Z_i .

В случае трехмерной задачи напряженность поля dZ на высоте h от элементарного стержня с верхним сечением dS , лежащим в плоскости наблюдений, и с поверхностной плотностью магнетизма σ_i имеет вид

$$dZ = Zh dS/(2\pi r^3) = Zh dr d\theta/(2\pi r^2),$$

где r — расстояние от точки P до элемента dS ; θ — угол, образуемый проекцией r на плоскость, в которой находится точка P , и некоторым фиксированным направлением; $dS = r dr d\theta$.

Разобьем всю плоскость, на которой заданы значения Z_a , на площадки равного действия, в пределах которых величину Z_i будем считать постоянной, равной среднему значению. Обусловленное такой площадкой поле

$$\Delta Z = \frac{Z_i}{2\pi} \int_{r_m}^{r_{m+1}} \frac{h}{r^2} dr \int_{\theta_n}^{\theta_{n+1}} d\theta = \frac{Z_i}{2\pi} \left(\frac{h}{r_m} - \frac{h}{r_{m+1}} \right) (\theta_{n+1} - \theta_n).$$

Положим $\theta_{n+1} - \theta_n = 36^\circ = 0,628$; $h/r_m - h/r_{m+1} = 0,1$, тогда

$$Z(P) = 0,01 \sum Z_i.$$

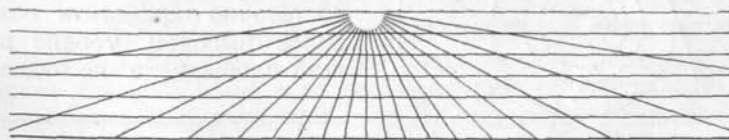


Рис. 60. Палетка для вычисления напряженности поля выше уровня наблюдений в случае двумерной задачи.

Для построения палетки из начала координат проведем лучи через 36° и концентрические окружности, радиусы которых x_m определяем из равенства

$$h/\sqrt{h^2 + x_m^2} - h/\sqrt{h^2 + x_{m+1}^2} = 0,1.$$

Положим $h = 1$, тогда радиусы окружностей будут 0; 0,48; 0,75; 1,02; 1,33; 1,73; 2,28; 3,17; 4,91; 9,8 и ∞ .

При пользовании палеткой (рис. 61) центр ее совмещают с точкой P , определяют средние значения Z_a на каждой площадке и вычисляют $Z_a = 0,01 \sum Z_i$. Крупные площадки могут быть разбиты на меньшие.

Для вычисления напряженности H_a на новой высоте используют те же палетки, так как поле H_a можно рассматривать как поле Z_a над теми же геологическими образованиями при намагниченности, отличной от существующей на 90° .

Для вычисления поля на новой, большей, высоте могут быть использованы ЭВМ. Значения поля на исходном уровне обычно снимают в узлах квадратной сетки, т. е. сечения фиктивных стержней предполагаются квадратными и равными по площади, что удобно для организации циклических операций при машинном счете. Числовые коэффициенты, на которые умножаются в процессе вычисления значения Z_a , снятые в разных точках, различны; они зависят от расстояния между вершиной фиктивного стержня и точкой, в которой ищут значение поля на новом уровне. Аналогично задают значения поля и при выполнении других трансформаций (пересчет поля вниз, вычисление H_a по Z_a и др.). Программа расчета различных трансформированных полей обычно одна и та же; в зависимости от вида трансформации меняется лишь набор числовых коэффициентов, на которые умножаются значения поля в узлах сетки на первоначальном уровне.

Пересчет поля вверх может быть полезен для составления сводных карт магнитного поля по материалам аэромагнитной съемки, выполненной на разных высотах, или для уменьшения влияния, которое оказывают на общее магнитное поле мелкие источники аномалий. Пересчет поля на более высокий уровень нужен и при вычислении нижней границы намагниченных тел. Но для этого достаточно определить поле на более высоком уровне не по всей площади, а по отдельным

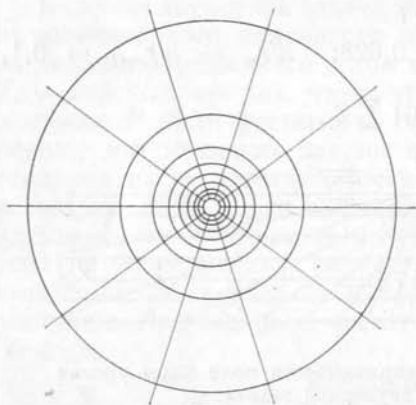


Рис. 61. Палетка для вычисления напряженности поля выше уровня наблюдений в случае трехмерной задачи.

отрезкам маршрутов. Именно для этого предназначены описанные выше способы ручного счета.

При использовании двумерных формул высота пересчета всегда должна быть существенно меньше размеров намагниченных тел по простиранию, так как практически бесконечным по оси u можно считать только такое тело, угол видимости верхней кромки которого по простиранию из любой точки близок к 180° . При большой высоте пересчета этот угол может оказаться существенно отличным от 180° и вычисленное поле не будет соответствовать полю реального объекта на данной высоте. При этом ошибочными окажутся и рассчитанные параметры намагниченных тел.

Следует также помнить, что чем больше высота пересчета, тем протяженнее должен быть профиль с заданными значениями магнитного поля. Однако по мере удаления от тела в горизонтальной плоскости угол видимости концов верхней кромки уменьшается, поэтому значения в сильно удаленных точках становятся непригодными при двумерной трансформации.

Пересчет поля на высоту сотни метров и первые километры с помощью формул трехмерной задачи при больших размерах площади съемки вполне обоснован. Но для пересчета поля вверх на десятки километров требуются площади с линейными размерами в сотни километров, что влечет за собой необходимость учета криволинейности фигуры Земли. Существующие способы эту кривизну не учитывают, в связи с чем вычисление параметров разреза по магнитному полю, пересчитанному на столь большие высоты, может привести к совершенно нелепым геологическим заключениям.

§ 28

ВЫЧИСЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ НИЖЕ ПЛОСКОСТИ С ИЗВЕСТНЫМ ЕГО РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Вычисление напряженности магнитного поля или его составляющих ниже поверхности наблюдений с целью определения глубины залегания и горизонтальных размеров намагниченных тел интересовало геофизиков уже много лет назад. Еще в начале 30-х годов К. Б. Вейнберг на одном из железорудных месторождений рассчитал значения T_a в ряде точек, расположенных ниже поверхности наблюдений, используя при этом способ, предложенный П. Т. Пасальским. Несмотря на большие погрешности измерения, результаты вычислений К. Б. Вейнберга были достаточно перспективными, но громоздкий способ расчетов не нашел последователей. Позднее в нижнее полупространство стали пересчитывать только аномальную вертикальную составляющую.

В двумерном варианте, т. е. для тел, имеющих очень большие размеры по простиранию, способ основывается на том, что значение потенциальной функции в центре окружности равно ее среднему значению на окружности, если внутри этого контура

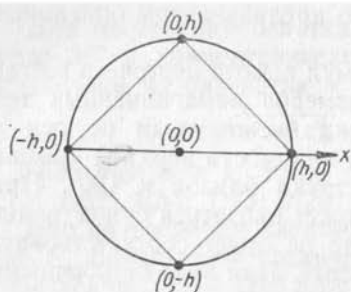


Рис. 62. Схема для вычисления напряженности поля ниже уровня наблюдений.

$Z(-h, 0)$ и $Z(0, h)$, $Z(0, -h)$ — значения аномалии на концах соответственно горизонтального и вертикального диаметра (рис. 62).

На глубине $-h$ аномалия

$$Z(0, -h) = 4Z(0, 0) - Z(0, h) - Z(h, 0) - Z(-h, 0). \quad (28.1)$$

Значение аномалии в точке $(0, h)$, расположенной выше поверхности наблюдений, надо предварительно вычислить с помощью приемов, описанных в § 27.

Более точная формула предложена Лу Сян-дуном. Представим аномалию Z в точках $(0, h)$ и $(0, -h)$ через значение этой функции в точке $(0, 0)$ и ее приращения, выраженные рядом Тейлора:

$$Z(0, -h) = Z(0, 0) - hZ'_z(0, 0) + \frac{h^2}{2!} Z''_{zz}(0, 0) - \dots; \quad (28.2)$$

$$Z(0, h) = Z(0, 0) + hZ'_z(0, 0) + \frac{h^2}{2!} Z''_{zz}(0, 0) + \dots$$

На основании уравнения Лапласа $Z''_{zz} = -Z''_{xx}$, $Z''''_{zzzz} = Z''''_{xxxx}$ и т. д. Сложив выражения (28.2), после замены вторых производных получим

$$Z(0, -h) = -Z(0, h) + 2 \left[Z(0, 0) - \frac{h^2}{2!} Z''_{xx}(0, 0) + \frac{h^4}{4!} Z''''_{xxxx}(0, 0) \right].$$

Вторую и четвертую производные можно представить через конечные приращения функции, в результате имеем

$$Z(0, -h) = -Z(0, h) + 5,5Z(0, 0) - 2,034 [Z(h, 0) + Z(-h, 0)] + 0,316 [Z(2h, 0) + Z(-2h, 0)] - 0,025 [Z(3h, 0) + Z(-3h, 0)]. \quad (28.3)$$

Координаты точек, используемых для вычислений, показаны на рис. 63.

В. Н. Страховым предложена формула, предусматривающая привлечение значений Z по оси x только на уровне съемки:

$$Z(0, -h) = 7,303Z(0, 0) - 2,326[Z(0,5h, 0) + \\ + Z(-0,5h, 0)] - 0,568[Z(h, 0) + Z(-h, 0)] - 0,193[Z(2h, 0) + \\ + Z(-2h, 0)] + 0,018[Z(3h, 0) + Z(-3h, 0)] - 0,041[Z(6h, 0) + \\ + Z(-6h, 0)] - 0,003[Z(9h, 0) + Z(-9h, 0)].$$

Во всех приведенных формулах значение $Z(0, 0)$ сопровождается большим коэффициентом, поэтому погрешность определения первого члена сильно сказывается на окончательном результате вычислений.

Пересчет поля в нижнее полупространство в трехмерном варианте очень трудоемок и требует применения ЭВМ; соответствующие программы имеются.

Несмотря на большое число теоретических работ по вопросу о совершенствовании вычислительных схем пересчета поля в нижнее полупространство и об использовании результатов пересчета для определения положения верхней границы тела, применение этого способа сдерживается по ряду причин. Пересчет не может выполняться сразу на большую глубину, так как этому препятствует нелинейное изменение аномального вертикального градиента, поэтому пересчет ведется по ступеням, через небольшие интервалы. Первый член ряда всегда имеет значительный коэффициент, т. е. ошибка в точке $(0, 0)$ резко снижает точность вычислений. Для подавления этого эффекта требуется сглаживание аномальных значений на каждом новом уровне, что должно предшествовать дальнейшему пересчету. При этом вполне вероятно как исчезновение отдельных особенностей поля, имеющих геологическую природу, так и возникновение ложных аномалий.

Пересчет поля прекращают до выхода на уровень залегания верхних кромок тел; точки замыкания изолиний в вертикальной плоскости находят путем экстраполяции, неизбежно субъективной, тем более что схождение всех изолиний в определенных точках разреза совсем не обязательно. Удовлетворительные ответы можно получить только для сильномагнитных пластов крутого падения, распространяющихся на очень большую глубину.

Опубликованные работы о результатах применения пересчета поля вниз относятся преимущественно к таким случаям, для которых надежные ответы могут быть получены и с помощью гораздо

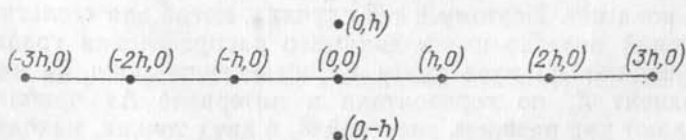


Рис. 63. Схема расположения точек, используемых при вычислении напряженности поля ниже уровня наблюдений.

более простых способов. Следует заметить, что в тех ситуациях, когда аномалия создана очень близко расположенными телами, более надежным путем к определению их положения в разрезе представляется подбор на основе методов линейного программирования.

Пересчет поля в нижнее полупространство целесообразен в пределах глубин, которые заметно меньше глубины залегания намагниченных тел, таким образом можно добиться лучшей локализации аномалий, вызываемых отдельными сближенными телами; ослабить относительно влияние их нижней кромки; увеличить отношение мощности к глубине залегания. Все это способствует последующему более надежному расчету глубины и элементов залегания магнитных пород.

§ 29

ВЫЧИСЛЕНИЕ ГРАДИЕНТОВ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ

При описании магнитного поля Земли мы уже пользовались термином «нормальный градиент» напряженности геомагнитного поля, определяющим изменение Z_0 или H_0 в интервале 1 км по направлению наибольшего приращения этих составляющих. Для магнитных аномалий, вызываемых геологическими образованиями, интервал 1 км при определении градиента является слишком крупным. В зависимости от размеров тел, создающих аномалии, градиенты вычисляют (или измеряют) в интервалах от долей до сотен метров. Наиболее крупные интервалы берут при глубоком залегании тел, исчисляемом тысячами метров.

Во многих случаях применения магнитного метода выгоднее использовать не напряженность поля, а ее градиент. Это особенно важно при сложных аномалиях, когда магнитные поля крупных и мелких тел, распространяющихся на резко разную глубину, накладываются одно на другое. Чем выше порядок производной магнитного потенциала, тем быстрее она убывает по мере удаления от намагниченного тела. Это явление может быть успешно использовано для относительного уменьшения влияния более удаленных (по вертикали или горизонтали) тел в общем суммарном поле.

Аналогично тому, как в гравитационном методе применяют гравиметры и вариометры (градиентометры) для решения разных геологических задач, так и в магнитном методе следовало бы иметь специальную аппаратуру для измерения и напряженности поля, и ее градиентов. Но серийного производства магнитных градиентометров пока нет. Поэтому в тех случаях, когда для геологических заключений полезно иметь данные о распределении градиентов, их вычисляют по известному распределению поля Z_a или ΔT .

Градиент Z_a по горизонтали в интервале Δx приближенно определяют как разность значений Z_a в двух точках, находящихся на расстоянии Δx ; для сильно вытянутых аномалий линии наибольших изменений градиента перпендикулярны к длинной оси

аномалии. Таким же приемом можно найти градиенты Z_a (или ΔT) по вертикали: вычислив напряженность поля на высоте Δz , вычитанием исходного значения найдем ее приращение в этом интервале.

Рассмотрим один из возможных способов непосредственного вычисления градиента по вертикали.

Заменяя реальное распределение источников поля расположением на оси x фиктивных магнитных масс с переменной плотностью магнетизма $\sigma_i = Z_i/(2\pi)$, что соответствует заполнению нижнего полупространства вертикально падающими и вертикально намагниченными пластинами малой мощности dx , напряженность поля Z_a в точке P на высоте h над линией x можем записать (см. § 23) в виде

$$Z_a = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} Z_i \frac{h-z}{(h-z)^2 + x^2} dx. \quad (29.1)$$

Вертикальный градиент поля Z_a в той же точке

$$\frac{\partial Z}{\partial z} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} Z_i \frac{(h-z)^2 - x^2}{[(h-z)^2 + x^2]^2} dx. \quad (29.2)$$

Поместив начало координат в точку P ($z = 0$) и преобразовав подынтегральное выражение с помощью очевидного равенства $x = h \operatorname{tg} \theta$, получим

$$\frac{\partial Z}{\partial z} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{h} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} Z_i \cos(2\theta) d\theta.$$

Заменяя интегрирование суммированием, при малых, но конечных размерах отрезка $x_{n+1} - x_n$ слагаемые можно выразить как интегралы в пределах от θ_n до θ_{n+1} . Для малого отрезка Δx , соответствующего малому приращению $\Delta\theta$, значение Z_i полагаем постоянным, равным среднему, и выносим его за знак интеграла. Придавая приращению координаты z конечное значение Δz , получаем следующее выражение приращения ΔZ_z по вертикали:

$$\begin{aligned} \Delta Z_z &= \sum_{\theta=0^\circ}^{\theta=+90^\circ} Z_i \frac{\Delta z}{\pi h} \int_{\theta_n}^{\theta_{n+1}} \cos(2\theta) d\theta = \\ &= \sum_{\theta=0^\circ}^{\theta=+90^\circ} Z_i \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta z}{h} [\sin(2\theta_{n+1}) - \sin(2\theta_n)]. \end{aligned} \quad (29.3)$$

Полагая разность синусов величиной постоянной, равной 0,2, имеем

$$\Delta Z_z = \frac{0,1}{\pi} \cdot \frac{\Delta z}{h} \left(\sum_{\theta=0^\circ}^{\theta=+45^\circ} Z_i - \sum_{\theta=\pm 45^\circ}^{\theta=\pm 90^\circ} Z_{-i} \right). \quad (29.4)$$

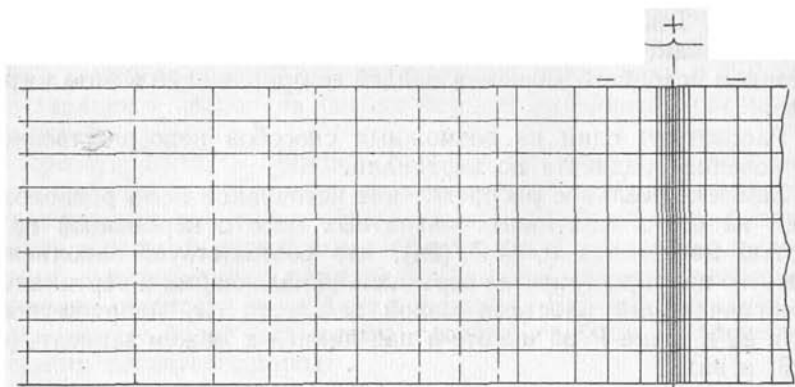


Рис. 64. Палетка для вычисления градиентов поля по оси z .

Значения углов θ , даны в § 25 для построения палетки, используемой при расчете аномалии Z_a над горизонтальным цилиндрическим телом.

Палетку для вычисления приращения ΔZ_z (или вертикального градиента поля Z_a на интервале Δz) проще рассчитать при постоянных значениях Δz и h . Высоту h и интервал для определения приращения (или градиента) можно выбрать одинаковыми и положить их равными 5 или 10 мм (их размеры в метрах зависят от масштаба карты). Палетку удобнее построить не в виде расходящихся лучей, а в виде линий, перпендикулярных к оси x в точках ее пересечения с радиусами-векторами (рис. 64). Если положить $\Delta z = h = 10$ мм, то расстояние от центральной линии до каждой следующей будут 1; 2; 3,3; 5; 10; 20; 30; 48; 99 мм; ∞ .

Определить среднее значение Z_a в больших интервалах трудно, поэтому предпоследний интервал полезно разбить на четыре части и провести дополнительные линии на расстояниях 55; 65; 79 мм от центральной. В последнем интервале, уходящем на бесконечность, можно провести несколько линий, положив здесь разность синусов равной 0,02. Расстояния их от начальной будут 110; 124; 142; 166; 200; 250 мм и т. д. Можно ограничиться длиной 200 мм, так как погрешность, вносимая при этом из-за конечных размеров палетки, будет мала.

При пользовании палеткой необходимо иметь в виду, что средние значения в интервалах до ± 10 мм надо брать со своим знаком, а в последующих (справа и слева) — с обратным, как это следует из формулы (29.4). Затем находят алгебраическую сумму этих значений.

Пользуясь выражением (29.1), легко построить палетку для вычисления приращения по оси x на той же высоте h . Взяв произ-

водную по x и рассуждая так же, найдем формулу ΔZ_x при конечных размерах отрезка Δx :

$$\begin{aligned} \Delta Z_x &= - \sum_{\theta=0^\circ}^{\theta=\pm 90^\circ} Z_i \frac{\Delta x}{\pi h} \int_{\theta_m}^{\theta_{m+1}} \sin(2\theta) d\theta = \\ &= \sum_{\theta=0^\circ}^{\theta=\pm 90^\circ} Z_i \frac{\Delta x}{2\pi h} [\cos(2\theta_{m+1}) - \cos(2\theta_m)]. \end{aligned}$$

Если пользоваться лучевой палеткой ΔZ_z , то для вычисления ΔZ_x достаточно было бы повернуть ее на 45° . Для удобства построим палетку ΔZ_x так же, как для градиента по вертикали. Если положить $h = \Delta x = 5$ мм, то расстояния от начальной линии в обе стороны будут 1,7; 2,5; 3,3; 4,1; 5,0; 6,1; 7,6; 10; 15 мм и ∞ . В последнем интервале можно провести дополнительные линии, расстояния до которых от центральной равны 15,9; 16,9; 18,2; 19,8; 21,8; 24,5; 28,4; 35,1 и 54,4 мм (разность косинусов 0,02).

V

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ НАМАГНИЧЕННЫХ ТЕЛ, ИХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

§ 30

ШАР И ВЕРТИКАЛЬНЫЙ СТЕРЖЕНЬ

При вертикальной намагниченности аномалии шара описываются выражениями (23.3). Эти формулы показывают, что аномалия Z_a достигает максимума над центром шара (см. рис. 44), обращается в нуль в точках $x = \pm h\sqrt{2}$ и имеет минимумы в точках $x = \pm 2h$. Такими же свойствами обладает и аномалия ΔT при условии, что не только намагниченность, но и современное намагничивающее поле направлено вертикально. Кривая H_a имеет экстремальные значения в точках $x = \pm 0,5h$, здесь $|H_{\text{ext}}| \approx \approx 0,43Z_{\text{max}}$.

Приведенные элементарные соотношения между глубиной залегания центра шара и абсциссами некоторых точек аномалии Z_a (ΔT) показывают, что глубина легко может быть определена по расстоянию между любыми из перечисленных пар точек или по абсциссе какой-либо из них. Но на практике использование точек, в которых поле Z_a или ΔT достигает минимальных значений или равно нулю, может привести к большим ошибкам в определении глубины. Это связано с тем, что по абсолютному значению минимум этих аномалий составляет около 2% от максимума, причем вблизи минимума поле изменяется очень плавно, поэтому надежно указать местоположение этих точек бывает трудно. Несколько неуверенно определяются и те точки, в которых поле Z_a (ΔT) равно нулю. Поэтому полезно знать приближенный способ вычисления глубины центра шара, который основан на использовании расстояния между точками с достаточно высокими значениями аномалии Z_a (ΔT) и на практике дает гораздо более надежные результаты. Из выражения (23.3) следует, что $Z_{\text{max}} = 2M/h^3$. Найдем, какое значение принимает аномалия в точке $x_1 = 0,5h$ и сравним его с Z_{max} :

$$Z(x_1) = M/h^3 \cdot 1,75 \cdot 0,8^{5/2} \approx M/h^3.$$

В этом выражении расхождение между точным значением и приближенным составляет менее 1%. Отсюда следует, что рас-

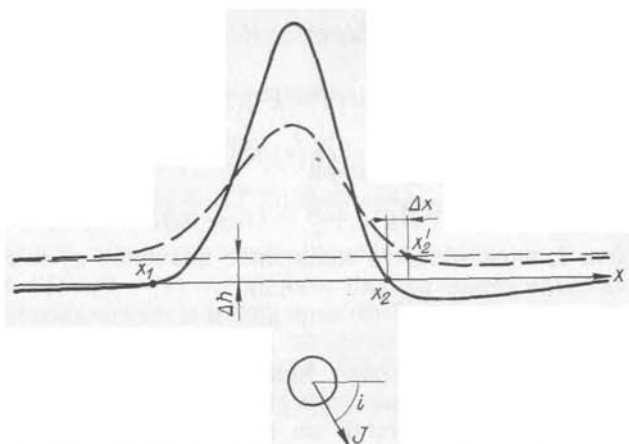


Рис. 65. Кривые Z_a на двух высотных уровнях по меридиональному профилю, проходящему над центром наклонно намагниченного шара.

стояние между точками, в которых поле равно $0,5Z_{\max}$, практически есть глубина центра вертикально намагниченного шара. Зная глубину, легко найти магнитный момент $M = Z_{\max}h^3$. Вычисление магнитного момента имеет смысл, если имеются какие-либо сведения о вероятной намагниченности залежи; тогда можно оценить ее объем $V = M/J$.

При наклонной намагниченности все магнитные аномалии теряют свою симметрию в плане и определение глубины несколько осложняется. Рассмотрим магнитное поле Z_a по профилю x , проходящему над центром шара через точки с экстремальными значениями поля (рис. 65). Аномалия Z_a по такому профилю описывается формулой (23.5):

$$Z_a = M [(2h^2 - x^2) \sin i - 3hx \cos i] (h^2 + x^2)^{-5/2}.$$

Найдем точки, в которых $Z_a = 0$; их абсциссы являются корнями уравнения

$$x^2 + 3hx \operatorname{ctg} i - 2h^2 = 0,$$

откуда

$$x_{1,2} = 0,5h (-3 \operatorname{ctg} i \pm \sqrt{9 \operatorname{ctg}^2 i + 8}). \quad (30.1)$$

Точка x_1 , лежащая в области отрицательных значений x (при $0^\circ < i < 90^\circ$) устанавливается менее надежно, поэтому для нахождения неизвестных используем сначала точку x_2 . Рассмотрим поле Z_a на двух уровнях: исходном и расположенном выше его на Δh . Разность абсцисс x_2 и x'_2 на этих уровнях обозначим Δx , тогда

$$\Delta x = 0,5 \Delta h (-3 \operatorname{ctg} i + \sqrt{9 \operatorname{ctg}^2 i + 8}).$$

Введем обозначение $\Delta x/\Delta h = k$ и решим последнее уравнение относительно $\text{ctg } i$:

$$\text{ctg } i = (2 - k^2)/(3k).$$

При найденном значении $\text{ctg } i$, используя выражение (30.1), вычисляем глубину центра шара

$$h = (x_2 - x_1)/\sqrt{9 \text{ctg}^2 i + 8} = (x_2 - x_1) [\pm k/(2 + k^2)].$$

Зная h и i , можем найти численное значение x_2 и тем самым установить положение начала координат ($x = 0$). По амплитуде поля в начале координат $Z(0)$ определим магнитный момент шара $M = 0,5Z(0)h^3 \csc i$.

Аналогичный прием можно использовать для аномалии ΔT намагниченного по современному магнитному полю шара [см. формулу (23.6)], наблюдаемой по профилю, проходящему через точки с экстремальными значениями ΔT :

$$\Delta T = -M [(2h^2 - x^2) \cos(2i) + 3hx \sin(2i) - (h^2 + x^2) \cos^2 i] (h^2 + x^2)^{-5/2}.$$

Чтобы указать точки, в которых $\Delta T = 0$, приравняем нулю числитель:

$$x^2 [\cos(2i) + \cos^2 i] - 6hx \sin i \cos i - h^2 [2 \cos(2i) - \cos^2 i] = 0,$$

откуда

$$x_{1,2} = h \frac{3 \sin i \cos i \pm \sqrt{2}}{\cos(2i) + \cos^2 i} = h \frac{3 \text{ctg } i \pm \sqrt{2}(1 + \text{ctg}^2 i)}{2 \text{ctg}^2 i - 1}.$$

Рассматривая, как и в предыдущем случае, поле на двух уровнях и используя разность абсцисс Δx точек x_2 и x'_2 на этих уровнях, получаем

$$\Delta x = \Delta h [3 \text{ctg } i - \sqrt{2}(1 + \text{ctg}^2 i)] / (2 \text{ctg}^2 i - 1).$$

Вводя обозначение $\Delta x/\Delta h = k_1$, можем записать

$$\text{ctg}^2 i (2k_1 + \sqrt{2}) - 3 \text{ctg } i - (k_1 - \sqrt{2}) = 0,$$

откуда

$$\text{ctg } i = [3 \pm (1 - 2k_1 \sqrt{2})] / [2 \sqrt{2} (k_1 \sqrt{2} + 1)].$$

В этом уравнении имеет смысл только решение

$$\text{ctg } i = (\sqrt{2} - k_1) / (k_1 \sqrt{2} + 1),$$

так как второй корень есть постоянная $\sqrt{2}/2$.

Определив из последнего выражения угол i , найдем глубину центра шара по разности абсцисс x_2 и x_1 :

$$h = -\frac{x_2 - x_1}{2 \sqrt{2}} \cdot \frac{2 \text{ctg}^2 i - 1}{1 + \text{ctg}^2 i} = -\frac{x_2 - x_1}{2 \sqrt{2}} \cdot \frac{1 - 2k_1 \sqrt{2}}{1 + k_1^2}.$$

Зная i и h , определяем численное значение x_2 и положение начала координат ($x = 0$).

Магнитный момент шара вычисляем, используя значение ΔT в начале координат:

$$\Delta T(0) = (M/h^3) [\cos^2 i - \cos(2i)];$$

$$M = \Delta T(0) h^3 / (3 \sin^2 i - 1).$$

Рассмотрим теперь простые способы определения глубины залегания и направления намагниченности вертикального стержня с бесконечным распространением на глубину. В случае вертикальной намагниченности поле Z_a по линии x , проходящей над вершиной стержня [см. уравнения (23.8)], выражается формулой

$$Z_a = Mh(h^2 + x^2)^{-3/2}.$$

Если наблюдаемое аномальное поле Z_a считать похожим на поле вертикального и вертикально намагниченного стержня, то легко можно вычислить неизвестные величины h и M . Для любой точки x_i можно найти отношение $a = Z_i/Z_{\max}$:

$$a = h^3 (h^2 + x_i^2)^{-3/2},$$

откуда

$$h^2 = a^{2/3} x_i^2 (1 - a^{2/3})^{-1}.$$

Узнав h , найдем $M = JS$. Если J известно (например, по разведочным данным на других аномалиях, вызванных теми же причинами), то можно приближенно оценить S .

При наличии кривой H_a глубина h может быть определена по расстоянию между точками с экстремальными значениями. Если же имеются обе кривые, то положение верхнего полюса легко найти по точке пересечения направления полных векторов T_a .

К аномалиям над бесконечным вертикальным стержнем можно отнести, например, аномалии над обсадными трубами, но они вряд ли могут быть объектом исследования. Похожие аномалии, но с противоположным знаком, могут наблюдаться над скважинами без крепления, пройденными в магнитных породах. Такие аномалии можно использовать для вычисления намагниченности пород, если это не сделано по керну.

При косо́й намагниченности и вертикальном падении стержня выражение поля Z_a [см. уравнения (23.10)] по профилю, проходящему над стержнем и через максимум и минимум аномалии, имеет вид

$$Z_a = M(h \sin i - x \cos i)(h^2 + x^2)^{-3/2}.$$

Абсцисса точки, в которой поле $Z_a = 0$, будет $x_1 = h \operatorname{tg} i$. Используя аномалию Z_a на двух высотных уровнях h и $h + \Delta h$ (рис. 66) и обозначая приращение абсциссы точки x_1 через Δx , находим $\operatorname{tg} i = \Delta x / \Delta h$.

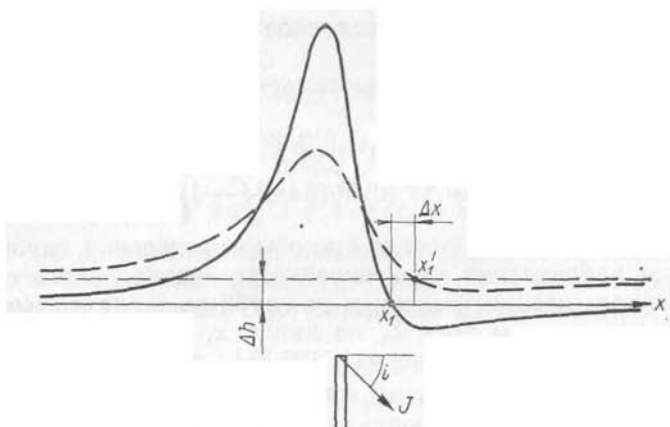


Рис. 66. Кривые Z_a на двух высотных уровнях по меридиональному профилю, проходящему над вершиной наклонно намагниченного стержня.

Вычислив производную $\partial Z_a / \partial x$ и приравняв ее нулю, получим абсциссы экстремумов Z_a :

$$x_{2,3} = 0,25h (3 \operatorname{tg} i \pm \sqrt{9 \operatorname{tg}^2 i + 8}).$$

Глубина h может быть найдена с помощью соотношений

$$h = 2(x_3 - x_2)(9 \operatorname{tg}^2 i + 8)^{-1/2}$$

или

$$h = 4(x_3 - x_1)(\operatorname{tg} i + \sqrt{9 \operatorname{tg}^2 i + 8})^{-1}.$$

Зная h и i , по численному значению любой из перечисленных абсцисс находим положение начала координат и определяем момент $M = Z(0) h^2 \operatorname{csc} i$.

Найти строгий аналитический способ определения M , h и i по аномалии ΔT пока не удалось.

§ 31

ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ КРУГОВОЙ ЦИЛИНДР

Из аналитических выражений магнитных аномалий для горизонтального кругового цилиндра (23.14), (23.16) следует, что по кривым Z_a , ΔT , H_a можно вычислить глубину центра поперечного сечения h , магнитный момент сечения $M = J_{x_2} S$ и угол θ или ε . Характер кривой T_a [см. уравнение (23.15)] не зависит от направления намагниченности, поэтому по аномалии T_a можно вычислить только h и M .

Вычисление углов θ и ε ценно в том смысле, что при известном значении угла φ появляется возможность найти угол падения α . По отношению к горизонтальному круговому цилиндру нельзя говорить об угле падения, но применительно к реальным телам,

сложные формы которых аппроксимируются круговым цилиндром, представление о падении следует сохранить. Это необходимо, например, в тех случаях, когда намагниченное тело имеет форму наклонной линзы с таким соотношением длинной оси сечения и глубины залегания его центра, что на поверхности наблюдений магнитное поле неотличимо от аномалии кругового цилиндра.

Одинаковая структура аналитических выражений Z_a и ΔT показывает, что пути определения h и M по этим аномалиям также одинаковы. Одни и те же способы пригодны для вычисления угла ϑ по аномалии Z_a и угла ε по аномалии ΔT ; при определении угла α следует учитывать, что он по-разному связан с углами ϑ и ε , а именно: $\vartheta = \alpha - \varphi$; $\varepsilon = 90^\circ - \varphi - \varphi_0 + \alpha$.

В простейшем случае, когда проекция вектора намагниченности в плоскости xOz вертикальна ($\varphi = 90^\circ$), формулы (23.14) принимают простой вид; аномалия ΔT в этих условиях [см. уравнение (23.16)] будет подобна Z_a , если не только $\varphi = 90^\circ$, но и $\varphi_0 = 90^\circ$.

Если соблюдаются все эти условия и, кроме того, $\alpha = 90^\circ$, как это принято при выводе формулы (23.16), то угол $\varepsilon = 0$. Тогда

$$\Delta T = 2M \sin I [(h^2 - x^2)/(h^2 + x^2)^2], \quad (31.1)$$

откуда следует, что ΔT_{\max} наблюдается над центром цилиндра, а абсциссы точек, в которых $\Delta T = 0$, численно равны h . Легко в этом случае вычислить и магнитный момент $M = 0,5\Delta T_{\max} \times \times h^2 \csc I$. Заметим, что абсциссы ΔT_{\min} в этом случае тоже просто связаны с глубиной центра сечения: $x = h \cdot \sqrt{3}$. Этим можно воспользоваться для вычисления h , особенно если есть сомнение в правильности выбора уровня нормального поля.

В принятой простой ситуации соотношение экстремумов аномалии $|\Delta T_{\min}| : \Delta T_{\max} = 1/8$ (что относится и к аномалии Z_a). Соблюдение этой пропорции может служить критерием принадлежности рассматриваемой аномалии к полю горизонтального кругового цилиндра.

В общем случае при произвольном направлении намагниченности и современного намагничивающего поля аномалия

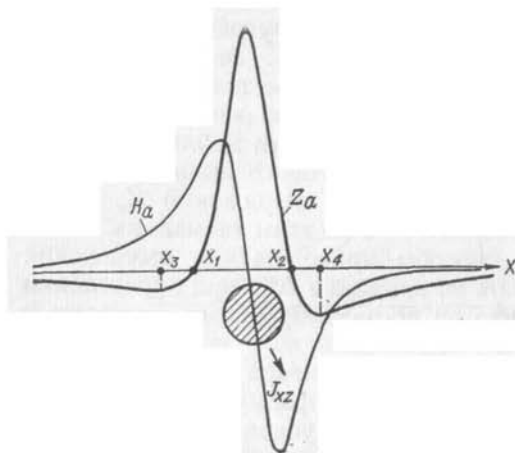
$$Z_a = 2M [(h^2 - x^2) \cos \vartheta - 2hx \sin \vartheta]/(h^2 + x^2)^2. \quad (31.2)$$

Укажем некоторые из возможных способов вычисления h , M и ϑ по кривой Z_a (рис. 67); они будут справедливы также для вычисления h , $M \sin I/\sin \varphi_0$ и ε по кривой ΔT .

1. Найдем площадь Q , ограниченную положительной частью кривой Z_a и осью x . Полагая $Z_a = 0$, вычисляем абсциссы точек

$$x_1 = -h(\operatorname{tg} \vartheta + \operatorname{sc} \vartheta); \quad x_2 = h(-\operatorname{tg} \vartheta + \operatorname{sc} \vartheta), \quad (31.3)$$

Рис. 67. Кривые Z_a и H_a над горизонтальным круговым цилиндром при косоу намагниченности.



которые принимаем за пределы интегрирования. Выполняя интегрирование и подставляя эти пределы, получаем

$$Q = \int_{x_1}^{x_2} Z dx = 2M/h. \quad (31.4)$$

Найдем абсциссы экстремальных точек кривой Z_a . Приравняв нулю первую производную от выражения Z_a по x , получим

$$x^3 + 3hx^2 \operatorname{tg} \vartheta - 3h^2x - h^3 \operatorname{tg} \vartheta = 0. \quad (31.5)$$

Корни этого уравнения:

$$x_3 = -h \operatorname{tg} \left(60^\circ + \frac{\vartheta}{3} \right); \quad x_4 = h \operatorname{tg} \left(60^\circ - \frac{\vartheta}{3} \right); \quad x_5 = -h \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{3},$$

где x_3 и x_4 — абсциссы минимумов; x_5 — абсцисса максимума кривой Z_a (при $-90^\circ < \vartheta < 90^\circ$).

Подставляя эти значения в выражение Z_a , получаем

$$\begin{aligned} Z_{\min}(x_3) &= -(2M/h^2) \cos^3(60^\circ + \vartheta/3); \\ Z_{\max} &= (2M/h^2) \cos^3(\vartheta/3); \\ Z_{\min}(x_4) &= -(2M/h^2) \cos^3(60^\circ - \vartheta/3). \end{aligned} \quad (31.6)$$

Из формул (31.4) и (31.6) находим

$$h = (Q/Z_{\max}) \cos^3(\vartheta/3) = (Q/Z_{\max}) f(\vartheta). \quad (31.7)$$

При $\vartheta = 0^\circ$ величина $f(\vartheta) = 1$; при $\vartheta = 30^\circ$, как легко вычислить подстановкой ϑ в выражение Z_{\max} , функция $f(\vartheta) = 0,96$. Следовательно, на практике можно пользоваться формулой

$$h = Q/Z_{\max}. \quad (31.8)$$

2. Из формулы (31.4) следует

$$Qh = \text{const.}$$

На основе этого условия можно вычислить h по кривым Z_a на двух уровнях, различающихся по высоте на Δh . Обозначая площадь Q на нижнем уровне через Q_1 , а на верхнем — через Q_2 , получаем

$$h = [Q_2/(Q_1 - Q_2)] \Delta h. \quad (31.9)$$

3. Из формулы (31.6) вытекает

$$h \sqrt{Z_{\max}} = \text{const.}$$

Обозначая Z_{\max} на нижнем уровне через Z_1 , а на верхнем — через Z_2 , получаем

$$h = [\sqrt{Z_2}/(\sqrt{Z_1} - \sqrt{Z_2})] \Delta h. \quad (31.10)$$

4. Начало координат, совпадающее с проекцией центра поперечного сечения цилиндра на ось x , можно найти по формуле

$$Z(0) = 2Q/(x_2 - x_1), \quad (31.11)$$

которая получена следующим путем. На основании выражений (31.3) находим

$$h = 0,5 (x_2 - x_1) \cos \vartheta. \quad (31.12)$$

В начале координат

$$Z(0) = 2 (M/h^2) \cos \vartheta = (Q/h) \cos \vartheta.$$

Заменяя h его значением (31.12), получаем формулу (31.11). Чтобы установить начало координат, надо найти ординату, равную удвоенной площади Q , деленной на расстояние между нулевыми значениями Z_a . Таких ординат две. Имея в виду, что при $\varphi = 90^\circ$ ($\vartheta = 0^\circ$) максимум Z_a соответствует началу координат, а с уменьшением φ смещается в сторону отрицательных значений x (см. формулу, определяющую x_3), надо искать абсциссу вычисленного значения Z_a в положительном направлении от Z_{\max} . Чтобы исключить возможную ошибку из-за неверного направления оси x , следует контролировать выбор одной из двух абсцисс правилом: нужная абсцисса расположена между максимумом и более глубоким минимумом Z_a .

Можно предложить другой способ определения начала координат. Из выражений (31.6) следует, что

$$\sum Z_{\text{ext}} = (3/2) (M/h^2) \cos \vartheta,$$

откуда

$$Z(0) = (4/3) \sum Z_{\text{ext}}.$$

Работая с практическими кривыми, полезно сопоставить значения $Z(0)$, найденные двумя указанными способами. Возможное несовпадение полученных значений показывает, что либо аномалия не может рассматриваться как поле горизонтального кругового цилиндра, либо уровень нормального поля для нее выбран неверно. Последнее предположение можно проверить следующим путем. Из приведенных выше абсцисс характерных точек аномалии Z_a цилиндра легко найти

$$(x_4 - x_3)/(x_2 - x_1) = \sqrt{3} \cos(\vartheta/3).$$

Из этого выражения следует, что при изменении угла ϑ в довольно широких пределах — от 0 до $\pm 45^\circ$ — отношение длин

указанных отрезков изменяется от 1,73 до 1,67, т. е. практически остается постоянным и может быть принято равным 1,7. В соответствии с этим легко проверить, а в случае необходимости и изменить положение нулевой линии поля Z_a . Если при исправленном уровне нормального поля значения $Z(0)$, найденные разными способами, не совпадают, то к наблюдаемой аномалии нельзя применять приемы определения параметров, разработанные для поля Z_a горизонтального кругового цилиндра. Тогда может оказаться полезным пересчет поля на более высокий уровень; при этом изменится соотношение между глубиной залегания центра сечения тела и размерами его по падению и приемы для поля цилиндра станут пригодными.

Когда найдено начало координат, легко определить по чертежу отрезки x_1 и x_2 на оси x . На основании формул (31.3) имеем

$$|x_1 x_2| = h^2, \quad (31.13)$$

откуда определяется h . Угол ϑ находим по формуле (31.12). Зная h и ϑ , из аналитического выражения $Z(0)$ вычисляем M . Если по другим таким же аномалиям (или по вскрытым породам в границах данной аномалии) известна намагниченность J , то можно приближенно определить площадь сечения S , так как $M = J_{xz} S$.

В случае вертикального намагничения кругового цилиндра ($\vartheta = 0^\circ$) кривая симметрична, глубина центра $h = 0,5(x_1 - x_2)$, $Q = hZ_{\max}$. Из этих формул следует, что площадь Q равновелика площади треугольника, построенного на отрезке $x_1 x_2$ как на основании, с высотой равной Z_{\max} . В общем же случае ($\vartheta \neq 0^\circ$) площадь Q равна площади треугольника с основанием $x_1 x_2$ и высотой $Z(0)$.

5. Можно использовать еще один несложный прием вычисления h . Из формулы (31.2) для Z_a следует, что при изменении знака абсциссы x меняется знак второго слагаемого в числителе:

$$Z_{+x} = f_1(x) - f_2(x);$$

$$Z_{-x} = f_1(x) + f_2(x).$$

На основании этого имеем

$$2M[(h^2 - x^2) \cos \vartheta] / (h^2 + x^2)^2 = (Z_{+x} + Z_{-x}) / 2. \quad (31.14)$$

Последнее равенство означает, что из асимметричной кривой над круговым цилиндром можно выделить симметричную часть, построив новую кривую как полусумму ординат Z_a , равноотстоящих от начала координат. По этой кривой глубина h определяется как половина расстояния между точками, где $Z_a = 0$.

Для построения симметричной кривой надо найти начало координат. Для этого можно воспользоваться или способом, указанным выше, или построить кривую полного вектора T_a :

$$T_a = \sqrt{H_a^2 + Z_a^2} = 2M / (h^2 + x^2). \quad (31.15)$$

Кривая T_a не зависит от угла ϑ , над круговым цилиндром она всегда симметрична с максимумом в начале координат.

Имея кривую T_a , можно определить глубину h как половину расстояния между точками, где $T_a = 0,5T_{\max}$. Для доказательства достаточно написать соответствующее уравнение и найти значения x :

$$M/h^2 = 2M/(h^2 + x^2).$$

§ 32

ПЛАСТ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

Рассмотрение магнитных аномалий пласта малой мощности начнем со случая, когда размеры пласта по падению столь велики по сравнению с глубиной залегания его верхней кромки, что влияние нижней кромки практически не ощущается. Это позволяет использовать для вычисления глубины залегания верхней кромки и других параметров соотношения, вытекающие из формул (23.19), (23.20), которые справедливы для аномалий безграничных по падению пластов малой мощности.

Рассмотрим возможные способы вычисления глубины h и других неизвестных на примере аномалии Z_a ; естественно, что они будут применимы и для аномалии ΔT (см. § 22).

Если кривая Z_a симметрична, т. е. описывается четной функцией, то, как следует из выражения поля

$$Z_a = 2J \cdot 2b [(h \cos \vartheta - x \sin \vartheta)/(h^2 + x^2)] \sin \alpha (\sin i / \sin \varphi), \quad (32.1)$$

угол ϑ должен быть равен нулю. Это означает, что $\alpha = \varphi$, т. е. вектор намагниченности лежит в плоскости пласта. Тогда

$$Z_a = 2J \cdot 2b [h/(h^2 + x^2)] \sin i. \quad (32.2)$$

Максимум Z_a отмечается в начале координат, глубина залегания верхней кромки h численно равна абсциссе точки, в которой $Z_a = 0,5 Z_{\max}$. Намагниченность и мощность отдельно определить нельзя, можно лишь вычислить произведение $2J \cdot 2b \sin i = Z_{\max} h$. Симметрия кривой показывает, что $\alpha = \varphi$, но так как угол φ в общем случае неизвестен, то угол падения вычислить невозможно. Если породы намагничены по направлению современного геомагнитного поля, то $\varphi = \varphi_0$, и тогда угол φ_0 определяется из соотношения $\text{ctg } \varphi_0 = \text{ctg } I \cos A_0$, где I — наклонные вектора T_0 ; A_0 — магнитный азимут линии профиля (см. § 22). В случае, когда профиль ориентирован не вкост простирания пород, следует брать магнитный азимут линии, идущей вкост простирания.

Четность кривой ΔT наблюдается при $\varepsilon = 0^\circ$, т. е. при $90^\circ - \varphi - \varphi_0 + \alpha = 0$, откуда ясно, что расположение вектора намагниченности в плоскости пласта еще не обеспечивает симметрии кривой ΔT .

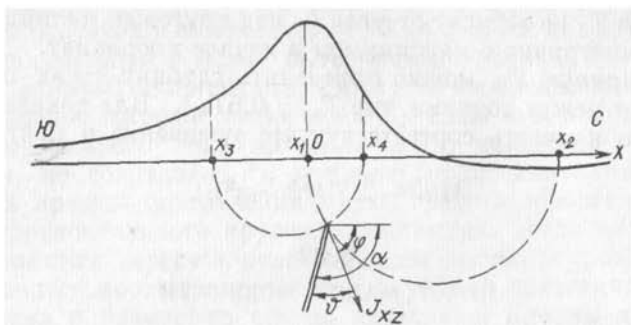


Рис. 68. Определение глубины залегания верхней кромки пласта малой мощности по аномалии Z_a .

В общем случае при произвольном падении бесконечного пласта и произвольном направлении намагниченности и намагничивающего поля угол падения пласта непосредственно по магнитным аномалиям также определить нельзя, для этого нужны дополнительные сведения о направлении намагниченности. Если есть основания считать, что породы намагничены по направлению современного магнитного поля, то угол $A = A_0$ является магнитным азимутом линии профиля (оси x), и тогда при широтном простирании пласта ($A = 0^\circ$) угол $i' = i = \varphi = \varphi_0$, а при меридиональном простирании ($A = 90^\circ$) угол $i' = \varphi = \varphi_0 = 90^\circ$, т. е. в первом случае в плоскости λOz , ориентированной вкост простирания пласта, лежит полный вектор намагниченности, а не его проекция, как при других простираниях; во втором — проекция вектора намагниченности на эту плоскость направлена вертикально. Последнее означает, что пластовые тела больших размеров по простиранию, совпадающему с магнитным меридианом, в своей средней части намагничиваются вертикально. Горизонтальная составляющая вектора намагниченности действует на северную и южную торцевые поверхности реального пласта, которые из-за большой удаленности практически не оказывают влияния на характер аномалии над средней частью пласта.

Как указано в § 10, при косом намагничении сильномагнитных пород (χ выражается десятками долями СГС) вектор намагниченности отклоняется в сторону большей оси сечения тела, следовательно, в данном случае предположение о намагниченности по современному полю будет ошибочным. Кроме того, известно много случаев отклонения вектора остаточной намагниченности горных пород (особенно эффузивных) от направления вектора современного магнитного поля, что также может привести к неверным выводам об угле падения тела. Если породы, создающие магнитную аномалию, обладают избыточной плотностью, то угол падения пласта может быть вычислен на основе гравитационных измерений, тогда по магнитным данным определяется направление вектора намагниченности.

Рассмотрим несколько способов вычисления элементов залегающего пласта (рис. 68).

1. Найдем точки x_1 и x_2 , соответствующие максимуму и минимуму Z_a .

Приравняв первую производную от выражения Z_a по x нулю, получим

$$x_1 = h \frac{\cos \vartheta - 1}{\sin \vartheta} = -h \frac{\sin \vartheta}{\cos \vartheta + 1}; \quad x_2 = h \frac{\cos \vartheta + 1}{\sin \vartheta}.$$

Подставив эти значения в общую формулу Z_a , найдем

$$Z_{\max} = 2J_{xz} b \frac{1 + \cos \vartheta}{h} \sin \alpha; \quad Z_{\min} = -2J_{xz} b \frac{1 - \cos \vartheta}{h} \sin \alpha; \quad (32.3)$$

$$Z_{\max} + Z_{\min} = 2J_{xz} \frac{2b \cos \vartheta}{h} \sin \alpha = Z(0), \quad (32.4)$$

где $Z(0)$ — значение Z_a в начале координат.

Равенство (32.4) показывает, что начало координат (проекция вершины пласта на ось x) находится в точке, где Z_a равняется алгебраической сумме своих экстремальных значений. Таких точек на кривой Z_a две. Начало координат располагается между экстремальными значениями, что вытекает из следующих рассуждений: по мере уменьшения угла ϑ кривая Z_a приближается к симметричной, абсцисса x_1 стремится к нулю со стороны отрицательных значений x , а абсцисса x_2 — к бесконечности в направлении положительных значений x , следовательно, начало координат не может выйти из интервала между x_1 и x_2 .

Из выражений (32.3) и значений x_1 и x_2 легко находим

$$\cos \vartheta = (Z_{\max} + Z_{\min}) / (Z_{\max} - Z_{\min}) = (x_1 + x_2) / (x_2 - x_1). \quad (32.5)$$

Угол ϑ имеет знак «плюс», когда ордината Z_{\min} расположена в области положительных значений x , и знак «минус» — в противоположном случае.

Из выражений (32.1) найдем точки x_3 и x_4 , где $Z_a = 0,5Z(0)$, что сводится к решению уравнения

$$J(2b \cos \vartheta) / h = 2J \cdot 2b(h \cos \vartheta - x \sin \vartheta) / (h^2 + x^2).$$

Зная x_3 и x_4 , определяем

$$h = 0,5(x_4 - x_3) \cos \vartheta. \quad (32.6)$$

При симметричной кривой, когда $\vartheta = 0^\circ$, получим широко распространенную формулу для приближенной оценки глубины залегания тел пластовой формы малой мощности: глубина h не превышает половину расстояния между абсциссами, где Z_a равняется половине максимума.

Формула (32.6) удобна для вычисления глубины, когда аномалия Z_a имеет заметно различающиеся экстремумы. Если же амплитуды Z_{\max} и Z_{\min} близки, то надежное определение точки x_3 затруднено, так как она будет лежать в области малых и плавно меняющихся значений аномалии. В этом случае для вычисления

глубины лучше использовать расстояния между точками экстремумов x_1 и x_2 :

$$h = 0,5(x_2 - x_1) \sin \vartheta. \quad (32.7)$$

Надо подчеркнуть, что, работая с практическими материалами, следует учитывать особенности каждой конкретной аномалии и выбирать для расчетов ту формулу, которая в данной ситуации даст наименьшую ошибку.

2. Пользуясь значениями x_1 , x_2 , x_3 и x_4 , находим

$$|x_1 x_2| = h^2; \quad |x_3 x_4| = h^2,$$

т. е. глубина h является средним геометрическим между указанными парами отрезков оси x .

Строим полуокружности на отрезках $x_1 x_2$ и $x_3 x_4$. Тогда их пересечение определяет положение вершины пласта. На рис. 68 показан этот способ решения при угле $\vartheta = 35^\circ$. Если $\vartheta = 70^\circ$, то $\alpha = 105^\circ$, иначе говоря, падение пласта южное под углом 75° .

Таким же свойством обладают абсциссы экстремальных значений H_a , а также точек, где кривые H_a и Z_a равны нулю, и некоторых других.

3. Из формул (32.3) следует, что произведение hZ_{\max} для заданного пласта есть величина постоянная. Имея значение Z_{\max} на одном уровне и измеряя или вычисляя его на другом уровне, отличном от первого на высоту Δh , получаем $Z_{1 \max} h = Z_{2 \max} (h + \Delta h)$, откуда

$$h = [Z_{2 \max} / (Z_{1 \max} - Z_{2 \max})] \Delta h. \quad (32.8)$$

4. Для вычисления h можно использовать площадь Q , ограниченную кривой Z_a и осью x :

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} Z_a dx = 2\pi J_{xz} \cdot 2b \cos \vartheta \sin \alpha.$$

По формуле (32.4) находим

$$h = Q / [\pi (Z_{\max} + Z_{\min})]. \quad (32.9)$$

Этот способ может дать хорошие результаты, если нормальное поле выбрано правильно и для подсчета площади использована вся кривая Z_a до выхода в нормальное поле.

5. В первых работах по применению магнитного метода для поисков магнетитовых руд наиболее распространенным способом определения глубины верхней кромки пластовых залежей было построение полных векторов T_a . В случае симметричной кривой Z_a над пластом малой мощности находят точку пересечения направленных полных векторов, указывающую на местоположение «нити полюсов» в вертикальном разрезе. Способ очень хорош тем, что он позволяет использовать все точки наблюдений и убедительно доказывает правильность или ошибочность представления о форме тела. Но над пластами рассматриваемой формы кривые Z_a сим-

метричны только при $\vartheta = 0^\circ$; во всех других случаях кривая Z_a асимметрична, следовательно, продолжения полных векторов не пересекаются в одной точке. Выясним, как использовать полные векторы в этом случае.

Запишем Z_a и H_a в полярной системе координат с началом в точке наблюдения ($x = r \sin \theta$, $h = r \cos \theta$):

$$\begin{aligned} Z_a &= 2J \cdot 2b \frac{\cos(\theta + \vartheta)}{r} \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}; \\ H_a &= -2J \cdot 2b \frac{\sin(\theta + \vartheta)}{r} \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}. \end{aligned} \quad (32.10)$$

Из этих выражений следует

$$\theta + \vartheta = \arctg(-H_a/Z_a).$$

Когда $\vartheta = 0^\circ$, направление полных векторов T_a совпадает с направлением радиуса-вектора r , определяемого углом θ . Если $\vartheta \neq 0^\circ$, то все полные векторы отклоняются от направления r на постоянный угол ϑ ; следовательно, чтобы найти положение вершины пласта, надо все полные векторы повернуть на угол ϑ . Для нахождения этого угла воспользуемся следующим способом.

Используем точки x_5 и x_6 , где $Z_a = H_a$ (рис. 69). Составив соответствующие уравнения, получим

$$|x_5 x_6| = h^2,$$

откуда следует, что вершина пласта лежит на окружности, диаметром которой является отрезок, заключенный между точками x_5 и x_6 . Полные векторы T_1 и T_2 , построенные в точках x_5 и x_6 , пересекутся на окружности под углом 90° в точке a , а вектор T_3 , построенный в центре окружности, пересечет ее в точке b . Отложим на окружности дугу $bc = ab$, тогда точка c будет искомой вершиной пласта, а угол, отвечающий дуге bc , — углом ϑ . Действительно, соединяя точки x_5 , x_6 и центр окружности с точкой c , убеждаемся, что новые направления линий, проходящих через точку c , отличаются от направлений трех векторов на один и тот же угол, измеряемый половиной дуги ac .

Чтобы быть уверенными в правильности предположения о форме тела, нельзя ограничиться построением только трех векторов. После нахождения угла ϑ необходимо построить еще несколько полных векторов в ряде точек и убедиться, что все они после поворота на

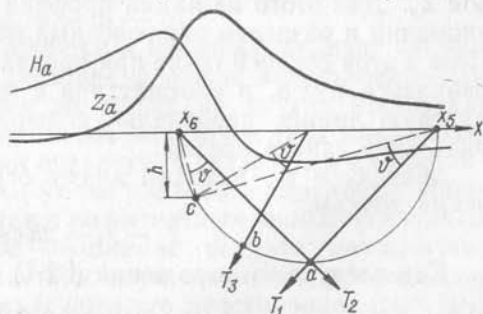


Рис. 69. Определение глубины залегания верхней кромки пласта малой мощности по точке пересечения полных векторов T_a .

угол ϑ пройдут через точку c . На практике единая точка пересечения обычно не получается, определяется ограниченная зона точек взаимных пересечений. Размеры этой зоны дают наглядное представление о близости формы тела к пласту, о точности положения его вершины и значении угла ϑ .

Если имеются кривые Z_a и H_a , то легко вычислить значения T_a по профилю. Аналитическое выражение (23.19)

$$T_a = 2J \cdot 2b (h^2 + x^2)^{-1/2} \sin \alpha (\sin i / \sin \varphi)$$

является весьма простым; его использование позволяет быстро определить глубину залегания верхней кромки пласта. Максимальное значение поля

$$T_{a \max} = 2J \cdot 2b (\sin \alpha / h) (\sin i / \sin \varphi).$$

Обозначив для некоторой точки x_i отношение $T_a / T_{a \max}$ через a_i , можем записать

$$a_i = h (h^2 + x_i^2)^{-1/2},$$

откуда

$$h = \pm a_i x_i (1 - a_i^2)^{-1/2}.$$

В частности, при $a_i = 0,5$ получаем $h = x_i / \sqrt{3} \approx 0,6x_i$, где x_i — абсцисса точки, в которой $T_a = 0,5T_{a \max}$.

Узнав тем или иным способом h и ϑ , можно вычислить произведение $2J_{xz} \cdot 2b \sin \alpha$. Однако эта величина может быть использована для оценки мощности тела только в том случае, если есть основания считать намагниченность J известной, например, на основе разведочных данных по таким же аномалиям в той же геологической обстановке.

Все изложенные способы вычисления параметров пласта малой мощности подразумевают правильное определение уровня нормального поля, но этот уровень выбирают единым для всей площади съемки. Аномалии, созданные отдельными телами, могут проявляться на фоне поля вмещающих пород или более глубоко расположенных геологических образований. Поэтому перед вычислением параметров необходимо установить правильный именно для рассматриваемой аномалии уровень нормального поля, что может быть сделано путем использования характерных точек кривой Z_a . Для этого на линии профиля отметим точки экстремумов аномалии и разделим заключенный между ними отрезок пополам. Поле в этой средней точке при правильном выборе уровня должно равняться нулю, в соответствии с чем следует провести новую нулевую линию, параллельную первоначальной. Докажем правильность такого приема.

Зная x_2 и x_1 , находим длину отрезка, заключенного между этими точками:

$$x_2 - x_1 = 2h \csc \vartheta. \quad (32.11)$$

Как следует из выражения (32.1), абсцисса точки, где $Z_a = 0$,

$$x_7 = h \operatorname{ctg} \vartheta,$$

Рис. 70. Профили магнитной съемки и проекция верхней кромки пласта на плоскость наблюдений.

а расстояние

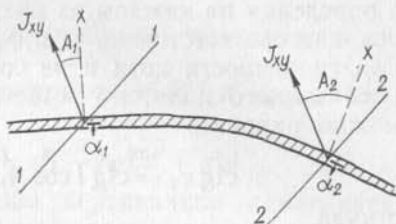
$$x_2 - x_1 = h \csc \vartheta. \quad (32.12)$$

Из формул (32.11) и (32.12) следует, что при правильном выборе уровня нормального поля точка, в которой $Z_a = 0$, равноудалена от точек экстремумов аномалии. Отметим, что такой же прием справедлив и при определении правильного уровня аномалии ΔT .

Можно предложить еще ряд способов вычисления параметров тел рассматриваемой формы; все они очень просты в соответствии с простыми аналитическими выражениями поля. Однако необходимости в увеличении числа способов не ощущается. Важно не разрабатывать новые способы, а обоснованно использовать уже имеющиеся с учетом особенностей реальных аномалий, осложненных влиянием других намагниченных тел.

Надо обратить внимание, что кривые Z_a и H_a над безграничным по падению пластом зависят не от каждого из углов α и φ , а только от их разности. Если представление о намагниченности пласта по направлению намагничивающего земного поля правильно, то угол φ может быть вычислен, после чего определяется угол падения α . Но известно много случаев, когда это предположение не подтверждается. Так бывает почти всегда с пластовыми магнетитовыми рудами, у которых вектор намагниченности отклоняется в сторону плоскости падения тела; резко меняется направление вектора намагниченности эффузивов; встречаются сильномагнитные тела с обратной намагниченностью. Поэтому совершенно необходимо использовать все данные об углах падения пород, полученные по обнажениям и горным выработкам, для оценки направления намагниченности, а затем уже на закрытых площадях определять по магнитному полю углы падения тех же разностей пород с учетом реального направления намагниченности. По магнитной аномалии вычисляется угол ϑ и при известном угле падения находится $\varphi = \alpha - \vartheta$.

Если простираение пород остается в пределах площади съемки неизменным, то полученное значение φ можно использовать для вычисления угла падения тех же пород на других профилях. В тех случаях, когда намагниченные пластовые тела принимают участие в строении складчатых структур, в связи с чем их простираение меняется, по известным углам падения в отдельных обнажениях или горных выработках и по магнитным аномалиям можно установить пространственное положение вектора намагниченности. Зная углы падения пласта по двум профилям, проходящим над пластом на участках с различным его простираением (рис. 70),



и определяя на каждом из них по магнитным аномалиям углы ϑ , находим соответственно φ_1 и φ_2 . Считая, что направление вектора намагниченности хотя и не совпадает с направлением современного земного поля, но остается для данного тела постоянным, можно написать

$$\operatorname{ctg} \varphi_1 = \operatorname{ctg} i \cos A_1; \quad \operatorname{ctg} \varphi_2 = \operatorname{ctg} i \cos A_2, \quad (32.13)$$

откуда

$$\operatorname{tg} A_1 = [\cos(A_2 - A_1) - \operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{ctg} \varphi_2] \operatorname{csc}(A_2 - A_1).$$

Углы A_1 и A_2 неизвестны, так как они связаны с ориентировкой вектора намагниченности, но их разность легко может быть найдена: она равна разности азимутов простирания пласта на рассматриваемых участках. Зная угол A_1 , находим угол i , значение которого можно использовать для определения угла падения этого пласта по магнитным аномалиям на других профилях при любом простирании пород.

Если пласт, создающий магнитную аномалию, представлен породами, обладающими избыточной плотностью, то угол падения может быть определен по кривой вертикального градиента силы тяжести так же, как по кривой Z_a . В отличие от меняющегося направления вектора намагниченности направление силы тяжести всегда отвесно.

Рассмотренные способы вычисления параметров намагниченного тела по магнитному полю справедливы при очень большом распространении пласта в глубину, когда аномалия «однополюсна». Нижняя граница реальных тел обычно находится на такой глубине, что при современной точности измерений ее влияние почти всегда, хотя бы в очень слабой форме, проявляется и может быть обнаружено. Однако во многих случаях это влияние столь мало, что им можно пренебречь и пользоваться способами вычисления глубины и других параметров, пригодными для пласта, теоретически безграничного по падению. Если же влияние нижней кромки пласта проявляется отчетливо, то вычисление координат верхней кромки несколько осложняется, но зато без привлечения дополнительных данных можно определить угол падения.

Для ограниченного на глубину пласта при произвольном падении и направлении намагниченности (см. § 23) аномалия

$$Z_a = 2J \cdot 2b \left[\frac{h_1 \cos \vartheta - x \sin \vartheta}{h_1^2 + x^2} - \frac{h_2 \cos \vartheta - (x-a) \sin \vartheta}{h_2^2 + (x-a)^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}. \quad (32.14)$$

Начало координат расположено в точке, являющейся проекцией середины верхней кромки пласта на линию профиля.

Строгий способ определения координат верхней кромки ограниченного по падению пласта предложен только для частного

случая вертикального падения и вертикальной намагниченности ($\varphi = 90^\circ$).

В этих условиях кривая Z_a (а при $\varphi_0 = 90^\circ$ и кривая ΔT) симметрична:

$$Z_a = 2J \cdot 2b \sin i [h_1/(h_1^2 + x^2) - h_2/(h_2^2 + x^2)]. \quad (32.15)$$

Кривая Z_a похожа на аномалию вертикально намагниченного кругового цилиндра, что вполне естественно, так как поле такого цилиндра является частным случаем поля ограниченного по падению пласта. Напомним, что для аномалии Z_a вертикально намагниченного цилиндра характерно соотношение $|Z_{\min}| : Z_{\max} = 1/8$. Для вертикального пласта это соотношение будет меньшим, что и указывает на возможность отдельного определения координат верхней и нижней кромок.

Из выражения (32.15) следует, что $Z_a = 0$ в точках $x_{1,2} = \pm \sqrt{h_1 h_2}$. Абсциссы минимумов аномалии (x_3 и x_4) находим из условия $\partial Z_a / \partial x = 0$:

$$x_{3,4} = \pm \sqrt{h_1 h_2 + (h_1 + h_2) \sqrt{h_1 h_2}}.$$

Обозначив через h_c глубину залегания центра сечения пласта, получим

$$h_c = (x_4^2 - x_3^2) / (2x_2); \quad h_{2,1} = h_c \pm \sqrt{h_c^2 - x_2^2}.$$

Для случая, когда аномалия Z_a или ΔT асимметрична, строго аналитического способа определения координат верхней кромки пока не найдено. Поэтому укажем на возможные способы приближенного вычисления этих координат.

При достаточно крутом падении пласта положение его верхней кромки можно найти по кривой вертикального градиента аномалии Z_a или ΔT . Поле Z'_z можно рассматривать как поле Z_a двух горизонтальных круговых цилиндров, центры которых совпадают с верхней и нижней кромками пласта. Простой расчет показывает, что в поле вертикального градиента влияние нижней кромки резко ослабевает. Поэтому действием нижнего фиктивного цилиндра можно пренебречь, а кривую Z'_z рассматривать как аномалию Z_a только того цилиндра, центр которого совпадает с серединой верхней кромки реального пласта. К новой аномалии можно применить любой из способов определения глубины и положения центра сечения цилиндра (см. § 31). Фиктивный цилиндр будет казаться намагниченным в том же направлении, что и реальное тело.

При очень пологом падении пласта целесообразно вычислять горизонтальный градиент аномалии Z_a или ΔT . Полученную кривую Z'_x при таком падении тоже можно рассматривать как аномалию Z_a над двумя горизонтальными цилиндрами; левый цилиндр намагничен в том же направлении, что и реальный объект, правый — в противоположном.

Еще одна возможность определения координат верхней кромки пласта малой мощности, ограниченного по падению, связана с применением способов, строго справедливых лишь для пластов безграничных на глубину. При этом, чтобы несколько ослабить влияние нижней кромки, в соответствующие формулы (32.4), (32.5) вместо Z_{\min} лучше подставлять разность минимумов аномалии, так как один из них отражает влияние нижней кромки и косой намагнитченности, а другой — влияние только нижней кромки. Заметим, что действие нижней кромки в точках минимумов, конечно, несколько различно, поэтому и при таком подходе координаты верхней кромки определяются с некоторой погрешностью. При крутом падении пород эта погрешность очень мала. Наконец, чтобы ослабить влияние нижней кромки, можно пересчитать поле в нижнее полупространство и вычислять координаты верхней кромки по аномалии на более низком уровне.

Координаты центра вертикального сечения пласта малой мощности могут быть определены достаточно строго. Пользуясь выражением (32.14), найдем точки, в которых аномалия $Z_a = 0$, т. е. вычислим корни уравнения

$$x^2 (h_1 \cos \vartheta - h_2 \cos \vartheta + a \sin \vartheta) + x (h_1^2 \sin \vartheta - 2ah_1 \cos \vartheta - h_2^2 \sin \vartheta - a^2 \sin \vartheta) + h_1 h_2^2 \cos \vartheta + h_1 a^2 \cos \vartheta - h_1^2 h_2 \cos \vartheta - h_1^2 a \sin \vartheta = 0.$$

Приняв во внимание, что $a = (h_2 - h_1) \operatorname{ctg} \alpha$, упростим это уравнение:

$$\begin{aligned} x^2 (h_2 - h_1) (\sin \vartheta \operatorname{ctg} \alpha - \cos \vartheta) + x (h_2 - h_1) [(h_1 + h_2) \sin \vartheta + (2h_1 \cos \vartheta + a \sin \vartheta) \operatorname{ctg} \alpha] + (h_2 - h_1) (h_1 h_2 \cos \vartheta + h_1 a \operatorname{ctg} \alpha \cos \vartheta - h_1^2 \operatorname{ctg} \alpha \sin \vartheta) = 0; \\ x^2 (\sin \vartheta \operatorname{ctg} \alpha - \cos \vartheta) - x [2h_1 \operatorname{ctg} \alpha \cos \vartheta + h_1 (1 - \operatorname{ctg}^2 \alpha) \sin \vartheta + h_2 \operatorname{csc}^2 \alpha \sin \vartheta] + h_1 [h_2 \operatorname{csc}^2 \alpha \cos \vartheta - h_1 \operatorname{ctg} \alpha (\operatorname{ctg} \alpha \cos \vartheta + \sin \vartheta)] = 0. \end{aligned}$$

Выразив ϑ через α и φ и выполнив несложные тригонометрические преобразования, получим

$$x^2 + [(h_2 + h_1) \operatorname{ctg} \varphi - (h_2 - h_1) \operatorname{ctg} \alpha] x - h_1 (h_2 - h_1) \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{ctg} \varphi - h_1 h_2 = 0. \quad (32.16)$$

Откуда

$$\begin{aligned} x_{1,2} = -h_1 \operatorname{ctg} \varphi + 0,5 (h_2 - h_1) (\operatorname{ctg} \alpha - \operatorname{ctg} \varphi) \mp \\ \mp \sqrt{[0,5 (h_2 - h_1) (\operatorname{ctg} \alpha - \operatorname{ctg} \varphi)]^2 + h_1 h_2 \operatorname{csc}^2 \varphi}. \quad (32.17) \end{aligned}$$

Из этого выражения следует, что средняя точка отрезка $x_1 x_2$, которую обозначим C_1 (рис. 71), удалена от начала координат на расстояние

$$r_1 = -h_1 \operatorname{ctg} \varphi + 0,5 (h_2 - h_1) (\operatorname{ctg} \alpha - \operatorname{ctg} \varphi).$$

Рис. 71. Определение глубины центра сечения пласта малой мощности и положения проекции вектора его намагниченности по аномалии Z_a .

Пересчитаем поле Z_a на новый уровень, отличающийся от исходного на произвольную величину Δh . Абсцисса точки C_2 , равноудаленной от точек, где $Z_a = 0$ на новом уровне, будет

$$r_2 = -(h_1 + \Delta h) \operatorname{ctg} \varphi + 0,5(h_2 - h_1)(\operatorname{ctg} \alpha - \operatorname{ctg} \varphi).$$

Ординаты точек C_1 и C_2 равны соответственно нулю и $-\Delta h$. Уравнение прямой, проходящей через точки C_1 и C_2 , имеет вид

$$h = x \operatorname{tg} \varphi - 0,5(h_2 - h_1) \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{tg} \varphi + h_c,$$

где $h_c = 0,5(h_1 + h_2)$ — глубина залегания центра сечения пласта, отсчитанная от первоначального уровня.

Из последнего уравнения видно, что эта прямая проходит через центр сечения пласта и образует угол φ с осью x , т. е. угол, определяющий направление намагниченности в плоскости, ориентированной вкост простираения пласта.

Обозначая $0,5(x_2 - x_1)$ через m_1 , из (32.17) получаем

$$m_1^2 = [0,5(h_2 - h_1)(\operatorname{ctg} \alpha - \operatorname{ctg} \varphi)]^2 + h_1 h_2 \operatorname{csc}^2 \varphi, \quad (32.18)$$

а на более высоком уровне

$$m_2^2 = [0,5(h_2 - h_1)(\operatorname{ctg} \alpha - \operatorname{ctg} \varphi)]^2 + (h_1 + \Delta h)(h_2 + \Delta h) \operatorname{csc}^2 \varphi.$$

Из последних двух выражений следует

$$h_c = [(m_2^2 - m_1^2) \sin^2 \varphi - \Delta h^2] / (2 \Delta h);$$

$$h_2 = (m_2^2 - m_1^2) \sin^2 \varphi / \Delta h - (h_1 + \Delta h).$$

При известных координатах верхней кромки угол падения пласта можно определить либо графически, так как координаты центра сечения известны, либо из формулы

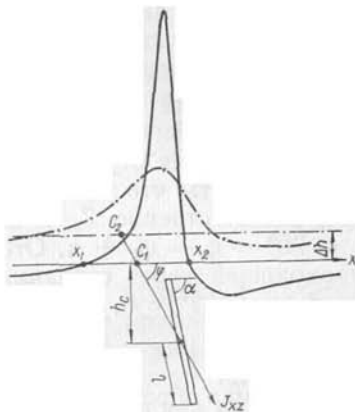
$$\operatorname{ctg} \alpha = \operatorname{ctg} \varphi \pm 2 \sqrt{m_1^2 - h_1 h_2 \operatorname{csc}^2 \varphi} / (h_2 - h_1).$$

Если пласт намагничен по падению, то $\alpha = \varphi$ и уравнение (32.18) принимает вид

$$m_1^2 = h_1 h_2 \operatorname{csc}^2 \alpha. \quad (32.19)$$

Обозначив размеры пласта по падению через $2l$ и приняв во внимание, что $h_2 = h_c + l \sin \alpha$, а $h_1 = h_c - l \sin \alpha$, найдем

$$h_1 h_2 = h_c^2 - l^2 \sin^2 \alpha. \quad (32.20)$$



Из формул (32.19) и (32.20) получим

$$l^2 = h_c^2 \csc^2 \alpha - m_1^2.$$

Изложенный метод определения координат центра сечения пласта малой мощности применим и для аномалий ΔT при условии выполнения ограничений, перечисленных в § 22. Необходимо лишь помнить, что углы ϑ и ε , входящие в аналитические выражения соответственно Z_a и ΔT , различны, а именно: $\vartheta = \alpha - \varphi$; $\varepsilon = 90^\circ - \varphi - \varphi_0 + \alpha$. Отсюда следует, что и уравнение прямой, проходящей через середины отрезков, заключенных между точками, где $\Delta T = 0$, имеет другой вид:

$$h = x \operatorname{tg}(\varphi + \varphi_0 - 90^\circ) - 0,5(h_2 - h_1) \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{tg}(\varphi + \varphi_0 - 90^\circ) + h_c,$$

т. е. прямая образует с осью x угол не φ , а $\varphi + \varphi_0 - 90^\circ$. Поэтому во все приведенные выше формулы вычисления h_c , h_2 и $\operatorname{ctg} \alpha$, справедливые для поля Z_a , при использовании аномалий ΔT должны входить функции не угла φ , а угла $\varphi + \varphi_0 - 90^\circ$, например,

$$h_c = [(m_2^2 - m_1^2) \sin^2(\varphi + \varphi_0 - 90^\circ) - \Delta h^2] / (2 \Delta h).$$

Угол φ_0 , связанный с направлением современного намагничивающего поля, вычисляем из выражения $\operatorname{ctg} \varphi_0 = \operatorname{ctg} I \cos A_0$, после чего находим угол φ , который определяет направление проекции вектора намагнитченности, лежащей в плоскости, ориентированной вкрест простирания пород.

Для расчета координат верхней и нижней кромок маломощного пласта разработаны алгоритмы, позволяющие использовать ЭВМ. Они пригодны и для случая, когда магнитная аномалия создана не одним, а несколькими произвольно намагниченными ограниченными по падению пластами малой мощности. Решение этой задачи основано на аппроксимации составляющих магнитного поля аналитическими выражениями $\Phi(x)$, параметры которых подлежат определению. При использовании этих методов необходимо сделать следующее.

1. Установить критерий, оценивающий степень близости исходной составляющей напряженности магнитного поля $Z_a(x)$ с подбираемым аналитическим выражением $\Phi(x)$.

2. Выбрать физическую модель геологической среды и соответствующее ей аналитическое выражение $\Phi(x)$, основываясь на физико-геологических условиях изучаемого геологического района.

3. Разработать вычислительную схему, позволяющую по значениям ординат практической кривой $Z_a(x)$ найти параметры, входящие в выбранное аналитическое выражение $\Phi(x)$.

4. Оценить точность определения искомым параметров.

Применение идеализированных моделей, заменяющих реальную геологическую среду, неизбежно при поисках и разведке, так как часть необходимых сведений обычно отсутствует. Усложнять подбираемую модель при ограниченной исходной информации не

всегда целесообразно, так как увеличение числа определяемых параметров может снизить точность вычисления их значений. Сложным физическим моделям отвечают громоздкие аналитические выражения $\Phi(x)$, что затрудняет их использование. Из-за ошибок моделирования и погрешностей полевых измерений исходная кривая $Z_a(x)$ не совпадает с аналитическим выражением $\Phi(x)$. Имеет место соотношение

$$Z_a(x) = \Phi(x) + n(x), \quad (32.21)$$

где $n(x)$ — функция ошибок.

При использовании атласа теоретических кривых и палеток для решения задачи методом подбора ошибки приближенно учитывают, сопоставляя практические и теоретические кривые визуально. С применением ЭВМ особенно отчетливо выявляется необходимость в установлении строгих критериев для выбора теоретической кривой $\Phi(x)$, которая в каком-то смысле наименее отклоняется от практической кривой $Z_a(x)$. Степень близости между кривыми $Z_a(x)$ и $\Phi(x)$ можно оценить величиной

$$\sum_{i=1}^s [Z_a(x_i) - \Phi(x_i)]^2, \quad (32.22)$$

где x_i — абсцисса точки, в которой измерена вертикальная составляющая Z_a напряженности магнитного поля; s — число точек графика Z_a , использованных для аппроксимации.

Соотношение (32.22) применяется в средних квадратических приближениях; для независимых случайных ошибок и помех, подчиненных нормальному закону, эта оценка будет наилучшей. Представление погрешностей измерения вертикальной составляющей Z_a в виде случайной функции не вызывает возражений.

Ошибки моделирования, возникающие при замене реальных геологических структур упрощенными моделями, не всегда удастся описать случайными функциями. В магниторазведке может встретиться тот наихудший случай, когда об ошибках ничего не известно, кроме того, что их значение по модулю не превосходит некоторого малого положительного числа v_i . В этих условиях в качестве критерия для оценки близости кривых $Z_a(x)$ и $\Phi(x)$ следует использовать неравенства

$$|Z_a(x_i) - \Phi(x_i)| < v_i, \quad i = 1, 2, \dots, s. \quad (32.23)$$

При рассмотрении нескольких маломощных пластов, бесконечно вытянутых по падению и простиранию, встает задача аппроксимации кривой Z_a аналитическим выражением

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= 2 \sum_{j=1}^r M_j \frac{-(x-x_j) \sin \vartheta_j + h_j \cos \vartheta_j}{(x-x_j)^2 + h_j^2} + A = \\ &= \frac{C_1 x^{2r} + C_2 x^{2r-1} + \dots + C_{2r+1}}{x^{2r} + C_{2r+3} x^{2r-1} + \dots + C_{4r+2}}, \end{aligned} \quad (32.24)$$

где x_j, h_j — координаты кромки j -го пласта; $M_j = 2 (J_{xz})_j \times \times b_j \sin \alpha_j$; угол $\vartheta_j = \alpha_j - \varphi_j$; A — постоянный фон; r — число пластов; C_k — некоторые коэффициенты, получаемые после приведения выражения к общему знаменателю.

Соотношения (32.23) и (32.24) позволяют написать следующую систему линейных неравенств:

$$\left| Z(x_i) - \frac{C_1 x_i^{2r} + \dots + C_{2r+1}}{x_i^{2r} + \dots + C_{4r+2}} \right| < v_i, \quad i = 1, 2, \dots, s, \quad (32.25)$$

решив которую, найдем численные значения коэффициентов C_k .

Можно показать, что уравнение

$$x^{2r} + C_{2r+3} x^{2r-1} + \dots + C_{4r+2} = 0 \quad (32.26)$$

имеет комплексные корни $x_j + ih_j$, где x_j, h_j — координаты особой точки, совпадающей с верхней кромкой j -го маломощного пласта.

Координаты особых точек и углы ϑ определялись по графику Z_a (рис. 72, а) при условии, что число таких точек не более трех, хотя это ограничение не является обязательным. Кривая Z_a имеет четкий максимум и два минимума, указывающие на заметное влияние нижней кромки пласта. Поэтому два аппроксимирующих маломощных пласта, безграничных по падению, из которых один распространяется от глубины h_1 до ∞ , а второй — от h_2 до ∞ , учтут влияние верхней и нижней кромок реального магнитного объекта. Поле третьего пласта заменит нелинейный фон. Небольшие осложнения правой ветви кривой Z_a на первом этапе решения задачи не учитывались, хотя это можно сделать, увеличив число подбираемых пластов. В местах этих осложнений значения v_i заданы сравнительно большими.

ЭВМ подобраны две особые точки. Первая, соответствующая верхней кромке пласта, залегает на глубине 1,25 км. Для первой и второй особых точек углы $\vartheta_1 = 3^\circ$ и $\vartheta_2 = 170^\circ$ различаются приблизительно на 180° , поэтому можно утверждать, что вторая особая точка соответствует нижней кромке пласта. Это легко понять, если вспомнить, что пласт, ограниченный на глубину, можно представить как разность двух пластов, бесконечных по падению. Глубина залегания нижней кромки оказалась равной 8 км.

На рис. 72, б представлена правая часть кривой Z_a , имеющая три небольших искажения, каждое из которых может быть эффектом маломощного пласта. Величины v_i заданы таким образом, чтобы добиться наилучшего совпадения исходной Z_a и подбираемой Φ кривых в районе двух осложнений кривой Z_a . Третье искажение нами во внимание не принимается, поэтому для него значения v_i взяты большими. Это связано с тем, что третий пласт мы вынуждены оставить для учета влияния нелинейного фона. Соответствующие нелинейному фону два вещественных корня $x_j = -2,10$ и $x'_j = 1,91$ отмечены на оси абсцисс. Можно пока-

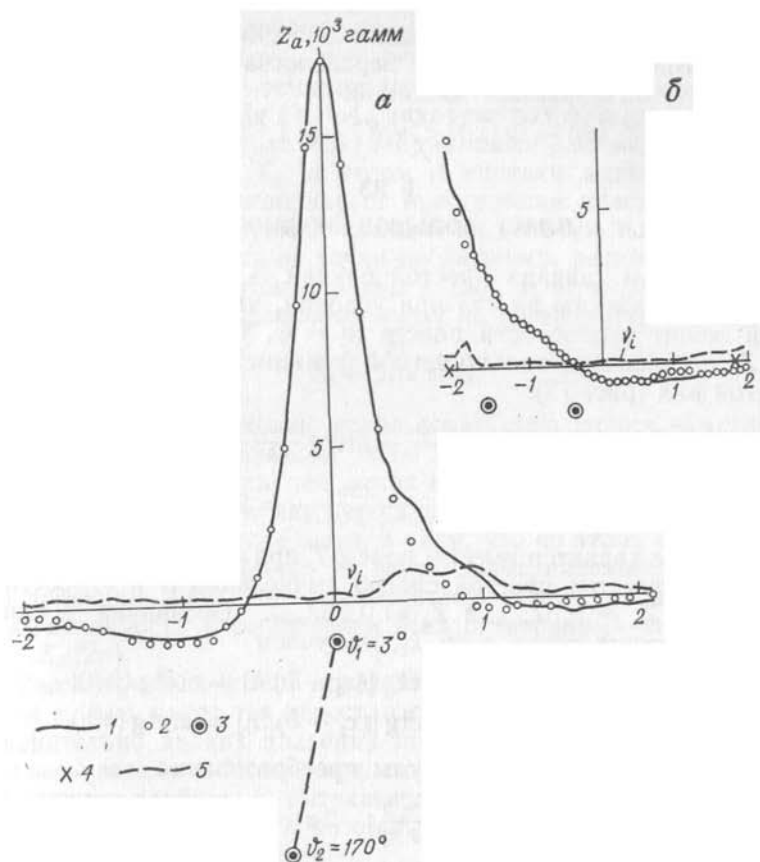


Рис. 72. Поле Z_a (район Чероpовца).

1 — исходная кривая; 2 — точки кривой, подобранной ЭВМ; 3 — особые точки, соответствующие верхним или нижним кромок пластов; 4 — вещественные корни уравнения (32.26); 5 — кривая расхождений ν_i измеренных и вычисленных значений Z_a .

зать, что при вещественных корнях входящая в выражение (32.24) дробь

$$2M_j[-(x - x_j) \sin \vartheta_j + h_j \cos \vartheta_j] / [(x - x_j)^2 + h_j^2]$$

заменяется суммой дробей

$$A_j / (x - x_j) + A'_j / (x - x'_j), \quad (32.27)$$

где A_j и A'_j — некоторые постоянные.

Нелинейный фон (32.27) учитывается автоматически. Оператору следует лишь иметь в виду, что при наличии нелинейного фона число подбираемых маломощных пластов надо уменьшить на один.

В некоторых случаях уточнение значений v_i можно поручать ЭВМ. С этой целью в исходные неравенства (32.23) вводится коэффициент K , подбираемый машиной:

$$|Z_a(x_i) - \Phi(x_i)| < v_i K, \quad i = 1, 2, \dots, s.$$

§ 33

ПЛАСТ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Рассмотрим сначала простой случай — аномалию Z_a безграничного по падению пласта при условии, что вектор намагниченности лежит в плоскости пласта ($\alpha = \varphi$, $\vartheta = 0^\circ$). Тогда аномалия Z_a описывается только четной функцией арктангенса и имеет простой вид (рис. 73):

$$\begin{aligned} Z_a &= 2J \left(\operatorname{arctg} \frac{x+b}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x-b}{h} \right) \sin i = \\ &= 2J \sin i \operatorname{arctg} \frac{2bh}{h^2 + x^2 - b^2} = 2J\beta \sin i. \end{aligned} \quad (33.1)$$

Такой же характер имеет и поле ΔT при $\varepsilon = 0^\circ$. Для подобных аномалий известен простой способ вычисления h и b . Составим уравнения $Z_a = 0,5Z_{\max}$ и $Z_a = 0,25Z_{\max}$. Обозначая абсциссы соответствующих точек x_1 и x_2 , получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{arctg} [(x_1 + b)/h] - \operatorname{arctg} [(x_1 - b)/h] &= \operatorname{arctg} (b/h); \\ 2 \{ \operatorname{arctg} [(x_2 + b)/h] - \operatorname{arctg} [(x_2 - b)/h] \} &= \operatorname{arctg} (b/h). \end{aligned}$$

Применяя известные формулы преобразования

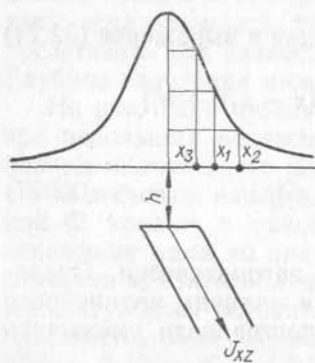
$$\operatorname{arctg} x \pm \operatorname{arctg} y = \operatorname{arctg} \frac{x \pm y}{1 \mp xy}; \quad 2 \operatorname{arctg} x = \operatorname{arctg} \frac{2x}{1 - x^2},$$

находим

$$x_1 = \pm \sqrt{h^2 + b^2}; \quad x_2^2 = (h^2 + b^2) \pm 2h \sqrt{h^2 + b^2},$$

откуда

$$h = \frac{x_2^2 - x_1^2}{2x_1}; \quad b = \sqrt{x_1^2 - h^2}; \quad J = \frac{Z_{\max}}{4 \operatorname{arctg} (b/h)} \operatorname{csc} i. \quad (33.2)$$



Из последнего выражения видно, что намагниченность может быть вычислена лишь тогда, когда известен угол падения пород. В общем случае при неизвестном направлении намагниченности по магнитной аномалии пласта безграничного распространения на глубину нельзя определить угол падения, а значит, нельзя вычислить

Рис. 73. Кривая Z_a над пластом большой мощности и безграничного распространения на глубину при намагниченности по падению.

и намагниченность слагающих этот пласт пород. Если есть основания предполагать, что породы намагничены по направлению современного земного магнитного поля, то, используя выражение $\text{ctg } \varphi = \text{ctg } i \cos A$, находят угол φ , а затем угол $\alpha = \vartheta + \varphi$. В этом случае угол i принимают равным нормальному наклону вектора T_0 , а углом A считают магнитный азимут линии, ориентированной вкрест простирания пласта.

Если пласт практически выходит на дневную поверхность, то угол видимости пласта из точки наблюдения, расположенной над его выходом, становится близким к 180° . В этом случае выражение (33.1) для точек, расположенных на поверхности пласта, примет вид

$$Z_a = 2\pi J \sin i.$$

Это соотношение можно использовать для оценки намагниченности пород по аномальному полю Z_a . Надо только помнить, что оно справедливо для случая, когда вектор намагниченности лежит в плоскости пласта и влияние нижней кромки практически неощутимо. Следует также иметь в виду, что по этому соотношению можно определить обычно не вектор намагниченности, а только его проекцию $J \sin i$ на плоскость xOz . Лишь при вертикальной намагниченности и соблюдении всех оговоренных выше условий $J = Z_a/(2\pi)$.

Рассмотренный способ определения глубины с использованием точек x_1 и x_2 имеет тот недостаток, что точка x_2 лежит в области сравнительно низких значений поля и поэтому устанавливается не очень надежно. Можно предложить и другие соотношения для вычисления глубины h , вытекающие из выражения (33.1). В частности, берут точки x_1 , в которой $Z_a = 0,5Z_{\max}$, и x_3 , в которой $Z_a = 0,75Z_{\max}$:

$$h = x_1 [(x_1^2 - x_3^2)/(2x_3^2)].$$

Если $\vartheta \neq 0^\circ$, то выражение Z_a (см. § 23) имеет вид

$$Z_a = 2J \left[\left(\arctg \frac{x+b}{h} - \arctg \frac{x-b}{h} \right) \cos \vartheta - \frac{1}{2} \sin \vartheta \ln \frac{h^2 + (x+b)^2}{h^2 + (x-b)^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi}. \quad (33.3)$$

Для этого уравнения не удастся найти способ вычисления входящих в него параметров, поэтому применяется следующий прием. При изменении знака абсциссы x изменяется знак второго члена. На основании этого можно написать

$$2J \cos \vartheta \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi} \left(\arctg \frac{x+b}{h} - \arctg \frac{x-b}{h} \right) = \frac{1}{2} (Z_{+x} + Z_{-x});$$

$$J \sin \vartheta \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi} \ln \frac{h^2 + (x+b)^2}{h^2 + (x-b)^2} = \frac{1}{2} (Z_{-x} - Z_{+x}). \quad (33.4)$$

Полусуммы и полуразности ординат определяют в точках, равноотстоящих от начала координат. Для нахождения начала коор-

динат применяют способ, описанный выше для пласта малой мощности, а именно по равенству $Z(0) = Z_{\max} + Z_{\min}$. Это равенство справедливо и для рассматриваемой формы тела, но из-за громоздкости вычислений здесь не доказывается.

К симметричной части кривой применимы формулы (33.2) для вычисления h и b . Для определения ϑ надо взять отношение равенств (33.4) в любой точке. Для точки, где кривые пересекаются, получим

$$2 \operatorname{arctg} \frac{2bh}{h^2 + x^2 - b^2} = -\operatorname{tg} \vartheta \ln \frac{h^2 + (x+b)^2}{h^2 + (x-b)^2}.$$

Намагниченность J вычисляем по значению Z_a первоначальной кривой, например в точке $x = 0$, путем подстановки найденных параметров b, h, α, ϑ .

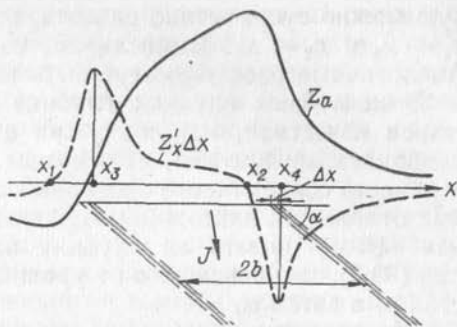
Строгие формулы вычисления h и b по аномальному полю Z_a или ΔT пласта большой мощности применимы и для маломощных пластов. Это следует из того, что при выводе аналитических выражений Z_a и ΔT пласта большой мощности (23.24), (23.25) не были наложены никакие ограничения на соотношения между h и b . Однако если мощность очень мала по сравнению с глубиной залегания пластового тела, то при попытке вычислить мощность, например, по формуле (33.2) обнаруживается, что очень малое изменение абсциссы x_1 ведет к резким изменениям рассчитанных значений b . В ряде случаев разность $x_1^2 - h^2$ может (с учетом погрешности съемки и дискретности сети измерений) оказаться даже отрицательной. Иными словами, мощность определяется крайне неустойчиво и результаты ее вычисления не являются достоверными. В таком случае лучше отказаться от определения мощности по магнитному полю.

Параметры h, b и ϑ пласта большой мощности часто бывает удобнее рассчитывать не по аномалиям Z_a или ΔT , а по их горизонтальным градиентам dZ/dx и $d(\Delta T)/dx$. Практически градиент вычисляют как разность значений поля на концах конечного интервала Δx , деленную на ширину этого интервала. Если для всего профиля выбраны одинаковые интервалы Δx , то нет необходимости делить каждое из приращений поля на постоянную, а можно сразу построить кривую приращения аномалий по x , т. е. $Z'_x \Delta x$ или $(\Delta T)'_x \Delta x$. Интервал Δx во всех случаях следует выбирать меньше половины ожидаемой глубины залегания верхней кромки пласта.

Кривую приращения поля можно рассматривать как аномалию над «разностными» телами (по терминологии Г. А. Гамбурцева), остающимися при вычитании из пласта, перемещенного вдоль оси влево на расстояние $0,5\Delta x$, того же пласта, перемещенного на такое же расстояние вправо. Таким образом, при сдвигании пласта большой мощности в вертикальном разрезе разностными телами будут тонкие пласты известной мощности Δx (рис. 74). Кривую приращения поля по оси x в данном случае можно рассматривать

Рис. 74. Построение «разностных» тел.

как аномалию Z_a над двумя пластами малой мощности Δx , залегающими в зонах контакта реального тела и намагниченными следующим образом: левый — так же, как и реальное тело, правый — в противоположном направлении.



Каждая из ветвей кривой приращения может быть использована для вычисления глубины h , угла ϑ (или ϵ), а при известном направлении намагниченности — угла падения и значения намагниченности по формулам, справедливым для поля Z_a пласта малой мощности, которые являются более простыми, чем для тела исходной формы. Влиянием второго фиктивного пласта, удаленного на расстояние $2b$, пренебрегают, что вполне допустимо, если мощность исходного пласта существенно больше глубины его залегания.

Основываясь на связи характерных точек кривых $Z'_x \Delta x$ и Z_a пласта большой мощности, можно предложить способ вычисления h и ϑ (или ϵ) по исходному полю. Для аномалии Z_a пласта малой мощности, а значит, и для аномалии $Z'_x \Delta x$ пласта очень большой мощности справедливо выражение (32.12), записанное в новых обозначениях:

$$x_1 - x_3 = h \csc \vartheta; \quad x_2 - x_4 = h \csc \vartheta. \quad (33.5)$$

Для нахождения этих точек нет необходимости строить кривую приращения Z_a по оси x , так как их координатами являются абсциссы экстремумов и точек перегиба кривой Z_a , которые легко находятся по исходному полю.

Из аналитического выражения (33.3) поля Z_a пласта большой мощности, вычислив производную по x и приравняв ее нулю, найдем абсциссы x_1 и x_2 экстремальных точек:

$$x_{1,2} = h \operatorname{ctg} \vartheta \pm \sqrt{b^2 + h^2 \csc^2 \vartheta},$$

откуда

$$x_1 + x_2 = 2h \operatorname{ctg} \vartheta. \quad (33.6)$$

Из выражений (33.5) и (33.6) следует

$$\frac{x_1 + x_2}{2(x_1 - x_3)} = \cos \vartheta; \quad \frac{x_1 + x_2}{2(x_2 - x_4)} = \cos \vartheta.$$

Вычисленное таким способом значение ϑ содержит некоторую ошибку, вызванную влиянием второго фиктивного пласта, кото-

рую можно существенно снизить, если брать среднее из отрезков $x_1 - x_3$ и $x_2 - x_4$. Вычислив ϑ , из выражений (33.5) найдем h . Аналогичные расчеты могут быть выполнены и по полю ΔT .

В некоторых случаях глубина залегания пород может считаться известной, например при аэромагнитной съемке над докембрийскими щитами, где породы почти всегда выходят на поверхность современного эрозионного среза, а мощность четвертичных отложений ничтожна по сравнению с высотой полета. Принимая высоту полета за глубину залегания пород, из выражения (33.5), не зависящего от уровня нормального поля, находим угол ϵ , а затем α .

Горизонтальная мощность намагниченных тел, превышающая глубину залегания h , может быть определена по абсциссам точек перегиба кривой Z_a (или ΔT), если тело при крутом падении распространяется на большую глубину. Рассмотрим это для пласта мощностью $2b$, намагниченного по падению. Из первой формулы системы (33.4) найдем абсциссы точек перегиба, положив $Z'_{xx} = 0$. Получим

$$x^2 = (b^2 - h^2 + 2\sqrt{b^4 + h^4 + b^2h^2})/3.$$

Принимая $h = b$, имеем $x \approx 1,1b$. Если $b > h$, то $x \approx \pm b$; если же $b < h$, то $x^2 \approx 0,67b^2 + 0,33h^2$, а в случае $b \ll h$ имеем $x \approx \pm 0,6h$. Отсюда следует, что при симметричной кривой Z_a (или ΔT), соответствующей телу большого распространения на глубину и намагниченному по падению, границы тела хорошо определяются по абсциссам точек перегиба, если полумощность $b > h$. С другой стороны, из анализа уравнения следует, что по положению точек перегиба невозможно определить мощность, меньшую $1,2h$. Практически это означает, что при глубине залегания намагниченных тел больше 1 км нельзя даже приближенно указать мощность тел (или интервалов между ними), если расстояние между точками перегиба кривых меньше $1,2h$. Можно только утверждать, что мощность меньше этой величины.

Это не означает, что вообще нет никаких путей для решения задачи о мощности тела, если она меньше глубины залегания. Во-первых, выше уже указывалось, что при обоснованных предположениях о намагниченности J величина $2b$ вычисляется из известного произведения $2bJ$. Во-вторых, анализ производных более высокого порядка, несомненно, приведет к эффективному решению задачи. Внедрение квантовых магнитометров М-33 и КАМ-28 дает возможность в большинстве случаев получать аномальное поле с такой точностью, которая позволяет вычислять эти производные.

Наконец, есть еще один путь — пересчет поля в нижнее полупространство, в результате чего изменяется соотношение между $2b$ и h .

Задачу вычисления параметров пласта большой мощности, ограниченного на глубину, при произвольном падении и произ-

вольном направлении намагниченности строго решить пока не удастся. Существуют лишь громоздкие формулы расчета h и b для частного случая вертикального падения и вертикальной намагниченности, что на практике почти никогда не встречается. Поэтому рассмотрим способ приближенного определения параметров пласта, ограниченного по падению, который можно рекомендовать практически при любых значениях α и φ .

Построим кривую приращения по x аномалии Z_a или ΔT (либо кривую горизонтального градиента). Ее можно рассматривать как аномалию Z_a (ΔT) над двумя ограниченными по падению пластами мощностью Δx , расположенными в зонах лежащего и висячего боков пласта. Левый фиктивный пласт малой мощности будет намагничен так же, как и реальный объект, правый — в противоположном направлении. Затем по полю $Z'_x \Delta x$ или $[(\Delta T)'_x \Delta x]$ построим кривую приращения еще и по вертикали. Эта кривая представляет собой аномалию над разностными телами, возникшими после «вычитания» из пласта, поднятого вверх на расстояние $0,5\Delta z$, того же пласта, опущенного на такое же расстояние вниз. В результате вычитания останутся четыре призмы (в разрезе — четыре параллелограмма) — результат «перемещения» пластов малой мощности и их вычитания. Верхние площадки сохраняют намагниченность того же направления, как у пластов мощностью Δx ; нижние переменяют его на противоположное.

Если выбрать величины Δx и Δz значительно меньше глубины залегания верхней кромки пласта, то поле каждой из призм можно считать полем горизонтального кругового цилиндра, причем магнитные моменты всех четырех цилиндров по абсолютному значению будут одинаковыми. При вычитании наклонного пласта, смещенного по вертикали, в качестве разностей остаются еще две полоски от боковых поверхностей, имеющие магнитные массы противоположных знаков. При малом расстоянии между полосками их поле представляет собой производную на порядок выше, чем рассматриваемая, вследствие чего этим полем можно пренебречь.

Полученная кривая (производная второго порядка по отношению к исходной) является суммой кривых над четырьмя горизонтальными круговыми цилиндрами, центры сечений которых совпадают с угловыми точками исходного пласта в разрезе. Но относительное влияние нижних цилиндров на кривую приращения второго порядка много меньше, чем относительное влияние нижних полюсных линий на кривую приращения первого порядка: в той ограниченной области аномалии Z_a , которая используется для вычислений, напряженность поля в первом случае обратно пропорциональна второй степени расстояния от поверхности измерения до источников поля, а во втором случае — первой степени того же расстояния.

Таким образом, кривую Z''_{xz} или $Z''_{xz} \Delta x \Delta z$ над пластом большой мощности можно рассматривать как кривую Z_a над двумя горизонтальными круговыми цилиндрами, центры которых сов-

падают с верхними угловыми точками сечения пласта. Левый цилиндр будет казаться намагниченным в том же направлении, что и реальный объект, правый — в противоположном. Применяя к этой кривой способы определения координат центра сечения горизонтального кругового цилиндра, справедливые для аномалии Z_a , найдем координаты верхних угловых точек сечения пласта и тем самым положение верхней кромки пласта в разрезе.

В качестве иллюстрации рассмотренного приема приведем расчет глубины залегания кристаллического фундамента, перекрытого практически немагнитными осадочными породами. Вычисление по полю Z_a (рис. 75) выполняется в предположении, что магнитные разности пород выходят на поверхность фундамента. Использование каких-либо известных формул затрудняется тем, что, во-первых, неясен уровень нормального поля и, во-вторых, изолинии напряженности магнитного поля, проведенные в данном случае через 50 гамм, имеют овальные контуры. Если же взять кривые приращений, то становится ненужным выбор нормального поля и одновременно улучшаются условия для применения теории, справедливой для тел бесконечно большого размера по простиранию, так как разностные тела (иначе говоря, срезанные с боковых частей тела пласты) при малом Δx имеют горизонтальную мощность в несколько раз меньше размеров тел по простиранию.

Применение к кривым приращений второго порядка формул для вычисления h , выведенных из выражения для круговых цилиндров, дает глубины 1510 и 1750, средняя 1630 м (по линии AB); 1590 и 1890, средняя 1740 м (северо-восточнее линии AB). Заметим, что при использовании кривой приращения по оси z вычисленный результат уменьшают на величину h , так как приращение рассчитывается на высоте h (см. § 29). Для оценки полученных глубин следует указать, что в рассматриваемом районе кристаллические породы залегают на глубине от 1760 до 1850 м.

Магнитные аномалии Z_a и ΔT пластовых тел в зависимости от соотношения b , h_1 , h_2 и от направления намагниченности могут иметь от трех до пяти экстремальных точек. Аномалии с пятью экстремумами (два минимума в области отрицательных значений, один минимум и два максимума — в области положительных значений при направлении намагниченности, характерном для Северного полушария) наблюдаются при $b > \sqrt{h_1 h_2} + (h_1 + h_2) \sqrt{h_1 h_2}$. Определение глубины залегания нижней кромки и угла падения пород по таким аномалиям будет рассмотрено в § 35, посвященном полю уступа.

Для магнитных аномалий Z_a и ΔT , имеющих по три экстремума, можно рекомендовать вычисление координат центра сечения с помощью поля, пересчитанного на более высокие уровни. Так как мощность пласта и глубина залегания его верхней кромки уже известны (они предварительно определены по кривой Z''_{xz}), то ясно, на какую высоту следует пересчитать аномалию Z_a , чтобы

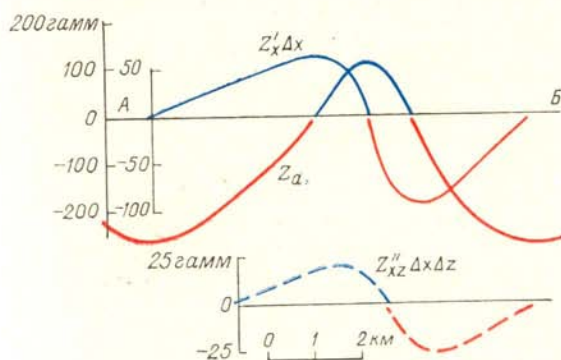
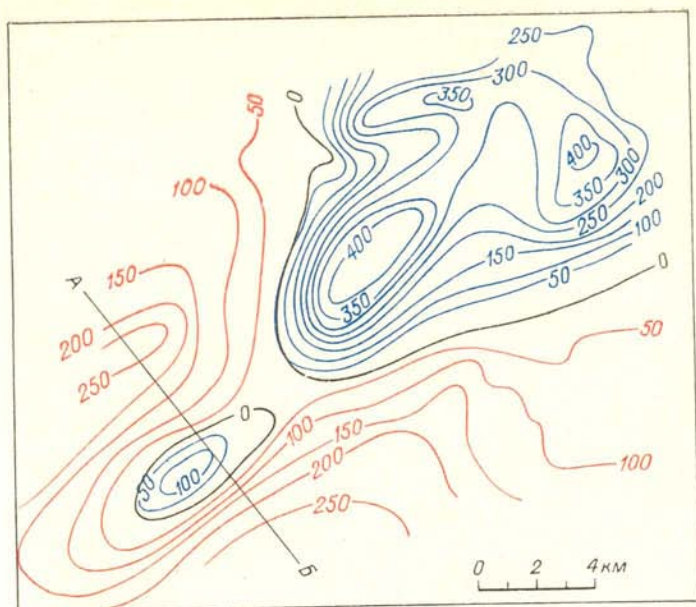


Рис. 75. Карта магнитных аномалий Z_a и кривые приращения по линии АБ.

получить поле пласта малой мощности. Найдя аномалию Z_a на двух высотных уровнях, на каждом из которых ее можно рассматривать как поле пласта малой мощности, воспользуемся тем же приемом определения координат центра сечения пласта и угла φ , который был справедлив для пласта малой мощности. Для этого установим середины отрезков, заключенных между точками, в которых $Z_a = 0$ на каждом из новых уровней (но не на первоначальном), и проведем через эти средние точки прямую. Она пройдет через центр сечения пласта и образует с положительным направлением оси x угол φ (для аномалии ΔT — угол $\varphi + \varphi_0 - 90^\circ$).

Зная m_2 и m_1 , вычислим h_c по той же формуле, что и для пласта малой мощности; тем самым найдем положение центра сечения пласта. Глубину h_c надо брать не от исходного уровня, а от нижней из уровней, на которые пересчитано поле. Соединив середину верхней кромки пласта с центром его сечения, получим угол падения пласта. Оценка вероятной глубины залегания нижней кромки может быть дана с помощью очевидного соотношения $h_2 = = 2h_c - h_1$.

Несколько более простым получается решение для поля пласта, намагниченного по падению. Отметим, что по характеру магнитного поля не представляется возможным судить, как намагничен наклонный ограниченный на глубину пласт: по падению или нет. Но пластовым телам, сложенным богатыми магнетитовыми рудами, очень часто свойственно намагничение по падению.

Поле Z_a пласта большой мощности, намагниченного по падению и ограниченного на глубину, на основании формулы (33.3) можно записать в следующем виде:

$$Z_a = 2J \sin \alpha \left[\operatorname{arctg} \frac{2bh_1}{h_1^2 + x^2 - b^2} - \operatorname{arctg} \frac{2bh_2}{h_2^2 + (x-a)^2 - b^2} \right].$$

Абсциссы точек, в которых $Z_a = 0$,

$$x_{1,2} = -h_1 \operatorname{ctg} \alpha \mp \sqrt{b^2 + h_1 h_2 \operatorname{csc}^2 \alpha}. \quad (33.7)$$

Обозначив, как и в случае поля пласта малой мощности, расстояние между этими точками через $2m_1$, а расстояние между точками, в которых $Z_a = 0$ на другом уровне, расположенном выше первоначального на Δh , через $2m_2$, запишем

$$h_c = [(m_2^2 - m_1^2) \sin^2 \alpha - \Delta h^2] / (2 \Delta h).$$

Из выражения (33.7) также следует, что прямая, проведенная через середины отрезков, заключенных между точками с нулевыми значениями Z_a на каждом из уровней, образует с осью x угол $\alpha = = \varphi$ и проходит через середину верхней кромки и центр сечения пласта.

При известной глубине залегания верхней кромки пласта легко могут быть найдены значения h_2 и b :

$$h_2 = [(m_2^2 - m_1^2) \sin^2 \alpha] / \Delta h - (h_1 + \Delta h);$$

$$b = \sqrt{m_1^2 - h_1 h_2 \operatorname{csc}^2 \alpha}.$$

Обсуждение вопроса проведено без учета погрешностей, которые неизбежно возникают в процессе преобразования аномалий. Для построения кривой приращения надо иметь измерения Z_a (или ΔT) высокой точности, безусловно освобожденные от грубых ошибок; при построении кривых приращения второго порядка требования к первичным данным еще более возрастают. Отметим, что пересчет поля в верхнее полупространство может быть выполнен с очень высокой точностью.

Под горизонтальной пластиной понимают такой горизонтально залегающий слой пород ограниченного распространения вдоль оси x , мощность которого в несколько раз меньше глубины залегания центра его вертикального сечения. В этом случае по аномалии на поверхности наблюдений невозможно достоверно определить глубину залегания кровли и подошвы пласта, можно вычислить только глубину центра сечения. Хотя угол падения горизонтальной пластины равен нулю, в аналитическом выражении магнитного поля угол $\alpha = 90^\circ$, что следует из вывода этих формул в § 23 путем интегрирования по x магнитного поля горизонтального кругового цилиндра.

Из выражения

$$Z_a = 2M [(h^2 + b^2 - x^2) \cos \vartheta - 2hx \sin \vartheta] / [h^2 + (x + b)^2][h^2 + (x - b)^2] \quad (34.1)$$

видно, что по магнитной аномалии можно вычислить глубину h центра пластины, ее горизонтальные размеры $2b$ и магнитный момент сечения $M = 2b \Delta h J_{xz}$, где Δh — мощность пород.

Если положить в выражении (34.1) угол $\vartheta = 0$, т. е. считать, что проекция намагниченности в рассматриваемом сечении вертикальна, то легко доказать, что кривая Z_a или ΔT при $b > h\sqrt{3}$ имеет два максимума и три минимума (рис. 76). При $b \leq h\sqrt{3}$ кривая Z_a (ΔT) имеет один максимум и два минимума. Если $b \ll \ll h$, то поле горизонтальной пластины при любой намагниченности переходит в поле горизонтального кругового цилиндра. При $b \leq h\sqrt{3}$ различие полей Z_a пластины и горизонтального цилиндра заключается в разных соотношениях, во-первых, экстремумов аномалии и, во-вторых, расстояний между точками мини-

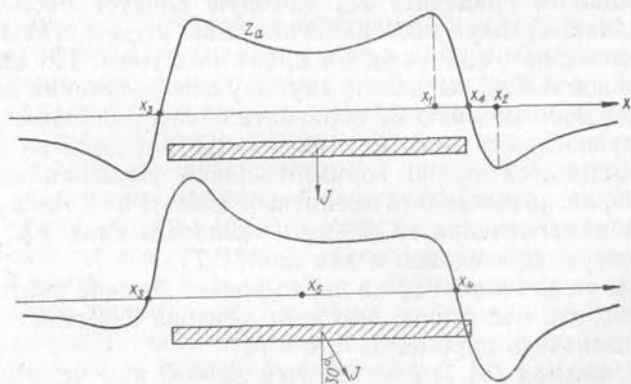


Рис. 76. Кривые Z_a над горизонтальной пластиной при вертикальном и наклонном намагничении.

му и нулевых значений поля. Так, при $\vartheta = 0$ и $b = h\sqrt{3}$ отношение этих расстояний для пластины составляет $\sqrt{2}$, для цилиндра $\sqrt{3}$; отношение $|Z_{\min}| : Z_{\max}$ для пластины равно $1/3$, для горизонтального цилиндра $1/8$. Эти различия могут быть использованы при решении вопроса о возможности вычисления горизонтальных размеров слоя пород по магнитным аномалиям, близким к симметричным.

Для выражения (34.1) при $\vartheta = 0$ предложен простой способ определения входящих в него неизвестных. Найдем абсциссы экстремальных точек кривой Z_a , вычислив производную по x и приравняв ее нулю:

$$x_1^2 = h^2 + b^2 - 2h\sqrt{h^2 + b^2}; \quad x_2^2 = h^2 + b^2 + 2h\sqrt{h^2 + b^2}.$$

Определим абсциссу точки x_4 , где $Z_a = 0$:

$$x_4^2 = h^2 + b^2.$$

В начале координат имеем

$$Z(0) = 2M/(h^2 + b^2).$$

Из последних выражений следует

$$h = (x_2^2 - x_4^2)/(2x_4); \quad b = \sqrt{x_4^2 - h^2}; \quad M = 0,5x_4^2 Z(0).$$

Заметим, что этот способ вычисления параметров вертикально намагниченной пластины не зависит от соотношения между b и h , т. е. он справедлив для симметричных кривых Z_a , имеющих как три, так и пять экстремумов. Для случая косо намагничения удобных приемов строгого определения h , b и M по наблюдаемому полю не найдено. В такой ситуации можно использовать кривую горизонтального градиента Z'_x , которую следует рассматривать как аномалию Z_a двух косо намагниченных горизонтальных круговых цилиндров с центрами на краях пластины. По каждой из ветвей кривой можно вычислить глубину центра сечения пластины, как это делается по полю Z_a горизонтального цилиндра. Расстояние между центрами этих фиктивных противоположно намагниченных цилиндров равно горизонтальным размерам пластины; зная h и $2b$, легко вычислить магнитный момент пластины M , а при известной намагниченности оценить мощность слоя Δh . Все это в равной мере справедливо и для поля ΔT .

Используя аномалию Z_a на двух уровнях, можно найти угол φ , т. е. установить положение проекции вектора J в плоскости xOz , а также вычислить параметры h , b и M .

Из выражения (34.1) следует, что $Z_a = 0$ при условии

$$(h^2 + b^2 - x^2) \cos \vartheta - 2hx \sin \vartheta = 0. \quad (34.2)$$

Обозначив через x_3 и x_4 абсциссы точек, в которых $Z_a = 0$, и через x_5 абсциссу середины отрезка x_3x_4 , получим

$$\begin{aligned} x_{3,4} &= -h \operatorname{tg} \vartheta \pm \sqrt{h^2 \operatorname{csc}^2 \vartheta + b^2}; \\ x_5 &= 0,5(x_3 + x_4) = -h \operatorname{tg} \vartheta = -h \operatorname{ctg} \varphi. \end{aligned} \quad (34.3)$$

Отсюда следует, что прямая, проведенная через середины отрезков с нулевым значением поля Z_a на каждом из уровней, проходит через центр значения пластины и образует с положительным направлением оси x угол φ .

Используя те же обозначения, что и при расчете параметров пласта малой мощности (см. § 32), получаем аналогичную формулу для вычисления h :

$$h = [(m_2^2 - m_1^2) \sin^2 \varphi - \Delta h^2] / (2 \Delta h). \quad (34.4)$$

Зная h и φ , легко определить b с помощью следующей из уравнения (34.3) формулы

$$b^2 = m_1^2 - h^2 \operatorname{csc}^2 \varphi. \quad (34.5)$$

Так как положение центра сечения пластины в разрезе найдено, то тем самым определено и начало координат. По значению поля в этой точке вычисляем магнитный момент

$$M = 0,5Z(0)(h^2 + b^2) \operatorname{csc} \varphi. \quad (34.6)$$

Данный способ справедлив и для поля ΔT , но в этом случае прямая, проходящая через точки x_5 на двух уровнях, образует с осью x угол $\varphi + \varphi_0 - 90^\circ$. Этот угол и следует использовать вместо угла φ в формулах (34.4)—(34.6) при вычислении h , b и M по аномалии ΔT .

§ 35

УСТУП

Уступ является простой геометрической моделью, но при произвольном падении его боковой грани и произвольной намагниченности строгого способа вычисления его параметров по аномалиям Z_a или ΔT пока найти не удалось. Поэтому опубликовано большое количество атласов теоретических кривых над уступами; пользуясь ими, можно подобрать расчетную кривую с известными параметрами намагниченного тела, близкую по форме к наблюдаемой. Однако оценка сходства кривых, естественно, субъективна; кроме того, атласы не могут охватить всего многообразия возможных сочетаний углов α , φ и φ_0 , поэтому надежно решить задачу с помощью атласа теоретических кривых можно лишь в редких случаях. Например, таким образом можно определять глубину залегания верхней и нижней кромок уступа по аномалии Z_a при $\varphi = 90^\circ$ или по аномалии ΔT при $\varphi = \varphi_0 = 90^\circ$. В этом случае задача имеет простое аналитическое решение, покажем его на примере аномалии ΔT вертикального уступа, намагниченного со-

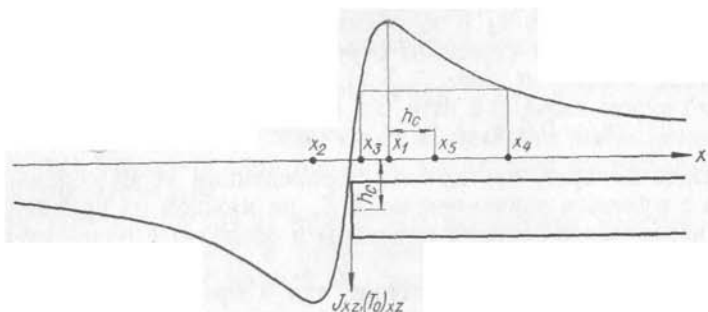


Рис. 77. Кривая ΔT над вертикальным уступом при $\varphi = \varphi_0 = 90^\circ$.

временным земным магнитным полем и имеющего меридиональное простирание (рис. 77).

В этом случае (см. § 23)

$$\Delta T = 2J \sin^2 I \operatorname{arctg} [x(h_2 - h_1)/(x^2 + h_1 h_2)]. \quad (35.1)$$

Входящий в формулу арктангенс есть угол видимости боковой грани уступа из точки наблюдения. Вычислив производную по x и приравняв ее нулю, найдем абсциссы экстремумов ΔT :

$$x_{1,2} = \pm \sqrt{h_1 h_2}.$$

Максимум аномалии

$$\Delta T_{\max} = 2J \sin^2 I \operatorname{arctg} [(h_2 - h_1)/(2\sqrt{h_1 h_2})]. \quad (35.2)$$

Найдем абсциссы точек, в которых $\Delta T = 0,5 \Delta T_{\max}$, т. е. решим уравнение

$$\operatorname{arctg} [(h_2 - h_1)/(2\sqrt{h_1 h_2})] = 2 \operatorname{arctg} [x(h_2 - h_1)/(x^2 + h_1 h_2)]. \quad (35.3)$$

Представим арктангенс левой части уравнения в виде

$$\operatorname{arctg} [(h_2 - h_1)/(2\sqrt{h_1 h_2})] = 2 \operatorname{arctg} t = \operatorname{arctg} [2t/(1 - t^2)]$$

и найдем t :

$$\begin{aligned} (h_2 - h_1)(1 - t^2) &= 4t\sqrt{h_1 h_2}; \\ t^2(h_2 - h_1) + 4t\sqrt{h_1 h_2} - (h_2 - h_1) &= 0. \end{aligned} \quad (35.4)$$

С учетом того, что значение угла должно быть положительным, выбираем

$$t = (\sqrt{h_2} - \sqrt{h_1})/(\sqrt{h_2} + \sqrt{h_1}).$$

Теперь уравнение (35.3) можно записать в более простом виде:

$$(\sqrt{h_2} - \sqrt{h_1})/(\sqrt{h_2} + \sqrt{h_1}) = x(h_2 - h_1)/(x^2 + h_1 h_2)$$

или

$$x^2 - x(\sqrt{h_2} + \sqrt{h_1})^2 + h_1 h_2 = 0.$$

Используя свойства корней уравнения, получаем

$$\begin{aligned} x_3 + x_4 &= (\sqrt{h_2} + \sqrt{h_1})^2 = h_1 + h_2 + 2\sqrt{h_1 h_2}; \\ x_3 x_4 &= h_1 h_2, \end{aligned} \quad (35.5)$$

откуда

$$h_1 + h_2 = x_3 + x_4 - 2x_1.$$

Так как $h_1 + h_2 = 2h_c$, где h_c — глубина центра боковой грани, то можно составить несколько простых соотношений, позволяющих вычислить h_c :

$$h_c = 0,5(x_3 + x_4) - x_1; \quad h_c = (x_1 - x_3)^2 / (2x_3).$$

Обозначив абсциссу середины отрезка $x_3 x_4$ через x_5 , можно записать

$$h_c = x_5 - x_1.$$

Это соотношение позволяет рекомендовать простой способ оценки глубины h_c по аномалии уступа: находим точки, в которых $\Delta T = 0,5 \Delta T_{\max}$, и середину отрезка, заключенного между ними (точку x_5); расстояние от точки x_5 до точки с максимальным значением поля есть h_c .

Найдя h_c , можем определить глубину верхней и нижней кромок, рассматривая h_1 и h_2 как корни квадратного уравнения, коэффициенты и свободный член которого известны: $h_1 + h_2 = h_c$; $h_1 h_2 = x_1^2$. Тогда

$$\begin{aligned} h_{1,2}^2 - 2h_c h_{1,2} + x_1^2 &= 0; \\ h_{1,2} &= h_c \mp \sqrt{h_c^2 - x_1^2}. \end{aligned}$$

Намагниченность вычисляем, используя максимальное значение поля:

$$J = \Delta T_{\max} \{2 \arctg [(h_2 - h_1) / (2\sqrt{h_1 h_2})]\}^{-1} \csc^2 I.$$

При определении J по аномалии Z_a множитель $\csc I$ в этой формуле, если тело намагничено по современному полю, должен быть не во второй, а в первой степени.

В общем случае при произвольном падении боковой грани уступа и произвольном направлении намагниченности для определения координат верхней кромки целесообразно использовать не кривые $Z_a(\Delta T)$, а кривые приращения второго порядка $Z_{xz}'' \Delta x \Delta z$ ($\Delta T_{xz}' \Delta x \Delta z$). Полученное поле можно рассматривать как аномалию $Z_a(\Delta T)$ горизонтального цилиндра с центром в верхней угловой точке уступа. Влиянием нижнего фиктивного цилиндра, как отмечалось ранее (см. § 33), можно пренебречь. Для определения глубины залегания центра сечения уступа можно воспользоваться и полем $Z_x' \Delta x$, пересчитав его вверх на такую высоту, где предполагаемое соотношение h_2 и h_1 позволит применить к этому полю формулы, справедливые для аномалии Z_a горизон-

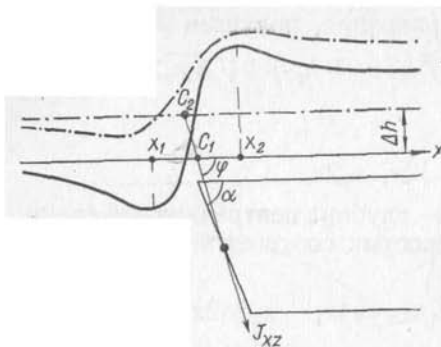


Рис. 78. Определение направления проекции вектора намагниченности и глубины залегания центра сечения уступа по кривой Z_a .

тального кругового цилиндра. Центр сечения такого цилиндра совпадает с серединой боковой грани уступа.

Координаты середины боковой грани уступа и угол φ , определяющий положение проекции вектора намагниченности в плоскости xOz , могут быть найдены по аномалии Z_a или ΔT с помощью того же приема, который применялся для произвольно намагниченного и ограниченного на глубину пласта малой мощности. Так как поле уступа

$$Z_a = 2J \left[\left(\arctg \frac{x}{h_1} - \arctg \frac{x-a}{h_2} \right) \cos \vartheta + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sin \vartheta \ln \frac{h_2^2 + (x-a)^2}{h_1^2 + x^2} \right] \sin \alpha \frac{\sin i}{\sin \varphi} \quad (35.7)$$

получено (см. § 23) путем интегрирования по оси x аналитического выражения аномалии бесконечно тонкого пласта ограниченного распространения на глубину, то абсциссы максимума и минимума кривой Z_a уступа подчиняются тому же выражению (32.17), что и абсциссы точек, где $Z_a = 0$ для пласта малой мощности. Таким образом, обозначив через x_1 и x_2 абсциссы экстремумов поля Z_a уступа, можно использовать те же формулы, которые приведены выше, чтобы определить направление намагниченности уступа, координаты центра его боковой грани, а при известной глубине верхней границы — глубину залегания его нижней кромки и угол падения (рис. 78). Применение изложенного способа к полю над уступом обладает даже некоторым преимуществом, так как абсциссы экстремумов Z_a не зависят от правильности выбора нормального поля.

Уступ является идеализированной моделью тела ограниченного распространения на глубину, имеющего очень большие горизонтальные размеры. Все реальные геологические объекты обладают конечными размерами, и в зависимости от соотношения b , h_1 , h_2 и от направления намагниченности поле Z_a над ними имеет от двух до пяти экстремальных точек. Если аномалия Z_a характеризуется пятью экстремальными точками, что может быть при $b > \sqrt{h_1 h_2} + (h_1 + h_2) \sqrt{h_1 h_2}$, то для определения направления намагниченности и глубины центра сечения такого тела при-

годны те же приемы, что и для уступа. Для вычислений могут быть использованы экстремумы любой из ветвей кривой Z_a .

После вычисления всех параметров уступа и угла φ можно найти вертикальную составляющую намагниченности из выражения (35.7). Например,

$$J \sin i = \frac{1}{2} \cdot \frac{Z(0) \sin \varphi}{\cos \vartheta \arctg(a/h_2) + (1/2) \ln [(h_2^2 + a^2)/h_1^2]} \quad (35.8)$$

Значение J можно определить только при известной пространственной ориентировке вектора намагниченности. При вычислении J по аномалии ΔT в правой части уравнения (35.8) должен быть дополнительный множитель $\sin \varphi_0 / \sin I$.

§ 36

АНТИКЛИНАЛЬНАЯ СКЛАДКА

Рассмотрим простую антиклинальную складку с большими размерами по простираннию и бесконечным погружением крыльев на глубину. Если в строении такой складки участвует один слой магнитных пород, не вскрытый эрозией, то магнитное поле этой складки описывается, как показано в § 24, аналитическими выражениями, имеющими такую же структуру, как и соответствующие формулы для безграничного по падению пласта малой мощности. Например, для рассматриваемой складки аномалия

$$Z_a = 2J \Delta h \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \frac{h \sin(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1) - x \cos(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1)}{h^2 + x^2} \cdot \frac{\sin i}{\sin \varphi} \quad (36.1)$$

подобна полю Z_a такого безграничного по падению пласта малой мощности, для которого угол $\vartheta = 90^\circ - (\varphi + \alpha_2 - \alpha_1)$. Поэтому в данном случае пригодны те же способы вычисления h [см. формулы (32.4)–(32.9)], что и для маломощного пласта. При их использовании надо лишь принимать во внимание, что в выражении (36.1) глубина $h = 0,5(h_1 + h_2)$, т. е. равна расстоянию до средней линии пласта в своде складки, и что формула (32.5) позволяет вычислить в данном случае не $\cos \vartheta$, а $\sin(\varphi + \alpha_2 - \alpha_1)$. Таким образом, даже при известном направлении намагниченности для складки нельзя определить углы падения ее крыльев, можно найти только их разность $(\alpha_2 - \alpha_1)$ и судить, какое из них погружается круче.

Наиболее простую форму аномалия Z_a имеет при $\varphi + \alpha_2 - \alpha_1 = 90^\circ$; в этом случае поле (36.1) будет таким же, как и над пластом, вектор намагниченности которого расположен в его плоскости ($\vartheta = 0^\circ$).

Аномалия ΔT антиклинальной складки (рис. 79), как следует из выражения (24.5), аналогична аномалии ΔT безграничного по падению пласта, для которого угол ϵ численно равен $180^\circ - (\varphi + \varphi_0 + \alpha_2 - \alpha_1)$. Поэтому и при обращении к аномалии ΔT спо-

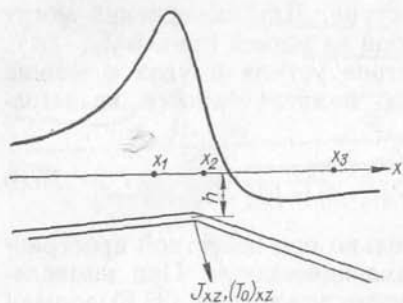


Рис. 79. Кривая ΔT над асимметричной линейной антиклинальной складкой.

собы определения глубины остаются теми же, что и для пласта малой мощности.

В настоящее время все шире используется аэромагнитная съемка с квантовыми магнитометрами для выявления складчатых структур в осадочных толщах.

Высокая точность измерения позволяет надеяться, что окажется возможным вычислять глубину не только по экстремальным точкам ΔT , но и по точкам перегиба. Поэтому рассмотрим связь абсцисс этих точек с глубиной залегания. Вычислив производную по x выражения

$$\Delta T = -2J \Delta h \sin(\alpha_1 + \alpha_2) \times \frac{h \cos(\varphi + \varphi_0 + \alpha_2 - \alpha_1) + x \sin(\varphi + \varphi_0 + \alpha_2 - \alpha_1)}{h^2 + x^2} \cdot \frac{\sin i}{\sin \varphi} \cdot \frac{\sin I}{\sin \varphi_0} \quad (36.2)$$

и приравняв ее нулю, получим

$$x^3 - 3x^2 h \operatorname{ctg} \psi - 3x h^2 + h^3 \operatorname{ctg} \psi = 0, \quad (36.3)$$

где $\psi = 180^\circ - (\varphi + \varphi_0 + \alpha_2 - \alpha_1)$.

Корни этого уравнения

$$x_1 = -h \operatorname{ctg} (60^\circ - \psi/3); \quad x_2 = h \operatorname{ctg} (60^\circ + \psi/3); \quad x_3 = h \operatorname{ctg} (\psi/3).$$

Длина отрезка

$$x_2 - x_1 = 2h \sqrt{3} \sin(\psi/3) \operatorname{csc} \psi. \quad (36.4)$$

Обратим внимание на то, что при небольших значениях ψ (до 30°) справедливо приближенное равенство $\sin(\psi/3) \operatorname{csc} \psi \approx 1/3$. Для таких углов

$$x_2 - x_1 \approx 2h/\sqrt{3}; \quad h = (\sqrt{3}/2)(x_2 - x_1). \quad (36.5)$$

Это соотношение может оказаться удобным для оценки глубины залегания магнитных пород в своде намагниченных современных полей антиклинальных структур, простирание которых близко к меридиональному. В этом случае $\varphi + \varphi_0 \approx 180^\circ$ и $\psi \approx \alpha_2 - \alpha_1$, т. е. формула (36.5) применима, если разница углов падения крыльев складки не превышает 30° . Соотношение (36.5) справедливо и для аномалии Z_a , близкой к четной.

Если мощность пласта магнитных пород в антиклинальной складке достаточно велика по сравнению с глубиной его залегания в своде складки, то возможно раздельное определение глубины кровли (h_1) и подошвы (h_2) пласта.

Из анализа выражения (24.7) видно, что наиболее простой вид оно имеет при $\varphi + \alpha_2 - \alpha_1 = 90^\circ$. В этом случае (рис. 80)

$$Z_a = J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) (\sin i / \sin \varphi) \ln [(h_2^2 + x^2) / (h_1^2 + x^2)]; \quad (36.6)$$

$$Z_{a \max} = 2J \sin(\alpha_1 + \alpha_2) (\sin i / \sin \varphi) \ln (h_2 / h_1). \quad (36.7)$$

Найдем абсциссы точек x_1 и x'_1 , в которых $Z_a = 0,5Z_{\max}$:

$$h_2 / h_1 = (h_2^2 + x_1^2) / (h_1^2 + x_1^2),$$

откуда

$$x_1 = \sqrt{h_1 h_2}.$$

Для точек x_2 и x'_2 , в которых $Z_a = 0,25Z_{\max}$, получим соотношение

$$h_2 / h_1 = [(h_2^2 + x_2^2) / (h_1^2 + x_2^2)]^2.$$

Решив это уравнение, найдем

$$\begin{aligned} x_2^2 &= h_1 h_2 + (h_1 + h_2) \sqrt{h_1 h_2} = \\ &= x_1^2 + x_1 (h_1 + h_2) = x_1^2 + 2h_c x_1, \end{aligned} \quad (36.8)$$

где $h_c = 0,5 (h_1 + h_2)$.

Из выражения (36.8) следует

$$h_c = (x_2^2 - x_1^2) / (2x_1).$$

Зная $h_1 h_2$ и $h_1 + h_2$, составляем уравнение

$$h_{1,2}^2 - 2h_c h_{1,2} + x_1^2 = 0,$$

откуда

$$h_{1,2} = h_c \mp \sqrt{h_c^2 - x_1^2}. \quad (36.9)$$

Учитывая, что точка x_2 лежит в области низких значений Z_a и может быть указана с существенной погрешностью, рассмотрим возможность определения глубины с использованием точки x_3 , в которой $Z_a = 0,75Z_{\max}$. Этот путь сводится к решению уравнения

$$(h_2 / h_1)^3 = [(h_2^2 + x_3^2) / (h_1^2 + x_3^2)]^2,$$

откуда

$$\begin{aligned} x_3^4 (h_1^2 + h_1 h_2 + h_2^2) + 2h_1^2 h_2^2 x_3^2 - h_1^3 h_2^3 &= 0; \\ x_3^2 &= [-h_1^2 h_2^2 + h_1 h_2 \sqrt{h_1 h_2} (h_1 + \\ &+ h_2)] / (h_1^2 + h_1 h_2 + h_2^2). \end{aligned} \quad (36.10)$$

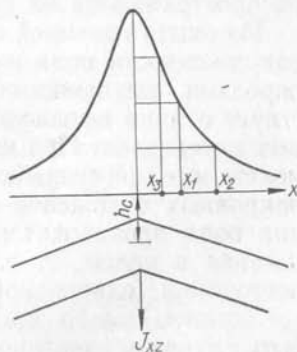


Рис. 80. Кривая Z_a над симметричной складкой при $\varphi = 90^\circ$.

Так как $h_1^2 + h_1 h_2 + h_2^2 = (h_1 + h_2)^2 - x_1^2$, то

$$x_3^2 = x_1^3 \frac{(h_1 + h_2) - x_1}{(h_1 + h_2)^2 - x_1^2} = \frac{x_1^3}{2h_c + x_1}$$

и

$$h_c = [x_1 / (2x_3^2)] (x_1^2 - x_3^2). \quad (36.11)$$

После определения h_c можно вычислить h_1 и h_2 по формуле (36.9) и найти мощность пород $h_2 - h_1$.

В общем случае, когда аномалия Z_a или ΔT несимметрична, можно выделить из нее четную и нечетную составляющие так же, как это делается для кривой над пластом большой мощности. Затем по четной составляющей (функции логарифма) вычисляем h_1 и h_2 с помощью формул (36.9)—(36.11). Углы падения крыльев определить не удастся, но при известном направлении намагниченности можно найти их разность $\alpha_2 - \alpha_1$, так как угол $\varphi + \alpha_2 - \alpha_1$ легко вычисляется по отношению четной и нечетной составляющей в любой точке профиля.

§ 37

ВЫДЕЛЕНИЕ ЗОН ЛИНЕЙНО МЕНЯЮЩЕЙСЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Все изложенные выше способы определения глубины и других элементов залегания геологических образований по создаваемому ими магнитному полю рассмотрены в предположении однородной намагниченности, т. е. при $J = \text{const}$. Границы распространения пород с однородной намагниченностью считаются четко выраженными. Но в природных условиях вряд ли можно встретить действительно однородно намагниченные породы. Описывая магнетизм горных пород (см. главу II), мы уже отмечали, что образцы одной и той же породы обладают разной намагниченностью. В практике магниторазведки однородная намагниченность понимается в том смысле, что средние значения намагниченности в пределах объемов, линейные размеры которых соизмеримы с глубиной их залегания, распространяются на весь массив пород.

Из опыта наземной съемки хорошо известны резкие колебания напряженности поля над многими ультраосновными и основными породами, выходящими на дневную поверхность, что свидетельствует о ярко выраженной неоднородности в небольших площадных интервалах. При измерении поля над теми же породами с самолета или при наземной съемке, но в условиях развития мощных покровных отложений изрезанность аномалий исчезает, изменения поля происходят плавно, характеризуя форму и положение массива в целом, т. е. кажущаяся намагниченность становится постоянной (однородной).

Заранее можно предвидеть, что в природных условиях могут быть случаи постепенного увеличения (или уменьшения) намагни-

ценности. Этого следует ожидать на площади развития скарновых магнетитовых месторождений, где содержание магнетита увеличивается от периферии к рудному скоплению; на эрозионном срезе крупных массивов основных пород, краевые части которых остывали раньше внутренних; в зонах развития гидротермальных процессов и при других условиях.

Закон поведения намагниченности пород во всех перечисленных случаях неизвестен, но опытные данные по измерению магнитной восприимчивости гидротермально измененных пород в некоторых районах показали, что изменения происходят по закону, близкому к линейному. Можно ожидать, что этот закон справедлив и в других названных выше случаях.

Можно вывести аналитическое выражение напряженности поля над объектом, намагниченность которого подчиняется любому закону, однако ценность такого выражения может быть реализована на практике лишь при условии, что этот закон заранее известен. Следовательно, первостепенное значение приобретает вопрос о том, как при рассмотрении карты (или профилей) магнитного поля той или иной территории установить, какие аномалии можно считать вызванными однородной намагниченностью, какие — неоднородной и по какому закону она изменяется.

Для выявления линейного закона поведения намагниченности можно рекомендовать преобразование наблюдаемого поля, а именно: рассматривать кривую не Z_a , а градиента Z_a по линии, перпендикулярной к оси аномалии, или, в случае крупных массивов, — по нормали к контуру аномалии. При линейном возрастании намагниченности пород кривую градиента Z_a можно считать аномалией Z_a при однородной намагниченности, которая равна приращению намагниченности в том интервале, в границах которого определяется градиент (рис. 81). Например, если интервал составляет 50 м, а намагниченность через каждые 50 м возрастает на $1 \cdot 10^{-3}$ СГС, то кривая градиента является аномалией напряженности поля Z_a над породой, намагниченность которой равна $1 \cdot 10^{-3}$ СГС. Эта «однородная» намагниченность заканчи-

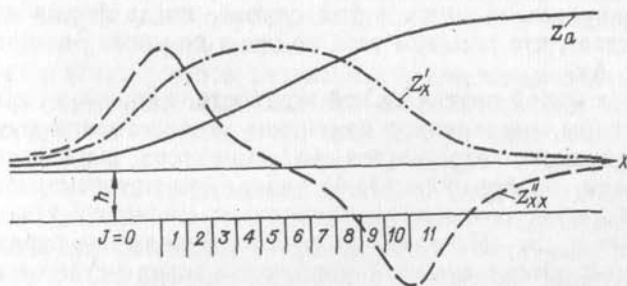


Рис. 81. Теоретические кривые поля Z_a и его градиентов над зоной линейно возрастающей намагниченности. Значения намагниченности даны в условных единицах.

вается там, где постепенно возрастающая реальная намагниченность достигает постоянного значения.

По кривой Z_a , показанной на рисунке, можно предполагать, что где-то вблизи точки перегиба проходит граница пород с разной намагниченностью, т. е. имеется контакт. Наиболее простым способом определения глубины залегания такого намагниченного тела и местоположения контакта пород является построение кривой градиента Z_a по оси x ; эту кривую можно рассматривать как аномалию напряженности поля над пластом, мощность которого равна интервалу Δx . В рекомендациях для применения этого способа указано, что интервал Δx следует брать меньше глубины залегания, следовательно, кривая Z'_x должна быть похожа на кривую Z_a над пластом малой мощности. Между тем по рисунку ясно видно, что аномалия Z'_x соответствует случаю, когда мощность тела во много раз превосходит глубину залегания. Именно это обстоятельство и может служить критерием, устанавливающим наличие зоны линейного возрастания намагниченности. Глубина залегания пород и мощность этой зоны могут быть вычислены одним из способов, рекомендуемых для тел, имеющих форму пласта большой мощности. Для этого построена кривая градиента Z''_{xx} второго порядка, по любой ветви которой можно найти глубину одним из способов, пригодных уже для пласта малой мощности. На теоретическом примере легко убедиться в правильности вычисленных значений.

Таким образом, указанное преобразование дает возможность обнаружить зоны линейно меняющейся намагниченности (при условии, что ширина зоны в несколько раз больше глубины залегания), вычислить ширину этих зон, намагниченность и глубину залегания пород.

При нелинейном возрастании намагниченности кривая Z_a будет более сложной. Использовать ее для заключения о размерах зоны и для вычисления глубины трудно, так как на форму кривой кроме меняющейся намагниченности влияют многие другие причины, в частности форма реального тела. Это замечание справедливо и для случая линейного изменения намагниченности; выводы будут правильными лишь в том случае, когда форма кривой Z'_x подтверждает, что размеры тела по оси x во много раз превосходят интервал Δx .

Для тел малой вертикальной мощности, например горизонтальной пластины, постепенное изменение мощности или намагниченности одинаково отражается на характере магнитного поля. В частности, из формулы (34.1) видно, что интенсивность аномалии Z_a в любой точке пропорциональна магнитному моменту сечения $M = J_{xz}S$. Поэтому по характеру поля над горизонтально залегающим объектом малой мощности нельзя установить, происходит ли постепенное повышение содержания магнитных минералов в горизонтальном направлении, например от краев пластины к центру, или постепенное увеличение мощности в том же направ-

лении. С учетом этого можно ожидать, что линзы терригенных пород в карбонатных толщах в ряде случаев способны создавать плавно меняющиеся аномалии даже при небольшой глубине залегания. Если глубину залегания такого объекта попытаться определить по формулам, справедливым для однородно намагниченной горизонтальной пластины, то она окажется намного больше действительной. Широкий максимум кривой Z'_x (или $\Delta T'_x$), т. е. наличие в пределах аномалии протяженных участков почти равных значений градиента, является признаком того, что происходит постепенное изменение элементов магнитного момента сечения тела с линейными размерами Δx . Современная точность измерений позволяет рекомендовать для вычисления h кривую $\Delta T''_{xx}$, к которой в данном случае применимы способы определения глубины, справедливые для горизонтального кругового цилиндра.

§ 38

УСЛОВИЯ ПРИМЕНЕНИЯ ПРОСТЫХ ФОРМУЛ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ГЛУБИНЫ И ЭЛЕМЕНТОВ ЗАЛЕГАНИЯ ТЕЛ

Способы определения глубины, элементов залегания и намагниченности тел простой формы имеют достаточно широкое применение при выяснении причин наблюдаемых изменений магнитного поля. Так, вычисление глубины до верхней кромки магнитных пород во многих случаях позволяет установить мощность перекрывающих немагнитных образований, в том числе и пород платформенного чехла, выснить основные черты рельефа кристаллического фундамента. Сведения об углах падения дают важный материал для заключений об особенностях складчатых и разрывных структур изучаемой территории, позволяют найти истинную мощность отдельных горизонтов и толщ магнитных осадочных и метаморфических пород. Прослеживание контактов интрузивных пород способствует выделению площадей, наиболее благоприятных для локализации ряда рудных месторождений. Определение мощности рудных тел, глубины залегания их верхних и нижних кромок дает первые представления о предполагаемых запасах полезных ископаемых.

Следует помнить, что в результате вычисления тех или иных параметров намагниченных тел мы фактически получаем всего лишь координаты особых точек или центра масс возмущающих объектов, выводы же о геологическом смысле этих результатов опираются на опыт применения метода в сходной геологической ситуации. Наиболее полное геологическое объяснение данных магниторазведки достигается при использовании уже известных сведений о геологическом строении изучаемой территории.

Существует множество способов вычисления глубины, элементов залегания и намагниченности пород по магнитным аномалиям. В параграфах 30—37 приведены лишь те из них, которые

являются сравнительно простыми и с успехом применяются наиболее часто либо предлагаются нами впервые. Большинство существующих способов, за исключением способов подбора, разработано для тел правильной геометрической формы, и применение любого из них в каждом конкретном случае требует обоснованного предположения о геометрической модели разреза.

Аномалии всегда создаются объектами, форма которых отличается от правильной, поэтому важно представлять, какой из известных способов наименее чувствителен к тому или иному отклонению реальной аномалии от теоретической, соответствующей телу правильной геометрической формы. Даже применительно к теоретически рассчитанным аномалиям один и тот же способ вычисления, например глубины, при разных значениях угла ϕ (между линией падения и проекцией вектора намагниченности на плоскость разреза) может дать разные, закономерно меняющиеся в зависимости от $|\phi|$ результаты. Так, если для вычисления глубины верхней кромки маломощных бесконечных по падению тел применять способ, использующий расстояние между точками экстремумов Z_a , то ошибка будет возрастать при уменьшении $|\phi|$, так как положение одного из экстремумов при этом будет устанавливаться все менее и менее надежно. В то же время применение другого простого способа, в котором используется расстояние между точками, где значение Z_a равно половине аномалии в начале координат, дает наименьшую ошибку при малых значениях этого угла, которая, однако, возрастает с приближением $|\phi|$ к 90° . Поэтому всегда следует обращать внимание именно на то, какие особенности аномального поля препятствуют или, наоборот, благоприятствуют использованию того или иного конкретного способа.

Глубину залегания, геометрические параметры и намагниченность тел, поля которых выражаются простыми формулами, вычисляют, как показано в § 30—36, составляя и решая необходимое количество уравнений. При известных значениях магнитного поля на плоскости можно составить множество уравнений, но не все они легко решаются, что можно видеть на примере даже относительно простых выражений Z_a для пласта большой мощности. В предшествующих параграфах данной главы подобраны наиболее простые уравнения с их решениями в виде готовых формул. Пользуясь этими формулами (или какими-либо другими, так как приведенные нами приемы решения не исчерпывают всех возможных), можно найти значения некоторых из неизвестных, входящих в аналитические выражения. Разумеется, что могут быть вычислены только те величины, которые входят в уравнения. Нет надобности доказывать, что для реального тела, поле которого похоже на поле горизонтального кругового цилиндра, нельзя рассчитать глубину верхней кромки, так как аналитическое выражение включает магнитный момент сечения тела $M = JS$; площадь сечения S может быть определена лишь при условии, что имеются дополни-

тельные сведения о намагниченности, полученные независимо от измерений напряженности магнитного поля по рассматриваемому профилю.

В частности, возможен такой случай, когда прослеживаемое магнитным методом тело на некотором удалении от рассматриваемого профиля выходит на поверхность или вскрыто горными выработками. В этих условиях может быть определена намагниченность исследуемой залежи. Если есть основания считать среднюю намагниченность неизменной на всем протяжении тела, то можно вычислить площадь сечения. Отсюда, однако, не следует, что при известной площади сечения можно найти радиус круга и определить глубину верхней поверхности, так как реальные геологические тела, несомненно, имеют другую форму сечения. При значительной удаленности от поверхности наблюдения магнитное поле реального тела с сильно вытянутым сечением становится неотличимым от поля кругового цилиндра, вследствие чего можно вычислить только глубину залегания центральной точки сечения.

Точно так же нельзя определить мощность пласта, если наблюдаемая над ним аномалия соответствует полю пласта малой мощности (глубина залегания значительно больше мощности); для вычисления глубины верхней кромки используют приемы, рекомендуемые для такого случая. Кроме глубины и угла ϑ вычисляют произведение намагниченности и мощности. Если намагниченность известна, можно найти мощность. В практике часто бывает, что мощность пласта по какому-либо разрезу известна (например, тело вскрыто канавой). Измеряя намагниченность по этому разрезу, можно распространить полученное значение на другие участки, не вскрытые горными выработками.

Рекомендуемые для вычисления глубины формулы применимы к телам лишь той формы, для которой составлено уравнение. Использование определенного приема вычислений для тела, магнитное поле которого существенно отличается от теоретического, не может дать удовлетворительных результатов. Строго говоря, таких тел, для которых даны аналитические выражения, в природе не существует, но при известном соотношении между линейными размерами тела и расстоянием до него от точки наблюдений напряженность поля может быть очень близкой к описываемой простыми математическими формулами.

Рассмотренные простейшие формы тел разделяются на две группы: 1) проекция тела на горизонтальную плоскость равноосная или близкая к ней (вертикальный стержень, шар и др.); 2) проекция тела на горизонтальную плоскость имеет одну из осей, бесконечную по простиранию.

Тела первой группы встречаются очень редко, второй группы — никогда. Однако в подавляющем большинстве случаев при вычислении глубины и других элементов залегания применяют формулы, выведенные для тел второй группы. Объясняется это тем, что магнитное поле по профилям, пересекающим вытянутую магнит-

ную аномалию в центральной части, мало отлично от теоретического, если продольная ось аномалии в несколько раз превосходит поперечную. Определить строго границы аномалии очень трудно; обычно имеются в виду те контуры, в пределах которых используются значения напряженности поля для вычисления глубины и элементов залегания тела.

Рассмотрим два предельных случая: магнитное поле вертикального стержня (тело в проекции на горизонтальную плоскость не имеет простирания) и пласта малой мощности вертикального падения и бесконечного по простиранию; оба тела имеют бесконечное распространение на глубину. Как известно (см. § 32), глубина залегания пласта может быть определена по простой формуле $h = \pm x_1$, где $\pm x_1$ — абсциссы точек, в которых $Z_a = 0,5Z_{\max}$.

Напишем аналогичное уравнение для стержня (см. § 30). Решив его, найдем $h = \pm 1,3x_1$. Следовательно, если при вычислении заменить стержень тонким пластом, то вместо действительной глубины h получим $0,77h$.

Выражение Z_a для пласта малой мощности ограниченного распространения по простиранию $2l$ отличается от уравнения для пласта бесконечной протяженности на множитель $l(l^2 + h^2 + x^2)^{-1/2}$. При $l = 2h$ этот множитель в пределах изменения x от 0 до h меньше единицы на величину до 18%, а в пределах от h до $2h$ — до 33%. Если же кривые Z_a над ограниченным и бесконечным пластами изображать в масштабе $Z_{\max} = 1$, то расхождения между ними станут в несколько раз слабее. Применяя к полю ограниченного по простиранию пласта (длиной от $-2h$ до $+2h$) ту же формулу для вычисления глубины залегания, получаем $h = \pm 1,07x_1$, т. е. ошибка будет около 7%. Если такой результат считать удовлетворительным, то оказывается, что для применения рассматриваемой (наиболее распространенной) формулы вычисления глубины залегания достаточно, чтобы размеры пласта по простиранию были больше глубины верхней кромки в 4 раза.

Сравним два других крайних случая: магнитное поле над шаром и бесконечно длинным горизонтальным круговым цилиндром. Как известно, центр сечения кругового цилиндра при вертикальном намагничении определяется формулой $h = \pm x_1$, где $\pm x_1$ — абсциссы точек, в которых $Z_a = 0$. Если этот же прием применить к полю шара, то получим $h = \pm 0,7x_1$, т. е. заменяя шар цилиндром, вместо действительной глубины центра шара h имеем $1,42h$.

Аналитическое выражение поля над цилиндром ограниченных размеров по простиранию значительно сложнее, чем над пластом. Приближенными вычислениями легко можно убедиться, что при четырехкратном превышении длины цилиндра сравнительно с глубиной залегания центра его сечения ошибка рассчитанного по указанной формуле значения h резко снижается и становится меньше, чем при тех же условиях для пласта.

Вопрос о том, можно ли в каждом конкретном случае пользоваться формулами, справедливыми для тел бесконечно большой протяженности, возникает до вычисления глубины залегания, следовательно, критерии применимости этих формул должны быть найдены по распределению поля на плоскости наблюдений. Сомнения в возможности применения этих формул возникают тогда, когда изолинии Z_a (или ΔT) имеют эллиптическую форму с небольшим отношением осей (первые единицы). По мере удаления от продольной оси контуры аномалии приближаются к окружностям, так как поле любого трехмерного тела на большом удалении становится близким к полю шара. Отсюда следует, что допустимость применения формул, справедливых для тел бесконечной протяженности по простиранию, связана с тем, какие значения Z_a предполагается использовать.

Весьма приближенные расчеты и имеющийся опыт показывают, что для вычисления глубины и элементов залегания геологических объектов надо брать значения поля в таких точках, которые лежат в пределах области, ограниченной изолинией с отношением осей образуемого ею контура не меньшим чем 4 : 1. В этой области, охватывающей центральную часть аномалии, направление изолиний практически совпадает с простиранием пород. Для вычислений используют кривую напряженности по линии, перпендикулярной к простиранию пород и проходящей через центральную часть аномалии. Указание о предпочтении значений поля в пределах сильно вытянутых контуров изолиний относится не только к периферической, но и к центральной части аномалий.

Аналитические выражения напряженности поля сильно упрощаются, если считать нижнюю границу намагниченного тела удаленной на бесконечно большую глубину, т. е. пренебречь влиянием нижней полюсной поверхности. Многие практические формулы выведены именно при этом или при другом крайнем условии, когда полюсные линии бесконечно сближены (поле кругового цилиндра). Исследовать, как сказываются отклонения от этих предположений на точности формул, в общем виде невозможно. Рассмотрим это влияние применительно к простейшим случаям.

Предположим, что вертикально падающий пласт, намагниченный по падению, залегает на глубине h_1 , а распространение его на глубину $h_2 = 5h_1$, т. е. размеры пласта по падению в 4 раза превышают глубину верхней кромки. Нетрудно подсчитать, что определение глубины верхней кромки по абсциссам полумаксима даст результат $h_1 = 1,22x_1$ или $x_1 = 0,82h_1$, т. е. вычисленная по этой формуле глубина меньше действительной на 18%. Величина h_1 означает глубину залегания полюсной линии; в вертикальном сечении реального тела полюсная точка находится не на поверхности, а внутри тела на некотором расстоянии от верхней кромки, вследствие чего глубина верхней кромки меньше глубины полюсной линии и полученное решение может оказаться близким к действительному. Это замечание показывает, что при

очень большом распространении пласта по падению вычисленная указанным способом величина h_1 превышает глубину верхней кромки; это расхождение тем заметнее, чем больше горизонтальная мощность тела.

Если для вычисления глубины верхней кромки пласта, ограниченного по падению, применить другой способ, основанный, например, на использовании максимальных значений Z_a на двух высотах при бесконечном распространении пласта на глубину, то нетрудно показать, что рассчитанная глубина h_1 будет меньше заданной на величину, пропорциональную отношению $h_1 : h_2$. В случае, когда отношение $h_2 : h_1 < 3$, вычисление глубины верхней кромки пласта по формулам, справедливым для пластов бесконечного распространения на глубину, не может дать удовлетворительных результатов. При расчете же глубины центральной линии тела вполне можно применить формулы для кругового цилиндра. Пользуясь формулой $h = \pm x_1$, где x_1 — абсцисса точек, в которых $Z_a = 0$, при отношении $h_2 : h_1 = 3$ получаем $h = \pm 1,15x_1$, т. е. ошибка равна 15%. Если же $h_2 : h_1 = 1,5$, то $h = 1,02x_1$.

Определение глубины залегания нижней границы намагниченных тел по аномальному магнитному полю имеет большое значение при поисках и разведке рудных месторождений, изучении структурно-тектонических особенностей крупных геологических регионов в связи с поисками нефти и газа, исследовании верхней части земной коры.

Как уже подчеркивалось выше, магнитные аномалии над геологическими объектами во всех случаях должны быть представлены положительными и отрицательными значениями Z_a (или ΔT). При намагничении горных пород по направлению, совпадающему с направлением современного магнитного поля Земли, влияние нижней границы намагниченного тела проявляется в виде отрицательных значений Z_a (или ΔT), окаймляющих область положительных значений. Нетрудно подобрать два тела, резко разных по глубине залегания нижней границы, над которыми напряженность поля в области положительных значений будет почти одинакова начиная с некоторого удаления от точек, в которых $Z_a = 0$; разница же в глубине залегания нижней границы найдет отражение в относительной амплитуде и местоположении минимальных значений Z_a . Следовательно, для определения глубины залегания нижней границы необходимо иметь данные о напряженности поля не только над самим намагниченным телом, но и на значительном удалении от него в плоскости измерений.

Имеется несколько работ, в которых делается попытка рассчитывать непосредственно глубину залегания нижней кромки тела по относительной напряженности поля в области отрицательных значений Z_a (или ΔT). Предлагаются формулы и палетки для вертикальных пластов и уступов при вертикальной намагниченности и известной глубине верхней кромки. В большинстве же

работ ставится задача о нахождении не нижней границы, а центра трехмерного тела или центра нормального сечения бесконечно вытянутого тела. Глубину нижней границы представляют как удвоенное расстояние между верхней кромкой и этим центром. Координаты центра тел простой формы при любом направлении намагниченности легко определить, используя магнитное поле на двух уровнях.

Для тел резко неправильной формы некоторые авторы рекомендуют уравнивания, включающие отношения моментов. Путем различных преобразований аналитических выражений Z_a и H_a получают выражения h_c и x_c в форме отношения интегралов по x и y или по x , содержащих те или иные производные магнитного потенциала и функции вида $x^n y^m$ или $x^n \pm y^m$.

Трудности практического использования предлагаемых формул заключаются в том, что требуются данные о напряженности поля по оси x (для двумерной задачи) на расстоянии от эпицентра, раз в десять превышающем линейные размеры тела в сечении. В реальной ситуации редко встречаются случаи, чтобы на столь большом расстоянии от объекта исследований отсутствовали аномалии от других тел. Усилиями исследователей удается снизить указанное требование при благоприятных условиях приблизительно до шестикратного превышения.

На таком расстоянии от центра аномалии магнитное поле сильно вытянутого цилиндрического тела любого сечения можно считать равным полю кругового цилиндра и, следовательно, определять положение центральной точки сечения по простой формуле.

При вертикальном намагничении кругового цилиндра ($\theta = 0^\circ$) поле

$$Z_a = 2M [(h^2 - x^2)/(h^2 + x^2)^2].$$

Полагая $x \gg h$, получаем

$$\lim_{x \rightarrow \infty} (Z_a x^2) = -2M.$$

Таким же путем находим

$$\lim_{x \rightarrow \infty} (H_a x^3) = -2M \cdot 2h_c,$$

откуда следует

$$h_c = \lim_{x \rightarrow \infty} (H_a x^3) / [2 \lim_{x \rightarrow \infty} (Z_a x^2)] = (1/2) \lim_{x \rightarrow \infty} [(H_a/Z_a) x]. \quad (38.1)$$

Легко вывести аналогичную формулу для трехмерного тела, пользуясь аналитическими выражениями напряженности поля над шаром:

$$h_c = \lim_{x \rightarrow \infty} (H_a x^4) / [3 \lim_{x \rightarrow \infty} (Z_a x^3)] = (1/3) \lim_{x \rightarrow \infty} [(H_a/Z_a) x]. \quad (38.2)$$

При $x > h$ более точная формула поля кругового цилиндра имеет вид

$$Z_a x^2 = 2M(-1 + 3a^2),$$

где $a^2 = h^2 : x^2$.

Если сечение цилиндрического тела считать эллиптическим с очень большим отношением вертикальной оси к горизонтальной (т. е. предполагать, что аномалия создана двумя нитями полюсов с расстоянием между ними $2l$), то при $h \approx l$

$$Z_a x^2 = 2M(-1 + 4a^2),$$

т. е. при той же протяженности профиля ошибка составляет 11%.

Таким образом, из элементарной теории следует, что глубину центра сечения вытянутого тела (или геометрического центра трехмерного тела) можно определить простым способом, если использовать напряженность поля в тех же удаленных границах, которые необходимы для применения более сложных приемов. Однако рассмотренный прием вычисления h_c пригоден лишь для случая вертикальной намагниченности (симметричной кривой Z_a), а результат расчетов в большей мере зависит от ошибки в выборе нормального поля и от случайных погрешностей измерения, чем при вычислениях по отношению моментов.

Чтобы распространить простой прием вычислений h_c на асимметричные кривые, уменьшить зависимость результата от погрешностей измерений, резко сократить необходимую длину профиля, используем кривые полной напряженности T_a , ограничиваясь при этом двумерной задачей. Кривая T_a над круговым цилиндром при любом угле ϑ будет симметричной.

В практике магниторазведки симметричные кривые получают только в исключительных случаях. По линии x симметричные отрезки кривой T_a появляются только за пределами проекции тела на плоскость измерений, откуда видно, какую часть кривой следует использовать для вычисления h_c . Другой путь получения аномалии T_a , близкой к симметричной, — пересчет Z_a и H_a на большую высоту и построение кривой T_a на новом уровне.

По видимому, более успешное решение задачи о сокращении длины профиля можно найти, если использовать кривую магнитного потенциала, а не первой его производной. Это следует из общих теоретических соображений: чем выше порядок производных, тем рельефнее выступает влияние близко расположенных масс. Следовательно, чтобы увеличить относительный эффект нижней границы, надо ввести в рассмотрение производную нулевого порядка, т. е. кривую потенциала (это подтверждается исследованиями гравитационного поля Δg с аналогичной целью).

Сравним выражение (31.15) с уравнением магнитного потенциала для кругового цилиндра при $\vartheta = 0^\circ$. Возвращаясь к приему, использованному для вывода аналитических формул Z_a и H_a кругового цилиндра, можем утверждать, что потенциал

$$U = 2Mh/(h^2 + x^2); \quad (38.3)$$

из этой формулы могут быть получены значения Z_a и H_a для кругового цилиндра путем дифференцирования по x и h .

Формулы (38.3) и (31.15) отличаются только постоянным множителем от выражения Z_a для пласта малой мощности, намагниченного по падению и распространяющегося на бесконечную глубину. Следовательно, к ним применимы все способы вычисления h по симметричной кривой над пластом. Из наиболее простых приемов прежде всего надо выделить следующий:

$$h_c = 0,5(x_1 - x_2), \quad (38.4)$$

где x_1 и x_2 — абсциссы точек, в которых $T_a = 0,5T_{\max}$.

Как известно, глубина h_c центра кругового цилиндра определяется половиной расстояния между точками, где $Z_a = 0$ (для симметричной кривой.) Применение этого способа затруднено в случае $\vartheta \neq 0^\circ$, хотя один из приемов указан в § 32.

При неглубоком залегании верхней кромки тела с ограниченным распространением его на глубину положение точек, где $Z_a = 0$, сильно зависит от горизонтальной мощности тела и в определенной мере от размеров сечения тела по падению. Если кривая T_a в области больших значений далека от симметричной, но за пределами $0,5T_{\max}$ не осложнена влиянием других источников, полезно использовать значения T_i в более удаленных точках x_i :

$$h_c = x_i \sqrt{T_i / (T_{\max} - T_i)},$$

эта формула получается из отношения $T_{\max} : T_i$ на основе выражения (31.15).

В некоторых случаях для вычисления h_c цилиндрических тел можно привлекать абсциссы точек, в которых $Z_a = 0$ на разных высотах. Полагая общее выражение (31.2) равным нулю, находим корни этого уравнения

$$x_3 = -h_c(\operatorname{tg} \vartheta - \operatorname{sc} \vartheta); \quad x_4 = -h_c(\operatorname{tg} \vartheta + \operatorname{sc} \vartheta).$$

Пользуясь ими, записываем квадратное уравнение в виде произведения

$$[x + h_c(\operatorname{tg} \vartheta - \operatorname{sc} \vartheta)][x + h_c(\operatorname{tg} \vartheta + \operatorname{sc} \vartheta)] = 0.$$

Здесь каждый из множителей представляет собой уравнение прямой, проходящей через центр h_c и одну из точек, где $Z_a = 0$. Следовательно, найдя точки перехода кривой Z_a через нуль на двух достаточно удаленных уровнях и проведя через каждую пару этих точек прямые, мы должны получить их пересечение, совпадающее с положением центра h_c . Из уравнений видно, что линии пересекаются под прямым углом (произведение угловых коэффициентов равно минус единице); это может служить критерием правильности решения задачи.

При неглубоком залегании цилиндрического тела с сечением, сильно отличным от круга, надо использовать точки перехода Z_a (или ΔT) через нуль на более высоких уровнях, чем исходный.

Таким же способом можно получить положение центра h_c по пересечению прямых, проведенных через две пары точек на двух уровнях (еще лучше на трех), соответствующих координатам, где $T_a = 0,5T_{\max}$. При использовании этой кривой потребуются меньшая высота пересчета, чем для Z_a , так как кривая T_a над цилиндрическим телом произвольной формы приближается к аномалии над круговым цилиндром быстрее по сравнению с кривой Z_a .

Точки перехода Z_a через нуль оказываются удобными и для вычисления глубины нижней границы пласта малой мощности ограниченного распространения на глубину при любых углах его падения и наклона вектора намагниченности.

Из рассмотренных простых примеров следует, что магнитное поле одного и того же тела можно аппроксимировать полем разных тел простейших форм в зависимости от соотношения между линейными размерами тела и расстоянием до поверхности измерений. Разумеется, что в этих элементарных случаях можно составить и решить задачи, предусматривающие наличие двух полюсных линий на некотором конечном расстоянии. Но в общем случае, когда в качестве неизвестных войдут ограничения по простиранию и падению, горизонтальная мощность тела, намагниченность, углы падения и направления вектора намагниченности, уравнения становятся чрезвычайно сложными. В зависимости от картины распределения напряженности магнитного поля и имеющихся сведений о геологической обстановке, а также результатов других геофизических работ возникает возможность упростить сложные аналитические выражения и затем включить в рассмотрение такие параметры, которые первоначально (в целях упрощения) считались заданными (например, бесконечно удаленная нижняя граница, бесконечно малая мощность тела, ничтожно малое расстояние между полюсами и т. д.). Чтобы реализовать эти возможности, надо обращаться не к готовым формулам, определяющим какой-либо параметр из общего упрощенного аналитического выражения, а к основам построения соответствующих уравнений.

Из аналитических выражений напряженности поля над телами простейших форм, охватывающих предельные случаи взаимного расположения полюсов, полюсных линий и полюсных плоскостей (бесконечно близкое и бесконечно удаленное), следует, что по аномалиям тел с небольшой горизонтальной мощностью (меньше глубины залегания) можно оценить глубину верхней кромки по половине расстояния между точками, где $Z_a = 0,5Z_{\max}$. Формула справедлива для тел бесконечно малой мощности. Но так как все реальные тела обладают определенной мощностью, то указанное расстояние возрастает с ее увеличением, следовательно, вычисленная по этой формуле глубина будет преувеличенной. Поэтому лучше считать, что глубина верхней кромки равна или меньше половины расстояния между точками со значениями $Z_a = 0,5Z_{\max}$.

Этот вывод очень полезно применять при малой мощности наносов, под которыми скрыты магнитные породы с неоднородной намагниченностью. Резко меняющееся поле имеет множество положительных и отрицательных пиков, по которым легко оценить глубину залегания пород. Так как измерения в отдельных точках не могут отметить всех изменений поля и не всегда линии съемки идут перпендикулярно к простиранию осей мелких аномалий, можно считать, что глубина залегания, определенная по наиболее острым пикам, не меньше действительной. По тому же признаку (изрезанность поля) на магнитных картах, охватывающих очень крупные территории (аэромагнитная съемка), легко выделяются площади с существенно разной глубиной залегания кристаллических пород.

Пользуясь аналитическими выражениями напряженности поля над изолированными телами простейших форм, можно написать уравнения для любого количества тел различной формы в различном сочетании и найти способы вычисления входящих в них параметров. Однако трудности, возникающие при этом, вполне очевидны: требуется достаточно обоснованное предварительное представление не только о форме, но и о взаимном расположении тел.

При сложных магнитных аномалиях, когда поля одних тел накладываются на поля других, применяют приемы разделения аномалий с целью последовательного выявления изолированных аномалий, к которым применимы относительно простые способы вычисления глубины, элементов залегания и намагниченности тела. Для выделения обширных аномалий, связанных с крупными геологическими образованиями, применяют методы осреднения поля по окружностям определенных радиусов или пересчет поля на уровень, расположенный значительно выше поверхности наблюдений, где аномалии относительно малых тел практически исчезают. Для обособления мелких аномалий используют разностное поле между первичным и осредненным или по исходному полю находят трансформированное путем дифференцирования.

Способы вычисления глубины и элементов залегания намагниченных тел по готовым формулам, пригодным для простейших форм, далеко не всегда применимы на практике, так как очень многие поля создаются такими телами, которые даже весьма приближенно не могут быть аппроксимированы простыми геометрическими фигурами. Более широкие возможности открываются при трансформации наблюдаемого поля путем интегрирования или дифференцирования, а также путем пересчета на уровень выше или ниже поверхности наблюдений. Выбор способа трансформации зависит от характера поля и поставленных геологических задач.

Используемая в магниторазведке теория магнитного поля разработана в предположении однородной намагниченности отдельных геологических тел. В реальной ситуации это условие

соблюдается не всегда. Однако если изменения намагниченности беспорядочны, а ее среднее значение для крупных участков объекта одинаково, то такая неоднородность при некотором удалении поверхности измерений от тела не отражается на магнитном поле и, следовательно, разработанная теория вполне применима. Но в природе существуют и закономерные изменения намагниченности пород в определенном направлении, например в плоскости эрозийного среза интрузии от центра к периферии, в скарновых магнетитовых месторождениях, в зонах гидротермальных изменений пород и т. д. Тщательное изучение намагниченности пород в этих условиях показывает, что поведение намагниченности подчиняется закону, близкому к линейному. Выше уже было показано, к каким приемам следует прибегать в этих случаях.

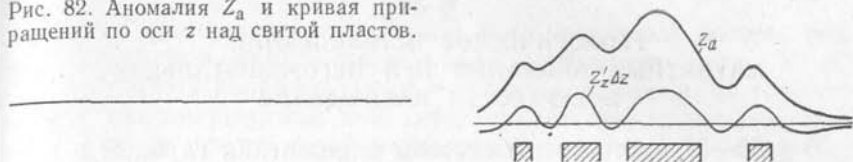
Практическое применение выводов из теории магнитного поля намагниченных тел в некоторой мере упрощается с помощью палеток и номограмм. Опубликованы атласы кривых для тел простейших форм при разном их положении в пространстве. Для вычисления элементов залегания тел, ограниченных поверхностями второго порядка, предложены палетки, по которым находят нужное решение на основе совпадения наблюдаемой кривой с одной из теоретических. Связь между абсциссами некоторых точек кривых и глубиной залегания намагниченных тел послужила основой для определения глубины так называемым способом касательных. Этот способ в той или иной мере пригоден для аномалий Z_n , созданных вертикально падающими, распространяющимися на большую глубину телами пластовой формы. Для других условий применимость этого способа не доказана ни теоретически, ни экспериментально.

В последние годы разрабатываются алгоритмы и программы, позволяющие использовать ЭВМ для вычисления элементов залегания намагниченных тел по магнитным аномалиям. При этом можно находить положение в разрезе сразу нескольких намагниченных тел, сумма аномалий которых должна удовлетворять наблюдаемому полю во многих точках.

Любые способы определения пространственного положения намагниченных тел требуют предварительного представления о возможной форме тела и его простирации, для чего надо рассматривать магнитное поле на территории, большей, чем площадь проекции тела на поверхность наблюдений. Магнитное поле любого геологического объекта включает положительные и отрицательные значения, соотношения между которыми зависят от глубины залегания, положения тела в пространстве, ориентировки его относительно магнитного меридиана, от широты местности.

На картах крупных площадей бывает трудно оконтурить единую аномалию, указать ее положительную и отрицательную части, так как изображенное сложное поле создано многими телами разных размеров, разной намагниченности, расположенными на раз-

Рис. 82. Аномалия Z_a и кривая приращений по оси z над свитой пластов.



ных уровнях. В связи с этим надо очень тщательно выбирать аномалии, по которым предполагается вычислять углы падения пород и их распространение на глубину.

С учетом особенностей поля обосновывают выбор способа вычислений. Рассчитывать, например, глубину по одной и той же кривой многими способами бессмысленно, но применять разные способы к разным аномалиям, созданным телами одной и той же формы, может быть целесообразно, так как реальные аномалии в той или иной мере отличны от теоретических: у одной недостаточно четко выражен минимум, у другой не совсем определенно устанавливается точка перегиба, у третьей присутствует некоторый постоянный фон и т. п. Трансформации аномалий тоже должны быть хорошо продуманы, и не всегда их надо выполнять для всей площади.

В практике применения магнитного метода довольно часто встречаются сложные поля, вызванные, например, свитой пластов с высокой намагниченностью, разделенных немагнитными породами (рис. 82). Хорошо прослеживаемые на соседних маршрутах максимумы и минимумы указывают на присутствие ряда пластов, но разделить их и вычислить глубину залегания трудно из-за недостаточно отчетливого расчленения кривой по профилю на отдельные аномалии. Если мощность пластов равна или даже меньше глубины залегания, то строить кривую приращения аномалии по оси x бесполезно. Для более резкого расчленения кривой Z_a целесообразно рассчитать кривую приращения по вертикали, которую можно рассматривать как аномалию напряженности поля над верхними срезами пластов на глубину Δz . По хорошо выделившимся аномалиям можно вычислить глубину залегания осевой линии срезанных частей по формулам для кругового цилиндра. Если есть кривые с плоским максимумом, указывающим на значительную горизонтальную мощность тела сравнительно с глубиной залегания, можно построить кривую приращения по оси x .

Критерием возможности применять формулы, справедливые для кругового цилиндра, является следующее условие: площадь треугольника, основание которого равно интервалу между точками, где $Z_a = 0$, а высота соответствует значению Z_a в начале координат, должна быть приблизительно равна площади, ограниченной положительной частью кривой Z_a (или ΔT) и осью x . Для приближенной оценки можно использовать значение Z_a не в начале координат, а максимальное.

**ГЕОЛОГИЧЕСКОЕ ИСТОЛКОВАНИЕ
МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ ПРИ НЕГОРИЗОНТАЛЬНОЙ
ПОВЕРХНОСТИ НАБЛЮДЕНИЙ**

В § 30—37 рассмотрены способы определения глубины и элементов залегания намагниченных тел по распределению поля на горизонтальной плоскости. Но на практике магнитные измерения часто проводят в условиях сложного рельефа, характер которого надо учитывать при геологическом объяснении аномалий и установлении пространственного положения источников поля.

Остановимся сначала на случае, когда разрез сложен в основном немагнитными породами, вмещающими отдельные магнитные тела. Тогда решение вопроса о необходимости и способе учета влияния рельефа немагнитных пород зависит от того, допустима ли замена реальной линии наблюдений наклонной прямой. Если расхождения между этими линиями в точках, которые предполагается использовать для вычисления параметров тела, много меньше ожидаемой глубины его залегания, то такая замена вполне приемлема.

Введем новую систему координат, в которой ось x направлена по наклонной линии профиля и отклонена от горизонта на угол β , а ось h перпендикулярна к ней и направлена в нижнее полупространство (рис. 83). За положительное направление оси x , как

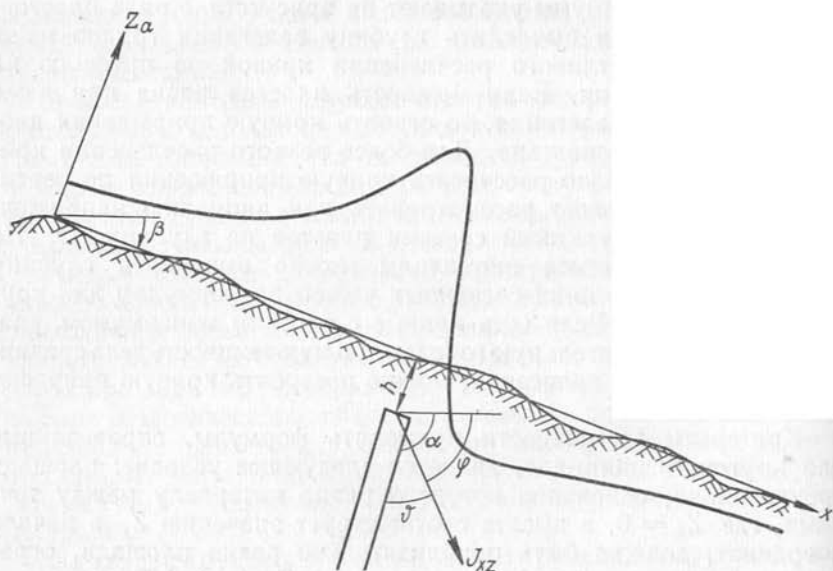


Рис. 83. Аномалия Z_a над пластовым телом при наклонной поверхности наблюдений.

обычно, примем северные румбы или магнитный восток; ось x ориентирована вкрест простирания магнитного тела. Угол β будем считать положительным, если ось x отклонена от горизонта вниз. Рассмотрим, как изменится аналитическое выражение Z_a , на примере пласта малой мощности, безграничного по простиранию и падению.

Формула (23.19) аномалии Z_a такого пласта справедлива для случая, когда начало координат расположено в точке, являющейся проекцией середины верхней кромки пласта на линию профиля, а абсцисса x есть расстояние до точки наблюдения. Перенесем начало координат в саму точку наблюдения и обозначим через x расстояние от этой точки до проекции середины верхней кромки на линию профиля. Такая замена приведет к изменению знака перед x в выражении (23.19), которое теперь примет вид

$$Z_a = 2J \cdot 2b [(h \cos \vartheta + x \sin \vartheta)/(h^2 + x^2)] \sin \alpha (\sin i/\sin \varphi).$$

Запишем это уравнение в новой системе координат, повернутой на угол β по отношению к старой, используя при этом известные формулы преобразования: $x' = x \cos \beta - h \sin \beta$; $h' = x \sin \beta + h \cos \beta$, где x' , h' — старые координаты; x , h — новые. В наклонной системе координат с началом в точке наблюдения получим

$$Z_a = 2J \cdot 2b \sin \alpha \frac{h \cos (\vartheta + \beta) + x \sin (\vartheta + \beta)}{h^2 + x^2} \cdot \frac{\sin i}{\sin \varphi}. \quad (39.1)$$

Напомним, что $2b \sin \alpha$ есть истинная мощность пласта. Если считать, что верхняя кромка пласта в условиях расчлененного рельефа не горизонтальна, а срезана в соответствии с наклоном рельефа, то истинная мощность будет $2b \sin (\alpha - \beta)$, где $2b$ — кажущаяся мощность пласта по наклонной линии наблюдения. Учитывая это и перенося начало координат в точку, являющуюся проекцией середины верхней кромки теперь уже на наклонную линию наблюдений, можем записать

$$Z_a = 2J \cdot 2b \frac{h \cos (\vartheta + \beta) - x \sin (\vartheta + \beta)}{h^2 + x^2} \sin (\alpha - \beta) \frac{\sin i}{\sin \varphi}, \quad (39.2)$$

где x — абсцисса точки наблюдения, отсчитанная по линии склона.

Сравнивая выражения (39.2) и (23.19), видим, что они совершенно одинаковы по структуре. Из этого следует, что все способы вычисления глубины и элементов залегания пласта при горизонтальной и наклонной поверхности наблюдений одинаковы. Следует лишь помнить, что глубину h в рассматриваемом случае надо отсчитывать по нормали к склону и что формулы, справедливые для определения ϑ , дают теперь угол $\vartheta + \beta$.

Аналогично можно показать, что эти рассуждения справедливы также для аномалий H_a и ΔT . В последнем случае в аналитические выражения вместо угла ε войдет угол $\varepsilon + \beta$. В равной мере сделанные выводы справедливы и для любых других простых тел. Заметим лишь, что для пласта при наклонной поверхности

наблюдений величина $2b$ есть ширина верхней кромки пласта вдоль наклонной линии профиля, т. е. эта кромка предполагается параллельной поверхности наблюдений.

В условиях, когда из-за большой глубины залегания намагниченных тел реальную линию наблюдений нельзя заменить наклонной прямой, возникает необходимость пересчета поля на горизонтальную или наклонную линию. Так как глубина верхней кромки и положение контактов пластовых тел наиболее достоверно устанавливаются при малом удалении от источников аномалии, то целесообразнее пересчитывать поле на наклонную линию, точки которой максимально приближены к физической поверхности. Соответствующие программы для ЭВМ имеются. Они предусматривают прежде всего нахождение такого фиктивного распределения намагниченности, причем на физической поверхности измерений, которое удовлетворяло бы наблюдаемому полю. Предполагается, что все фиктивные вертикально падающие и вертикально намагниченные пласты выходят на поверхность измерений. В качестве первого приближения (как это было сделано в предшествующих изданиях учебника) считают, что в точке x_i интенсивность аномалии Z_i определяется только пластом с номером i . В действительности же, так как углы наклона линии профиля меняются, то углы видимости верхних кромок других пластов из точки i в общем случае не равны нулю, поэтому выражение $J_i = Z_i / (2\pi \cos \beta_i)$ является приближенным. При этом приближении с помощью ЭВМ вычисляют магнитное поле, которое должно бы наблюдаться на физической поверхности. Определяют разницу dZ_i между вычисленным и измеренным полем в каждой точке и приписывают фиктивным пластам новое значение намагниченности

$$J'_i = J_i + dZ_i / (2\pi \cos \beta_i).$$

Затем рассчитывают аномалию Z_a при новых значениях J'_i , вновь сравнивают ее с наблюдаемой, находят новые поправки к J_i и т. д. Этот итерационный процесс продолжается до тех пор, пока разность dZ_i не станет меньше некоторой заданной величины ν_i .

Такой подход возможен вне зависимости от того, какими породами сложен рельеф — магнитными или немагнитными; но в первом случае сеть точек, используемых для нахождения распределения фиктивной намагниченности, должна быть намного гуще.

Установив распределение намагниченности, пусть фиктивное, но отвечающее наблюдаемому полю, нетрудно вычислить, каким будет поле в любых точках верхней полуплоскости, для этого надо рассчитать прямой эффект от источников, координаты и намагниченность которых известны. Пересчитав аномалию Z_a на горизонтальную (а лучше, по нашему мнению, на наклонную) линию, используем ее для определения глубины и других элементов залегания магнитных пород.

**СВЯЗЬ МЕЖДУ АНАЛИТИЧЕСКИМИ ВЫРАЖЕНИЯМИ
МАГНИТНОГО И ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЕЙ**

В теории потенциала доказывается, что аналитическое выражение магнитного потенциала может быть представлено первой производной гравитационного потенциала; напряженности магнитного поля — второй производной гравитационного потенциала и т. д. Эти соотношения отражают тот факт, что, хотя то и другое поле создается всей массой возмущающего тела, но сила магнитного притяжения при однородной намагниченности условно может рассматриваться как результат действия масс, расположенных только на его поверхности.

Связь между магнитным U и гравитационным V потенциалом при однородной намагниченности и плотности возмущающего тела описывается формулой Пуассона

$$U = - [1/(f\sigma)] (J_x V'_x + J_y V'_y + J_z V'_z), \quad (40.1)$$

где f — гравитационная постоянная, равная $6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{г} \cdot \text{с}^2)$ в системе СГС или $6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot (\text{м}^2/\text{кг}^2)$ в системе СИ; σ — избыточная плотность, т. е. разность между плотностью тела, создающего аномалию, и плотностью вмещающей среды; J — разность намагниченности того же тела и вмещающей среды.

Составляющие напряженности магнитного поля по координатным осям легко получить, выполняя дифференцирование потенциала по соответствующим направлениям:

$$\begin{aligned} X_a &= -U'_x = [1/(f\sigma)] (J_x V''_{xx} + J_y V''_{xy} + J_z V''_{xz}); \\ Y_a &= -U'_y = [1/(f\sigma)] (J_x V''_{xy} + J_y V''_{yy} + J_z V''_{yz}); \\ Z_a &= -U'_z = [1/(f\sigma)] (J_x V''_{xz} + J_y V''_{yz} + J_z V''_{zz}). \end{aligned} \quad (40.2)$$

При вычислении производных потенциала последовательность дифференцирования по отдельным переменным может быть произвольной, так как, например, $V''_{xz} = V''_{zx}$, поэтому в выражении (40.2) индексы производных по традиции записаны в порядке латинского алфавита.

В частных случаях выражения (40.1) и (40.2) упрощаются. Так, при вертикальной намагниченности $J_x = 0$, $J_y = 0$, $J_z = J$; тогда

$$\begin{aligned} U_{0z} &= -\frac{J}{f\sigma} V'_z = -\frac{J}{f\sigma} \Delta g; \\ X_{0z} &= \frac{J}{f\sigma} V''_{xz}; \quad Y_{0z} = \frac{J}{f\sigma} V''_{yz}; \quad Z_{0z} = \frac{J}{f\sigma} V''_{zz} = \frac{J}{f\sigma} (\Delta g)'_z; \\ H_{0z} &= \frac{J}{f\sigma} \sqrt{V''_{xz}{}^2 + V''_{yz}{}^2} = \frac{J}{f\sigma} G. \end{aligned} \quad (40.3)$$

Таким образом, при вертикальной намагниченности для тел любой формы составляющая Z_a пропорциональна вертикальному градиенту силы тяжести, H_a — полному горизонтальному градиенту G силы тяжести; магнитный потенциал U — силе тяжести Δg .

Ранее было показано (см. § 22), что на магнитных полюсах аномалия $\Delta T = |Z_a|$, но из этого еще не следует, что значение ΔT здесь обязательно должно быть пропорционально V''_{zz} , так как при наличии остаточной намагниченности, не совпадающей по направлению с индуцированной, суммарная намагниченность может и не быть вертикальной. Обязательным условием подобия аномалий ΔT и V''_{zz} является равенство $\varphi = \varphi_0 = 90^\circ$, что соблюдается на магнитных полюсах при отсутствии остаточной намагниченности или при ее вертикальном направлении.

Для тел произвольной формы в сечении вертикальной плоскостью xOz , имеющих очень большие (теоретически бесконечные) размеры по простиранию, которое совпадает с направлением оси y , при произвольном направлении намагниченности выражения (40.2) упрощаются. Это происходит потому, что потенциал таких тел по оси y остается неизменным, а его производные по этому направлению равны нулю. При этих условиях уравнения (40.2) принимают вид

$$\begin{aligned} X_a &= H_a = [1/(f\sigma)] (J_x V''_{xx} + J_z V''_{zz}); \\ Z_a &= [1/(f\sigma)] (J_x V''_{xz} + J_z V''_{zz}). \end{aligned} \quad (40.4)$$

Известно что вне возмущающих масс для потенциальных функций выполняется уравнение Лапласа

$$V''_{xx} + V''_{yy} + V''_{zz} = 0.$$

При условии постоянства потенциала вдоль оси y имеем $V''_{xx} = -V''_{zz}$. Тогда первое из выражений (40.4) может быть записано в виде

$$H_a = [1/(f\sigma)] (-J_x V''_{zz} + J_z V''_{xz}). \quad (40.5)$$

При вертикальной намагниченности тел, имеющих очень большие размеры по простиранию, $J_x = 0$, $J_z = J$, следовательно,

$$H_a = [J/(f\sigma)] V''_{xz}; \quad Z_a = [J/(f\sigma)] V''_{zz}. \quad (40.6)$$

Если к тому же и намагничивающее поле вертикально или направлено так, что его проекция на плоскость xOz вертикальна, то

$$\Delta T = [J/(f\sigma)] V''_{zz} \sin I = [J/(f\sigma)] (\Delta g)'_z \sin I. \quad (40.7)$$

Заметим также, что для аномалий над телами, имеющими большие размеры по простиранию, причем простирание является меридиональным, справедливы соотношения: $Z_a = Z_{Oz} \sin I$ (см. § 21) и $\Delta T = Z_a \sin I$ (см. § 22). Отсюда следует, что для двумерных аномалий, создаваемых меридионально простирающимися

телями, намагниченными современным земным магнитным полем, в любых широтах справедливы соотношения

$$H_a = \frac{J}{f\sigma} V_{xz}' \sin I; \quad Z_a = \frac{J}{f\sigma} V_{zz}'' \sin I; \quad \Delta T = \frac{J}{f\sigma} V_{zz}'' \sin^2 I. \quad (40.8)$$

При горизонтальной намагниченности тел произвольной формы, что в случае отсутствия остаточной намагниченности характерно для районов, прилегающих к магнитному экватору, $J_z = 0$. Тогда из выражений (40.1) и (40.2) получаем

$$\begin{aligned} U &= -[1/(f\sigma)] (J_x V_x' + J_y V_y'); \\ X_a &= [1/(f\sigma)] (J_x V_{xx}'' + J_y V_{xy}''); \\ Y_a &= [1/(f\sigma)] (J_x V_{xy}'' + J_y V_{yy}''); \\ Z_a &= [1/(f\sigma)] (J_x V_{xz}'' + J_y V_{yz}''). \end{aligned} \quad (40.9)$$

Если предполагать намагничение только магнитным полем Земли и ориентировать ось x по магнитному меридиану, то $J_y = 0$, $J_x = J$. Следовательно, при соблюдении этих условий

$$U = -\frac{J}{f\sigma} V_x'; \quad X_a = \frac{J}{f\sigma} V_{xx}''; \quad Y_a = \frac{J}{f\sigma} V_{xy}''; \quad Z_a = \frac{J}{f\sigma} V_{xz}''. \quad (40.10)$$

Для тел сильно вытянутых, теоретически бесконечных по простиранью, совпадающему с направлением оси y , т. е. для тел широтного простиранья, получим

$$X_a = H_a = -[J/(f\sigma)] V_{zz}''; \quad (40.11)$$

выражения U и Z_a останутся такими же, как в формуле (40.10).

При тех же условиях (см. § 22)

$$\Delta T = -[J/(f\sigma)] V_{zz}''.$$

Таким образом, сопоставление гравитационных и магнитных аномалий возможно как в высоких широтах, так и в экваториальных зонах. Надо только помнить, что во всех случаях неправильно было бы сравнивать аномалии Z_a или ΔT непосредственно с аномалиями Δg . Магнитные аномалии Z_a и ΔT могут быть сопоставимы лишь с градиентами поля Δg . Чтобы рассмотреть совместно с магнитными аномалиями поле Δg , при вертикальной намагниченности и меридиональном простираньи тел в любых широтах надо вычислять магнитный потенциал $U = \int H_a dx$, а при горизонтальной намагниченности и широтном простираньи тел на магнитном экваторе — величину $\int Z_a dx$.

Совместное рассмотрение гравитационных и магнитных аномалий может быть полезным при выяснении вопроса, создаются эти аномалии одним и тем же объектом или разными, например залегающими один под другим. Если аномалии подобны, то источник их один и тот же; в этом случае может оказаться нецелесооб-

разным проведение одной из съемок. Предпочтение в этом случае должно быть отдано магнитной съемке как более дешевой.

Подобие магнитных и гравитационных аномалий может быть использовано также для вычисления намагниченности при известной избыточной плотности (и наоборот). В частности, из формул (40.6) и (40.7) следует, что при $i = 90^\circ$

$$Z_a/V''_{zz} = H_a/V''_{xz} = J/(f\sigma);$$

при $i = I = 90^\circ$

$$\Delta T/V''_{zz} = J/(f\sigma).$$

При горизонтальной намагниченности по оси x

$$-H_a/V''_{zz} = Z_a/V''_{xz} = J/(f\sigma);$$

если $i = I = 0^\circ$, то

$$-\Delta T/V''_{zz} = J/(f\sigma).$$

При наклонной намагниченности для тех же двумерных аномалий соотношения будут иными. Воспользуемся формулами (21.12) и выразим аномалии Z_a и H_a при вертикальной намагниченности через те же составляющие при произвольной направленной намагниченности. Выполнив несложные преобразования, получим

$$Z_{Oz} = (Z_a \sin \varphi - H_a \cos \varphi) (\sin \varphi / \sin i); \quad (40.12)$$

$$H_{Oz} = (H_a \sin \varphi + Z_a \cos \varphi) (\sin \varphi / \sin i).$$

Если есть основания считать, что по направлению намагниченность совпадает с современным геомагнитным полем, то $\varphi = \varphi_0$, $i = I$. Угол I известен, а угол φ_0 легко устанавливается из соотношения $\operatorname{ctg} \varphi_0 = \operatorname{ctg} I \cos A_0$. Тогда, имея аномалию Z_a по некоторому профилю, можно вычислить H_a , а затем Z_{Oz} и H_{Oz} , которые будут подобны соответственно V''_{zz} и V''_{xz} . Поэтому из отношений Z_{Oz}/V''_{zz} и H_{Oz}/V''_{xz} можно найти коэффициент подобия, т. е. $J/(f\sigma)$.

Если же имеется поле ΔT , то по нему можно вычислить сопряженную функцию ΔT_x тем же способом, как рассчитывают H_a по Z_a . Учтявая, что различие в аналитических выражениях Z_a и ΔT определяется разницей углов ϑ и ε , а также постоянным множителем $\sin I / \sin \varphi_0$, можно по аналогии записать

$$\Delta T_{Oz} = -[\Delta T \cos(2\varphi_0) + \Delta T_x \sin(2\varphi_0)] (\sin^2 \varphi_0 / \sin^2 I). \quad (40.13)$$

Отношение $\Delta T_{Oz}/V''_{zz}$ также равно $J/(f\sigma)$.

Возможен и другой путь определения коэффициента $J/(f\sigma)$, когда совместно используются аномалии Z_a и H_a , созданные телами больших размеров по простиранию. Возведем в квадрат и сложим обе части равенств (40.4):

$$(f\sigma)^2 (H_a^2 + Z_a^2) = J_x^2 V''_{xx} + J_z^2 V''_{zz} + 2J_x J_z V''_{xz} + J_x^2 V''_{xz} + J_z^2 V''_{zz} + 2J_x J_z V''_{xz}.$$

Так как $V''_{xx} = -V''_{zz}$, то

$$(f\sigma)^2 (H_a^2 + Z_a^2) = (J_x^2 + J_z^2) (V''_{xz} + V''_{zz}).$$

Принимая во внимание, что $\sqrt{J_x^2 + J_z^2} = J_{xz} = J \cos \lambda = J (\sin i / \sin \varphi)$, получаем

$$[(H_a^2 + Z_a^2) / (V''_{xz} + V''_{zz})]^{1/2} (\sin \varphi / \sin i) = J / (f\sigma). \quad (40.14)$$

Опубликованы и другие способы, позволяющие находить отношение намагниченности к избыточной плотности с использованием иных производных гравитационного и магнитного потенциалов.

Важное значение этого вопроса можно показать на примере поисков богатых руд КМА и Кривого Рога: непромышленные железистые кварциты обладают высокой избыточной плотностью и высокой намагниченностью, тогда как промышленные окисленные руды имеют также высокую избыточную плотность, но слабую намагниченность. Следовательно, параметр $J/(f\sigma)$ для богатых и бедных руд различен.

Одновременное использование магнитных и гравитационных аномалий не ограничивается только нахождением отношения между физическими параметрами. Появляется возможность разделения сложных аномалий на их составляющие. Общая идея заключается в следующем. Пусть одна из аномалий, например гравитационная, представлена суммой полей двух источников, а магнитная создается только одним из этих источников. Можно вычислить псевдогравитационную аномалию (т. е. магнитную аномалию, приведенную к вертикальному намагничению), выразить ее в миллигалах или этвешах и вычесть из сложной гравитационной аномалии. Остаток будет аномалией от второго источника. Этот прием можно распространить и на более сложные поля, благодаря чему возникает возможность подробнее освещать геологическое строение территории, исследованной магнитным и гравитационным методами.

Надо отметить, что преимущества совместного использования различных физических полей далеко еще не исчерпаны; развитие исследований в этом направлении следует рассматривать как важнейший путь к повышению экономической эффективности геофизических методов поисков и разведки месторождений полезных ископаемых.

VI

ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТОРАЗВЕДКИ

§ 41

ТЕКТОНИЧЕСКОЕ РАЙОНИРОВАНИЕ И МЕЛКОМАСШТАБНОЕ КАРТИРОВАНИЕ

К настоящему времени практически вся территория СССР покрыта воздушной магнитной съемкой масштаба 1 : 200 000, материалы которой используются при составлении геологических и тектонических карт масштабов 1 : 500 000 и 1 : 1 000 000. Воздушная и морская съемка масштаба 1 : 200 000 выполняется в пределах внутренних морей, а гидромагнитная съемка более мелких масштабов — в акваториях Мирового океана.

Уже первые опыты воздушной магнитной съемки на крупных площадях показали, что в любом регионе отмечаются магнитные аномалии, несомненно связанные с неоднородностью геологического строения. Наблюдаемое аномальное поле представляет собой сумму магнитных аномалий различных геологических образований, иногда очень сложную, иногда относительно простую, но во всех случаях полезную для заключений о геологическом строении исследуемых площадей.

При сравнении геологических карт с картами аномального магнитного поля одновременно обнаруживается как сходство, так и различие между ними. Это вполне естественно, так как даже при отсутствии глубинных источников очертания магнитных аномалий совпадают с контурами поверхностных магнитных пород лишь в случае их крутого погружения. При пологом падении тел, выходящих на поверхность, при отсутствии обнажений пород различной намагнитченности, а также при глубинном расположении аномальных объектов сходство отмечается только между некоторыми элементами двух рассматриваемых карт. Магнитные аномалии, не находящие объяснения по имеющимся геологическим данным, служат материалом для познания глубинного геологического строения.

Результаты аэро- и гидромагнитной съемки на больших площадях представляют графически в масштабе съемки или в более мелком — на обзорных картах. Мелкомасштабные магнитные карты дают наглядное представление об особенностях аномаль-

ного поля платформенных и геосинклинальных областей, океанического дна, территорий глубокого погружения кристаллического фундамента или выхода его на поверхность. Работа над картами аномального магнитного поля приводит к важным геологическим заключениям о простирании крупных складчатых сооружений, перекрытых более молодыми породами или толщей воды, о границах раздела пород с разной намагниченностью, местоположении и размерах крупных массивов интрузивных пород и площадей распространения эффузивных образований, о наличии зон разломов, относительной и абсолютной глубине залегания крупных блоков и т. п. Ценные сведения получены о характерной линейной полосчатой структуре магнитного поля срединно-океанических хребтов, отражающей процесс разрастания океанического дна. Геологические заключения, к которым приходят в процессе обзора карт, строятся на основе известных закономерностей в распределении магнитного поля намагниченных тел и опыта применения метода.

Приведем несколько примеров. На рис. 84 изображено магнитное поле ΔT по съемке масштаба 1 : 500 000 над Тиманским кряжем на широте приблизительно 64—65°. Западная граница кряжа отмечается линией максимальных градиентов поля при переходе от отрицательных к положительным значениям ΔT . В кристаллическом фундаменте платформы залегают магнитные породы на глубине не менее 5 км от дневной поверхности.

Для более определенного заключения о глубине намагниченных пород авторы не располагают необходимыми данными, по которым можно было бы установить обоснованность выбора нормального поля, точность измерений, степень сглаженности кривых ΔT . Но независимо от того, какова действительная глубина магнитных пород, рассматриваемая выкопировка хорошо иллюстрирует большую амплитуду относительного поднятия Тиманского кряжа с его резко выраженной границей. Отрицательное поле над кряжем является естественной составной частью аномалии, созданной глубоко залегающими магнитными породами, контуры которых рисуются положительной частью аномалии. На фоне отрицательного поля отмечаются сравнительно мелкие аномалии северо-западного простирания, вызванные породами, выходящими на поверхность кряжа.

На этом примере хорошо видно существенное различие между аномалиями глубинного и поверхностного происхождения; подтверждается также высказанное выше замечание о почти повсеместном распространении магнитных аномалий. В данном случае на полосе длиной более 250 км магнитные породы, выходящие на поверхность, встречаются относительно редко; Тиманский кряж на этом участке сложен в основном практически немагнитными породами. И все же мы не наблюдаем вполне однородного магнитного поля, оно нарушено влиянием магнитных пород, входящих в состав кристаллического фундамента за пределами кряжа.

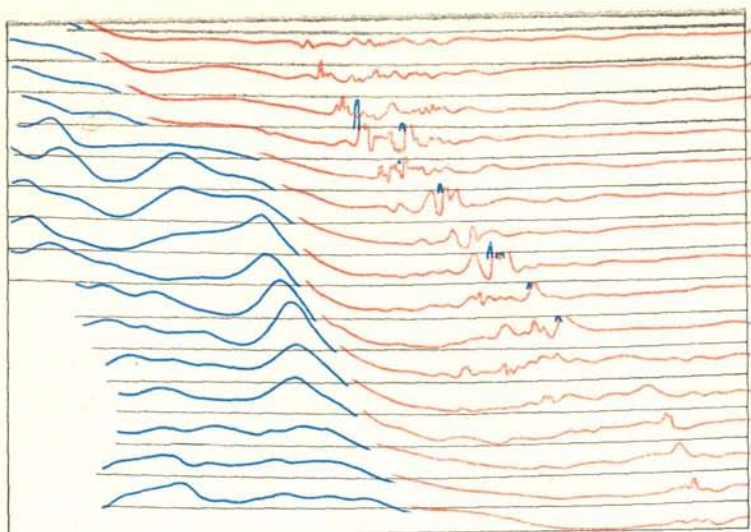


Рис. 84. Магнитное поле ΔT над западной границей Тиманского кряжа (по Р. А. Гафарову).

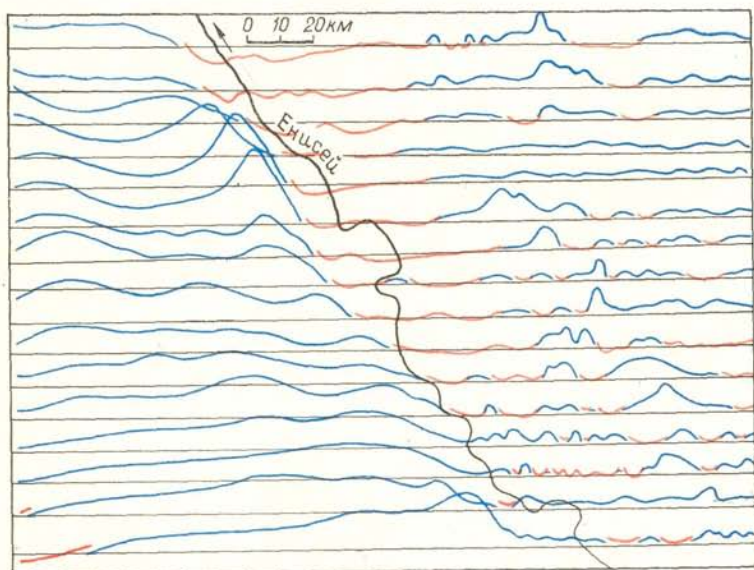


Рис. 85. Магнитное поле ΔT на границе Западно-Сибирской низменности и Енисейского кряжа (по Е. А. Каспаровой).

Похожая картина магнитного поля наблюдается при переходе от Западно-Сибирской низменности к Енисейскому кряжу (рис. 85). В кристаллическом фундаменте платформы на большой глубине залегают магнитные породы, в пределах же Енисейского кряжа наблюдаются относительно мелкие аномалии, вызванные породами, или выходящими на поверхность, или залегающими на небольшой глубине. Две рассматриваемые выкопировки различаются интенсивностью и площадью отрицательных значений, что может быть следствием разного подхода к выбору нормального поля. Вероятно, что на карте Тиманского кряжа поле ΔT следует несколько поднять. Меньшая протяженность отрицательного поля над Енисейским кряжем может быть объяснена большим распространением магнитных пород.

Положительные магнитные поля на площадях развития осадочных пород очень большой мощности — явление весьма частое. На рис. 86 изображено поле ΔT над Кузнецкой впадиной. Приблизженный контур Кузнецкого угольного бассейна довольно хорошо совпадает с относительно спокойным повышенным магнитным полем, окаймленным меняющимися значениями ΔT над окружающими складчатыми сооружениями. Плавные изменения поля ΔT указывают на значительную глубину залегания пород, создающих магнитную аномалию, откуда следует, что под мощными осадочными отложениями Кузнецкой впадины на глубине

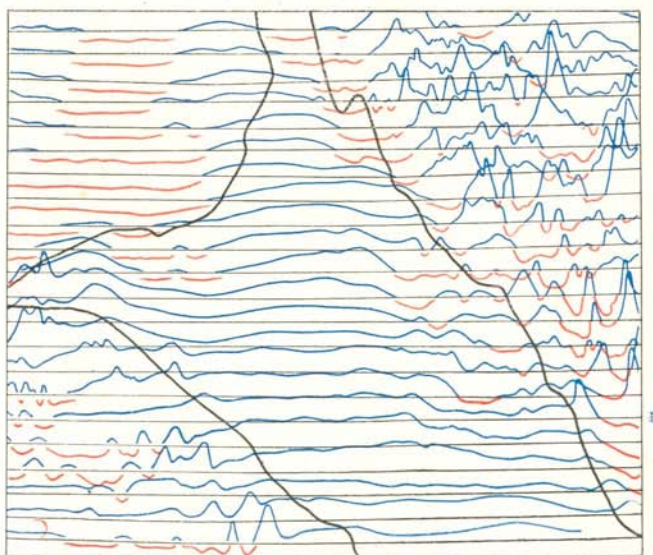


Рис. 86. Магнитное поле ΔT над Кузнецкой впадиной (по П. А. Кукину).

Жирной черной линией показан контур Кузнецкого бассейна.

около 10 км располагаются кристаллические породы, обладающие высокой намагниченностью. Изменяющиеся значения ΔT за пределами впадины объясняются непостоянством состава неглубоко залегающих пород Кузнецкого Алатау и Салаирского кряжа.

Приведенные иллюстрации не сопровождаются вычислениями глубин. Они даны по материалам старой съемки мелкого масштаба только для характеристики магнитного поля на границах крупных структурно-тектонических элементов. На тех же площадях проводится аэромагнитная съемка крупных масштабов, результаты которой используются при геологическом картировании и поисках полезных ископаемых.

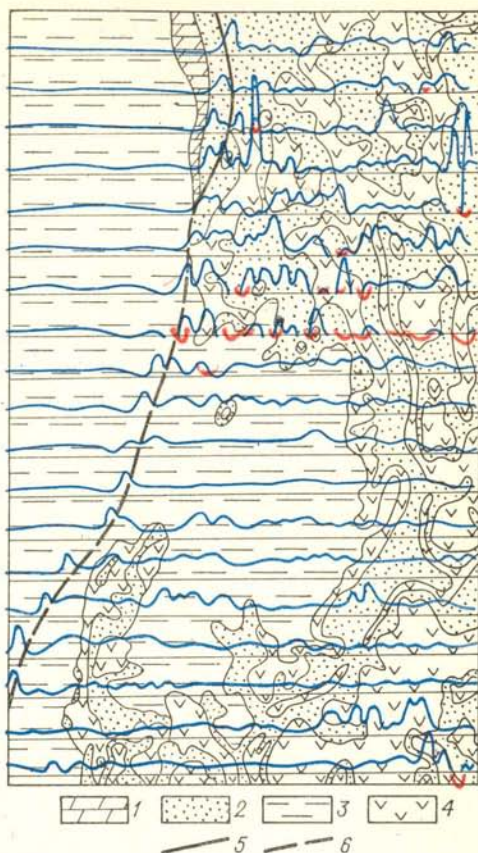
Основные структурные элементы изученной аэромагнитной съемкой территории находят разное отражение в магнитном поле. Рассмотренные примеры относятся к частным случаям. Далеко не на всем протяжении восточной границы Западно-Сибирской платформы наблюдается одинаковая картина магнитного поля, на некоторых участках интенсивность глубинных положительных аномалий убывает, но появляются новые признаки, позволяющие проследить описываемую границу. Также не на всей границе Тиманского кряжа мы видим такое поведение магнитного поля, какое изображено на рис. 84. Например, контуры Урала с востока от Тимана отчетливо рисуются не столько изменением интенсивности поля, сколько строго определенным простираем осей магнитных аномалий. Уральская складчатая область продолжается далеко на восток за пределы видимого Урала под осадочными отложениями Западно-Сибирской низменности. Границы этой складчатости на востоке по магнитным данным устанавливаются недостаточно определенно.

На рис. 87 изображено магнитное поле западной краевой части Восточно-Сибирской платформы. В пределах платформы сильно развиты пластовые и секущие интрузии траппов, которые создают неоднородное быстро меняющееся поле ΔT . По каждому маршруту в северной части площади, при движении с запада на восток, по мере приближения к зоне регионального разлома отмечается плавное понижение поля ΔT . Поле резко возрастает на границе перехода с карбонатных пород раннего палеозоя в область развития траппов среди пород более молодого возраста. Четкое изменение поля ΔT в установленной геологическими наблюдениями зоне разлома дает основание продолжить линию разлома по идентичным изменениям поля на последующих маршрутах и проследить западную границу платформы почти на всем ее протяжении.

Ознакомление с результатами мелкомасштабной аэромагнитной съемки крупных территорий приводит к заключению о большом практическом значении карт аномального магнитного поля. Действующие инструкции по геологической съемке мелкого масштаба предусматривают проведение аэромагнитной съемки того же или более крупного масштаба, опережающей геологическую не менее чем на год.

Рис. 87. Магнитное поле ΔT над западной краевой частью Восточно-Сибирской платформы (по Е. А. Каспаровой).

1 — карбонатные породы; 2 — угленосная толща; 3 — суглинки, глины; 4 — траппы; зона разлома; 5 — по геологическим данным, 6 — по магнитным.



Важное значение имеет исследование магнитного поля над акваториями, где магнитная съемка является наиболее эффективным и дешевым способом изучения геологического строения. На рис. 88 приведено магнитное поле Азовского моря по материалам воздушной съемки с магнитометром АМ-13. Известно, что северная часть акватории расположена в пределах докембрийской платформы, средняя — эпигерцинской платформы, южная — Кавказско-Крымской альпийской геосинклинали. Это различие в геологическом строении находит отчетливое выражение в характере магнитного поля.

Непосредственно у северного побережья толщи докембрийских пород залегают на глубине несколько сотен метров. Будучи неоднородными по намагниченности, они создают пестрый узор магнитного поля с высокими горизонтальными градиентами, что и указывает на небольшую глубину залегания докембрийских пород, так как несогласно перекрывающие их палеозойские осадочные образования являются практически немагнитными. По магнитному полю докембрийские породы прослеживаются к югу до центральной части акватории, при этом аномалии ΔT становятся все более плавными, что позволяет предположить довольно быстрое погружение кровли докембрийского фундамента под более молодые немагнитные осадочные толщи.

В центральной зоне акватории эти плавные аномалии сменяются ориентированной в широтном направлении широкой и протяженной областью спокойного пониженного магнитного поля,

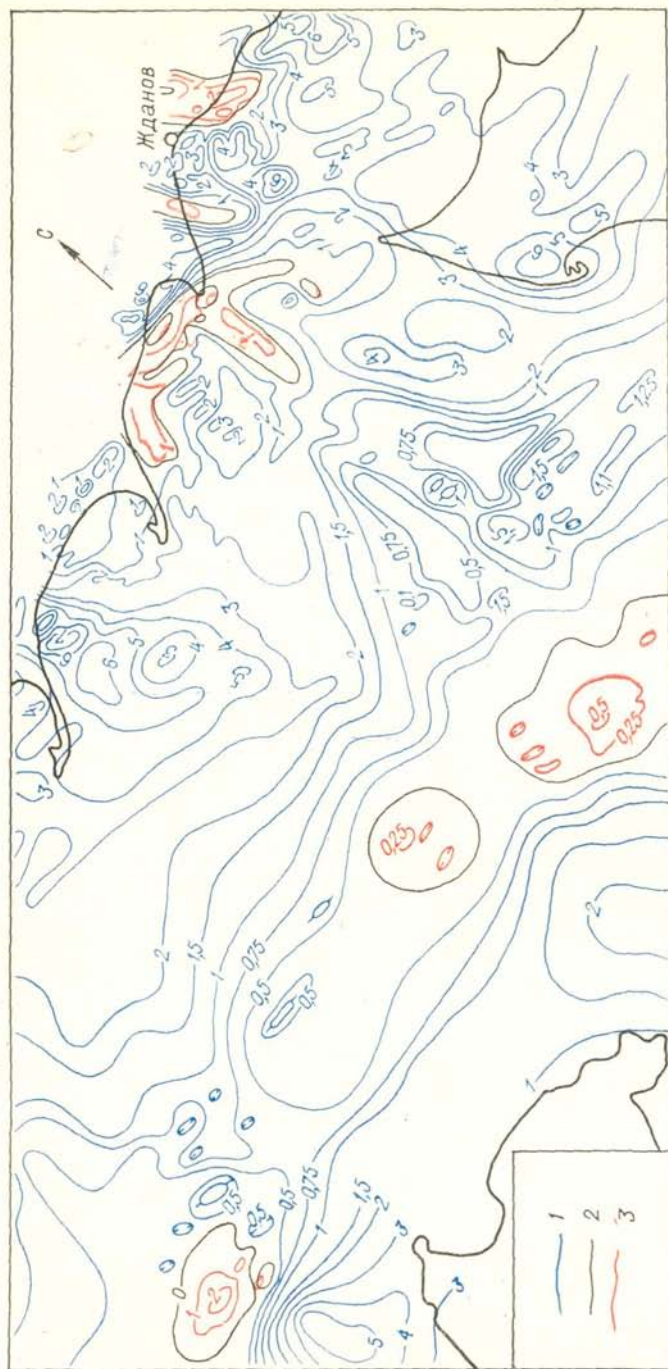


Рис. 88. Карта магнитного поля ΔT акватории Азовского моря (по А. В. Тесленко и В. В. Нечаеву).
 Изолинии ΔT , мЭ: 1 — положительные; 2 — нулевые, 3 — отрицательные.

которая соответствует восточной части эпигерцинской Скифской платформы. Магнитные породы докембрия погружены здесь на столь значительную глубину, что практически не находят отражения в магнитном поле. Эта резкая смена характера поля позволяет предположить существование тектонического контакта по зоне глубинного разлома, вдоль которого южный блок значительно опущен.

На юге акватории наблюдается дугообразная зона положительных значений ΔT , отражающая влияние крупных масс, видимо, магматических пород, залегающих на глубине около 10 км в пределах Кавказско-Крымской альпийской геосинклинальной области. Отрицательная часть этой крупной магнитной аномалии наблюдается севернее — над немагнитными породами Скифской платформы, что хорошо соответствует ожидаемому характеру поля ΔT над крутопадающими телами в данных широтах. Граница между Скифской платформой и альпийской геосинклиналью условно может быть проведена по зоне максимальных градиентов ΔT .

В пределах северной части акватории, в области неглубокого залегания докембрийских пород, имеющих здесь преобладающее северо-западное простирание, по магнитному полю могут быть намечены разломы приблизительно меридионального направления. Наиболее уверенно выделяется так называемая Белосарайская зона разломов, наблюдаемая к югу от одноименной косы (западнее г. Жданова). В пределах этой зоны ориентировка изолиний ΔT довольно резко меняется с северо-западной на меридиональную и выделяются две узкие линейные полосы пониженных значений ΔT . Их секущее по отношению к общему простиранию пород направление позволяет предположить, что они связаны с зоной тектонических нарушений, в пределах которой породы подверглись дроблению, гидротермальной проработке и потеряли свою намагниченность. Достоверность выделения Белосарайской зоны разломов подтверждается тем, что далее к северу крупное тектоническое нарушение (зона разломов Каменных Могил) установлено геологическими наблюдениями.

§ 42

ПОИСКИ НЕФТЯНЫХ И ГАЗОВЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Основной задачей магниторазведки при поисках нефтяных и газовых месторождений является изучение тектонического строения территории с целью выделения сравнительно небольших площадей, в пределах которых наиболее вероятно существование структур, перспективных на нефть и газ, и при благоприятных условиях — непосредственное обнаружение этих структур. Внедрение в практику работ квантовых аэромагнитометров, обладающих высокой чувствительностью, значительно расширяет возможности метода в выявлении самих нефте- и газоперспективных

структур. В первые годы применения воздушной съемки работы проводились в масштабе 1 : 500 000, затем — в масштабе 1 : 200 000; использование квантовых магнитометров делает целесообразным более детальное исследование нефтеносных районов, поэтому сейчас аэромагнитные съемки с прибором КАМ-28 выполняются в масштабе 1 : 50 000.

К настоящему времени во всех районах СССР, перспективных на нефть и газ, аэромагнитная съемка с феррозондовыми магнитометрами в масштабе 1 : 200 000 проведена. Она выполнялась в основном в пределах платформ и позволила получить некоторые сведения о глубинном геологическом строении: установить зоны крупных разломов, впадины и поднятия, проследить рельеф кристаллического фундамента, перекрытого толщами осадочных пород. Но далеко не всегда для решения перечисленных задач бывает достаточно только магнитного поля, поэтому параллельно с аэромагнитной съемкой проводят гравиметрическую, а на наиболее перспективных площадях — и сейсмическую. Совместное использование всех геофизических данных с привлечением сведений по редким буровым скважинам значительно расширяет возможности истолкования магнитного поля.

При съемке с феррозондовыми магнитометрами осадочные толщи платформенного чехла считали практически немагнитными, а аномалии связывали с породами кристаллического фундамента. Предполагая, что магнитные разности пород фундамента выходят на его поверхность, вычисляли глубину залегания верхних кромок этих объектов, а тем самым и глубину кровли фундамента. По этим данным строили карты изогипс кровли фундамента и, считая, что складчатые структуры осадочного чехла повторяют рельеф фундамента, выделяли площади вероятного существования антиклинальных структур как наиболее благоприятных для скопления нефти и газа.

Не все перечисленные допущения в равной мере можно считать обоснованными для того или иного района. Магнитные породы могут и не выходить на поверхность фундамента, но в большинстве случаев, как показывает опыт работ на докембрийских щитах, это условие выполняется. Унаследованность структур по поверхности фундамента также не является обязательной; известны районы, для которых такая связь нехарактерна или свойственна только нижней части разреза чехла. Объяснение магнитного поля затрудняется при наличии эффузивов в осадочном чехле, особенно если они находятся близко от поверхности фундамента.

Сложные суммарные аномалии встречаются довольно часто. Нетрудно разделить аномалии глубинного и поверхностного происхождения на территории Восточной Сибири, так как глубина залегания их источников резко различна. Но как только глубина источников в разных структурных этажах становится соизмеримой, разделить аномалии бывает очень трудно или совсем невозможно. Только высокоточные результаты съемок с квантовыми

магнитометрами позволяют связать магнитные аномалии на Русской платформе или с породами кристаллического фундамента, или с эффузивами в вышележащей осадочной толще.

Работы с феррозондовыми магнитометрами все же надо признать весьма полезными; они привели к важным практическим результатам, в том числе и к выделению многих нефтеносных структур. Эти съемки послужили основой для построения предварительной карты рельефа фундамента Русской платформы. Такими же построениями завершились аэромагнитные съемки и в других нефтеносных районах. Подробность изображения рельефа фундамента зависит от масштаба съемки, точности измерений поля и привязки маршрутов к местности, а также от абсолютной глубины пород фундамента. Так, первые гипсометрические карты палеозойского фундамента Западно-Сибирской низменности были даны сечением 500 и 1000 м. По мере укрупнения масштаба съемки, повышения качества измерений и усовершенствования методов вычисления глубин геологические построения по магнитным данным становятся более информативными. Карты изогипс поверхности фундамента используют для поисков структур в осадочной толще уже другими геофизическими методами, исходя из предположения о прямой связи этих структур с рельефом фундамента.

Надо отметить, что изменения магнитного поля не отражают непосредственно рельеф кристаллических пород, аномалии возникают вследствие разной намагниченности пород фундамента. Поведение рельефа фундамента, сложенного однородно намагниченными породами, не может вызвать заметных аномалий, если подъемы и погружения измеряются первыми градусами. Да и предположение об однородной намагниченности очень крупных геологических образований маловероятно. Пользуясь аналитическими выражениями магнитного поля (или палетками для определения напряженности поля по заданной форме и положению тела в пространстве), нетрудно вычислить возможную интенсивность магнитной аномалии, обусловленной изменением рельефа поверхности магнитных пород.

Поднятия и погружения являются относительными понятиями; для их достоверного обнаружения требуется вычислить глубину во многих точках. Если глубины по имеющимся аномалиям определены достаточно удовлетворительно и все они действительно относятся к поверхности фундамента, то основная задача о рельефе фундамента может считаться решенной. Грубые ошибки возникают в том случае, если намагниченные тела залегают в толще осадочных пород (например, эффузивы) или не выходят на поверхность фундамента.

В последние годы для выявления складчатых структур осадочного чехла все более широко применяется аэромагнитная съемка масштаба 1 : 50 000 с квантовыми магнитометрами. Аномалии, связанные с чехлом, создаются отдельными горизонтами терригенных пород, имеющих хотя бы слабые концентрации магнетита.

Очень пологое залегание осадочных пород, невыдержанность их магнитных свойств по площади и наличие гораздо более интенсивных аномалий от фундамента объясняют трудности обособления магнитных полей, связанных со структурами осадочного чехла. Чтобы магнитные аномалии осадочной толщи проявлялись наглядно, прибегают к различным трансформациям, ослабляющим влияние глубоко расположенных пород фундамента, т. е. вычисляют либо градиенты поля, либо остаточные аномалии (разность между первоначальными значениями и пересчитанными на некоторую высоту или осредненными с определенным радиусом). Чтобы ослабить влияние четвертичных отложений, среди которых также имеются магнитные разности, поле предварительно сглаживают, выполняя осреднение с малым радиусом, длина которого превышает высоту полета и подбирается экспериментально.

Крупные складчатые структуры, вскрытые современным эрозийным срезом, выделяются наиболее уверенно; их крылья отмечаются магнитными аномалиями, характерными для пологопадающих пластовых тел. Пример успешного картирования южного замка крупной Косью-Роговской мегасинклинали приведен на рис. 89. Для этого района, заключенного между грядой Чернышева и Приполярным Уралом, характерен преимущественно карбонатный разрез палеозоя. Терригенные образования представлены пермскими отложениями и встречаются также в виде отдельных прослоев среди известняков девонского возраста. Еще более молодыми являются песчаники нижнего триаса, сохранившиеся лишь в локальных синклиналиях, и четвертичные отложения.

Картирование почти меридионально простирающихся крыльев и замка мегасинклинали оказалось возможным благодаря тому, что они сложены породами пермского возраста, среди которых встречаются магнитные разности с восприимчивостью до 200×10^{-6} СГС. Синклинальное залегание пород частично эродированной структуры отчетливо устанавливается по взаимному положению областей положительных и отрицательных значений остаточных аномалий ΔT . Замок складки, видимо, осложнен разрывным нарушением северо-восточного простирания, что отражается в рисунке изолиний магнитного поля. Предполагается сравнительно резкое погружение шарнира складки к северу, так как аномалии над осью структуры при движении в этом направлении становятся все более плавными.

Нефтяные и газовые месторождения типа сводовых залежей в данном районе могут быть связаны с отложениями девона, реже силура и перми, поэтому представляет интерес выявление неэродированных антиклинальных структур в пределах центральной части Косью-Роговской мегасинклинали, где сохранилась большая мощность осадков. Материалы аэромагнитной съемки позволили выявить ряд антиклинальных структур, в которых пермские магнитные породы не вскрыты эрозией. Знак структур выясняется при сопоставлении с теоретическим полем ΔT (см. рис. 54). Ма-



Рис. 89. Поле остаточной аномалии ΔT над южной частью Косью-Роговской мегасинклинали (по работам Западного геофизического треста).

Изолинии ΔT , гамм; 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.

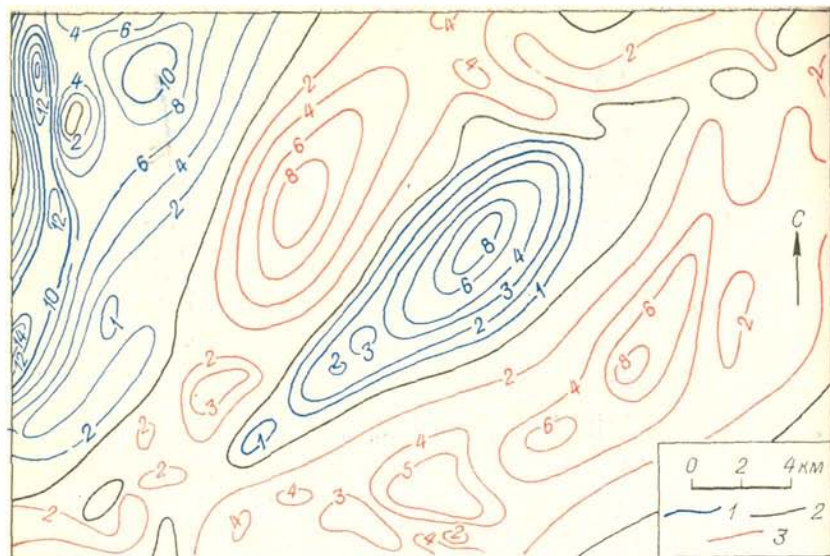


Рис. 90. Карта остаточных аномалий ΔT над Кочмесской антиклинальной структурой, магнитные породы которой не вскрыты эрозией (по работам Западного геофизического треста).

Изолинии ΔT , гамм: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.

гнитное поле над одной из антиклинальных складок, уже известной по данным бурения, приведено на рис. 90. Отсутствие локального минимума в центральной части аномалии может быть объяснено тем, что сводовая часть структуры, видимо, является очень узкой. Поэтому для оценки глубины залегания магнитных разностей пермских пород в своде складки оказалось возможным воспользоваться способами, рассмотренными в § 36. Вычисленная глубина составляет приблизительно 600 м, что хорошо согласуется с данными бурения.

При геологическом объяснении карт остаточных магнитных аномалий осадочного чехла очень важно одновременно с ними рассматривать данные гравиразведки и результаты дешифрирования аэрофотоснимков. Это позволяет выяснить, какие структуры являются сквозными, какие — погребенными и какие — навешенными, т. е. отчетливо выраженными только в самой верхней части разреза. С учетом разреза данной территории можно считать, что структуры первого типа найдут сходное отражение на картах остаточных аномалий ΔT , градиента гравитационного поля V_{zz} и, возможно, на аэрофотоснимках; структуры второго типа в магнитном поле не создадут аномалий, они проявятся только в поле силы тяжести; структуры третьего типа не будут отмечены в гравитационном поле, но могут быть выявлены при

совместном рассмотрении материалов двух других видов исследований.

Пример выделения неотектонической антиклинальной структуры по магнитному полю приведен на рис. 91. Очень слабые изменения магнитного поля амплитудой до 2 гамм создают представление о наличии в центральной части участка какого-то изометричного в плане объекта. Гравитационное поле на этом участке невыразительное, но по материалам дешифрирования аэрофотоснимков здесь отчетливо выделяется положительная структура. Характер магнитного поля объясняется следующим образом: в пределах небольших молодых поднятий аномалии создаются какими-то протяженными магнитными прослоями в самой верхней части разреза, их малой глубиной залегания и обусловлено такое пестрое поле. Неотектонические поднятия в определенных геологических условиях могут отражать существование на глубине малоамплитудных антиклинальных структур, поэтому их выделение представляет интерес в связи с поисками нефтяных и газовых месторождений.

Особый интерес в этом отношении вызывают крупные флексуобразные перегибы и разрывные структуры, отражающие вертикальные перемещения блоков горных пород, что способствует формированию структурных залежей. Пример картирования такого нарушения в пределах южной части Ижма-Печорской впа-

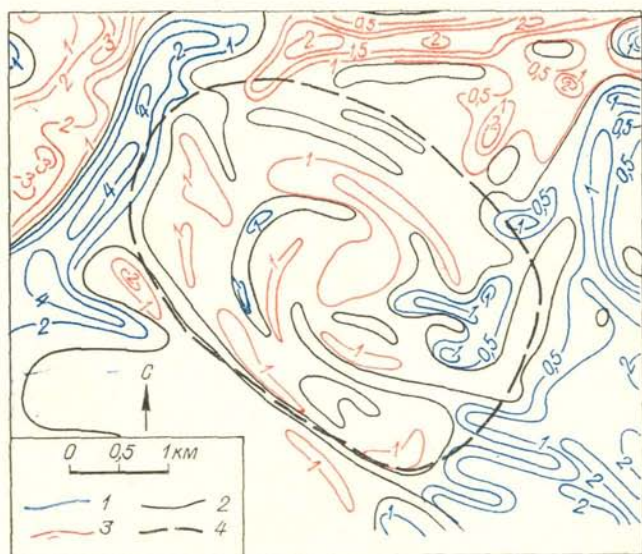


Рис. 91. Остаточная аномалия ΔT над неотектонической антиклинальной структурой (по работам Западного геофизического треста).

Изолинии ΔT , гамм: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные; 4 — контур структуры по результатам дешифрирования аэрофотоснимков.

дины приведен на рис. 92. На карте аномалий ΔT ярко проявляется крупный максимум, связанный с глубоко расположенными породами кристаллического фундамента; общий отрицательный уровень поля объясняется влиянием магнитных пород, находящихся за границами рассматриваемой площади. Все это заглушает магнитную аномалию, отражающую существование разрывного нарушения. Гораздо нагляднее это нарушение выделяется на карте горизонтального градиента $\Delta T'_x$. Влияние магнитных пород фундамента здесь отражается двумя меридионально вытянутыми областями положительных и отрицательных значений градиента. Разрывное нарушение северо-западного простирания отчетливо прослеживается узкой линейной зоной пониженных значений градиента. Аномалии $\Delta T'_x$ такого характера должен соответствовать уступ. Можно считать, что почти горизонтально залегающие породы северо-восточного блока вдоль плоскости нарушения опущены. По геологическим данным это нарушение разделяет две структурные террасы; магнитными породами чехла, создающими наблюдаемый эффект, являются терригенные отложения верхней перми с восприимчивостью $(20 \div 50) \cdot 10^{-8}$ СГС.

Известен также опыт применения магниторазведки в связи с поисками нефти и газа в пределах Южно-Каспийской впадины. Съёмка акватории Каспийского моря была выполнена феррозондовыми приборами АММ-13 в масштабе 1 : 200 000 на высоте 200 м. Нефтяные и газовые месторождения приурочены здесь к толще практически немагнитных осадочных пород преимущественно терригенного происхождения, относящихся к низам плиоцена. Залегающие выше отложения акчагыльского и апшеронского ярусов обладают несколько повышенной намагничённостью в пределах $(20 \div 100) \cdot 10^{-6}$ СГС. Перспективными структурами являются пологие антиклинальные складки, оси которых ориентированы в северо-западном направлении.

Для этого района характерно широкое развитие грязевого вулканизма, причем вулканы приурочены в основном к продольным разрывным нарушениям антиклинальных складок и генетически связаны с залежами нефти и газа на глубине. В зонах нарушений происходит дробление пород, образование тектонических брекчий. Ферромагнитные минералы здесь частично разрушаются или обретают хаотическую ориентировку. В результате намагничённость пород акчагыльского и апшеронского ярусов в пределах зон дробления уменьшается и такие зоны отмечаются при аэромагнитной съёмке общим понижением поля ΔT , составляющим чаще всего первые десятки гамм.

Вдоль многих нарушений наблюдается смещение пород по вертикали, вследствие чего аномалии над ними похожи на эффект уступа. Над грязевыми вулканами также отмечается понижение значений ΔT , если они прорывают отложения указанных ярусов. Это можно объяснить частичным выносом из жерла вулкана маг-

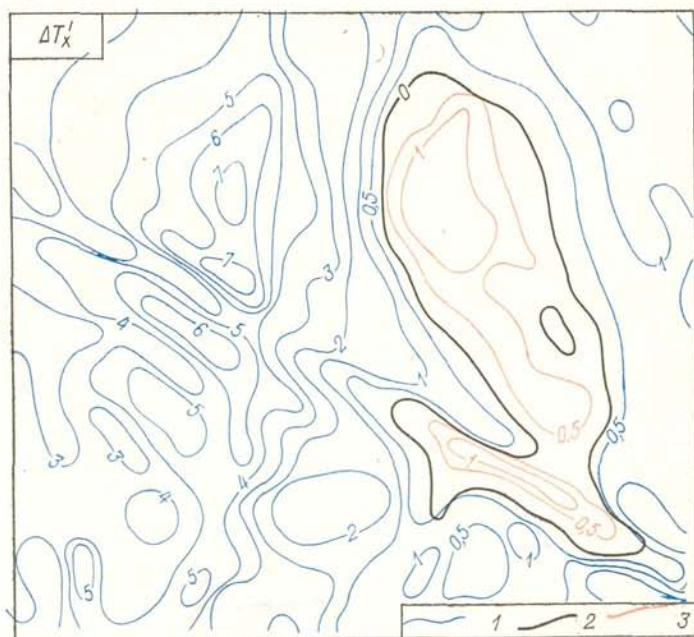
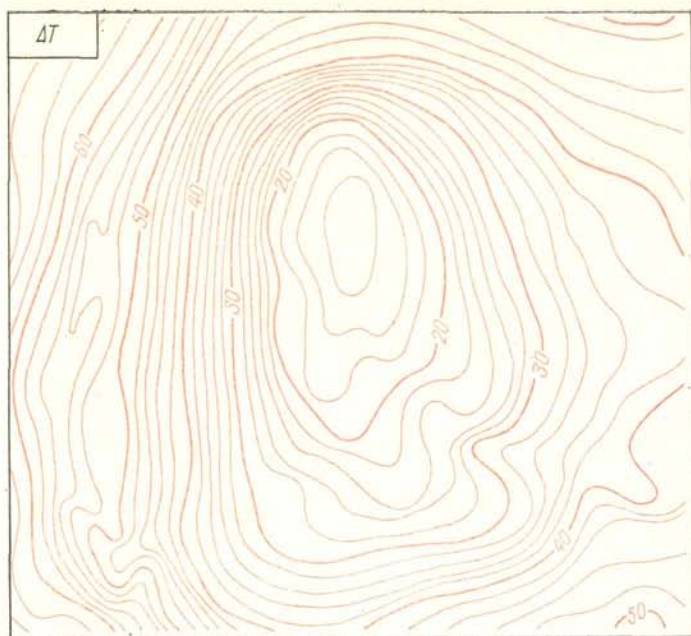


Рис. 92. Аномалии ΔT и $\Delta T'_x$ над одним из участков Ижма-Печорской впадины (по работам Западного геофизического треста). Изолинии магнитных аномалий, гамм: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.

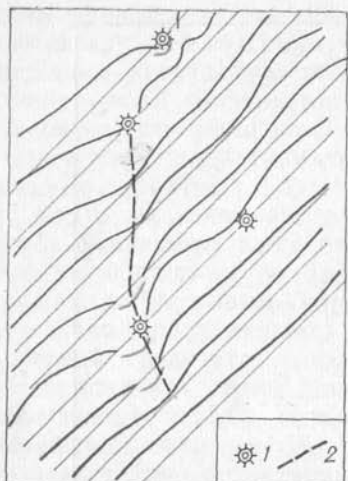


Рис. 93. Карта графиков ΔT над поднятием им. Богданова (по А. А. Дзабаеву).

1 — грязевые вулканы; 2 — зона разлома.

нитных пород и поступлением на это место менее магнитного материала из глубоких частей разреза.

Аномалии над зонами нарушений и грязевыми вулканами легко различаются по их форме в плане: над первыми — вытянутые, над вторыми — изометричные. Приуроченность грязевых вулканов к линиям тектонических нарушений приводит к сложению их полей. При благоприятных условиях крупные грязевые вулканы выделяются на фоне

линейно вытянутых зон пониженных значений ΔT отдельными более глубокими минимумами (рис. 93). Объективность картирования тектонического нарушения подтверждается в данном случае данными сейсморазведочных работ.

В пределах Южно-Каспийской впадины аэромагнитной съемкой отмечены все известные грязевые вулканы и выявлено большое число ранее неизвестных. Подавляющее большинство их приурочено к сводовым и присводовым частям антиклинальных поднятий. Кроме того, выявлено несколько вулканов, расположенных на участках, где предполагались синклиналильные прогибы, что, возможно, указывает на наличие здесь небольших антиклинальных складок на глубине. Для уверенного выделения таких небольших глубоко расположенных структур было бы полезно проводить съемку более крупного масштаба и на меньшей высоте.

Наличие грязевых вулканов, как показывает опыт, дает основание для достаточно обоснованного выделения нефте- и газоперспективных антиклинальных структур, но не ко всем таким структурам приурочены грязевые вулканы. Однако и сами антиклинальные структуры в отдельных случаях могут картироваться по магнитному полю. Так, отчетливо отразилось в магнитном поле Южно-Куринское поднятие, в пределах которого магнитная восприимчивость пород акчагыльского и апшеронского ярусов достигает аномальных для района значений: $700 \cdot 10^{-6}$ СГС. В связи с этим аномалии ΔT над неэродированными складчатыми структурами достигают здесь 150 гамм.

Магнитный метод применяется и при поисках солянокупольных поднятий, к краевым частям которых в ряде районов приурочены месторождения нефти. В нефтяных районах Украины установлено, что местоположение и контуры соляного купола часто отмечаются мозаичными полями разных знаков. Эти поля

связаны с вышележащими эффузивами, приподнятыми и расколотыми в процессе образования соляного купола.

Если соль не перекрыта эффузивными породами, характер магнитного поля становится иным. Аэромагнитные съемки с квантовыми магнитометрами в северной части Прикаспийской впадины позволили закартировать соляные купола по областям пониженных, иногда отрицательных, значений ΔT . В этом районе соленосные толщи перекрыты терригенными пермскими отложениями. Подъем соли к поверхности приводит к образованию межкупольных синклиналильных структур, в которых мощность терригенных пород больше, чем над куполами; это и вызывает такую картину магнитного поля.

Как видно из приведенных примеров, магниторазведка в связи с поисками нефти и газа применяется для решения различных структурных задач. Обнаружить саму нефть по магнитному полю невозможно, так как она является слабым диамагнетиком и имеет отрицательную магнитную восприимчивость порядка $-(10^{-8} \div 10^{-7})$ СГС. Однако нельзя исключать, что под действием нефти могут происходить химические превращения некоторых минералов, ведущие к изменению магнитных свойств коллекторов. Так, В. И. Багин и Л. М. Малумян при изучении коллекции осадочных образований продуктивной толщи Апшеронского полуострова установили, что в нефтесодержащих породах и отложениях грязевых вулканов в отличие от пород, не содержащих нефти, присутствует минеральная ассоциация магнетит-сидерит. По мнению этих исследователей, такая ассоциация образуется при восстановлении тонкодисперсных окислов и гидроокислов железа под воздействием углеводородов нефти и газа. Вместе с тем известно, что в толщах пород, перекрывающих залежи нефти и газа, существуют газовые ореолы. Под влиянием обогащенных такими газами вод в этих толщах могут происходить низкотемпературные изменения, ведущие, в частности, к разрушению магнетита или замещению его пиритом.

Отмеченные явления заслуживают внимания. Они показывают, что под действием углеводородов возможны изменения магнитных свойств как терригенных коллекторов, так и перекрывающих их пород, а значит, вероятны и какие-то различия в характере и интенсивности магнитного поля над структурами, содержащими нефть и газ, и пустыми. Вид аномалии над той или иной залежью углеводородов, повышение или понижение магнитного поля будут зависеть от литологии и магнитных свойств неизмененных пород геологического разреза, глубины залегания месторождения, проницаемости перекрывающих его толщ и от ряда других еще недостаточно изученных факторов. Можно ожидать, что при накоплении данных о магнитных полях нефтяных и газовых месторождений для отдельных районов удастся выработать критерии выявления залежей углеводородов по магнитным аномалиям. Отмечаемые над некоторыми нефтяными залежами ло-

кальные понижения магнитного поля нельзя считать однозначным признаком наличия месторождения, так как аналогичные минимумы могут быть вызваны рядом факторов, в том числе характером складчатых структур и глубиной эрозионного среза магнитных пород, участвующих в их строении.

§ 43

ЗАДАЧИ МАГНИТОРАЗВЕДКИ ПРИ СРЕДНЕ- И КРУПНОМАСШТАБНОМ ГЕОЛОГИЧЕСКОМ КАРТИРОВАНИИ

Действующие инструкции по геологической съемке масштабов 1 : 200 000 и 1 : 100 000 предусматривают проведение аэромагнитной съемки такого же или более крупного масштаба до начала наземной геологической съемки территории. Это требование включено в инструкции на основе большого опыта, подтверждающего высокую ценность результатов аэромагнитной съемки. Карты аномального магнитного поля в большинстве случаев хорошо отражают зоны разломов, относительные поднятия и погружения крупных блоков, сдвиги; часто по магнитным аномалиям удается вычислить амплитуды вертикальных и горизонтальных перемещений. С разной яркостью вырисовываются контуры пород, отличных от вмещающих по намагнитченности; выделяются зоны контактов, обогащенные ферромагнитными минералами; во многих случаях можно вычислить глубину и элементы залегания намагнитченных тел (мощность, угол падения, распространение на глубину); при благоприятных условиях иногда получают прямые указания на присутствие месторождений полезных ископаемых, представленных сильномагнитными рудами.

Среди горных пород разного состава и возраста много практически одинаковых по намагнитченности, вследствие чего линия контакта между ними не находит отражения на карте магнитного поля. Точно так же не все тектонические линии отмечаются изменениями магнитного поля. Но несмотря на это, геолог-съемщик получает определенное представление о простирании структур, контурах магнитных пород, важнейших тектонических нарушениях; он располагает также некоторыми сведениями о составе пород на основе вычисленных значений намагнитченности, косвенными (а иногда и прямыми) указаниями на местоположение участков, перспективных на определенные полезные ископаемые. Эти данные приобретают исключительную ценность в районах, закрытых рыхлыми отложениями, затрудняющими геологическую съемку.

На основе карты магнитного поля создается представление о распространении картируемых пород на глубину и вообще о глубинном строении района исследований. Подробность и надежность геологических выводов зависит от масштаба съемки, точности

измерений напряженности магнитного поля и привязки маршрутов к местности.

При неглубоком залегании пород с различной намагниченностью масштаб съемки 1 : 200 000 является слишком мелким для возможного детального решения некоторых задач геологического картирования, доступных для магнитного метода. Поэтому почти все регионы с относительно неглубоким залеганием коренных пород покрыты съемкой в масштабах 1 : 100 000 и 1 : 50 000, а особо перспективные площади — в масштабе 1 : 25 000. На расширение объема аэромагнитной съемки крупных масштабов решающее влияние оказало усовершенствование аппаратуры, что обеспечило более высокую точность магнитных измерений и привязки маршрутов к местности. Применение аэромагнитометров КАМ-28 на ранее исследованных площадях подтвердило значительное повышение разрешающей способности магнитного метода: более подробно и точно устанавливаются геологические границы, контуры геологических образований и их положение в пространстве.

Непрерывное повышение качества аэромагнитной съемки привело к тому, что в настоящее время магнитная съемка масштабов 1 : 200 000 и 1 : 100 000 осуществляется только с самолета. Съемки более крупных масштабов (1 : 50 000 и 1 : 25 000), ранее выполнявшиеся наземными магниторазведочными партиями, также почти полностью заменены воздушной съемкой. На долю наземных работ остались только съемки масштаба 1 : 10 000 и крупнее, которые проводятся обычно на небольших по площади перспективных участках.

В последующих параграфах излагается опыт применения магниторазведки при средне- и крупномасштабном геологическом картировании. Отдельно рассмотрены характерные примеры картирования осадочных отложений, магматических образований, метаморфических пород, выделения складчатых и разрывных структур. Показано, что многие геологические заключения могут быть сделаны без каких-либо вычислений; важно прежде всего правильное понимание геологических причин, приводящих к наблюдаемым изменениям магнитного поля.

§ 44

КАРТИРОВАНИЕ ОСАДОЧНЫХ И МЕТАМОРФИЧЕСКИХ ПОРОД

При картировании и расчленении осадочных образований в недавнем прошлом магниторазведка находила ограниченное применение. Это связано с тем, что органогенные и хемогенные породы являются практически немагнитными; несколько повышенной намагниченностью обладают лишь некоторые терригенные породы (глины, алевролиты, песчаники). Теперь же — при постепенном внедрении квантовых наземных и воздушных магнитометров —

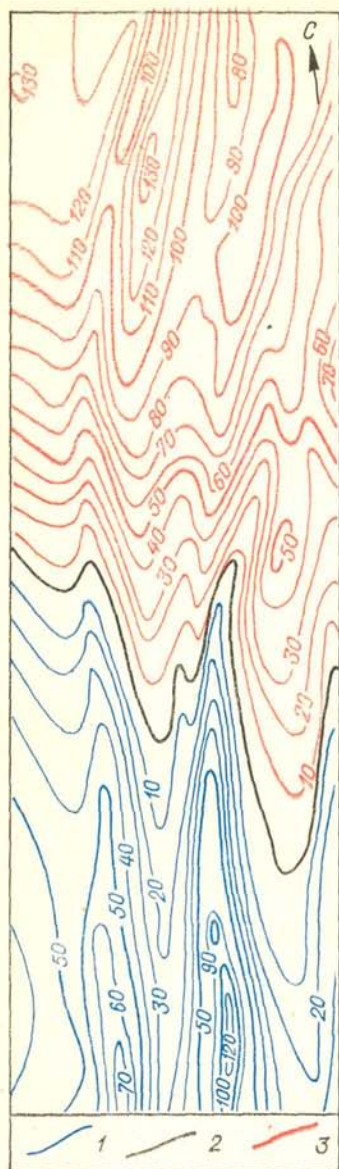


Рис. 94. Аномалии ΔT над зоной линейных дислокаций (по работам Западного геофизического треста).

Изолинии ΔT , гамм: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.

можно рассчитывать на сильное расширение области эффективного использования магниторазведки и в районах развития осадочных пород, так как чувствительность новой аппаратуры вполне достаточна для надежной регистрации аномалий, характерных для терригенных образований.

Пример картирования складчатых структур, в строении которых принимают участие магнитные разности песчаников нижнего триаса, приведен на рис. 94. По полю ΔT , полученному в результате аэромагнитной съемки масштаба 1 : 50 000 с магнитометром КАМ-28 на высоте 200 м, уверенно прослеживаются линейные складки почти меридионального простирания. Высокие градиенты поля и почти линейная ориентировка зон максимальных и минимальных значений указывают на неглубокое залегание затронутых эрозией складчатых структур. На юге намечается замыкание складки, о чем свидетельствует сближение линейных зон положительных значений ΔT . К сожалению, из-за очень сильного нелинейного фона, связанного с магнитными породами фундамента, знак линейной структуры установить трудно. Этот пример показывает, как важно при истолковании магнитных аномалий использовать материалы геологических

наблюдений. Если всего по нескольким обнажениям было бы известно направление падения пород в любых точках рассматриваемого участка, то можно было бы вполне однозначно указать знак структуры и развитых в ее пределах более мелких складок. Но и при отсутствии таких данных аэромагнитная съемка дает важный материал, позволяющий выделить зону линейных

дислокаций, проследить контакты отдельных горизонтов, определить местоположение замковых частей складчатых структур.

При наземной магнитной съемке вполне возможно детальное картирование отдельных маломощных горизонтов магнитных разностей пород. В некоторых случаях эта задача может быть решена даже при работе с оптико-механическими магнитометрами. Такой опыт имеется в Крыму, где вблизи пос. Куйбышево при съемке по сети 50×10 м уверенно прослеживаются горизонты мощностью первые метры (рис. 95). Здесь аномалиями Z_a интенсивностью около 200 гамм четко отмечаются глауконитовые песчаники, в которых установлена вкрапленность магнетита. Положение горизонта этих песчаников в основании верхнемеловых образований дает возможность по магнитному полю картировать важную стратиграфическую границу между отложениями нижнего и верхнего мела, которая, как правило, не обнажена.

Магнитное поле горизонта глауконитовых песчаников позволяет проследить его выходы под наносы, а также определить видимую мощность. Отметим, что направление оси аномалии в данном случае показывает не простирание пород, а линию их выхода под наносы. Это объясняется следующим образом. Верхнемеловые отложения имеют на данном участке пологое падение с углами около 10° , а современный рельеф достаточно сильно расчленен, характерны глубокие долины. Глауконитовые песчаники картируются на склонах, и изогнутые оси магнитных аномалий грубо повторяют изолинии рельефа.

Аномалии Z_a измеряются на наклонной поверхности, но это не мешает использовать их для вычисления параметров пласта без пересчета на горизонтальную плоскость. К ним применимы те же способы вычислений, что и при горизонтальной поверхности наблюдений. При наклоне профиля от горизонта на угол β (положительный, если линия наблюдений наклонена вниз в сторону положительных значений оси x) аналитические выражения составляющих напряженности поля отличаются лишь тем, что вместо угла θ в них входит

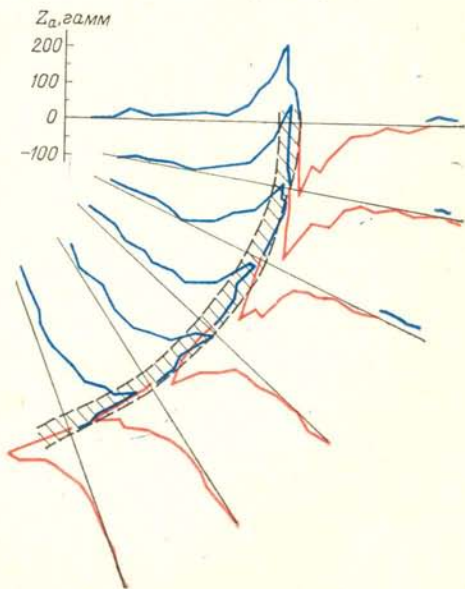


Рис. 95. Картирование горизонта глауконитовых песчаников по полю Z_a .

Штриховкой показан выход глауконитовых песчаников под наносы.

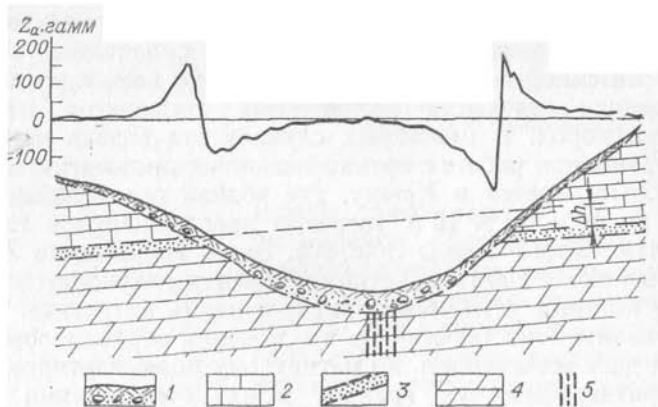


Рис. 96. Определение амплитуды вертикального смещения горизонта глауконитовых песчаников.

1 — четвертичные отложения; 2 — мергели; 3 — глауконитовые песчаники; 4 — конгломераты и известняки; 5 — зона тектонического нарушения.

угол $\vartheta' = (\vartheta + \beta)$; это необходимо учитывать при вычислении угла падения пласта. Надо, однако, помнить, что при построении разреза полученные в результате вычислений значения $2b$ следует откладывать вдоль реальной линии наблюдений, h — по нормали к ней, но угол α — отсчитывать от горизонта.

Долины ручьев часто развиваются по зонам тектонических нарушений, приводящих к относительному вертикальному смещению отдельных блоков пород. Определив положение выхода пласта под наносы в обоих бортах, можно оценить амплитуду такого перемещения (рис. 96).

Используя данные магнитной съемки для картирования осадочных пород, следует иметь в виду, что терригенные породы могут содержать магнетит не на всей площади своего распространения. Поэтому исчезновение магнитных аномалий по простиранию еще не означает, что данный стратиграфический горизонт или определенная литологическая разность пород выклинивается. Так, в 3 км к юго-востоку от рассматриваемого участка глауконитовые песчаники уже не содержат магнетита и не отмечаются магнитной съемкой. Такие факты могут оказаться полезными для выяснения источников сноса и путей перемещения материала в процессе формирования терригенных пород.

По иным особенностям магнитного поля картируется толща осадочных пород, представленная на рис. 97. Локальному поднятию пород синийского и кембрийского возраста, представленных в основном алевролитами, песчаниками и глинистыми сланцами, отвечает область спокойного магнитного поля. Окружающие ее резкие аномалии ΔT вызваны интрузиями траппов. Линия контакта закрыта рыхлыми отложениями, но она отчетливо прослеживается по изменениям магнитного поля.

Широко применяется магнитная съемка при картировании метаморфических пород, чему способствуют существенная дифференциация их по намагниченности и обычно достаточно крутое падение. По маркирующим горизонтам прослеживаются складчатые структуры, иногда удается определить углы или направление падения пород, тем самым выявить антиклинальные и синклинальные складки. По тем или иным признакам магнитного поля можно указать места предполагаемых разрывных нарушений и в отдельных случаях оценить амплитуду возможного смещения.

При решении задач картирования в областях развития метаморфических пород весьма полезным является совместное рассмотрение гравитационных и магнитных полей, особенно в сопостави-

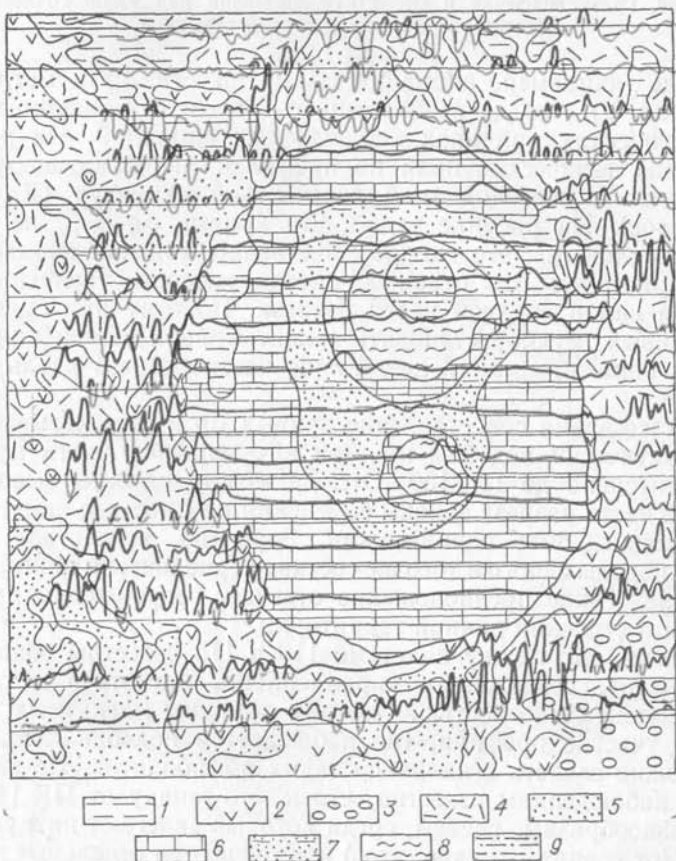


Рис. 97. Выделение разновозрастных пород (по Е. А. Каспаровой).

1 — пески, суглинки, глины (верхний мел — палеоген); 2 — пластовые интрузии траппов; 3 — пески, глины (юра); 4 — туфогенная толща (средний карбон — нижняя пермь); 5 — угленосная толща (карбон); 6 — известняки, доломиты (кембрий); 7 — терригенная толща (кембрий); 8 — алевролиты, песчаники, сланцы (синий); 9 — песчаники, алевролиты (синий).

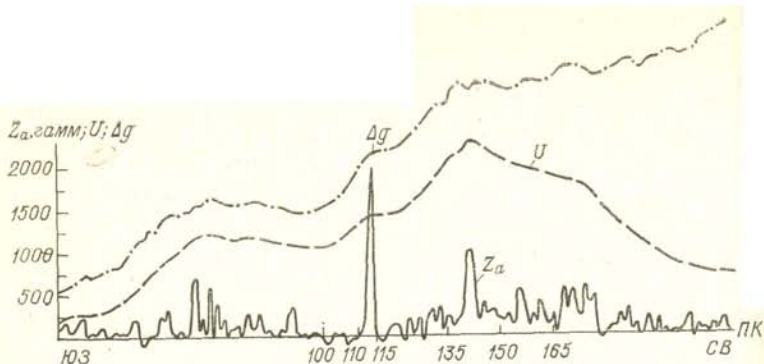


Рис. 98. Гравитационная и магнитные аномалии над зоной сочленения Печенгской и Аллареченской структур.

мом виде (например, аномалия силы тяжести Δg и магнитный потенциал U), что дает возможность более обоснованно судить о геологических причинах наблюдаемых аномалий. На рис. 98 приведены физические поля по профилю, пересекающему зону сочленения Печенгской и Аллареченской структур (Кольский полуостров). На рисунке видно, что кривые Δg и Z_a не имеют никакого сходства; это вполне естественно, так как аномалия Z_a более ярко, чем Δg , отражают неоднородность геологического строения самой верхней части разреза. Поэтому при сравнении этих кривых трудно установить закономерность изменения плотности и намагниченности какой-либо части разреза вдоль линии профиля.

В то же время сопоставление кривых Δg и U показывает, что они практически подобны на всей юго-западной части профиля приблизительно до ПК 150. Отсюда можно сделать вывод, что для этой части разреза законы изменения плотности и намагниченности должны быть одинаковыми. Вероятно, вследствие складчатости породы одного и того же состава периодически повторяются в разрезе. Такое предположение отвечает современным представлениям о строении данной территории.

Отметим, что между пикетами 110 и 115 известны обнажения амфиболитов, содержащих вкрапленность магнетита и обладающих высокой плотностью. Поэтому причины магнитных аномалий на участке профиля, где наблюдается подобие кривых Δg и U , можно связать с наличием таких амфиболитов. По геологическим наблюдениям известно, что к юго-западу от ПК 110 развиты разнообразные гнейсы, среди которых залегают интрузивные породы (от гранитов до диоритов) и встречаются отдельные пластовые тела гранитизированных амфиболитов. С учетом отмеченного сходства гравитационного и магнитного полей можно высказать обоснованное мнение, что породы интрузивного облика возникли при гранитизации тех же толщ, которые залегают на участке

между пикетами 110 и 150. К северо-востоку от ПК 150 подобия кривых Δg и U не наблюдается. Следовательно, здесь развиты иные по составу толщи, с иным соотношением плотности и намагниченности.

Рассмотрим несколько примеров, иллюстрирующих возможность картирования по магнитному полю складчатых и разрывных структур в районах развития интенсивно метаморфизованных докембрийских пород.

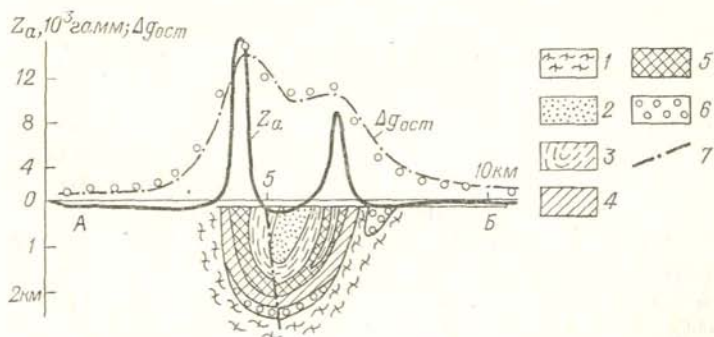
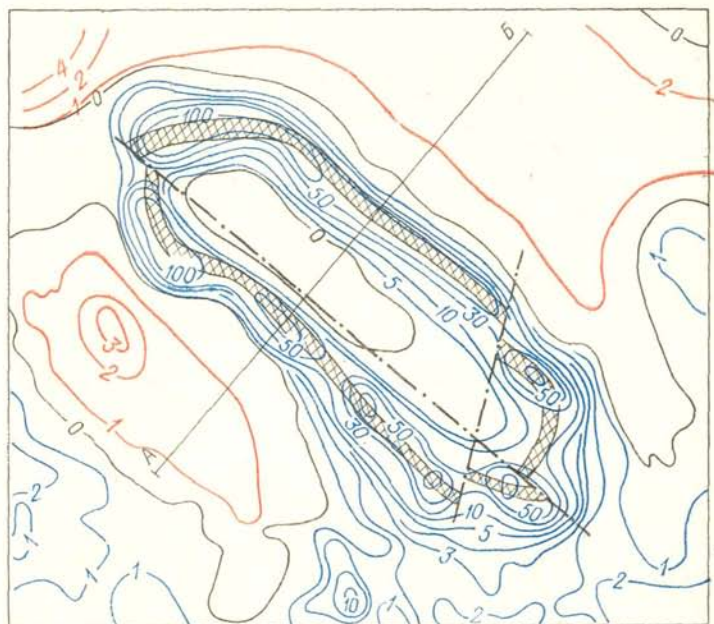


Рис. 99. Магнитное поле Гуляйпольской синклинали (по З. А. Крутиховской).

Изолинии даны в миллэрстедах.

1 — мигматиты; 2 — слюдясто-полевошпатовые песчаники; сланцы; 3 — верхней свиты, 4 — нижней свиты; 5 — железистые кварциты с прослоями сланцев; 6 — биотитовые гнейсы; 7 — разрывные нарушения.

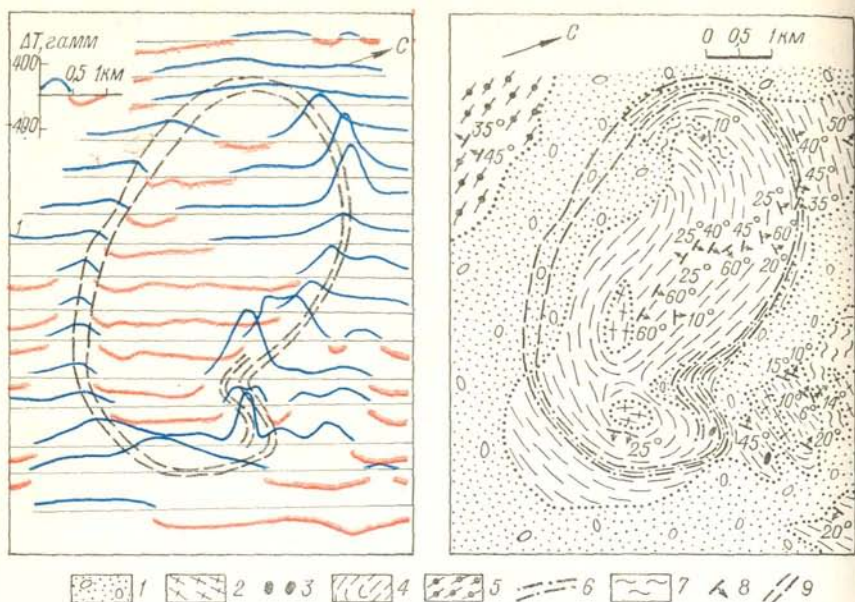


Рис. 100. Картирование антиклинальной структуры по данным аэромагнитной съемки.

1 — четвертичные отложения; 2 — граниты и гранито-гнейсы; 3 — ультраосновные породы; гнейсы; 4 — мигматизированные биотитовые, 5 — гранато-биотитовые, 6 — биотитовые с магнетитом; 7 — амфиболиты; 8 — элементы залегания плоскостей гнейсовидности; 9 — предполагаемый выход пласта под наносы.

На рис. 99 показано поле Z_a Гуляйпольской синклинали (Западное Приазовье), длина которой 9 км, ширина 3 км. Складка картируется благодаря наличию на ее крыльях маркирующего горизонта, представленного железистыми кварцитами. Аномалии Z_a на крыльях складки близки к симметричным, что хорошо соответствует направлению намагниченности железистых кварцитов практически по падению (см. § 10). На глубине, где породы залегают горизонтально, плотность магнетизма должна быть близка к нулю, в связи с чем над ядром складки наблюдается существенное понижение поля. В нескольких местах на крыльях складки плавный ход изолиний нарушается, что можно объяснить разрывом сплошности пород по зонам разломов. При крутом падении и вертикальной намагниченности пород, если вмещающие образования немагнитны и обладают низкой плотностью, должно наблюдаться если не подобие, то большое сходство сопоставимых составляющих гравитационного и магнитного полей. В этом легко убедиться, если вместо аномалии Δg вычислить ее вертикальный градиент и сравнить его с Z_a или рассчитать магнитный потенциал и сопоставить его с Δg .

На рис. 100 приведен пример картирования антиклинальной складки на северо-западе Кольского полуострова по данным аэро-

магнитной съемки. Здесь среди толщи мигматизированных гнейсов геологическими наблюдениями установлен горизонт, обогащенный магнетитом, который по магнитному полю прослеживается в виде замкнутого контура. Отметим, что знак структуры по магнитным аномалиям может быть установлен лишь в том случае, если известно направление намагниченности пород. В данном районе нормальное наклонение составляет около 75° , углы падения плоскостей гнейсовидности в северном крыле равны приблизительно 40° . Если считать, что гнейсовидность совпадает со слоистостью или что магнетит вторичный и расположен по гнейсовидности, то симметричные кривые ΔT будут наблюдаться при $\alpha = 60^\circ$ (см. § 22). При более пологом падении к северу отрицательное поле должно располагаться южнее максимальных значений ΔT .

Наблюдаемая на северо-западе симметрия кривой при углах падения около 40° позволяет установить, что породы намагничены не по современному полю и что наклонение проекции вектора намагниченности в меридиональной плоскости $\varphi = 90 - 75 + 45 = 60^\circ$ [см. формулу (22.8)]. Считая, что ориентировка намагниченности сохраняется такой же и в южном крыле, по аномалии на маршруте 1, где $\Delta T = H_n$, что соответствует $\varepsilon = 90^\circ$, находим $\alpha = 60 + 75 = 135^\circ$. Таким образом, породы южного крыла падают к югу под углами, близкими к 45° . На рисунке видно, что в данном месте обнажения отсутствуют, но несколько юго-западнее гранато-биотитовые гнейсы, предположительно согласно залегающие на биотитовых, падают примерно под такими углами.

Наряду с рассмотренными простыми складками метаморфические породы образуют и более сложные структуры, характеризующиеся резким изменением простирания пород, их выклиниванием в замковых частях складок. При выделении таких структур по магнитному полю следует принимать во внимание, что характер аномалий, особенно ΔT , зависит от ориентировки пород относительно вектора намагниченности. Это означает, что изменение простирания, обычно сопровождаемое изменением углов падения, приводит к изменению и характера аномалии (рис. 101).

Над восточным крылом складки, где простирание пород широтное, наблюдаются асимметричные кривые ΔT , в то время как над северо-западным, где простирание пород близко к меридиональному, отрицательные поля практически отсутствуют. Если предположить, что породы намагничены по современному полю, то в первом случае падение их должно быть северным, а во втором — близким к вертикальному, что и подтверждается геологическими наблюдениями. Картирование складки в ее замковой части затруднено в связи с тем, что маршруты съемки здесь близки по направлению к простиранию пород. При оперативной обработке магнитограмм, когда особенности поля выясняются в процессе наблюдений, на таких участках было бы полезно выполнять

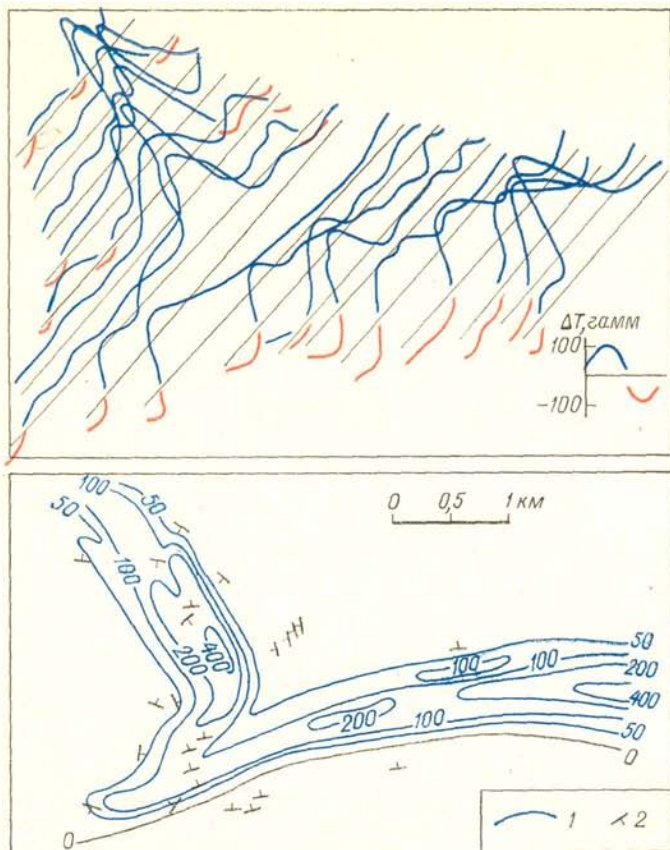


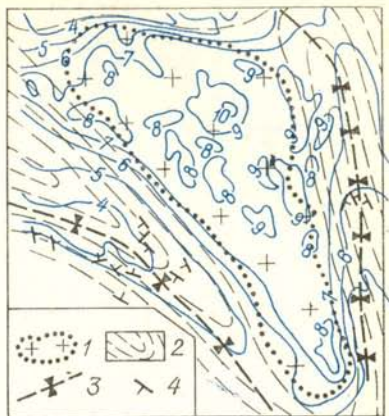
Рис. 101. Магнитное поле ΔT над замком складки.
 1 — изолинии ΔT , гамм; 2 — элементы залегания.

измерения по отдельным маршрутам иной ориентировки, которые одновременно можно было бы использовать для оценки качества съемки.

Для докембрийских щитов характерно развитие так называемых гнейсо-мигматитовых куполов, в ядрах которых залегают граниты или интенсивно гранитизированные породы. Характер поля над такими структурами зависит от соотношения магнитных свойств пород в ядре и на крыльях. По магнитному полю они впервые были закартированы на Украинском щите Г. К. Кужеловым; удачные примеры приведены З. А. Крутиховской (рис. 102). Над купольной структурой наблюдается высокое магнитное поле, связанное, как это установлено по данным бурения, с плагиоклазовыми мигматитами и полимигматитами полосчатой текстуры, содержащими магнетит. Этот магнитный минерал мог образоваться в процессе гранитизации пород основного состава, на что

Рис. 102. Магнитное поле над Вершинно-Власовской купольной структурой (по З. А. Крутиховской).

Изолинии Z_a даны в миллиэрстедах.
 1 — гранитоиды; 2 — биотитовые гнейсы;
 3 — оси межкуповольных синклиналей; 4 — элементы залегания.



указывает реликтовая слоистость в гранитах, наличие в них прослоев амфиболитов. В обрамлении купола установлены преимущественно немагнитные гнейсы, слагающие синклинали, оси которых уверенно выделяются по минимальным значениям Z_a , что вполне естественно, так как в этих местах магнитные породы залегают на большей глубине.

Подобные структуры известны и на Балтийском щите, где они перекрыты осадочными породами значительно меньшей мощности. Благодаря этому в отдельных случаях удается не только закартировать структуру в целом, но и выделить в ее центральной части маркирующие горизонты, по которым можно судить об особенностях ее внутреннего строения.

На рис. 103 показано расположение осей магнитных аномалий над Каскельским массивом (Кольский полуостров). По геологическим наблюдениям в пределах массива установлены породы интрузивного облика, по составу близкие к гранодиоритам и гранитам, среди которых встречены единичные останцы гранитизированных амфиболитов. За пределами массива известны сланцеватые амфиболиты, в которых наблюдается видимая вкрапленность магнетита. Этим породам соответствуют аномалии ΔT интенсивностью до 800 гамм с резким горизонтальным градиентом; над центральной частью массива наблюдаются аномалии со значительно меньшим горизонтальным градиентом ΔT , что создает видимость существенно большей глубины залегания вызывающих эти аномалии пород.

Представление о большой глубине залегания возникает в связи с тем, что у останцов магнитных пород в большинстве случаев отсутствуют четкие контакты, наблюдается постепенный переход от амфиболитов к диоритам, гранодиоритам и гранитам. Столь же плавное меняется и намагниченность, следствием чего является плавное изменение магнитного поля, поэтому контакты таких гранитизированных амфиболитов проведены условно.

По магнитным аномалиям устанавливается пространственная связь между амфиболитами обрамления и магнитными породами центральной части массива; на северо-востоке и западе выявляется непосредственный переход от амфиболитов к гранодиоритам,

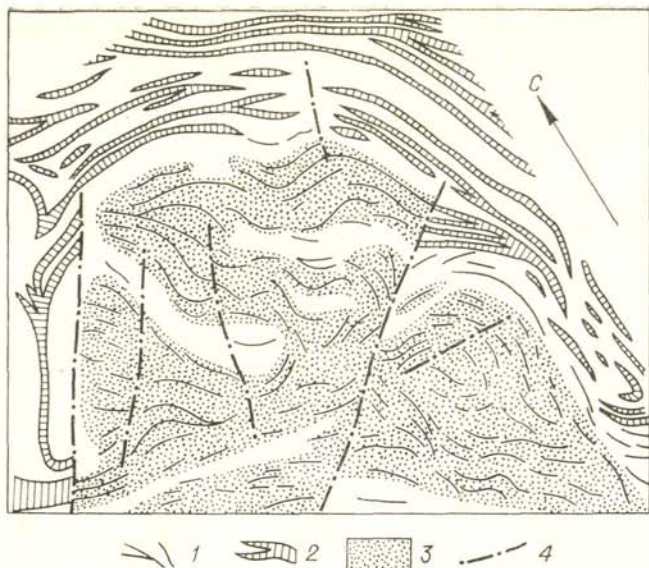


Рис. 103. Картирование пород Каскельского массива по полю ΔT .

1 — оси магнитных аномалий; магнитные породы: 2 — с резким перепадом намагниченности в зоне контакта, 3 — с постепенным изменением намагниченности; 4 — предполагаемые разрывные нарушения.

причем аномалии ΔT прослеживаются непрерывно, но к центру массива их горизонтальный градиент и интенсивность постепенно убывают. Областям низких значений магнитного поля в центре массива соответствуют площади преимущественного развития гранитов. Ориентировка осей магнитных аномалий свидетельствует о том, что интенсивно гранитизированные толщи образуют здесь сложные складчатые структуры. Характер этих структур находит отражение и в простирации пород обрамления. Наблюдаемые на отдельных участках обрывы осей магнитных аномалий позволяют наметить места вероятных тектонических нарушений, в пределах которых магнитные минералы полностью разрушены.

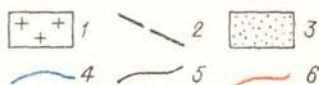
§ 45

КАРТИРОВАНИЕ МАГМАТИЧЕСКИХ ПОРОД

Широкий круг задач решается магниторазведкой при картировании и изучении строения массивов интрузивных пород. Повышенная намагниченность чаще бывает свойственна интрузивным породам основного и ультраосновного состава, но в принципе породы любого состава могут быть магнитными, как это показывает большой опыт работ. У пород, принадлежащих к единому

Рис. 104. Картирование гранитного массива и зоны экзоконтактовых изменений (по Г. И. Компанейцу).

1 — граниты; 2 — разрывные нарушения; 3 — зоны контакто-измененных пород; изолинии Z_a , мЭ: 4 — положительные, 5 — нулевые, 6 — отрицательные.



комплексу, с увеличением основности намагниченность обычно возрастает.

Интрузивные породы кислого состава, являющиеся практически немагнитными, при залегании среди немагнитных пород могут в ряде случаев картироваться благодаря выделению магнетита в зоне контакта, где происходит скарнирование или ороговикование вмещающих пород. Массив в плане оказывается обремененным магнитными аномалиями, которые прослеживаются либо непрерывно, либо на отдельных участках.

В большинстве случаев массивы площадью в несколько квадратных километров выделяются при аэромагнитной съемке. Дальнейшее уточнение положения контактов и при необходимости оценка возможных масштабов магнетитового оруденения выполняются по материалам наземной съемки (рис. 104). В данном случае над зоной ороговикovaných пород наблюдаются положительные значения поля Z_a , но известны массивы, околтуренные цепочкой аномалий с ярко выраженными отрицательными значениями поля, связанными с обратной намагниченностью. Тогда над самими массивами отмечаются спокойные положительные поля, хотя интрузивные породы и не содержат ферромагнитных минералов.

На рис. 105 изображены результаты аэромагнитной съемки, решающей такую же задачу. Граниты рапакиви на восточном берегу Ладожского озера создают относительно спокойное магнитное поле, которое резко меняется за пределами контура массива. Как и в предыдущем случае, контуры интрузивного массива отмечаются по аномалиям над вмещающими породами, а не над массивом. Уместно заметить, что при одновременных измерениях с самолета магнитного поля и гамма-активности гранитный массив

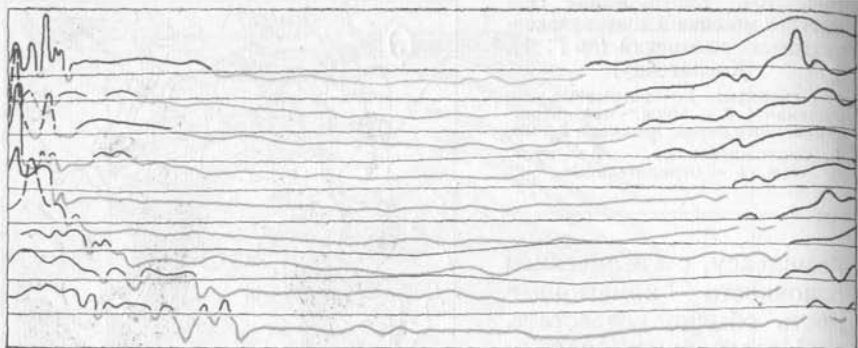


Рис. 105. Выделение гранитов-рапакиви по спокойному пониженному полю ΔT (по В. В. Сусленикову).

отмечается повышенным гамма-излучением, что обеспечивает картирование интрузии даже в том случае, когда заметные изменения магнитного поля при пересечении линии контакта отсутствуют.

Если граниты залегают среди немагнитных вмещающих пород, а сами содержат ферромагнитные минералы, то их картирование по высоким значениям магнитного поля является сравнительно простой задачей, но в некоторых районах возникает необходимость расчленить такие интрузивные породы и установить принадлежность их разновидностей к определенной интрузивной фазе. Такая задача стоит, например, в Казахстане, где с определенной фазой гранитов акчатауского комплекса перми связано вольфрам-молибденовое оруденение. Большинство исследователей выделяют среди гранитов этого комплекса породы трех фаз: основной, дополнительных интрузий и жильных пород первого этапа. Различия в минералогическом составе гранитов разных фаз незначительны, а пространственно они чаще всего объединены в пределах одного массива.

Для образцов, отобранных с поверхности, характерны значения: $\kappa = (300 \div 600) \cdot 10^{-6}$ СГС, $J_n = -(50 \div 150) \cdot 10^{-6}$ СГС (граниты основной фазы); $\kappa = (50 \div 150) \cdot 10^{-6}$ СГС, $J_n = (15 \div 45) \cdot 10^{-6}$ СГС (граниты дополнительных интрузий). Поэтому имеется принципиальная возможность разделения гранитов основной и дополнительной фаз по материалам магнитной съемки. Однако по данным аэромагниторазведки удается лишь закартировать массивы в целом; выявление отдельных разностей затруднено, как показывает опыт работ на Коктаасском гранитном массиве, где граниты дополнительной фазы слагают маломощные пластовые тела, залегающие среди гранитов основной фазы. Поэтому для решения указанной задачи выполняют наземные съемки.

По полю Z_n (рис. 106) граниты дополнительной фазы, залегающие в данном случае в кровле массива, выделяются по меньшей напряженности поля (приблизительно на 50—100 гамм) и более

спокойному его характеру. Слабое различие в напряженности поля при значительной разнице в магнитных свойствах объясняется тем, что уровень поля создается преимущественно большим объемом пород основной фазы. Их магнитное поле приближенно может быть оценено по соотношению $Z_a = 2\pi J$ с учетом того, что приведенные выше значения магнитных свойств получены по образцам с поверхности, а с глубиной, по данным А. А. Духовского, они возрастают в 2—3 раза. Маломощное (100—300 м) тело гранитов дополнительной фазы незначительно снижает общий уровень поля, но отчетливо проявляется в более спокойном его характере, что объясняется слабой дисперсией магнитных свойств этих гранитов. В тех случаях, когда граниты дополнительной фазы слагают крупные тела в пределах интрузии, как это наблюдается, например, в Восточно-Коунрадском массиве, они отмечаются понижением поля приблизительно на 300 гамм.

Успешно применяется магнитная съемка для картирования интрузий пород основного и ультраосновного состава, обычно содержащих вкрапленность ферромагнитных минералов, хотя известны и немагнитные разности этих пород. Массивы, выходящие на уровень эрозионного среза, отмечаются аномалиями при воздушной съемке в сотни гамм, а при наземной — в первые тысячи. По зонам высоких градиентов прослеживаются контакты пород и может быть указан контур их выхода под наносы. Породы основного и ультраосновного состава часто слагают дифференцированные интрузии; тогда по магнитному полю можно расчленивать массивы и выделить площади распространения определенных петрографических разностей, что имеет практическое значение при поисках ряда полезных ископаемых, таких как железо, титан, никель, хром, асбест и др.

Процесс серпентинизации пород ультраосновного состава, особенно перидотитов, приводит к образованию вторичного магнетита, поэтому серпентинизированные разности обычно отмечаются наиболее высокими значениями магнитного поля. Большой интерес представляют дифференцированные интрузии центрального

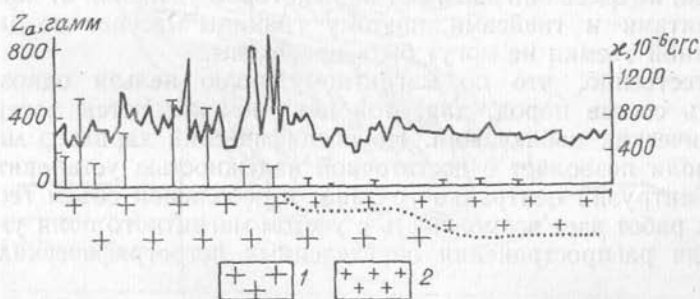


Рис. 106. Магнитное поле над Коктаским массивом пермских гранитов в Центральном Казахстане (по А. А. Духовскому).

Фазы: 1 — основная, 2 — дополнительная.

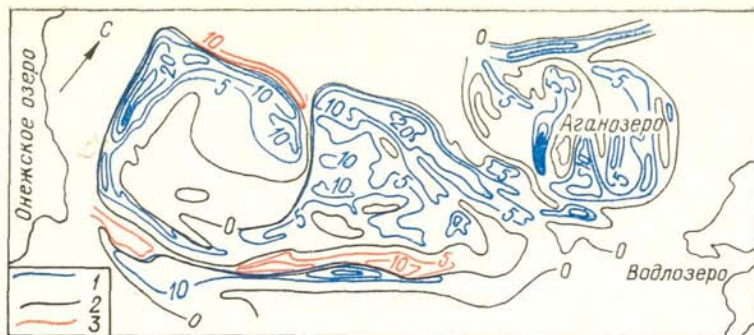


Рис. 107. Поле ΔT над Бураковским и Аганозерским массивами (по работам Западного геофизического треста).
Изолинии ΔT , мЭ: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.

типа, в строении которых принимают участие и щелочные разности пород, с которыми могут быть связаны месторождения апатита и редкоземельных элементов. Интрузии центрального типа характеризуются концентрически зональным строением, что находит отражение в характере магнитного поля. На рис. 107 показано поле ΔT , полученное в результате аэромагнитной съемки масштаба 1 : 50 000 над Бураковским и Аганозерским массивами. В краевых частях Бураковского массива развиты пироксениты, магнитная восприимчивость которых достигает $1 \cdot 10^{-2}$ СГС. Их положение в контакте с вмещающими гранитами и гнейсами позволяет по полю ΔT четко провести северную и западную границы массива. В центральной части Бураковского массива резко преобладают габбро-нориты с магнитной восприимчивостью около $1 \cdot 10^{-4}$ СГС, в связи с чем здесь наблюдается спокойное, близкое к нормальному магнитное поле.

Отдельные участки более высоких значений ΔT отвечают небольшим телам ультраосновного состава, преимущественно перидотитам. Последние широко развиты в пределах Аганозерского массива, но здесь они залегают на некотором удалении от контакта с гранитами и гнейсами, поэтому границы массива по данным магнитной съемки не могут быть проведены.

Естественно, что по магнитному полю нельзя однозначно указать состав пород, для этой цели привлекаются материалы геологических наблюдений. Но специфический характер магнитного поля позволяет с достаточной надежностью установить наличие интрузий центрального типа, а небольшой объем геологических работ дает возможность с учетом магнитного поля указать площади распространения определенных петрографических разностей.

На рис. 107 видно, что собственно Бураковский массив разделен на две части; в зоне их контакта происходит резкое изменение направления изолиний с широтного на меридиональное, что

прослеживается только по низким значениям поля. Изолинии высоких значений ΔT вблизи этой зоны замыкаются, что дает основание предполагать тектонический характер контакта. Почти повсеместно наблюдаемые в обрамлении массива отрицательные значения ΔT указывают на общее падение пород к центру, т. е. на конусо- или чашеобразную форму массива, что подтверждается также и данными гравиразведки.

Более детальное расчленение таких интрузий осуществляется при наземной магнитной съемке. На рис. 108 приведено поле Z_a над массивом щелочных, ультраосновных пород и карбонатитов, залегающих среди протерозойских немагнитных образований. По магнитному полю видно, что наиболее сложное строение имеет центр массива, где высокие значения Z_a соответствуют площади развития нормальных и нефелиновых сиенитов. Аномалиями меньшей интенсивности (до 2000 гамм) картируются мелилитовые породы. Немагнитными или слабомагнитными являются карбонатиты, уртиты и мельтейгиты, поэтому в пределах массива наиболее низкие значения поля могут указывать на площади их распространения.

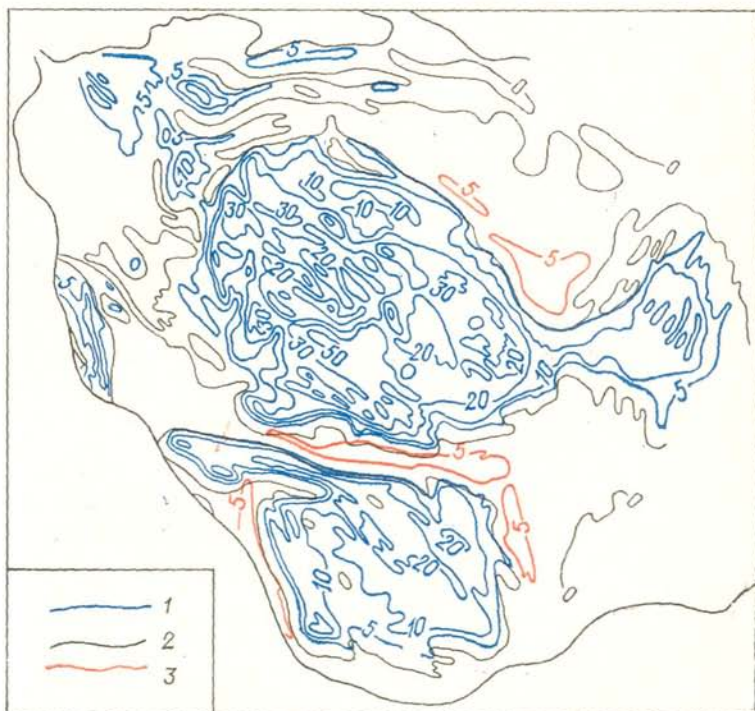


Рис. 108. Магнитное поле Z_a над массивом центрального типа Турьего мыса (по Д. Н. Дмитриеву и др.).

Изолинии Z_a , мЭ: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.

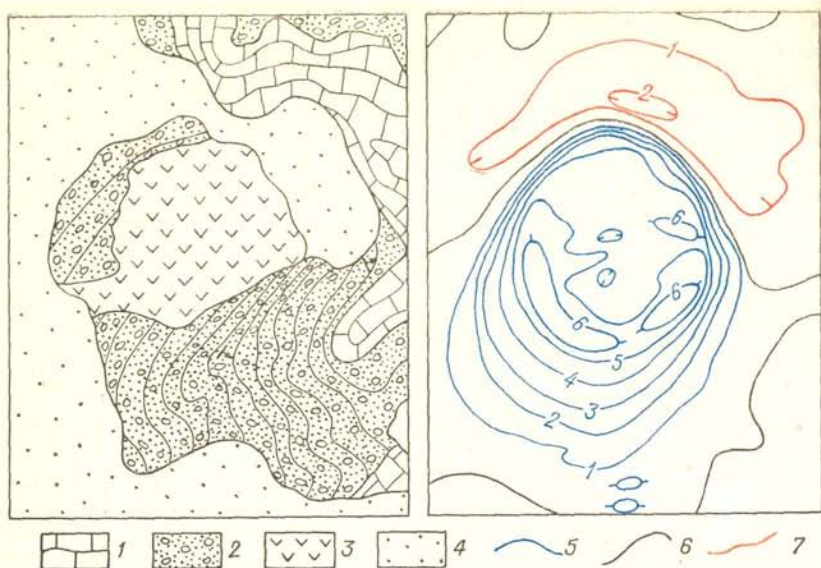


Рис. 109. Магнитное поле ΔT над граносиенитовой интрузией.

1 — известняки; 2 — песчаники; 3 — граносиениты; 4 — наносы; изолинии ΔT , усл. ед.: 5 — положительные, 6 — нулевые, 7 — отрицательные.

Выделение тех или иных разностей пород по магнитному полю в условиях плохой обнаженности столь сложно построенных массивов носит условно-вероятностный характер, однако совместное рассмотрение результатов нескольких геофизических методов, как это обычно делается, позволяет существенно повысить достоверность геологических заключений. Среди возможных методов детального картирования интрузий центрального типа (гравиразведка и радиометрия) магниторазведка играет ведущую роль.

Очень хорошо определяются местоположение и контуры интрузий, представленных магнитными разностями, на фоне немагнитных вмещающих пород. На рис. 109 изображена магнитная аномалия над массивом граносиенитов в Казахстане. В данном случае по магнитному полю устанавливается почти вертикальное распространение интрузивного тела на глубину. Отрицательная часть аномалии с северной стороны вполне соответствует теоретическим выводам о поле ΔT над намагниченным телом при его вертикальном падении.

Характер магнитного поля над магнитными эффузивными породами во многом зависит от условий их залегания. Горизонтальные эффузивные покровы картируются по резко меняющимся (даже при воздушной съемке), часто знакопеременным полям, в которых трудно установить простирание осей аномалий. Такие поля характерны, например, для молодых эффузивов Камчатки. Более древними покровами эффузивов, подвергшимися складча-

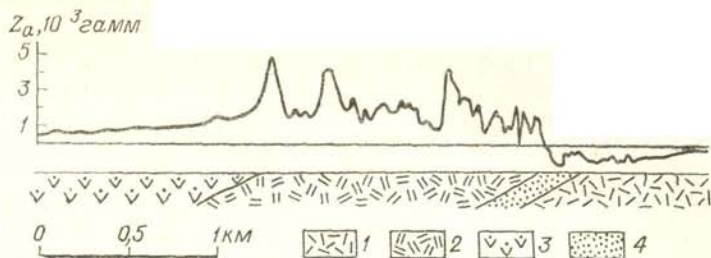


Рис. 110. Поле Z_a над северным крылом Печенгской структуры. Эффузивы: 1 — первого, 2 — второго, 3 — третьего покровов печенгской серии; 4 — породы второй осадочной толщи.

тости, создаются такие же аномальные поля, как осадочными и метаморфическими породами. Магматическое происхождение эффузивов обычно не может быть установлено по материалам магнитной съемки. Природа аномалий выясняется в результате геологических наблюдений или при совместном использовании магниторазведки и других геофизических методов, например гравиразведки.

При неглубоком залегании сказывается неоднородность эффузивных толщ по намагниченности, в результате чего над ними вкрест простирания обычно наблюдается резко меняющееся поле. Пример картирования эффузивных пород приведен на рис. 110, где положение второго вулканогенного покрова печенгской серии (Кольский полуостров) легко устанавливается по резко меняющимся аномалиям Z_a высокой интенсивности. Над эффузивными породами других покровов, хотя они и представлены разностями преимущественно основного состава, наблюдается спокойное магнитное поле, что объясняется практически полным отсутствием ферромагнитных минералов.

§ 46

КАРТИРОВАНИЕ РАЗРЫВНЫХ НАРУШЕНИЙ

Зоны разломов отмечаются на картах аномального магнитного поля по-разному. Линейные, вытянутые, аномалии всегда дают повод для предположений о наличии разлома, если есть основания считать, что аномалии связаны с породами магматического происхождения. Естественно, что каналами для проникновения этих пород являлись трещины разлома, отмечаемые осевыми линиями аномалий.

В пределах зоны разлома массивы и дайки не обязательно прослеживаются непрерывно, часто они слагают отдельные изолированные тела, тогда такие нарушения трассируются по характерным цепочкам магнитных аномалий (рис. 111). В данном случае разломы меридионального простирания залечены небольшими

дайками диабазов и габбро-диабазов, падение которых, судя по магнитному полю, близко к вертикальному. Разлом северо-западного простирания картируется по протяженным дайкам габбро-амфиболитов. В месте пересечения тектонических линий разных направлений аномалии в плане не смещены, поэтому судить о возрастных соотношениях разломов трудно. Вероятно, дайки северо-западного простирания моложе, так как при пересечении разрывных нарушений не наблюдается искажения изолиний этой ориентировки, что было бы неизбежно, если бы эти дайки подверглись последующему дроблению в зонах меридиональных разломов.

Труднее объяснить разломы, контролируемые линейно вытянутыми зонами отрицательных значений Z_a или ΔT , наблюдаемыми на фоне повышенного поля. Причинами таких аномалий могут быть внедрившиеся по трещинам разлома интрузивные породы, представленные немагнитными разностями, или же дробление пород по плоскостям скольжения, в результате чего породы в целом утратили остаточную намагниченность, свойственную им в первичном залегании. В таком случае отрицательное поле не создается породами, заполняющими зону разлома, а является естественной частью общей аномалии, вызванной магнитными породами.

Пример картирования такой тектонической линии представлен на рис. 112. Разлом, установленный геологическими наблюдениями, хорошо отмечается линейно вытянутой зоной отрицательных значений магнитного поля. Эта тектоническая зона могла бы быть выявлена и без полосы отрицательных значений по вполне заметному общему изменению поля к северу и к югу от зоны разлома: спокойное поле на севере отличается от переменного на юге. По напряженности поля можно предполагать, что южная часть приподнята относительно северной.

Такой же линейно вытянутой зоной низких значений ΔT (рис. 113) картируется глубинный Северо-Кейвский разлом на Кольском полуострове, отделяющий Кейвскую структуру от расположенного севернее Мурманского блока. В пределах этой зоны установлена мощная полоса развития милонитов — продуктов дробления гиперстеновых гнейсо-диоритов, потерявших в результате дробления свою намагниченность. Кроме того, положение разлома контролируется телами габбро-анортозитов, прослеживающихся по четким магнитным аномалиям непосредственно вдоль северо-восточного тектонического контакта Кейвской структуры. Эти аномалии наблюдаются и далее к северо-западу, благодаря чему разлом далеко прослеживается в указанном направлении.

Известны случаи, когда тектонические линии отмечаются линейными зонами отрицательных значений на фоне нормального поля. Причины этого явления не всегда ясны, но такие аномалии используются в качестве прямого указания на присутствие разрывных нарушений. В Кавалеровском оловорудном районе, как будет показано ниже, такая картина поля объясняется наличием

обратно намагниченного пирротина в мощной зоне гидротермально измененных пород.

Сбросы и сдвиги, не сопровождающиеся внедрением магматических пород и изменением вещества в зоне нарушения, хорошо выявляются по магнитному полю в тех случаях, когда смещению подвергаются сильно вытянутые тела, обладающие значительной намагниченностью. Амплитуда сдвига при $\alpha = 90^\circ$ определяется по смещению оси аномалии или зоны контакта в плане, а амплитуда сброса и взброса — по разности глубин залегания магнитных пород. Наличие сброса легко установить по скачкообразному уменьшению максимума и расширению зоны положительных значений над сброшенной частью намагниченного тела.

На рис. 114 по магнитному полю отчетливо выявляется смещение контакта магнитных интрузивных пород и немагнитных зеленых сланцев в одном из районов Байкальской складчатой области. Можно наметить две линии нарушений, вдоль каждой из которых смещение в плане составляет около 4 км. Вертикального смещения по магнитному полю в данном случае не установить, так как

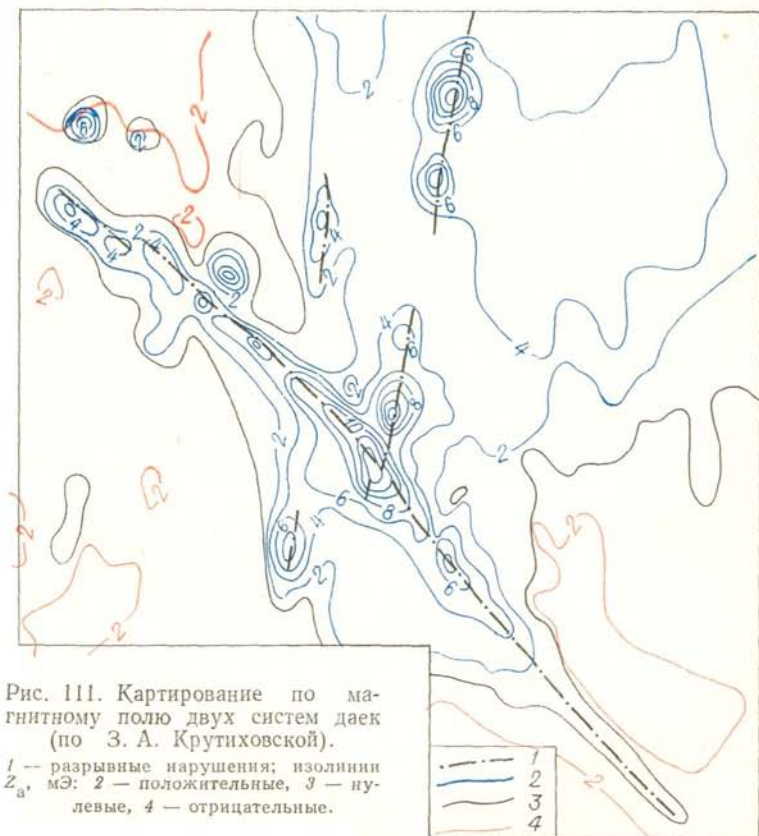


Рис. 111. Картирование по магнитному полю двух систем даек (по З. А. Крутиховской).

1 — разрывные нарушения; изолинии Z_a , мЭ: 2 — положительные, 3 — нулевые, 4 — отрицательные.

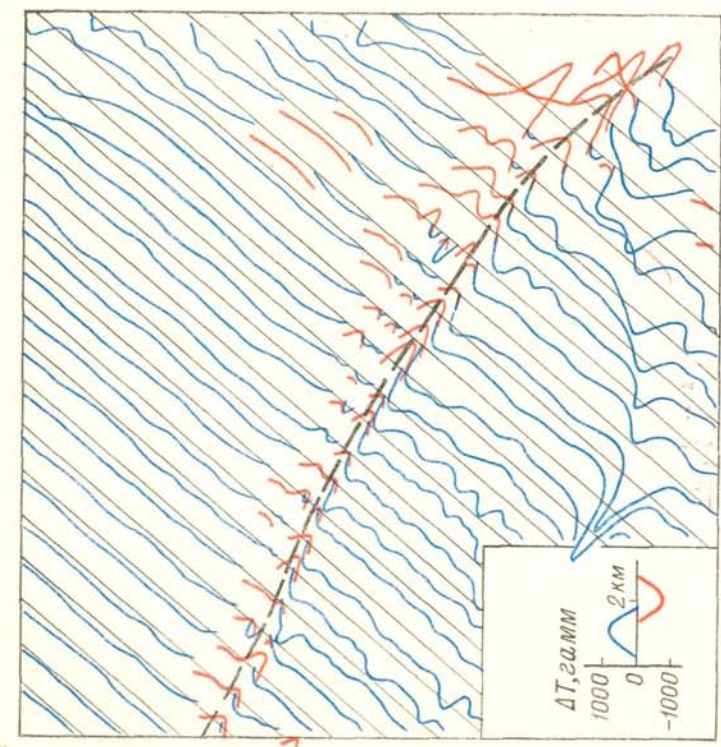


Рис. 112. Зона разломов, отмеченная отрицательным полем ΔT .

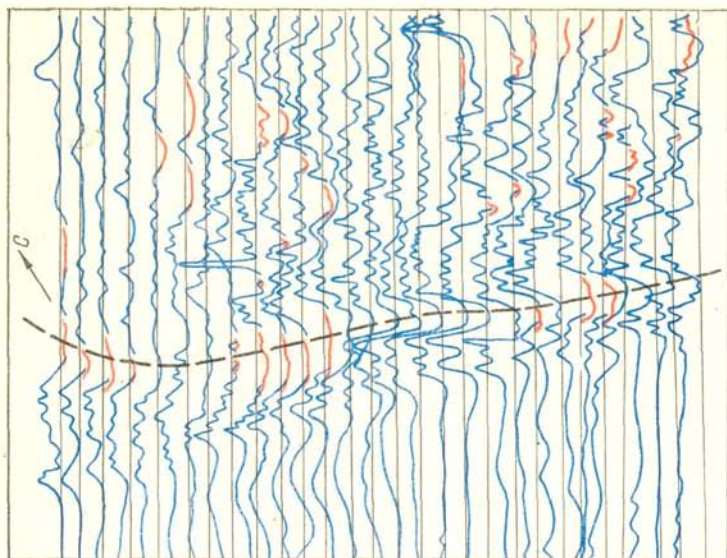


Рис. 113. Выделение Северо-Ке́йвского разлома по полю ΔT .

Рис. 114. Картирование разломов по смещению магнитных пород в плане (по А. Л. Шпилькову и Э. М. Мулюкову).

Штриховой линией показаны разломы.

градиенты поля в обоих блоках остаются практически одинаковыми, что свидетельствует об одной и той же глубине залегания магнитных пород. Отметим, что это не указывает на отсутствие вертикальных смещений; они могли быть, но с амплитудой существенно меньшей, чем вертикальные размеры намагниченных тел.

Еще один пример картирования разрывного нарушения приведен на рис. 115, где изображено магнитное поле по материалам съемки масштаба 1 : 25 000 в Печенгском районе Мурманской области. Нарушение выделяется по резкой смене характера поля: четко коррелируемые на северо-западе аномалии, связанные с крутопадающими пластами кристаллических сланцев, резко обрываются, сменяясь спокойными полями эффузивных пород четвертого покрова печенгской серии, по которым трудно установить даже простирание пород. Такое изменение поля указывает на значительную амплитуду смещения пород вдоль плоскости нарушения.

В каждом из приведенных выше примеров разрывное нарушение выделялось в основном по какому-то одному признаку. Но нередки случаи, когда разные части одного и того же нарушения отражаются в магнитном поле по-разному и его положение устанавливается по совокупности признаков. Такой пример приведен на рис. 116, где показано поле остаточных аномалий ΔT , полученное по результатам съемки масштаба 1 : 50 000 с магнитометром КАМ-28 при высоте полета 200 м. Наиболее спокойные постепенно меняющиеся аномалии наблюдаются над полого залегающими осадочными породами Косью-Роговской мегасинклинали, ось которой имеет северо-восточное простирание. Плавные контуры

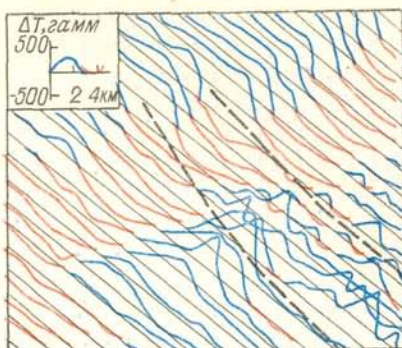
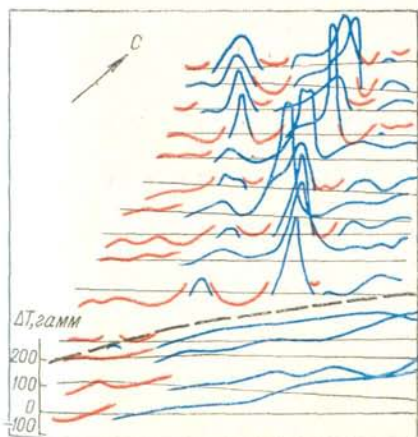


Рис. 115. Картирование разрывного нарушения по резкой смене характера поля ΔT .

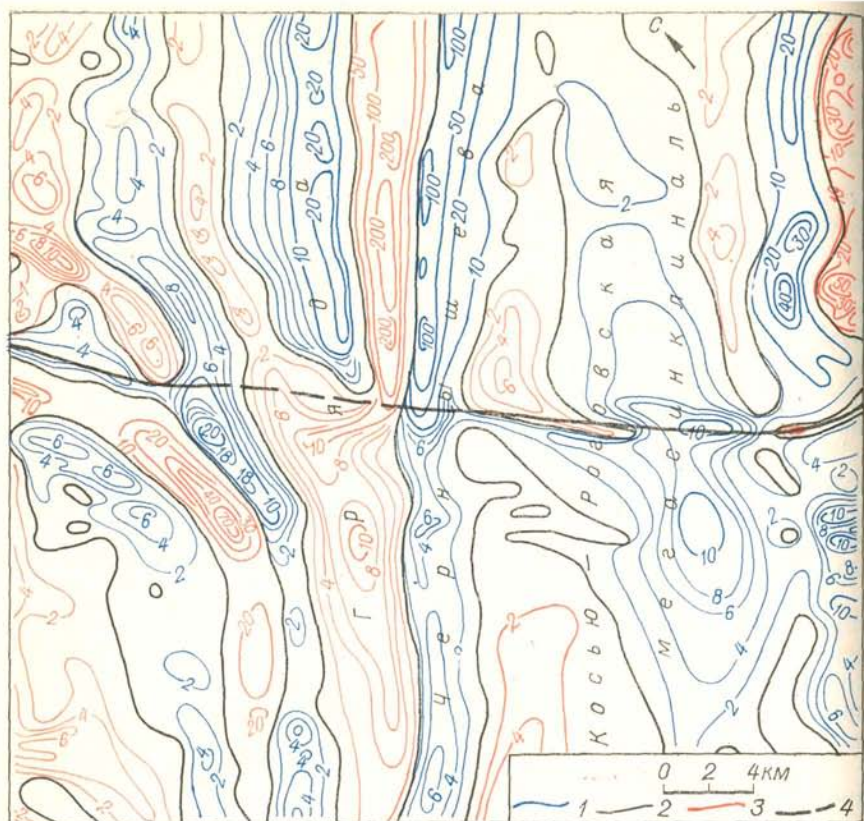


Рис. 116. Выделение протяженного разрывного нарушения по совокупности изменений магнитного поля (по работам Западного геофизического треста). Изолинии остаточных аномалий ΔT , гамм: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные; 4 — разлом.

положительных значений ΔT , обрамленные зонами отрицательных полей, отражают наличие в пределах мегасинклинали пологих антиклинальных структур, магнитные породы которых не вскрыты эрозийным срезом. Северо-западная граница мегасинклинали определяется крупной линейной тектонической структурой — горстом гряды Чернышева. Простираение этой структуры подчеркивается четкой линейной ориентировкой магнитных аномалий, указывающей, в частности, на существование глубинного разлома северо-восточного простираения. На северо-западе территории магнитное поле обусловлено частично эродированной складчатой структурой сложной формы.

Все перечисленные структуры пересечены разломом северо-западного простираения. В пределах Косью-Роговской мегасинклинали он устанавливается по соответствующей ориентировке изо-

линий поля, которая не согласуется с общим простираем этой структуры. Хорошо видно, что здесь разлом пересекает глубоко расположенную антиклинальную складку, северо-восточная часть которой, судя по интенсивности аномалии, погружена на большую глубину. Пересечение разломом гряды Чернышева устанавливается по резкому изменению интенсивности линейных магнитных аномалий; наблюдаемая к северо-востоку от него линейная аномалия с положительными значениями до 20 гамм далее к юго-западу не прослеживается. Интенсивность во второй зоне положительных значений падает от 100 до 6 гамм. Такие изменения могут указывать на то, что магнитные породы, возможно слагавшие ядра узких синклиналиных складок, в юго-западном блоке почти полностью эродированы. К северо-западу от гряды Чернышева разлом отмечается смещением в плане зон положительных и отрицательных значений аномалий и появлением не характерной для этой части территории северо-западной ориентировки изолиний.

Отметим, что картирование данного разлома на территории повсеместного развития осадочных пород оказалось возможным только по материалам съемки с квантовым магнитометром; по результатам проведенной ранее аэромагнитной съемки с феррозондовым магнитометром эту тектоническую структуру выявить не удалось.

§ 47

ПОИСКИ И РАЗВЕДКА ЖЕЛЕЗОРУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Магнитный метод возник и длительное время развивался как метод поисков месторождений магнетитовых руд. С повышением точности полевых измерений и успешным развитием теоретических основ появилась возможность применять магниторазведку не только для обнаружения магнетитовых месторождений, но и для решения разведочных задач: определения глубины, элементов залегания, намагниченности тел и для подсчета запасов магнетитовой руды.

При современной технике поиски магнетитовых руд проводятся путем магнитных измерений с самолета. Масштаб аэромагнитной съемки устанавливают в зависимости от геологической изученности территории поисков. В закрытых районах, где естественные обнажения коренных пород редки, а также в труднодоступных районах, геологические карты на которые составлены по редким маршрутам, на первом этапе обычно выполняют аэромагнитную съемку масштаба 1 : 200 000.

Магнитная съемка по профилям через 2 км не гарантирует обнаружения магнитных аномалий, вызванных железорудными месторождениями, если размеры их значительно меньше интервала между профилями. Но предварительное обследование большой территории в этом масштабе дает ценный материал для выделения

площадей, в границах которых следует провести съемку более крупного масштаба. Признаками, по которым выбирают эти площади, являются магнитные аномалии, указывающие на наличие контактовых зон, обогащенных магнетитом (значительное повышение магнитного поля на границе с интрузиями); высокая намагниченность (вычисленная) пород, создающих изолированные аномалии, которые по форме и размерам могут допустить предположение о связи их с железорудным месторождением; сходство общей картины магнитного поля на отдельных участках с магнитной картой уже известных рудных районов, аналогичных изучаемому по геологическому строению.

На площадях, признанных перспективными на основании геологических и геофизических данных, наиболее экономично проводить поиски железорудных месторождений воздушной магнитной съемкой в масштабе 1 : 50 000, а в сложных геологических условиях — 1 : 25 000. Исключением могут быть территории с очень сложным рельефом, где невозможны полеты на небольшой высоте.

Необходимо заметить, что почти все геологические районы СССР, перспективные на магнетитовые месторождения, покрыты воздушной магнитной съемкой в масштабе 1 : 200 000 или 1 : 100 000, а большая часть этих площадей — и в более крупных масштабах. Менее изученными пока остаются ненаселенные районы Восточной Сибири.

Особенность геофизических методов заключается в том, что по мере совершенствования техники измерений расширяется их разрешающая способность. Порог чувствительности магнитометра, скорость записи и погрешность привязки определяют детальность изучения аномального поля и, следовательно, выявление деталей геологического строения как в плане, так и на глубине. Поэтому вполне естественно, что ранее исследованные площади вновь перекрываются воздушной магнитной съемкой, если новая аппаратура обеспечивает получение более точной картины распределения магнитного поля, особенно в тех случаях, когда одновременно измеряют и другие поля (гамма-излучение, электрическое поле).

В практике аэромагнитной съемки есть много примеров, подтверждающих неизбежность повторения работ более точными приборами.

Обнаружение, прослеживание и детальное изучение таких магнитных аномалий, как Курские (КМА) или Криворожские, легко осуществляются с самолета. Под названием КМА объединяются две широкие полосы магнитных аномалий, одна из которых имеет длину около 400 км при ширине до 25 км и распространяется приблизительно от Орла до Нового Оскола и далее на юг; другая, параллельная первой, имеет длину около 600 км при ширине более 30 км, начинается западнее Орла и продолжается на юго-восток до Волчанска. По той же линии северо-западного направления расположены Барятинская и другие аномалии (Смо-

ленская область); если принять их во внимание, то протяженность полосы с сильными магнитными аномалиями увеличивается до 800 км. Напряженность аномального магнитного поля КМА во многих случаях превышает 1 Э, т. е. она в 2 раза больше нормального геомагнитного поля.

Такие аномалии могут быть легко обнаружены современными магнитометрами с самолета на высоте 10 км и более. Исследование их с воздуха имеет большие преимущества по сравнению с наземной съемкой. Главные из них — возможность выполнения работ в короткий срок на территории, охватывающей область не только положительных, но и слабых отрицательных полей, обусловленных нижней границей намагниченных тел, что имеет решающее значение для выяснения структурных элементов и глубины распространения намагниченных тел; а также единое качество всех материалов съемки на территории, превышающей 100 тыс. км². Важное значение может иметь и выбор единой плоскости измерений.

Для общего представления о магнитном поле КМА на рис. 117 изображены аномалии ΔT в районе западнее Старого Оскола. Примененный в данном случае T -аэромагнитометр не имел достаточного диапазона для измерения значений выше 0,1 Э, вследствие чего высокие положительные значения аномалии не записаны. Конструкция новых аэромагнитометров предусматривает больший диапазон измеряемых величин.

При аэромагнитной съемке Русской платформы в масштабе 1 : 200 000 севернее Череповца были обнаружены изолированные аномалии высокой интенсивности. Вычисления глубины залегания и возможной намагниченности тел дали основания предположить связь этих аномалий с магнетитовыми телами. На выделенных участках была проведена съемка масштаба 1 : 50 000 (рис. 118). Глубина залегания намагниченных тел по результатам воздушной съемки равна 1 км. Аномалии расположены рядом с железной дорогой и недалеко от металлургического завода, вследствие чего они привлекают особое внимание.

Наземный съемочный маршрут длиной 30 км пересекает центральную часть одной из аномалий, включая отрицательное поле. По кривой Z_a проведены более тщательные вычисления глубины залегания путем продолжения поля в нижнее полупространство и другими способами (рис. 119). Рассчитанная по аэромагнитным данным глубина 1 км подтверждается и по наземным наблюдениям.

Сильные магнитные аномалии на территории КМА вызываются пластами железистых кварцитов, смятых в сложные складки. Глубина их залегания достаточно удовлетворительно вычисляется по магнитным аномалиям, за исключением резких изменений магнитного поля на участках с очень сложной структурой и тектоникой. Глубина до железистых кварцитов на всем протяжении КМА изменяется в пределах от 100 до 600 м.

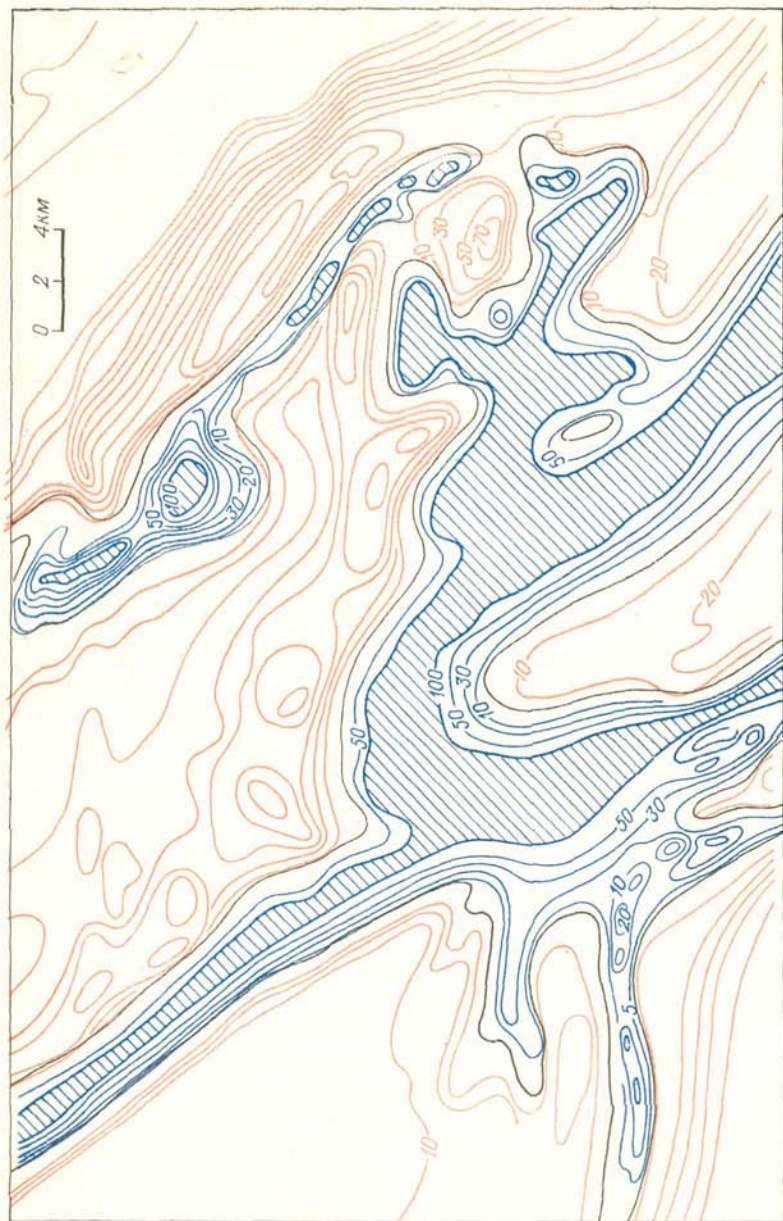


Рис. 117. Магнитное поле над одним из участков КМА. Изолинии даны в миллиэрстедах; в пределах заштрихованной площади $\Delta T > 100$ мЭ.

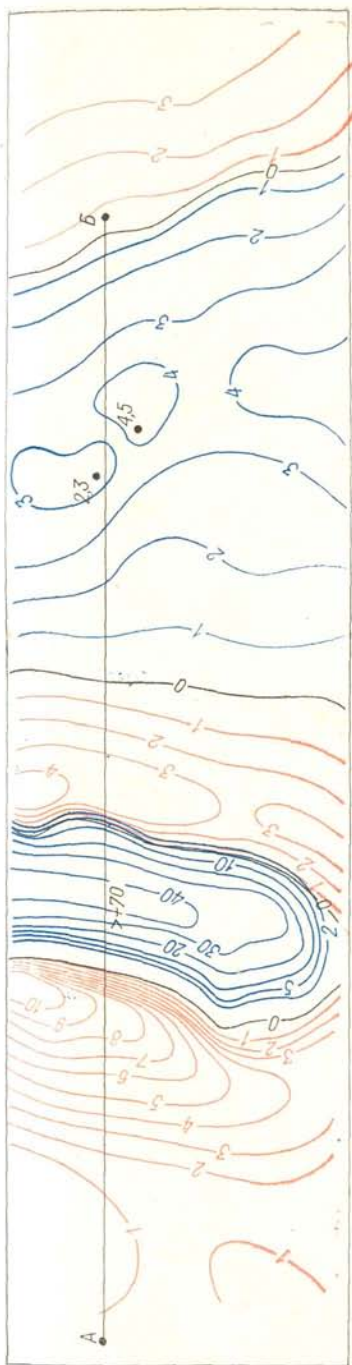


Рис. 118. Магнитная аномалия ΔT вблизи Череповца (по В. Н. Зандеру).
Изолинии даны в миллиэрстедах.

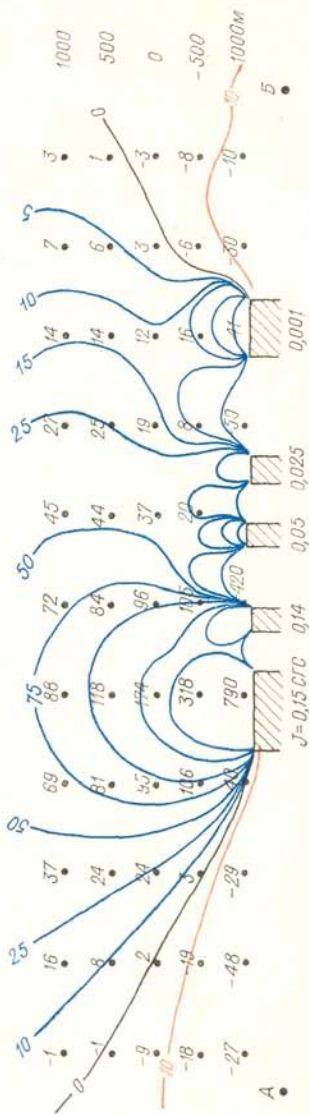


Рис. 119. Магнитное поле в вертикальном разрезе по линии AB, показанной на рис. 118 (по И. Г. Александрову).
Значения Z_v даны в миллиэрстедах.

Наибольший интерес представляют богатые, преимущественно маритовые руды, возникшие в результате окисления железистых кварцитов. В пределах Курского железорудного района такие руды обычно залегают в верхней части железистых кварцитов; вертикальная мощность их сильно колеблется: от единиц до первых сотен метров. Намагниченность окисленных руд в сотни и даже тысячи раз меньше, чем у железистых кварцитов, вследствие чего эти руды не могут создать значительных аномалий. Условия их залегания (в верхней части пластов железистых кварцитов) при большой мощности осадочного покрова не способствуют появлению таких изменений магнитного поля, которые могли бы служить признаком наличия или отсутствия богатых руд. Поэтому магнитный метод используется как средство для обнаружения и прослеживания пластов железистых кварцитов, определения глубины их залегания, структурных форм и распространения по падению.

Для выделения окисленных руд необходимо дополнительно использовать другие геофизические методы, прежде всего гравиразведку. Идея комплексирования названных методов основана на том, что при резком различии намагниченности окисленные и первичные руды имеют почти одинаковую избыточную плотность. Следовательно, теоретически возможно найти богатые руды по разной глубине верхней кромки тел, создающих совпадающие по местоположению магнитную и гравитационную аномалии.

При практической оценке этой теоретической возможности следует руководствоваться достижимой точностью определения глубин. Если погрешность составляет около 10%, то это означает, что при мощности осадочного покрова 200 м нельзя обнаружить окисленные руды, если зона окисления меньше 20 м по вертикали. При увеличении мощности осадочного покрова (например, Яковлевское месторождение, где глубина докембрийского фундамента достигает 500—600 м) возможность обнаружения руд даже при их мощности 100 м становится сомнительной, так как ошибка вычисления глубины растет из-за повышения относительной погрешности измерения слабой гравитационной аномалии.

Разработанные к настоящему времени способы вычисления глубины залегания тел, создающих магнитные и гравитационные аномалии, обеспечивают потенциальную возможность более точного определения глубины по таким относительно простым аномалиям, как Яковлевская, но большая относительная погрешность измерения аномальных величин ограничивает существующие теоретические достижения.

Покажем это на примере. На рис. 120 изображены кривые вертикальной составляющей Z_a , аномального магнитного поля и второй производной V''_{xz} гравитационного потенциала по трем линиям, находящимся на расстоянии нескольких километров одна от другой и проложенным перпендикулярно к осям складчатых структур данного района. Простираение осей почти меридиональ-

ное. Непосредственное вычисление глубины и элементов залегания тел, создающих наблюдаемые аномалии, невозможно из-за очевидного наложения полей различных источников. По кривым V_{xz}'' можно сделать заключение лишь о горизонтальной мощности свиты, включающей пачку железистых кварцитов.

Магнитная съемка прекращена до выхода в нормальное поле, между тем очень важно проследить изменения поля за границами тела. Предполагая, что к востоку и западу от точек с известной напряженностью поля магнитная аномалия плавно затухает, можно сделать общее заключение, что свита пород имеет восточное падение. Отрицательное магнитное поле со стороны падения указывает на резкое ограничение магнитных толщ с востока, что приводит к выводу о наличии сброса, проходящего приблизительно по оси минимумов аномалии. Ось слабой магнитной аномалии на востоке профилей явно непараллельна оси основной аномалии, что подтверждает предположение о сбросе. На южной линии положительное поле значительно уже, чем на северной, отчетливее проявляются минимумы с двух сторон; на этом основании можно предполагать уменьшение глубины нижней границы магнитных пород с севера на юг. Таким образом, возникает предположение о структуре рудоносной свиты в виде синклинальной складки, поднимающейся к югу, со срезанным восточным крылом.

Для вычисления глубины используем магнитные и гравитационные данные, но прежде приведем их к сравнимому виду. Для этого надо построить сопряженные кривые, т. е. кривую H_a , сравнимую с V_{xz}'' , или V_{zz}'' , сравнимую с Z_a . Имея по две составляющие магнитного и гравитационного полей, можно исследовать

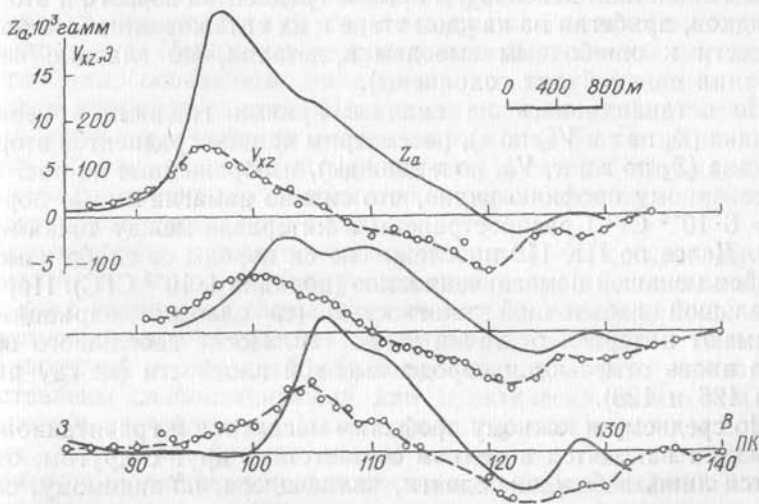


Рис. 120. Магнитные и гравитационные аномалии над одним из месторождений КМА.

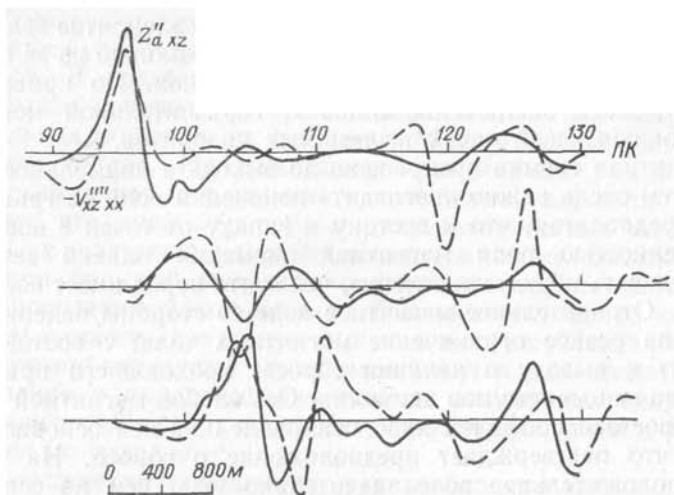


Рис. 121. Кривые градиентов второго порядка, вычисленные по аномалиям Z_a и V_{xz} (см. рис. 120).

распределение в нижнем полупространстве полных векторов или только поля Z_a . Однако заранее ясно, что по гравитационному полю нельзя успешно решить задачу, так как кривая V_{xz} сильно сглажена и достоверность ее совершенно недостаточна для вычисления поля в нижнем полупространстве. Ввиду этого для вычисления глубины залегания и расчленения пород по физическим свойствам используем кривые градиентов первого и второго порядков, прибегая на каждом этапе к их сглаживанию (это может привести к ошибочным выводам в деталях, но главные черты строения свиты будут сохранены).

Не останавливаясь на анализе кривых градиентов первого порядка (Z_a по z и V_{xz} по x), рассмотрим кривые градиентов второго порядка (Z_a по z и x , V_{xz} по x дважды), изображенные на рис. 121. По северному профилю видно, что сильно намагниченные породы ($J = 6 \cdot 10^{-2}$ СГС) распространены в интервале между точками 95 и 98. Далее по ПК 119 прослеживаются породы со слабо изменяющейся меньшей намагниченностью (порядка $1 \cdot 10^{-2}$ СГС). Породы с большой избыточной плотностью (со слабыми вариациями) занимают интервал от точки 95 до 119. После небольшого перерыва вновь отмечаются породы высокой плотности (между пикетами 126 и 128).

По среднему и южному профилям магнитная и гравитационная аномалии находятся в полном соответствии друг с другом, отмечаются лишь небольшие сдвиги, являющиеся, по-видимому, следствием погрешности первичных данных. Построение разрезов по намагниченности и избыточной плотности показывает, что высокая избыточная плотность и относительно низкая намагниченность

наблюдаются вблизи предполагаемой зоны сброса. Однако значения намагниченности остаются достаточно высокими [$(5 \div 10) \times 10^{-3}$ СГС], не характерными для окисленных богатых руд. Все же этот участок привлекает внимание по указанным признакам.

Перейдем к решению вопроса о наличии или отсутствии окисленных руд в верхней части железистых кварцитов. Для этого надо вычислить глубину залегания источников аномалий по магнитным и гравитационным данным. Для западной аномалии северного профиля получаем глубину 185 м по магнитным данным и 175 м по гравитационным. Эти значения найдены при вычислении приращения поля на 50 м. При увеличении интервала до 100 м глубины получились приблизительно на 5% меньше, что и следовало ожидать, так как размеры фиктивных тел стали соизмеримыми с глубиной залегания. Как было указано выше, интервал для вычисления приращения не должен превышать десятых долей глубины залегания.

Такие же расчеты глубины проведены по всем резко выделяющимся ветвям кривых, изображающих градиенты второго порядка. Во всех случаях глубины получились около 180 м, с крайними значениями 150 и 220 м. Заметное уменьшение глубины (160—170 м) отмечено по южному профилю в его восточной части. В настоящее время на этом участке выявлены богатые руды, залегающие в верхней части железистых кварцитов на глубине 180—200 м, мощность окисленных руд около 20 м.

Из рассмотренного примера видно, что использованный способ вычисления глубины залегания не мог дать прямых указаний на наличие богатых руд в верхней части рудоносной свиты, так как погрешность определения глубин соизмерима с мощностью слабомагнитных руд. Некоторые перспективы имеют методы определения глубины, основанные на вычислении напряженности поля в нижнем полупространстве. Но и эти методы могут быть использованы лишь при условии очень высокого качества первичных данных. Таким образом, положительное решение обсуждаемой проблемы тесно связано с повышением точности измерений магнитного и гравитационного полей.

Криворожские аномалии вызваны свитой пород докембрия, состоящей из сильно метаморфизованных осадочных отложений. В верхних горизонтах свиты под глинистыми сланцами залегают сильномагнитные железистые кварциты (джеспилиты и железистые роговики) и хлорит-амфиболовые сланцы; нижние горизонты представлены слабомагнитными или практически немагнитными сланцами и песчаниками. Сложно дислоцированная толща железистых кварцитов образует сильно вытянутые пласты с крутым падением, выходящие непосредственно под покров кайнозойских отложений.

Богатые руды (содержание железа более 46%) представлены преимущественно маритовыми разностями. Среди бедных руд,

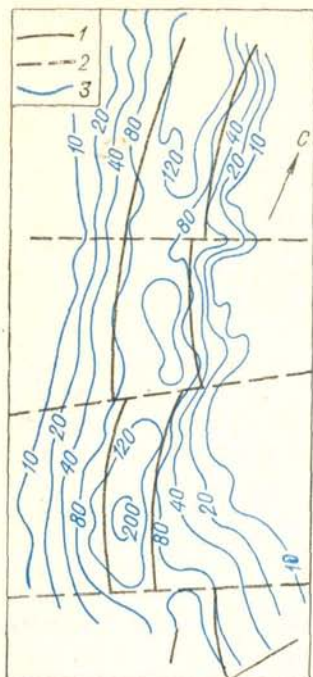


Рис. 122. Поле Z_a над железистыми кварцитами. 1 — границы толщи железистых кварцитов; 2 — разломы; 3 — положительные изолинии Z_a , мЗ.

главным образом магнетитовых кварцитов, пригодными для разработки считаются руды, содержащие более 25% железа. Богатые руды залегают внутри толщи железистых кварцитов или на контакте их со сланцами (значительно реже в самих сланцах), часто имеют согласное с ними падение и уходят на большую глубину, в отдельных случаях превышающую 1000 м. Руды приурочены к зонам разрывных структур, участкам поперечного смятия пород, замкам синклиналей, флексурным перегибам. Богатые маритовые руды всегда связаны с зонами интенсивной мартитизации и гидротерматитизации железистых кварцитов.

Трудности прямых поисков рудных тел с помощью магниторазведки обусловлены тем, что состав руд связан с составом непосредственно вмещающих их пород: магнетитовые руды залегают среди сильномагнитных магнетитовых кварцитов, слабомагнитные маритовые разности руд залегают среди слабомагнитных кварцитов.

По аномальному магнитному полю можно легко обнаружить и проследить пласты железистых кварцитов, определить глубину залегания докембрийских пород, выяснить некоторые элементы тектоники. На рис. 122 показано, как по изменениям магнитного поля устанавливаются тектонические нарушения (сбросы и сдвиги): относительное смещение осей аномалий определяет амплитуду горизонтального сдвига пород, а разность глубины их залегания — амплитуду вертикального смещения. Выявление элементов тектоники важно для выделения участков возможной локализации промышленных руд. На рис. 123 показано картирование по магнитному полю синклинальной складки и ее замыкания. Резкие градиенты поля Z_a свидетельствуют о крутом падении крыльев, а исчезновение аномалии в северной части западного крыла дает основание нанести линию тектонического нарушения, показанного на карте.

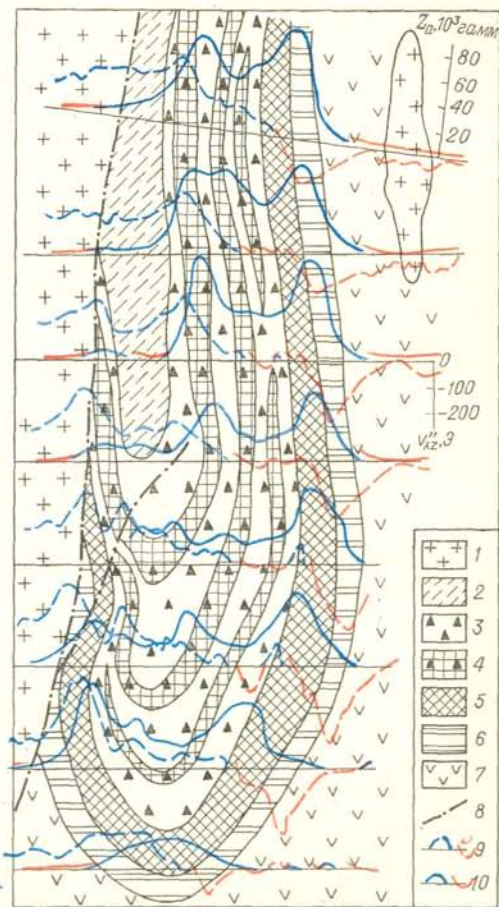
На месторождении были подсчитаны запасы по подсвите K_3^2 . Запасы по подсвите K_3^3 не определялись, так как среднее содержание легко извлекаемого магнетитового железа составляет в ней около 17%. Совместное рассмотрение гравитационных и магнит-

ных аномалий над породами этой подсвиты позволило установить, что в ней могут быть выделены достаточно протяженные тела с более высоким содержанием железа, представляющим промышленный интерес. По данным этих методов в пределах подсвиты выявлен ряд таких горизонтов повышенной плотности и намагниченности. С помощью существующей для данного месторождения зависимости между плотностью пород, которая была вычислена по гравитационному полю, и содержанием железа было установлено, что в выделенных пластах оно колеблется от 23 до 33%. Промышленные запасы по этим горизонтам составили около 40% от ранее подсчитанных по подсвите K_3^3 . Ценность выводов, сделанных по геофизическим данным, очевидна, особенно если учесть, что на базе этого месторождения будет работать мощный Днепровский горно-обогатительный комбинат.

В рассмотренном случае расчленить свиту можно было и по одному магнитному полю; данные гравиразведки позволили вычислить плотность руд и оценить содержание в них железа. Но обнаружить непосредственно слабомагнитные мартитовые руды только с помощью магниторазведки нельзя, так как в составе криворожской серии имеются и другие породы с такой же намагниченностью. Совместное использование магнитного и гравитационного

Рис. 123. Гравитационная и магнитная аномалии Горшнеплавнинской синклинали (по З. А. Крутиховской).

1 — граниты и мигматиты; 2 — сланцы подсвиты K_3^3 ; 3 — кварциты и магнетит-куммингтонитовые сланцы подсвиты K_3^3 ; 4 — пласты повышенной плотности и намагниченности в подсвите K_3^3 ; 5 — магнетитовые кварциты подсвиты K_3^3 ; 6 — филлитовидные, кварц-сланцевые и хлоритовые сланцы подсвиты K_1^1 ; 7 — амфиболиты; 8 — разрывные нарушения; 9 — V_{xz}'' ; 10 — Z_a .



методов открывает возможность искать богатые руды по признакам, сходным с теми, которые были изложены применительно к богатым рудам КМА.

Получение положительных результатов в Кривом Роге более вероятно, чем в КМА, благодаря, во-первых, меньшей глубине докембрия и, во-вторых, иной форме залегания богатых руд. Если слабомагнитные, но обладающие большой избыточной плотностью руды залегают в форме пласта, то его присутствие может быть установлено на картах физических полей по наличию гравитационной и отсутствию магнитной аномалий в том же месте. Если же богатые руды располагаются только в вершине пласта с высокой намагниченностью и большой избыточной плотностью, то над пластом будут отмечены и магнитная и гравитационная аномалии; обнаружить присутствие руд можно лишь по разности глубин, вычисленных с высокой точностью.

Нельзя считать, что в Криворожском железорудном районе богатые руды во всех случаях залегают в форме пластов; они могут концентрироваться и в виде отдельных гнезд штоко- и столбовообразной формы. Поэтому описываемую методику поисков нельзя рассматривать как универсальный способ, всегда дающий положительные результаты. Кроме того, надо иметь в виду, что и в Кривом Роге и в КМА к богатым рудам относятся и скопления магнетитовых руд, обладающих высокой намагниченностью, для обнаружения которых эта методика поисков непригодна.

На рис. 124 представлен геологический разрез и кривые Z_a и V''_{xz} по Кременчугской аномалии, где слабомагнитные мармитовые руды залегают в форме пластов, как и в Кривом Роге. Непосредственно сопоставить кривые, чтобы дать заключение о возможном наличии слабомагнитных руд, трудно; надо иметь сравнимые кривые, например вычислить V''_{zz} для сравнения с Z_a или кривые градиентов Z_a по z и V''_{xz} по x . По кривым градиентов отчетливо видно, что гравитационная и магнитная аномалии над участком богатых мармитовых руд сильно различаются, причем это различие достаточно для заключения о наличии тел с большой избыточной плотностью и слабой намагниченностью. Одновременно можно вычислить глубину и элементы залегания объектов, создающих магнитные и гравитационные аномалии, их избыточную плотность и намагниченность.

Пример магнитной аномалии над магнетитовым месторождением контактово-метасоматического типа дан на рис. 125 (небольшая часть аномалии). Рудные тела месторождения представлены крутопадающими линзами, залегающими на контакте между роговиками и метаморфизованными кварцитами или в самих кварцитах. Падение рудного тела северо-западное, угол падения приблизительно $70-75^\circ$.

Глубина залегания и мощность тела могут быть вычислены как непосредственно по кривой Z_a вдоль линии, перпендикулярной к ρ простиранию аномалии, так и по преобразованной кривой:

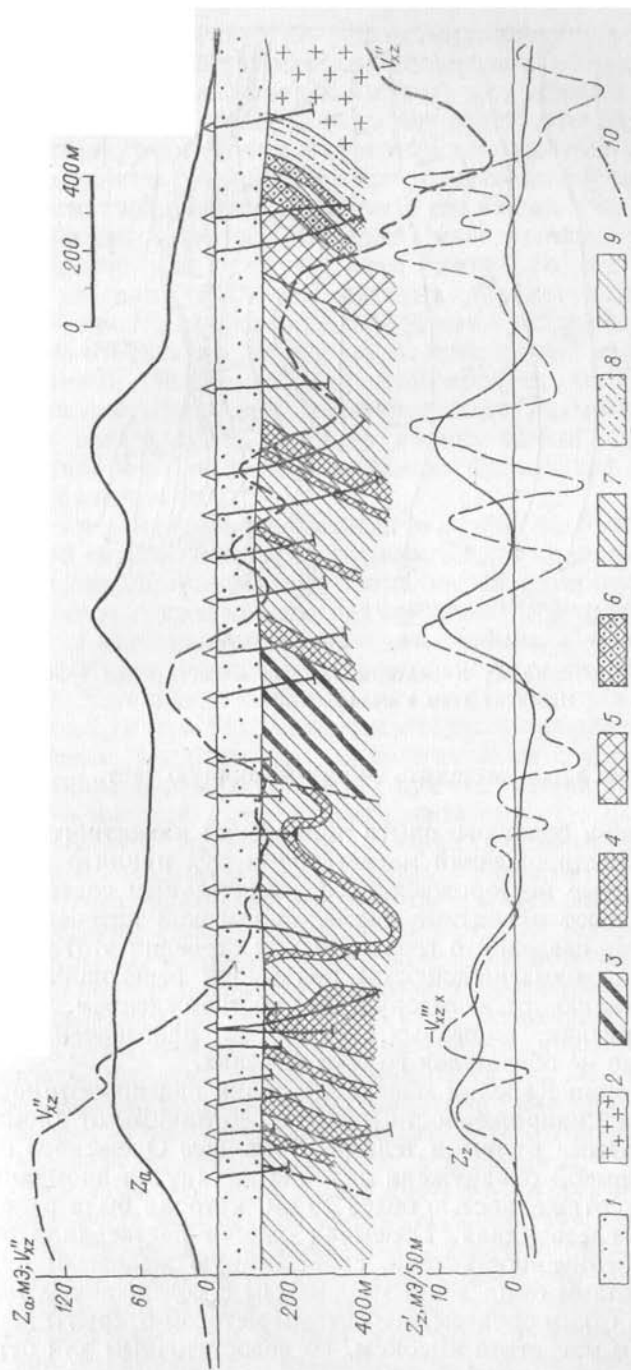


Рис. 124. Кривые аномалий Z_a , V''_{xz} и их градиентов по одному из геологических разрезов Кременчугской аномалии (по З. А. Крутиховской).

1 — осадочные породы; 2 — граниты; 3 — глинистые сланцы; кварциты; 4 — магнетитовые слоборудные, 5 — магнетитовые, 6 — марти-
 товые; 7 — различные кристаллические сланцы; 8 — аркозовые песчаники; 9 — гнейсы и катаклазиты; 10 — разрывные нарушения.

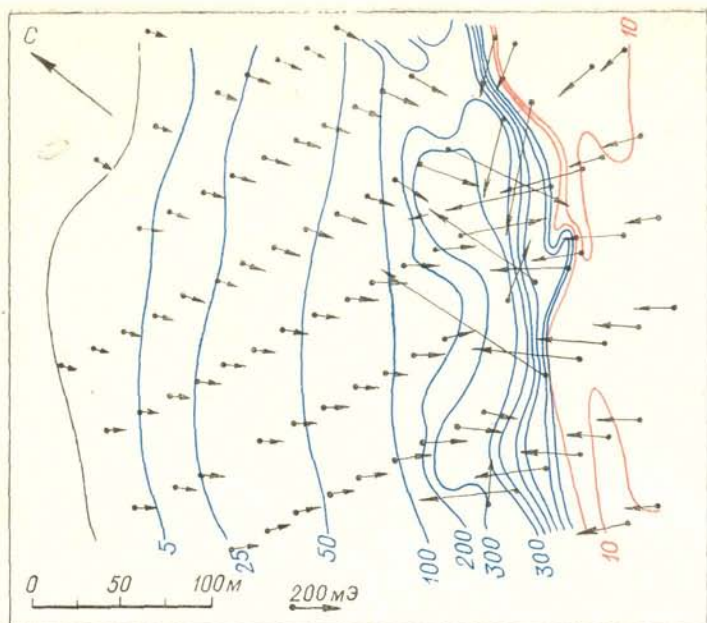


Рис. 125. Изолинии Z_a и векторы H_a над магнетитовым телом. Изолинии даны в миллиэрстедах.

в данном случае легко выделить ее симметричную часть — кривую арктангенса.

На основании большого опыта применения магнитного метода при поисках месторождений магнетитовых руд принято считать, что железорудные месторождения со значительным содержанием магнетита создают магнитные аномалии высокой интенсивности. При отсутствии сведений о геологическом строении этот признак (и вычисленная намагниченность) полагается решающим, чтобы связать аномалию с железорудным месторождением. Однако названный признак, во-первых, не совсем однозначен и, во-вторых, далеко не обязателен во всех случаях.

На территории Карелии многие аномалии над пирротитовыми телами по своей напряженности и форме неотличимы от аномалий над магнетитовыми рудными телами. Восточнее Онежского озера воздушной съемкой обнаружена линейно вытянутая аномалия до 10 000 гамм протяженностью более 10 км, которая была рекомендована как железорудная. Наземная съемка подтвердила очень высокую намагниченность тела, свойственную железным рудам. Горными работами были вскрыты диабазы с содержанием магнетита до 20%. Таким образом, магнитным методом открыты породы с содержанием магнетита высоким, но недостаточным для отнесения их к категории руд.

Высокая интенсивность магнитных аномалий над магнетитовыми рудами, действительно, наблюдается всегда, если глубина их залегания меньше линейных размеров сечения тела. Но такие условия могут и не сложиться, поэтому вполне естественно ожидать, что и среди слабых магнитных аномалий могут быть рудные. В этом легко убеждаемся при ознакомлении с результатами аэромагнитной съемки территорий, где имеются не очень крупные, но промышленные железорудные магнетитовые месторождения. На территории Саян, Кузнецкого Алатау, Горной Шории имеется много месторождений магнетитовых руд контактово-метасоматического происхождения с достаточными запасами, но далеко не все они отмечаются на картах аэромагнитной съемки большими аномалиями. Происходит это по той причине, что сложный рельеф не позволяет проводить измерения поля на малом удалении от земной поверхности; истинная высота полета сильно меняется, вследствие чего «глубина залегания» рудных тел во многих случаях увеличивается.

То же самое можно наблюдать и при наземной съемке. При большой глубине залегания рудных тел (по сравнению с их линейными размерами) магнитные аномалии над ними могут быть вполне соизмеримы с аномалиями над породами небольшой намагниченности, но залегающими на меньшей глубине. При таких условиях поиски железорудных магнетитовых месторождений сильно осложняются. Задача заключается в том, чтобы из множества аномалий различной сложности и интенсивности, наблюдаемых на большой территории, выделить те, которые связаны с магнетитовыми рудами, причем сделать это надо при отсутствии привычного критерия — высокой интенсивности аномалий.

Существует мнение, что в таких условиях для разделения рудных и нерудных аномалий следует применять гравитационный метод. Это справедливо лишь в том случае, если железные руды представлены слабомагнитными разностями (например, маргитовые руды), т. е. когда низкая напряженность аномального магнитного поля объясняется не большой глубиной залегания, а слабой намагниченностью. Пользуясь известной аналитической связью между магнитным и гравитационным потенциалами, легко показать, что если магнитная аномалия над магнетитовым телом выражена слабо из-за малых размеров тела сравнительно с его глубиной, то нет оснований ожидать, что в гравитационном поле аномалия будет более яркой, чем в магнитном.

Следовательно, надо искать другие пути для решения задачи. Прежде всего необходимо учесть геологические признаки возможного оруденения и одновременно извлечь некоторые полезные выводы из карты магнитного поля. Помня, что слабые магнитные аномалии над магнетитовыми рудами могут быть только в случае глубокого залегания рудных тел, следует исключить из рассмотрения все аномалии, связанные с телами неглубокого залегания (если нет оснований предполагать наличие слабомагнитных же-

лезных руд). Обязательный признак глубокого залегания сильномагнитных руд, отмечаемых слабым максимумом поля, — медленное и очень плавное изменение поля от максимума. Должны быть выбраны наиболее подходящие для конкретных условий способы вычисления глубины залегания и намагниченности. При большой глубине возможность достоверного определения намагниченности сомнительна, так как тело придется аппроксимировать пластом малой мощности, шаром или круговым цилиндром. Ни в одном из этих случаев нельзя раздельно найти размеры тела и намагниченность, можно вычислить только магнитный момент.

При благоприятных условиях (отсутствие наложенных аномалий, созданных другими телами) хорошим средством является вычисление напряженности поля в нижнем полупространстве, так как очень высокая намагниченность тела обнаружится в быстром увеличении напряженности по мере приближения к телу.

На рис. 126 изображена магнитная аномалия, а на рис. 127 — геологический разрез и кривые Z_a и Δg над одним из рудных тел в Горной Шории. Хотя максимум магнитной аномалии для магнетитового рудного тела невелик (3000 гамм), все же обнаружение и тщательное изучение такой аномалии не вызывает никаких трудностей. Гравитационная же аномалия очень мала; не пропустить такую аномалию при сложном рельефе — задача далеко не простая.

Определить глубину залегания намагниченного тела по аномальному магнитному полю несложно. По наиболее простым формулам и палеткам были вычислены: глубина залегания 220—250 м, мощность 70—150 м, намагниченность $4 \cdot 10^{-2}$ СГС. Бурением установлено: глубина залегания 215 м, мощность свиты пластов 125 м. Таким образом, хотя напряженность аномального поля невелика, расчетная намагниченность тела очень высока. Измеренная намагниченность рудных (магнетитовых) тел в этом районе несколько больше 0,1 СГС, расхождение между вычисленной и действительной намагниченностью вполне может быть объяснено тем, что рассчитанные размеры тела включают мощность не только магнетитовых руд, но и слабомагнитных пород в интервалах между рудными линзами. Суммарная мощность рудных тел может оказаться в 2—3 раза меньше вычисленной, тогда намагниченность соответственно должна увеличиться во столько же раз.

Аномальное магнитное поле во многих случаях может быть успешно использовано для определения объема намагниченного тела и, следовательно, для оценки запасов руды. Найти объем тела можно либо по вычисленным значениям вертикальных и горизонтальных размеров его сечения, либо по вычисленному магнитному моменту. Магнитный момент легко определяется по напряженности поля в удаленных точках, а также многими другими способами, в частности рекомендованными А. М. Полонским и А. А. Поповым. Затруднения в вычислении магнитного момента связаны лишь с тем, что значения поля необходимо знать на про-

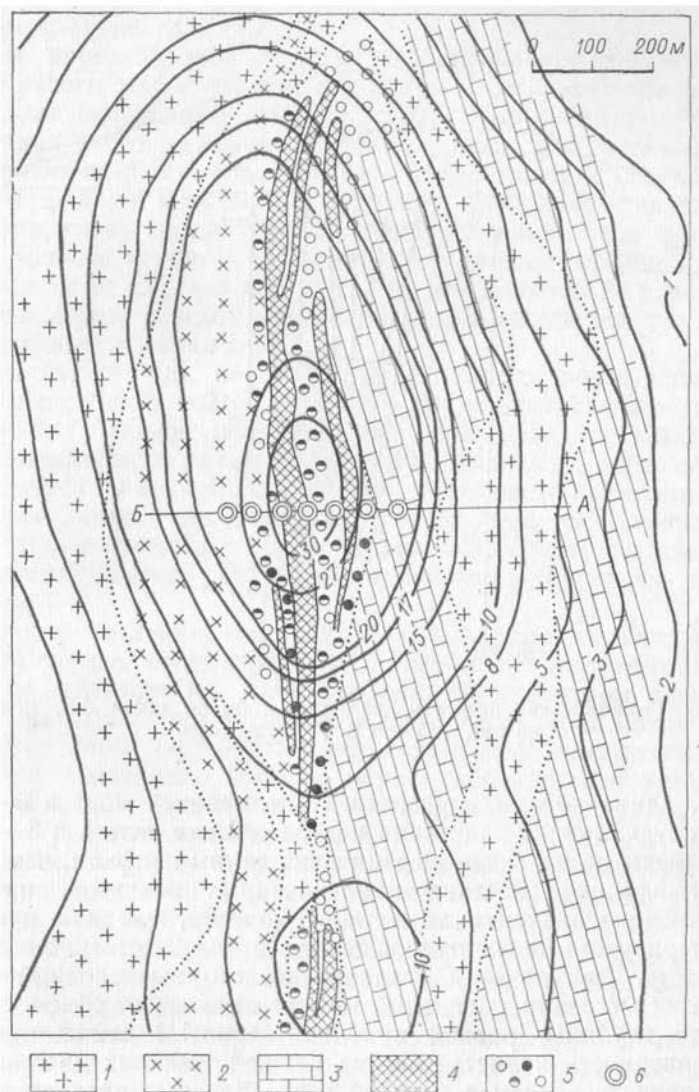


Рис. 126. Магнитная аномалия над магнетитовым телом, залегающим на большой глубине.

Изолинии даны в миллиэрстедах.

1 — граниты, сиениты; 2 — диориты, габбро; 3 — известняки; 4 — магнетитовая руда; 5 — рудные и безрудные скарны; 6 — скважины.

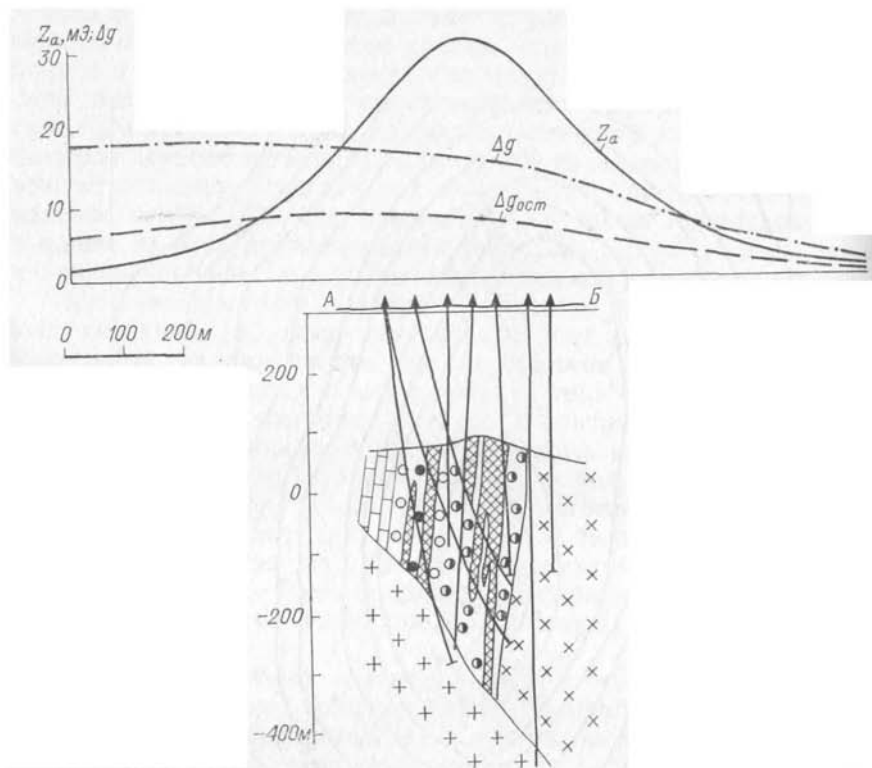


Рис. 127. Геологический разрез и кривые Z_a и Δg по линии АБ, показанной на рис. 126 (по В. Г. Кузнецовой).

филях, длина которых превосходит по крайней мере в 6—8 раз ожидаемую глубину залегания центра сечения тела и в 3—4 раза его размеры по падению. Ограничение длины профиля, чем устраняется влияние соседних намагниченных объектов, приводит к занижению значения магнитного момента, так как при этом характеризуется не все рудное тело, а преимущественно его верхняя часть. Эмпирически установлено, что вычисленный интегральными методами магнитный момент охватывает объем рудного тела до глубины, равной приблизительно 1/4 длины профиля. Эта зависимость является весьма важной, так как дает возможность оценить запасы в верхней части разреза, представляющей наибольший интерес для промышленности.

Для вычисления всего объема рудного тела надо знать намагниченность руд, которая зависит от содержания магнетита, формы тела, условий залегания, и в общем случае бывает неизвестна. Но магнитный момент можно также рассматривать как произведение намагниченности магнетита на занимаемый им объем. Тогда, принимая во внимание, что по данным А. А. Попова намагничен-

ность магнетита железорудных месторождений чаще всего близка к 0,16 СГС, можно определить общий объем, занимаемый магнетитом, и, следовательно, запасы магнитного железа в недрах до определенной глубины.

Для промышленной оценки рудопроявления найти только общие запасы магнетита еще недостаточно. Необходимы сведения о том, как распределен магнетит, имеются ли достаточно богатые скопления этого минерала в рентабельных для промышленной эксплуатации объемах, или он весь сосредоточен в бедных вкрапленных рудах и магнетитовых скарнах. Для глубоко залегающих месторождений, когда размеры намагниченного тела в сечении много меньше глубины его центра, по данным наземной съемки в большинстве случаев дать ответ на эти вопросы не удастся. Но для этой цели с успехом могут быть использованы измерения магнитного поля в скважинах.

При пересечении контакта намагниченных пород скважиной на их поверхности поле $Z_a = 2\pi J$, а внутри намагниченных пород $Z_a = -2\pi J$, скачок поля на границе раздела составляет $4\pi J$. Зная вычисленную таким путем намагниченность, легко оценить, объясняется ли вся наблюдаемая на поверхности аномалия только влиянием данного тела, или оно создает лишь часть аномального поля. В зависимости от этого сразу может быть решен вопрос о целесообразности дальнейшего изучения бурением данного участка.

Ценные сведения может дать скважинная магниторазведка и в том случае, когда скважина не пересекает магнетитовых руд: либо не достигает их, либо проходит на некотором расстоянии в стороне. О наличии магнетитовых руд ниже забоя можно судить по постепенному возрастанию вертикальной составляющей напряженности магнитного поля по мере приближения к забою. Выявить намагниченные тела в околоскважинном пространстве проще всего по расположению проекций векторов T_a . Так как есть все основания полагать, что сильномагнитные магнетитовые руды намагничиваются по падению, то векторы T_a должны образовывать вееры, сходящиеся в верхних и нижних точках тела. На рис. 128 приведены результаты скважинной магниторазведки при изучении пространственного положения рудного тела скарнового месторождения Единичное в Восточном Саяне.

Верхняя часть рудного тела вскрыта рядом скважин; для подсечения нижней границы и для оценки размеров тела по падению была задана скв. 73, пробуренная до глубины свыше 800 м, которая рудного тела не вскрыла. Для выяснения положения нижней границы, что необходимо для оценки запасов месторождения, потребовалось бы бурение, по крайней мере, еще одной скважины, причем нельзя было гарантировать, что она обязательно вскрыет рудное тело.

Без дополнительных больших затрат на бурение эта задача была решена с помощью скважинной магниторазведки. На ри-

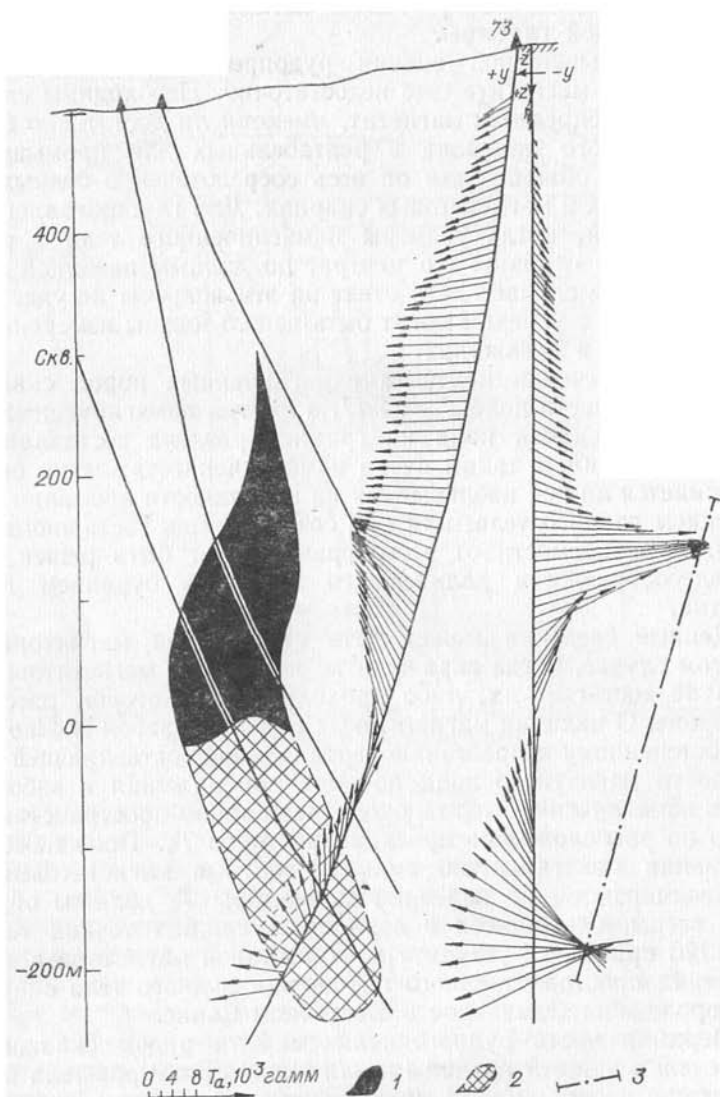


Рис. 128. Пример применения скважинной магниторазведки для определения положения магнетитового рудного тела на месторождении Одиночное (по А. А. Попову).

Рудное тело: 1 — в плоскости разреза, 2 — вне плоскости разреза; 3 — ось рудного тела в плоскости yOz .

сунке видно, что по пересечению векторов легко установить глубину залегания нижней границы тела вне плоскости разреза приблизительно на отметке —200 м. Начиная с нулевого горизонта нижняя часть рудного тела смещается к югу от разведочной линии, на что указывает расположение векторов в плоскости, перпендикулярной к плоскости разреза. По магнитному полю уточняется и пространственное положение верхней кромки тела, тем самым определяются его размеры по падению.

Приведенный пример показывает большие возможности скважинной магниторазведки при детальных поисках, а также на разных этапах разведки железорудных магнетитовых месторождений. Ее применение на ранних этапах изучения рудного поля может способствовать более обоснованному распределению и даже некоторому сокращению объемов бурения с одновременным повышением достоверности оценки месторождения.

Несомненно перспективны измерения магнитного поля в разведочных и эксплуатационных подземных горных выработках с целью изучения межвыработочного пространства, определения полноты выемки руды и перспективного планирования. Препятствием для развития этих работ являются помехи, создаваемые подземными сооружениями и токовыми линиями, однако их нельзя считать непреодолимыми.

Имеется положительный опыт использования магнитного метода для оценки содержания железа в руде в процессе эксплуатации месторождений. В этом случае измеряют магнитную восприимчивость руд, слагающих стенки скважин эксплуатационного бурения, и на основе результатов предварительно проведенных опытных модельных измерений на рудах данного месторождения определяют содержание магнитного железа по скважинам целиком или по их отдельным интервалам. При известном, обычно достаточно выдержанном, соотношении магнитного железа и всего железа, извлекаемого в процессе обогащения из руд данного месторождения, измерения магнитной восприимчивости в конечном счете дают возможность определить общее содержание железа. Применение магнитного метода на этом этапе позволяет уменьшить количество химических анализов, т. е. несколько снизить стоимость добычи и, главное, оперативно вести контроль за качеством добываемой руды.

Месторождения слабомагнитных железных руд (бурые железняки, сидеритовые руды) неоднократно являлись объектами поисков с помощью магниторазведки. На некоторых месторождениях Урала получены разные результаты, несомненно, связанные с составом руд, в основном представленных двумя типами: распычатыми, светлыми, охристыми бурыми железняками с псевдооолитовыми образованиями и более плотными оолитовыми рудами темно-коричневого, почти черного цвета. Средняя магнитная восприимчивость руд первого типа около $50 \cdot 10^{-6}$ СГС; среди плотных руд оказались образцы с высокой восприимчивостью,

доходящей до $20 \cdot 10^{-3}$ СГС, и с большой остаточной намагниченностью. Столь высокая намагниченность свойственна только породам, содержащим магнетит. Действительно, на одном из месторождений в пустотах жезд бурого железняка были обнаружены кальцит-магнетитовые включения.

Неравномерность включений ферромагнитных минералов находит отражение в характере магнитного поля. Резко меняющееся поле в данном случае может быть использовано как поисковый признак месторождений подобного типа при условии однородного поля над вмещающими породами. На другом месторождении бурого железняка наблюдается относительно спокойное повышенное поле напряженностью до 200 гамм, границы которого приблизительно совпадают с контурами рудных тел.

Совершенствование техники магнитных измерений и повышение их точности при одновременном более глубоком изучении особенностей магнитных свойств рудных тел и вмещающих пород могут расширить возможности магниторазведки при поисках слабомагнитных железных руд.

§ 48

ПОИСКИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ МЕДИ

Среди многих генетических типов месторождений меди лишь некоторые могут быть объектом поисков с помощью магниторазведки. Причем во всех случаях по магнитному полю устанавливается не само медное оруденение, а те или иные особенности геологического строения, указывающие на возможность присутствия месторождений меди. Так, при поисках гидротермальных месторождений меди задачей является обнаружение зон гидротермально измененных пород, при поисках скарновых месторождений — выявление магнетитсодержащих скарнов.

Прожилково-вкрапленное гидротермальное медное оруденение Алмалыкского рудного района (рис. 129) генетически связано с гранодиорит-порфирами поздневарисского интрузивного комплекса, небольшие штоки которых прорывают массив более древних сиенит-диоритов. Оруденение приурочено к эндо- и экзо-контактам штоков. В пределах хорошо изученных месторождений оруденение тяготеет к верхним частям штоков и к породам надинтрузивной толщи. В первичных рудах наряду с халькопиритом присутствуют пирит, магнетит, гематит, молибденит и золото. В зоне окисления, мощность которой составляет десятки метров, магнетит обычно отсутствует.

Высокая магнитная восприимчивость в пределах рассматриваемого участка характерна для сиенит-диоритов (до $5 \cdot 10^{-3}$ СГС) и неизменных гранодиорит-порфиров алмалыкского типа. Однако под действием гидротермальных процессов магнитная восприимчивость и тех и других резко уменьшается, иногда на порядок. Представляет интерес выделение зон гидротермально изме-

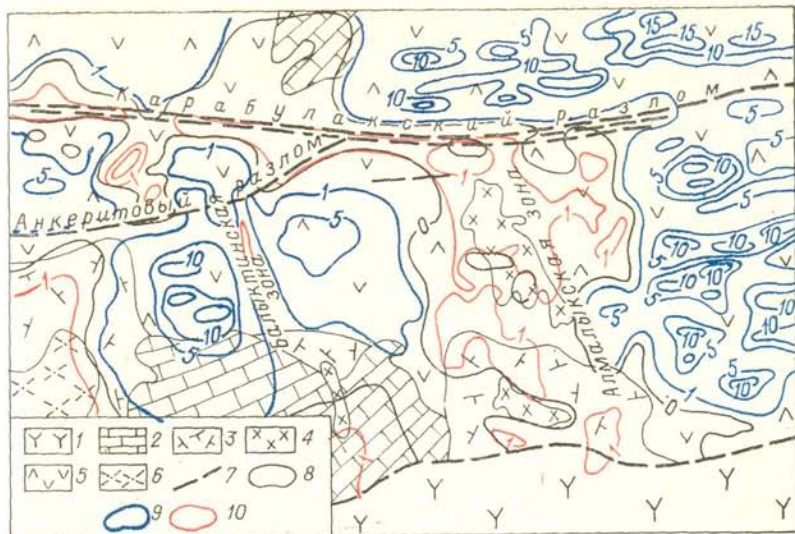


Рис. 129. Карта аномалий Z_a Алмалыкского рудного поля (по А. Г. Хваловскому).

1 — эффузивы позднего палеозоя; 2 — известняки среднего и верхнего девона; 3 — кварцевые порфиры раннего девона; 4 — гранодиорит-порфиры алмалыкского типа; 5 — сиенит-диориты; 6 — серые гранодиорит-порфиры; 7 — разрывные нарушения; изолинии Z_a , мЭ; 8 — нулевые, 9 — положительные, 10 — отрицательные.

ненных пород, перспективных на обнаружение медного оруденения. Такие зоны отмечаются пониженным сравнительно спокойным магнитным полем. Наземная магнитная съемка масштабов 1 : 25 000—1 : 10 000, равно как и другие геофизические методы, не решает задачи прямых поисков рудных тел, но по магнитному полю с успехом могут быть выделены перспективные участки. На рисунке видно, что над различными частями массива сиенит-диоритов характер магнитного поля не одинаков. В центральной части площади, в пределах Алмалыкской рудной зоны, наблюдается спокойное небольшой интенсивности отрицательное поле, в то время как на остальной площади развития сиенит-диоритов в полном соответствии с сильной магнитной восприимчивостью этих пород преобладают высокие положительные значения Z_a .

Как показало изучение образцов, понижение напряженности магнитного поля над центральной частью площади объясняется уменьшением магнитной восприимчивости развитых здесь пород в процессе гидротермального изменения, при котором содержащийся в сиенитах магнетит был почти целиком замещен немагнитными минералами. Именно к этой зоне (шириной около 2 км) приурочено подавляющее большинство известных рудопроявлений и ореолов меди. По своему положению зона отвечает Алмалыкскому глубинному разлому, определяющему размещение как гранодиорит-порфиров, так и связанного с ними медного орудене-

ния. На северо-западе это нарушение ограничивается Карабулакским разломом, также находящим отражение в магнитном поле.

По данным наземной магнитной съемки выделена новая, Балыктинская, зона и высказано предположение, что в ее пределах на глубине могут быть обнаружены штоки гранодиорит-порфиров и связанное с ними оруденение. В качестве особо перспективных отмечены участки наиболее низких значений Z_a , причем именно к ним оказались приуроченными ореолы рассеяния меди. Это дало основание считать, что наиболее интенсивные понижения напряженности магнитного поля связаны с зонами гидротермальной проработки пород, расположенными над не вскрытыми штоками гранодиорит-порфиров. Такое предположение подтверждается еще и тем, что области наиболее низких значений поля тяготеют к местам пересечения разломов разных направлений, т. е. к ослабленным участкам, где внедрение интрузий наиболее вероятно. В пределах намеченных участков позднее были получены аномалии вызванной поляризации, указывающие на присутствие сульфидов на глубине. Заданные на основании совокупности всех этих признаков скважины вскрыли зону медной минерализации.

§ 49

ПОИСКИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ПОЛИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ РУД

При поисках полиметаллических сульфидных руд магнитный метод обычно используется для картирования, но иногда рудные тела создают значительные магнитные аномалии благодаря присутствию ферромагнитных минералов. На рис. 130 показана магнитная аномалия над полиметаллическим рудным телом; область положительных значений хорошо определяет контуры тела. Высокое аномальное поле объясняется присутствием в составе руд магнетита и пирротина. Эта аномалия отмечена воздушной магнитной съемкой масштаба 1 : 25 000, выполненной аэромагнитометром АМ-13; контуры аномалий по воздушной и наземной (масштаб 1 : 10 000) съемкам хорошо совпадают. Воздушной съемкой в том же районе отмечено еще несколько аналогичных аномалий, рекомендуемых для исследования наземными средствами.

При наземной съемке установлено, что не все рудные тела фиксируются магнитными аномалиями, имеются немагнитные разновидности руд. Одновременное применение магнитной и гравитационной съемок в данном случае оказывается полезным, так как значительная избыточная плотность рудных тел вызывает вполне измеримые гравитационные аномалии, которые вместе с магнитными данными обеспечивают положительное решение задачи поисков.

Свинцово-цинковые месторождения хребта Каратау приурочены почти исключительно к мощной толще карбонатных

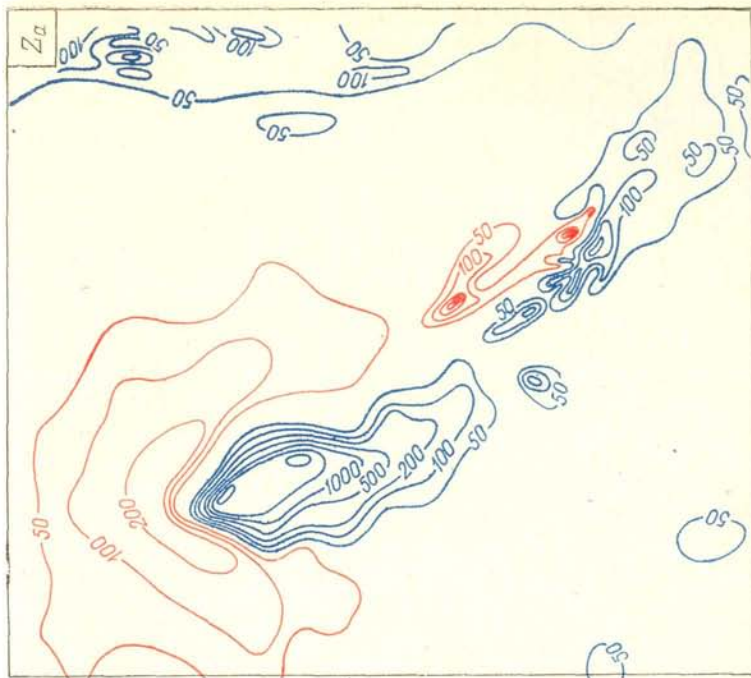
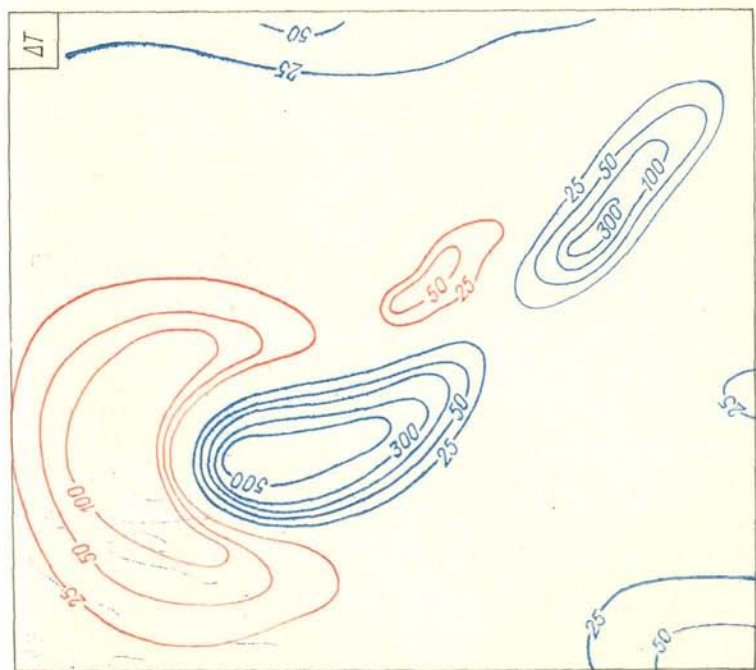


Рис. 130. Магнитное поле над полиметаллическими сульфидными рудными телами (по Е.А. Касларовой).
Значения ΔT и Z_a даны в гаммах.

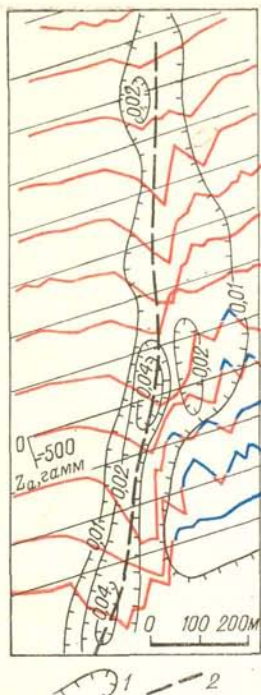


Рис. 131. Магнитное поле над зоной гидротермальной метаморфизма с полиметаллической минерализацией в гранитоидах (по В. А. Кличникову). 1 — изолинии содержания свинца в делювии, %; 2 — разрывные нарушения.

пород верхнего девона и нижнего карбона. Рудные тела наиболее интересного промышленного типа — ачисайского — сложены сплошными пирит-галенит-сфалеритовыми рудами и контролируются тектоническими нарушениями. Магнитная восприимчивость руд близка к нулю, вмещающие карбонатные породы, преимущественно доломиты, также, естественно, практически немагнитны, но приуроченность руд к ослабленным тектоническим зонам, по которым развивается карст, нацеливает детальную магнитную съемку на картирование карста. Магниторазведка здесь эффективна потому, что карстовые полости бывают заполнены сильномагнитными бокситоподобными породами раннемелового возраста. Надо отметить, что карстовые полости и рудные

тела совсем не обязательно пространственно совмещены, но они приурочены к одним и тем же ослабленным зонам, причем карст развивается в верхних частях разреза, а полиметаллическое оруденение обычно располагается глубже. Перспективность участков, выделенных по данным наземной магнитной съемки масштаба 1 : 2000, возрастает, если здесь же устанавливаются повышенные концентрации свинца по данным литогеохимической съемки.

Магниторазведка в качестве косвенного метода поисков полиметаллического оруденения используется и в Атасуйском рудном районе Казахстана. Здесь свинцово-цинковое оруденение устанавливается в непосредственной близости от пластовых тел железо-марганцевых руд, иногда оба типа руд пространственно совмещены. Чаще всего свинцово-цинковое оруденение располагается в лежачем боку пластовых железо-марганцевых тел,

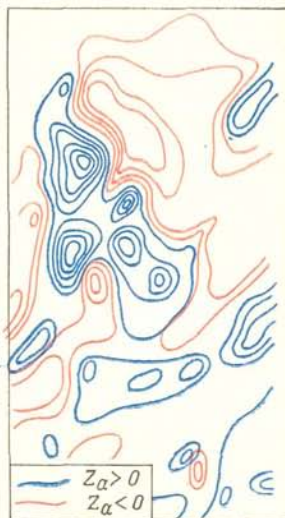


Рис. 132. Магнитная аномалия над железной шляпой.

которые легко картируются магнитной съемкой масштаба $1 : 50\,000$, отмечаясь аномалиями в несколько сотен гамм. Съемкой такого масштаба открыто одно из крупнейших полиметаллических месторождений Казахстана, залегающее на глубине более 100 м. На площади в несколько квадратных километров было установлено плавное повышение поля Z_a , соответствующее брахи-антиклинальной структуре, сложенной карбонатными породами с железо-марганцевым и барит-полиметаллическим оруденением.

Известны также случаи картирования по отрицательным значениям магнитного поля, которыми отмечаются линейные зоны гидротермально измененных пород, содержащих бедное полиметаллическое оруденение. Пример картирования такой зоны по данным наземной магнитной съемки в одном из районов Казахстана приведен на рис. 131; уровень нормального поля выбран условно.

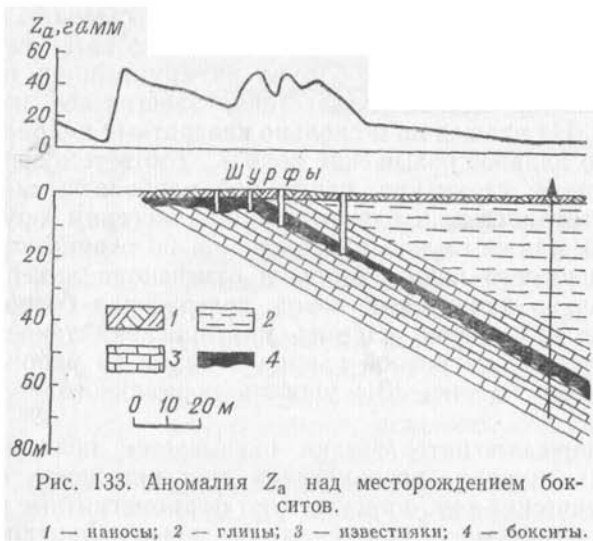
Применение магниторазведки оказывается полезным, когда в железных шляпах, возникающих при окислении сульфидов полиметаллических руд, присутствуют ферромагнитные минералы. Выявление железных шляп служит косвенным признаком наличия сульфидных месторождений, хотя и сами железные шляпы в некоторых случаях могут быть объектами поисков. Пример хорошо выраженной магнитной аномалии над железной шляпой одного из полиметаллических месторождений приведен на рис. 132. Первичные руды участка, на котором обнаружена железная шляпа, состоят в основном из пирита с небольшим содержанием магнетита и из вкрапленного полиметаллического оруденения. В зоне окисления магнетит в значительной мере сохранился, что и является причиной аномалии.

§ 50

ПОИСКИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ БОКСИТОВ

По своей намагниченности бокситы бывают различными: от практически немагнитных до сильномагнитных с большой остаточной намагниченностью. Плотные бокситы бобового строения обычно наиболее магнитны, их магнитная восприимчивость имеет значения порядка 10^{-3} СГС, но в отдельных случаях отмечались образцы с восприимчивостью до $1 \cdot 10^{-1}$ СГС. Разрушенные и глинистые бокситы слабомагнитны, их магнитная восприимчивость чаще всего не превышает нескольких единиц 10^{-4} СГС.

Геосинклинальные месторождения бокситов приурочены к перерывам в осадконакоплении карбонатных толщ и залегают в форме пластов небольшой мощности, падающих наклонно. Иногда руды располагаются в карманообразных залежах, совокупность которых сосредоточена в пределах единого горизонта. Пластовые рудные тела и продуктивные бокситоносные толщи по простиранию прослеживаются на весьма значительные расстояния, достигающие



иногда многих десятков километров. Вмещающими породами повсеместно являются известняки, иногда прорванные интрузиями.

Магнитные аномалии, создаваемые бокситами геосинклинального типа, незначительны по интенсивности, редко превышают 100 гамм, вследствие чего для их обнаружения и прослеживания необходима высокая точность полевых измерений. Сравнительно низкая магнитная восприимчивость руд и малая мощность слагаемых ими пластовых тел, обычно составляющая первые метры, требуют проведения поисков с помощью наземной магнитной съемки при достаточно частом расположении пунктов измерений по профилям.

Пример применения наземной магнитной съемки для поисков бокситов геосинклинального типа приведен на рис. 133, где изображен геологический разрез по одному из месторождений. В данном случае повышенное магнитное поле наблюдается не только непосредственно над выходом рудного тела под наносы, но и над более глубокой частью пласта, распространяясь в сторону его падения. Вероятно, по наклоненному в этом направлении пологому склону дневного рельефа несколько смещается механический ореол бокситов, образовавшийся при разрушении пластового рудного тела. Изрезанность кривой Z_a указывает на небольшую глубину залегания бокситов.

Платформенные месторождения бокситов представлены пластовыми горизонтальными или пологопадающими телами, а также залежами неправильной формы, заполняющими карстовые воронки в известняках. Платформенный тип залежей характерен, в частности, для Западно-Тургайской и Амангельдинской групп месторождений Казахстана. Месторождения Западно-Тургайской

группы располагаются в нижнемеловых континентальных отложениях, обычно заполняющих карстово-эрозионные впадины в известняках раннекаменноугольного возраста. Рудные тела Амангельдинской группы приурочены к верхнемеловым и палеоценовым отложениям и залегают в карстово-эрозионных депрессиях на контакте известняков и сланцев верхнего девона. Сходство в условиях залегания месторождений двух важнейших промышленных групп Казахстана определяет общность методики их поисков.

На первом этапе магниторазведка решает задачу картирования кровли пород палеозойского фундамента с целью выделения площадей, сложенных немагнитными осадочными породами. Среди пород палеозойского фундамента широко развиты магматические и туфогенные образования, обладающие повышенной магнитной восприимчивостью. Так, порфириды имеют восприимчивость около $10 \cdot 10^{-4}$, туфы около $3 \cdot 10^{-4}$ СГС. Эти породы создают аномалии в первые сотни гамм, наблюдаемые на значительных площадях и хорошо коррелирующиеся по простиранию. Поэтому задача картирования может быть решена с помощью воздушной магнитной съемки масштаба 1 : 50 000. При этой съемке выявляются также аномалии ΔT , близкие к изометричным, связанные с массивами гранодиоритов и диоритов и достигающие 1000 гамм. Одновременно прослеживаются вытянутые магнитные аномалии или цепочки одинаково ориентированных аномалий такой же интенсивности, обусловленные интрузивными породами основного и ультраосновного состава. Сами бокситы, хотя и слагают иногда значительные по размерам тела (от 100 до 2000 м по простиранию при ширине до 450 м и мощности до 65 м), по полю ΔT не могут быть достоверно выделены, так как магнитны только каменные разности бокситов, а они составляют лишь часть объема рудного тела.

После наземных сейсмических или электроразведочных работ, которые выполняют на участках спокойного магнитного поля ΔT с целью прослеживания известняков и зон их контактов с алюмосиликатными осадочными породами, проводят наземную магнитную съемку масштаба 1 : 25 000. Она служит для поисков уже самих бокситов на площади развития известняков и в пределах зон их контакта с алюмосиликатными породами. Магнитная восприимчивость каменных бокситов колеблется от $1 \cdot 10^{-4}$ до $1 \cdot 10^{-2}$ СГС; аномалии Z_a составляют иногда несколько сотен, но чаще только несколько десятков гамм, поэтому требуется высокая точность измерений и учета смещения нуля-пункта приборов. Обычно средняя квадратическая погрешность наземной съемки равна 5—7 гаммам. Каждая аномалия Z_a чаще всего прослеживается на двух-трех профилях, но группы аномалий вытягиваются на большое расстояние согласно с простиранием пород (рис. 134).

После проверки предполагаемой природы магнитных аномалий бурением контуры залежей каменных бокситов уточняют магнитной съемкой масштаба 1 : 5000, которую выполняют только

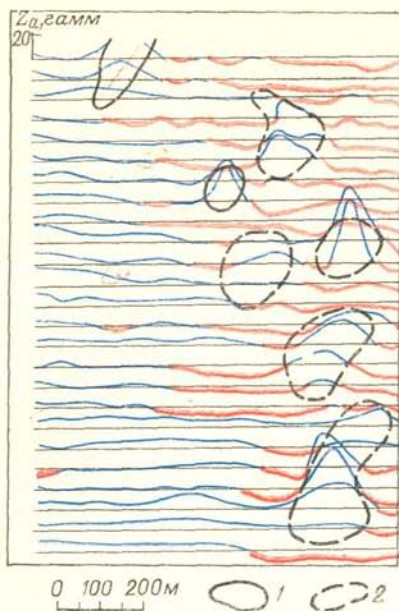


Рис. 134. Магнитное поле Z_a над телами бокситов в Западно-Тургайском районе (по С. П. Бабаянц и др.). Контуры бокситовых залежей: 1 — по данным магниторазведки и проверочного бурения, 2 — предполагаемые по данным магниторазведки.

на площадях, где магнитные аномалии уже установлены работами предшествующего этапа. Столь крупный масштаб съемки на завершающем этапе необходим потому, что размеры залежей каменных бокситов в плане обычно не превышают $50 \times (100 - 200)$ м.

В Казахстане проведены крупномасштабные магнитные съемки с автомобиля с использованием протонного T -магнитометра для измерения поля в движении. При скорости

около 10 км/ч измерения выполняются с погрешностью, не превышающей 7 гамм. Производительность при такой съемке по сравнению с пешеходной возрастает в 8—10 раз, соответственно снижается стоимость работ и отпадает необходимость в разбивке опорной сети.

Перспективной представляется вертолетная магнитная съемка с протонным магнитометром, особенно над заболоченными и занятыми посевами участками. Опытные работы выполнены на вертолете МИ-4 с выпускной гондолой, буксируемой на высоте 30 м, при скорости полета 120 км/ч. При такой скорости продолжительность цикла измерений 0,7 с обеспечивает регистрацию поля по маршруту через 20—25 м. Сопоставление магнитного поля, полученного при наземной и воздушной съемках (рис. 135), показывает, что, несмотря на несколько меньшую детальность поля ΔT , связанную с удалением от рудных тел, все магнитные аномалии, создаваемые известными на данном участке рудными телами, выделяются достаточно надежно.

Успешный опыт этих работ позволяет надеяться, что окажется возможным заменить наземную съемку масштаба 1 : 25 000, проводимую с целью поисков крупных тел каменных бокситов и оценки перспектив бокситоносности, воздушной вертолетной съемкой того же масштаба или даже съемкой с самолета. В последнем случае при скорости полета около 200 км/ч можно выполнять измерения по маршруту протонным магнитометром примерно через 50—60 м, что при высокой точности может оказаться достаточным для решения поисковой задачи.

Главные бокситоносные районы Западной Сибири — Енисейский кряж и западная часть Сибирской платформы. Возраст бокситов колеблется от верхов нижнего мела до эоцена. Рудные тела сложены каменистыми, рыхлыми и глинистыми бокситами. В среднем каменистые бокситы составляют до 30% объема рудных тел, рыхлые — около 50% и глинистые — около 20%. Месторождения относятся к платформенному типу и подразделяются на карстовые, карстово-полюевые, эрозионно-карстовые и котловинные. В особые генетические группы выделяются месторождения латерит-бокситов и бокситоносные песчаники туруханского типа.

Месторождения карстового типа приурочены преимущественно к толщам карбонатных пород, реже — к контакту мраморизованных карбонатных пород и амфиболитов (Татарская группа месторождений) и эрозионным впадинам в коре выветривания сланцевых толщ (Тюхтинское месторождение). Размеры карстов достигают нескольких сотен метров в диаметре при глубине до 100, а в отдельных случаях и до 200 м.

Эрозионно-карстовые месторождения локализуются в рыхлых бокситоносных породах, выполняющих ложбинообразные депрессии, сформировавшиеся в зоне контакта двух литологически разных толщ, обычно карбонатной и терригенной. В пределах Порожнинского рудопоявления бокситоносные отложения залегают в виде двух, местами трех полос шириной 50—350 м. Рудные тела локализуются в депрессиях, протяженность которых достигает 3,5 км. Бокситы залегают на незначительной глубине (не более 20 м), мощность слагаемых ими тел составляет 20—30 м.

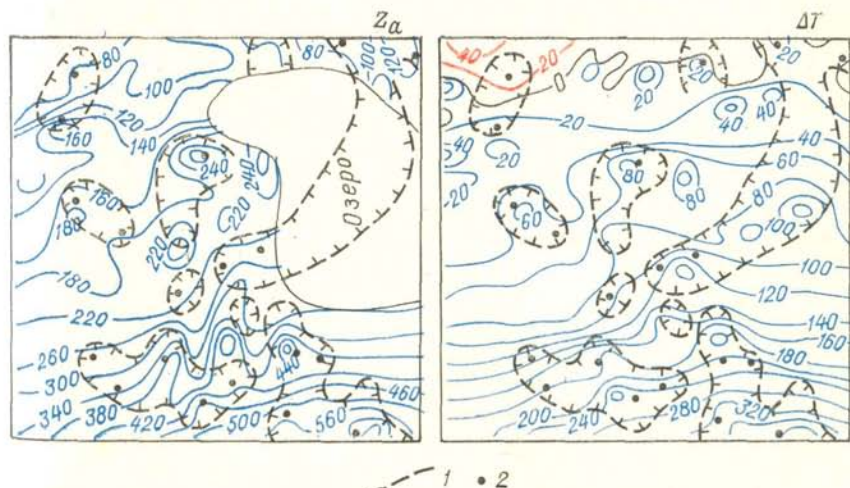


Рис. 135. Магнитное поле над телами бокситов (по Н. Н. Кленчину, А. Н. Сухову, В. С. Цирелю).

Изолинии магнитных аномалий даны в гаммах.
1 — контуры залежей бокситов; 2 — скважины, вскрывшие бокситы.

Месторождения котловинного типа формируются на разнообразных породах палеозойского фундамента в пределах тектонически ослабленных зон и опущенных блоков. Площадь депрессий, к которым приурочены месторождения этого типа, составляет десятки и сотни квадратных километров. Рудные тела имеют пласто- и линзообразную формы.

Месторождения латерит-бокситов образовались в результате обогащения глиноземом латеритного профиля коры выветривания траппов. Бокситы залегают в небольших депрессиях, дно и борта которых сложены траппами (Сухолебяжинское месторождение).

Бокситы Западной Сибири различны по магнитным свойствам. Наиболее магнитны каменистые бокситы, магнитная восприимчивость которых достигает в отдельных образцах 0,03—0,07 СГС, а остаточная намагниченность 0,4 СГС. Магнитная восприимчивость рыхлых и глинистых бокситов не превышает $7 \cdot 10^{-4}$ СГС. Отбеленные разности бокситов практически немагнитны, но самостоятельных залежей они не образуют, а слагают лишь отдельные участки рудных тел. Бокситоносные песчаники и бокситовые глины имеют среднюю магнитную восприимчивость — около $60 \cdot 10^{-4}$ СГС.

При поисках бокситов в Западной Сибири геофизические методы применяются для выявления и изучения площадей бокситоносных отложений, локализации участков, перспективных на бокситы, и для непосредственных поисков рудных залежей. При решении всех этих задач важную роль играет магниторазведка. Для выявления перспективных на обнаружение бокситов площадей применяется аэромагнитная съемка масштабов 1 : 50 000, 1 : 25 000, а в последние годы и 1 : 10 000; кроме того, используется и наземная магнитная съемка масштаба 1 : 10 000. На стадии непосредственных поисков месторождений и отдельных рудных тел проводится наземная магнитная съемка масштабов 1 : 5000 и 1 : 2000.

При выделении перспективных площадей по данным аэромагнитной съемки необходимо учитывать особенности формирования месторождений бокситов Западной Сибири. Эти месторождения относятся к двум подформациям: первичной (элювиальной) и вторичной (осадочной). Первая отвечает стадии выветривания материнских алюмосиликатных пород с высвобождением свободного глинозема, вторая — стадии переотложения продуктов выветривания в области осадконакопления. Элювиальная подформация изучена слабо. Связанные с ней бокситопроявления представляют собой нижние части зоны обогащения латеритного профиля. Характерным примером является Сухолебяжинское бокситопроявление, расположенное в котловине, приуроченной к приосевой части синклинали складки.

Со вторичной (осадочной) бокситоносной подформацией связаны все известные на Сибирской платформе промышленные месторождения бокситов. Бокситоносные осадки накапливались

в результате переотложения продуктов латеритной коры выветривания обычно в узких зонах, совпадающих с окраинными частями бассейнов осадконакопления. В зависимости от тектонической истории таких областей отложения, содержащие бокситы, могут встречаться на разных стратиграфических уровнях: от альба до эоцена. В составе осадочной подформации по условиям образования выделяются две группы месторождений бокситов: первично-осадочные и переотложенные.

По отношению к современному эрозионному срезу различные типы месторождений бокситов размещаются на разных гипсометрических уровнях. Днища наиболее глубоких карстовых воронок, заполненных бокситами, находятся на отметке 140—160 м. Так как карст заполнен переотложенными бокситами, образовавшимися при разрушении первично-осадочных залежей, то ясно, что последние могли сохраниться только на более низком уровне, т. е. в относительно опущенных блоках. Еще ниже должна находиться не затронутая размывом латеритная кора выветривания. Это не исключает возможности обнаружения латерит-бокситов на останцах древнего пенеплена, но вне зон развития осадочной бокситоносной подформации. Вследствие дифференциальных движений отдельных участков земной коры каждый из типов месторождений должен быть приурочен к вполне определенной структурной зоне. Так, карстовые месторождения тяготеют к Енисейскому кряжу, первично-осадочные — к восточному склону приенисейской части Западно-Сибирской низменности и Чадобецкому поднятию.

Таким образом, уже по результатам аэромагнитной съемки масштаба 1 : 200 000 можно намечать площади, потенциально перспективные на обнаружение месторождений бокситов того или иного типа. Так, картирование траппов фактически выделяет площади возможного присутствия бокситов латеритного происхождения; преимущественно спокойные магнитные поля отвечают участкам, где вероятны месторождения первично-осадочных и переотложенных бокситов. В частности, на основании материалов аэромагнитной съемки масштаба 1 : 200 000 в пределах приенисейской части Западно-Сибирской низменности выделены Туруханский и Дубчесский перспективные участки, на которых позднее проведена аэромагнитная съемка масштаба 1 : 50 000. При анализе материалов этой съемки было установлено, что локальные изменения поля ΔT обусловлены в основном бокситоносными песчаниками. Это позволило уточнить площади их распространения и наметить конкретные участки для первоочередных наземных геофизических и буровых работ.

В районах развития сильномагнитных траппов эффективной оказалась аэромагнитная съемка масштаба 1 : 25 000. Так, по магнитному полю Ангаро-Катангского междуречья выделены зоны разрывных нарушений и опущенные по ним блоки, в пределах которых возможно накопление бокситов.

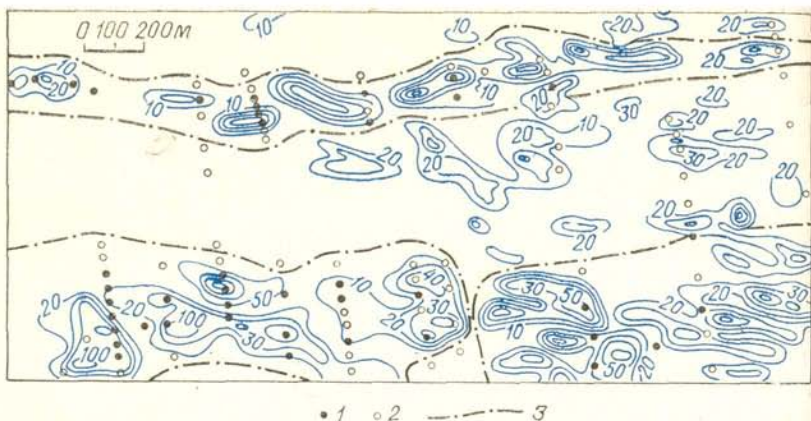


Рис. 136. Аномалия Z_a Порожнинского рудопроявления бокситов (по Ю. М. Кулунчакову).

Изолинии даны в гаммах.

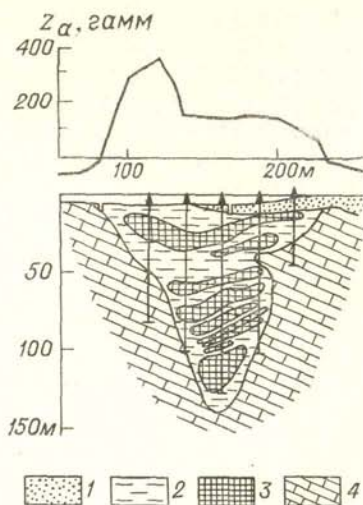
Скважины: 1 — вскрывшие бокситы, 2 — не вскрывшие бокситов; 3 — контур бокситоносных отложений.

В Ангаро-Питском синклинии Енисейского кряжа по материалам аэромагнитной съемки масштаба 1 : 25 000 оконтурена площадь известняков, перспективная на обнаружение бокситов карстового типа. Над терригенными породами наблюдалось положительное поле ΔT , над карбонатными — отрицательное. В предполагаемой зоне контакта этих пород были выявлены цепочки магнитных аномалий интенсивностью до 30 гамм, связанных, возможно, с бокситовыми телами. По этим материалам рекомендованы участки для наземных поисковых работ масштаба 1 : 10 000.

Видная роль принадлежит наземной магнитной съемке при непосредственных поисках месторождений бокситов в оконтуривании рудных тел. Работы масштаба 1 : 10 000 проводят с целью поисков месторождений и отдельных крупных тел, а съемку масштаба 1 : 2000 — для оконтуривания отдельных тел и определения их глубины и элементов залегания. На рис. 136 показано магнитное поле одного из рудопроявлений бокситов Енисейского кряжа, полученное в результате съемки масштаба 1 : 10 000. Тела бокситов образуют на данном участке две полосы протяженностью до 3,5 км. Устанавливаемые по магнитному полю границы тел бокситов в большинстве случаев удовлетворительно совпадают с данными бурения. Однако иногда наблюдаются расхождения, объясняемые тем, что отдельные участки рудных тел сложены немагнитными разновидностями бокситов. Кроме того, некоторые аномалии, сходные с аномалиями рудной природы, связаны с магнитными глинами и глинистыми сланцами. Подобные аномалии встречаются и на многих других рудопроявлениях, поэтому природа магнитных аномалий устанавливается только по данным проверочного бурения.

Рис. 137. Аномалия Z_a над залежью бокситов в известняках (по М. А. Заблочкой).

1 — элювиально-делювиальные породы; 2 — рыхлые глинистые бокситоносные отложения; 3 — каменные бокситы; 4 — известняки.



На рис. 137 показана характерная магнитная аномалия над телами бокситов, заполняющими карстовую воронку в известняках. Границы рудной залежи, расположенной у поверхности, в целом удовлетворительно отмечаются высокими градиентами аномалии Z_a . Высокий градиент поля, наблюдаемый почти над центром залежи, не находит объяснения в разрезе, что указывает на обычную для бокситов неоднородность по намагниченности при переходе от каменных к рыхлым и глинистым разностям.

На наиболее перспективных участках Енисейского кряжа и юго-западной части Сибирской платформы проводилась опытная аэромагнитная съемка масштаба 1 : 10 000; выяснялась возможность замены ею наземной магнитной съемки того же масштаба при непосредственных поисках бокситов. Установлено, что большинство крупных рудных тел отмечается аномалиями интенсивностью до 25 гамм. Лишь над месторождением Центральное значения ΔT достигают 450 гамм. Результаты опытных работ показали, что при высоте полета 50—70 м в труднодоступных и заболоченных районах применять воздушную съемку указанного масштаба целесообразно не для замены наземной съемки, а для более конкретной локализации площадей, на которых следует проводить наземные наблюдения более крупного масштаба.

Бокситы, представленные только практически немагнитными разностями, магниторазведкой не обнаруживаются. В этом случае используются геофизические методы, с помощью которых могут быть найдены депрессии в фундаменте. Примером являются тихвинские бокситы; попытки применить различные геофизические методы для поисков самих бокситов оказались здесь безрезультатными.

§ 51

ПОИСКИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ НИКЕЛЯ

Основные промышленные запасы никеля сосредоточены в сульфидных медно-никелевых месторождениях, генетически, а в большинстве случаев и пространственно связанных с массивами

интрузивных пород основного и ультраосновного состава. Магниторазведка широко применяется для поисков и оконтуривания этих пород, обычно магнитных. Предварительные сведения о наличии интрузий во многих районах можно получить в результате аэромагнитной съемки масштаба 1 : 25 000. Массивы протяженностью в сотни метров обычно обнаруживаются по магнитным аномалиям ΔT интенсивностью в сотни гамм. Результаты этих работ служат обоснованием для проведения наземной магнитной съемки масштаба 1 : 10 000 и крупнее, чтобы более надежно оконтурить выявленные при воздушной съемке массивы и найти новые, более мелкие. Важно точнее установить местоположение контактов под наносами и вычислить углы падения, так как для ряда рудных полей, например Печенгского, характерна приуроченность оруденения к лежащему боку массива.

Представляет интерес оценка размеров массива по падению, так как ликвационные сульфидные руды часто образуют донные залежи. Поэтому, чтобы выбрать метод непосредственных поисков руд, надо знать ожидаемую глубину их залегания. Хотя руды наряду с сульфидами никеля и меди содержат ферромагнитные минералы — пирротин и магнетит, обнаружить их магниторазведкой в зоне контакта или внутри массива крайне трудно, что объясняется близостью руд по намагниченности к материнским интрузивным породам. Поиски самих руд обычно ведутся другими геофизическими методами, чаще всего электроразведочными.

На рис. 138 изображена кривая Z_a , иллюстрирующая возможности магниторазведки при картировании потенциально никеленосных ультраосновных пород Печенгского рудного поля. Измерения выполнены по поисково-разведочной линии, пересекающей четвертую осадочную толщу печенгской серии, а на флангах выходящей на эффузивы третьего и четвертого покровов этой серии. К осадочной толще приурочено подавляющее большинство никеленосных массивов, представленных породами основного и ультраосновного состава. Высокие значения аномалии Z_a соответствуют выходам ультраосновных пород под наносы; резкие изменения напряженности поля, отражающие различную намагниченность, указывают на меньшую глубину залегания коренных пород, легко вычисляемую по обособленным максимумам Z_a .

Несмотря на то что аномальное поле резко изменяется, достаточно хорошо виден глубокий и широкий минимум с северной стороны, свидетельствующий о падении на юг всей свиты пород, включающей интрузивные тела. Вычислению угла падения мешают два обстоятельства: во-первых, этот минимум осложнен сильной аномалией изолированного интрузивного тела и, во-вторых, сам минимум является частью не какой-либо отдельной аномалии, отмечаемой южнее, а целой их совокупности. Поэтому для вычисления угла падения с кривой нельзя снять достоверного значения ни максимума, ни соответствующего минимума поля.

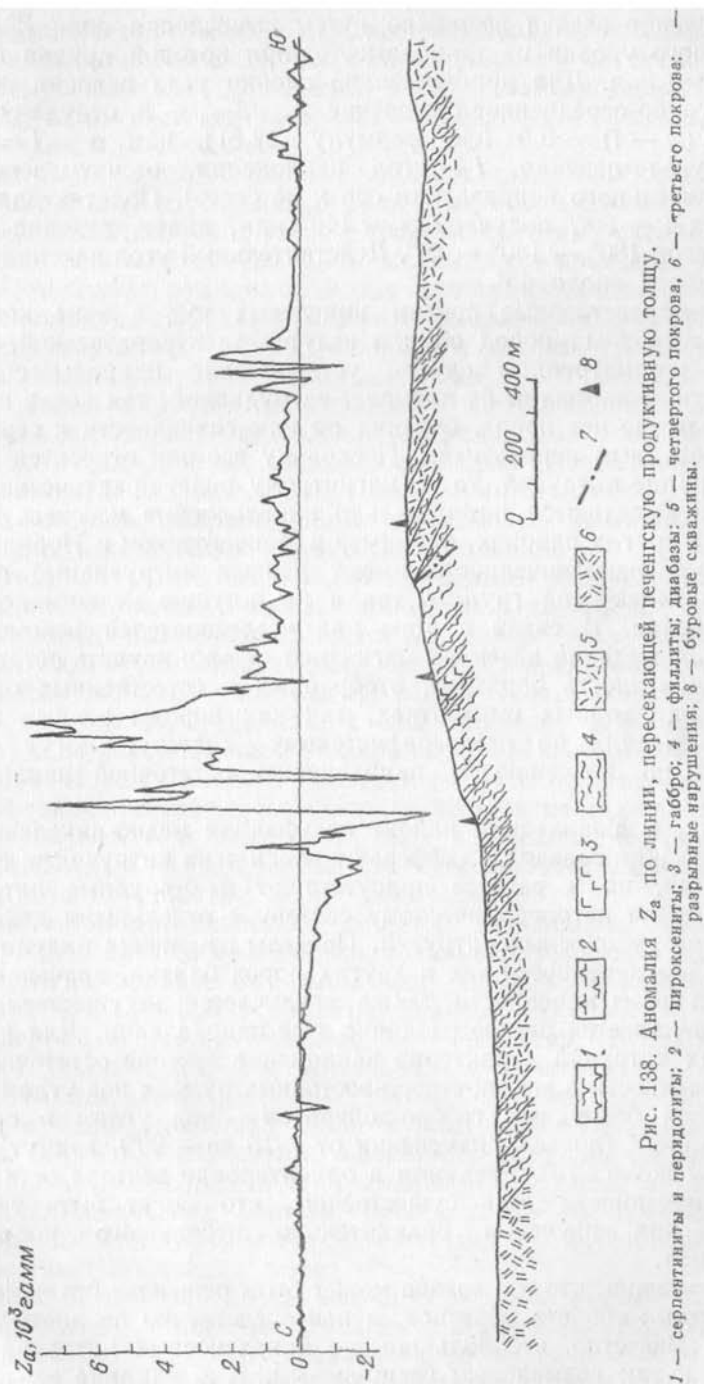


Рис. 138. Аномалия Z_a по линии, пересекающей печенгскую продуктивную толщу.

Решение задачи возможно путем вычисления поля Z_a выше заданного уровня на такой высоте, при которой кривая примет плавный вид. Для приближенной оценки угла падения используем грубо осредненное отношение $Z_{\max}/Z_{\min} = 3$, откуда $\cos \vartheta = \cos(\alpha - i) \approx 0,5$ [см. формулу (32.5)], или $\alpha - i \approx \pm 60^\circ$ (α — угол падения, i — угол наклона, отсчитываемые от положительного направления оси x на север). Полагая для этого района $i \approx 80^\circ$, получаем $\alpha \approx 140^\circ$ или, иначе, падение на юг под углом $180^\circ - 140^\circ = 40^\circ$. Действительный угол падения свиты составляет около 45° .

Непосредственные поиски никелевых руд в зоне контакта ультраосновных пород обычно ведутся электроразведкой.

В рассмотренном случае установление природы сильных магнитных аномалий не вызывает затруднений, так как в изучаемом разрезе нет пород, близких по намагниченности к серпентинизированным перидотитам. Поскольку все они относятся к единой группе интрузий, то по магнитному полю практически однозначно выделяются потенциально никеленосные массивы. Но во многих других районах, например в Мончегорском и Норильском, близкую намагниченность имеют разные интрузивные породы как никеленосной группы, так и не несущие медно-никелевого оруденения. В связи с этим ряд исследователей рекомендуют после проведения наземной магнитной съемки изучать остаточную намагниченность образцов, отобранных в естественных обнажениях или горных выработках, так как породы разных групп, даже близких по петрографическому составу, могут различаться по значению и направлению остаточной намагниченности.

Так, в Норильском районе сульфидная медно-никелевая минерализация связана с дифференцированными интрузиями габбро-диабазов, но в разрезе присутствуют и безрудные интрузии, сходные по петрографическому составу с отдельными дифференциатами рудоносных интрузий. Пределы изменения индуцированной намагниченности тех и других пород близки, значение остаточной намагниченности также различается несущественно, но устанавливается резкое различие в ее направлении. Для никеленосных интрузий характерно наклонение вектора остаточной намагниченности в восток-северо-восточных румбах под углом около 80° ; для безрудных габбро-долеритов — под углом в среднем около -60° (пределы изменения от -15 до -90°), азимут западный — около 270° . Различия в ориентировке вектора остаточной намагниченности столь существенны, что могут быть установлены при изучении сравнительно небольшого количества образцов.

Возможно, что эта задача может быть решена и без измерения магнитных свойств образцов, а непосредственно по аномальному полю. Известно, что большинство никеленосных интрузий относится к так называемым бескорневым, т. е. влияние их нижней

кромки достаточно отчетливо отражается в характере аномального магнитного поля. В этом случае, как показано в § 32, легко определяется направление суммарного вектора намагниченности, по которому с не меньшей достоверностью можно судить о принадлежности пород к той или иной группе.

В пределах рудных полей на этапах детальных поисков и предварительной разведки целесообразно измерение магнитного поля в скважинах. Опыт таких работ с трехкомпонентным скважинным магнитометром имеется; успешные исследования проведены в пределах Печенгского рудного поля, где серпентинизированные перидотиты являются практически единственными сильномагнитными породами в разрезе. Задачи, которые в данном случае может решать скважинная магниторазведка, те же, что и на соответствующих этапах изучения магнетитовых месторождений железа, т. е. здесь может быть установлена морфология массивов и положение их в пространстве, выявлены смещения вдоль предполагаемых плоскостей разрывных нарушений. Эти результаты помогают строить опорные разрезы, более обоснованно выбирать места заложения последующих разведочных скважин.

Наряду с сульфидными медно-никелевыми месторождениями промышленное значение имеют силикатные руды никеля, связанные с корой выветривания массивов пород ультраосновного состава. Задачей магниторазведки является картирование массивов и выделение в них участков, где можно ожидать значительную мощность коры выветривания, а следовательно, и большие запасы руд. Выявляются массивы аэромагнитной съемкой масштаба 1 : 50 000. Наземная съемка проводится в более крупных масштабах; ее задача состоит в уточнении контактов массива с вмещающими породами и выделении внутри массива тектонически ослабленных зон, так как именно эти зоны наиболее благоприятны для глубокого развития коры выветривания.

Местоположение контактов, особенно для мощных массивов, удобно определять по кривым горизонтального градиента поля Z_a . Тектонически ослабленные зоны чаще всего прослеживаются по тем или иным линейно ориентированным особенностям поля, например более плавно меняющимся значениям. В отдельных случаях участки наиболее мощной коры выветривания проявляются заметными понижениями поля Z_a , так как сильномагнитные серпентиниты залегают здесь глубже, чем в остальной части массива. Однако к объяснению магнитного поля над такими массивами следует подходить с осторожностью, привлекая данные других геофизических методов, прежде всего электроразведки, так как изменения поля могут быть связаны и с неоднородностью состава ультраосновных пород.

Известны случаи, когда над силикатными рудами никеля, приуроченными к коре выветривания, отмечалось существенное повышение значений Z_a , связанное с обогащением маггемитом. Хотя это явление наблюдается сравнительно редко, его следует

иметь в виду при объяснении вытянутых «секущих» аномалий магнитного поля, особенно если они пространственно совпадают с зонами низких значений электрического сопротивления.

§ 52

ПОИСКИ КОРЕННЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ВОЛЬФРАМА И МОЛИБДЕНА

Высоко- и среднетемпературные месторождения вольфрама и молибдена генетически связаны с интрузиями пород кислого состава. В Центральном Казахстане на месторождениях этого типа оруденение приурочено к пермским интрузиям лейкократовых гранитов акчатауского комплекса. Кварцевожильные, преимущественно вольфрамитовые месторождения локализуются либо в самих гранитах, либо в экзоконтактах гранитных массивов. Молибден сосредоточен главным образом в месторождениях штокверкового типа. Штокверки обычно располагаются в надинтрузивных зонах и имеют размеры по вертикали, достигающие многих сотен метров. Оба типа оруденения совмещаются в пределах единого рудного поля.

Граниты основной фазы акчатауского комплекса магнитны; магнитная восприимчивость их неизменных разностей колеблется от $9 \cdot 10^{-4}$ до $17 \cdot 10^{-4}$ СГС, остаточная намагниченность составляет приблизительно $150 \cdot 10^{-6}$ СГС. Граниты дополнительной фазы, с которыми непосредственно связано оруденение, менее магнитны: $\chi = (150 \div 350) \cdot 10^{-6}$, $J_n = (30 \div 50) \cdot 10^{-6}$ СГС. Преобладающий объем массива обычно составляют граниты основной фазы, поэтому задачей магниторазведки является прежде всего картирование массивов в целом, в том числе слепых интрузий, не вскрытых эрозийным срезом. Для этой цели выполняется аэромагнитная съемка масштаба 1 : 50 000 или 1 : 25 000. По ее материалам обычно удается обнаружить массивы пермских гранитов по аномалиям ΔT интенсивностью 300—500 гамм. Аномалии связаны как с самими интрузивными породами, так и с ороговикованными образованиями кровли массивов. На рис. 139 приведен пример картирования такой интрузии по полю ΔT при высоте полета около 40 м. По результатам геологической съемки граниты на данной площади не были обнаружены. По полю ΔT , зная высоту полета, легко установить, что они действительно на поверхность не выходят, а залегают на глубине около 100 м. Предполагая, что направление намагниченности пород связано с современным земным полем, по характеру аномалии можно судить, что массив падает на запад.

Над многими массивами гранитов характер магнитного поля более сложный, чем в рассмотренном случае. Это объясняется сложным сочетанием различающихся по магнитным свойствам гранитов основной и дополнительной фаз, особенностью морфологии слагаемых ими тел, составом перекрывающих пород. По этим

причинам над разными массивами и даже над разными частями одного и того же массива характер магнитного поля может меняться. Поэтому по результатам аэромагнитной съемки указанных масштабов обычно не удается выявить площади гранитов дополнительной фазы, с которыми генетически связано вольфрам-молибденовое оруденение.

При небольшой глубине залегания массивов, преимущественно вскрытых эрозией, эту задачу можно решить с помощью наземной магнитной съемки масштаба 1 : 10 000 или 1 : 25 000. Пример расчленения гранитов на основную и дополнительную фазы приведен выше (см. рис. 106). При глубоком залегании незеродированных гранитных массивов разделить их по фазам внедрения с помощью наземных измерений не удастся. Но в этом случае выделить интрузии и надынтрузивные зоны, в пределах которых могут быть сосредоточены вольфрам-молибденовые месторождения штокверкового типа, можно благодаря высокой намагниченности пород экзоконтакта, возникающей при контактовом метаморфизме железосодержащих образований.

Опыт работ показывает, что высокие магнитные поля, достигающие многих сотен и первых тысяч гамм, наблюдаются над участками развития песчано-сланцевой толщи силура, порфириров девона и карбона, где под термическим воздействием интрузий

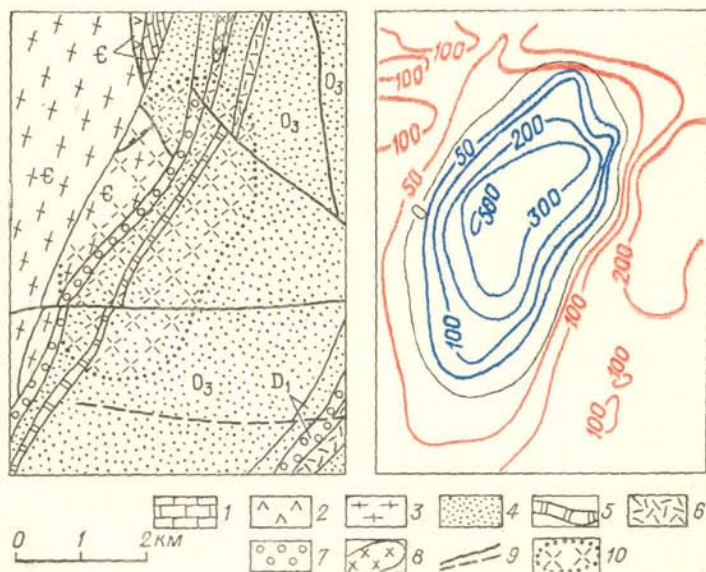


Рис. 139. Картирование скрытой интрузии пермских гранитов аэромагнитной съемкой (по В. В. Паку и др.).

Изолинии ΔT даны в гаммах.

1 — известняки; 2 — порфириты; 3 — древние кристаллические сланцы, алевролиты, песчаники; 4 — песчаники, конгломераты; 5 — яшмы, кремнистые сланцы; 6 — кварцевые порфиры; 7 — конгломераты; 8 — гранодиориты; 9 — разрывные нарушения; 10 — гранитный массив, не вскрытый эрозией.

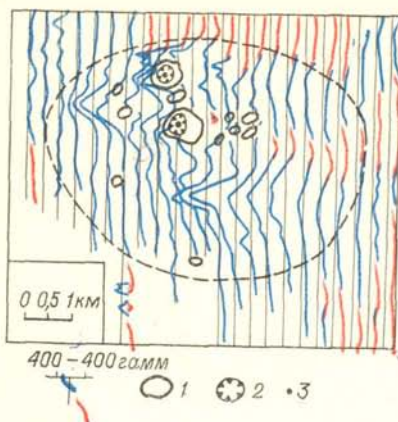


Рис. 140. Выделение массива пермских гранитов по материалам наземной магнитной съемки (по В. А. Кличникову и др.).

Ореолы рассеяния молибдена в делювии, %: 1 — $< 0,001$, 2 — $0,001 \div 0,01$, 3 — $0,01 \div 0,04$.

магнитной съемки приведен на рис. 140. При геологическом объяснении таких полей следует иметь в виду, что магнитная восприимчивость измененных пород кровли может достигать нескольких тысяч единиц 10^{-6} СГС, т. е. существенно превосходить магнитную восприимчивость самих пород массива. Поэтому характер магнитного поля зависит в основном от мощности зоны контакто-измененных пород. По этой причине границы массива в плане можно указать лишь ориентировочно, тем более, что магнитные свойства таких пород постепенно изменяются по мере удаления от массива. Поэтому одновременно с магнитными проводят гравиметрические измерения, по которым в данном случае можно более обоснованно судить о форме массива и положении его контактов.

Важную роль играет наземная магнитная съемка при выявлении участков гидротермально измененных пород в пределах надвнутрузивных зон, т. е. тех участков, к которым непосредственно приурочено вольфрам-молибденное оруденение. При наложении гидротермального метаморфизма на контакто-измененные и в связи с этим сильномагнитные породы происходит частичная, а иногда и полная потеря ими намагниченности. Такие участки выделяются на фоне общего высокого



Рис. 141. Выделение штокеркового вольфрам-молибденового месторождения по полю Z_a (по В. А. Кличникову). Контуры зон: 1 — пиритизации, 2 — распространения рудоносных прожилков, 3 — грейзенизации; 4 — скважины разведочного бурения.

магнитного поля, свойственного контактово-измененным породам, как близкие к изометричным зоны пониженных или отрицательных значений Z_a (рис. 141).

Наиболее сильное падение намагниченности характерно для зон, близких к экзо- и эндоконтактам (мощность таких зон достигает первых сотен метров), где процессы метасоматоза проявляются наиболее интенсивно и где в рудах преобладает молибден. Отложение молибденита указывает на то, что растворы здесь были богаты серой; это привело, в частности, к мобилизации железа из окружающих пород и образованию пирита. Намагниченность пород уменьшилась, благодаря чему над такими участками понижение магнитного поля достигает 1000 гамм. Связь этих аномалий с рудными штокверками столь тесная, что по ним в данном районе практически однозначно можно провести приближенные контуры редкометалльных тел.

В зонах дальнего экзоконтакта резко преобладает вольфрамит, что указывает на более высокий потенциал кислорода, чем серы. Естественно, что в таких периферических частях рудных штокверков уменьшение намагниченности гидротермально измененных пород не столь существенно и отчетливой связи характера магнитного поля с зонами вольфрамового оруденения не устанавливается.

Таким образом, по особенностям магнитного поля в ряде случаев можно судить о сравнительном уровне эрозионного среза разных месторождений или разных частей одного и того же месторождения, прогнозировать изменение состава оруденения на глубину и выделять наиболее перспективные участки. Чаще всего для этой цели используются материалы наземной магнитной съемки масштаба $1 : 25\ 000$.

Роль магниторазведки при поисках кварцевых жил с вольфрамитом и молибденитом определяется главным образом намагниченностью вмещающих эти жилы пород. Условие выделения кварцевых жил по магнитному полю является заметная и сравнительно однородная намагниченность вмещающих пород, в этом случае кварцевые жилы при достаточной мощности и небольшой глубине залегания отмечаются понижениями поля Z_a .

Известны случаи выявления рудоносных кварцевых жил вольфрамовых месторождений, залегающих в магнитных метаморфизованных эффузивных породах. Кажущееся обратным направление намагниченности жил не препятствует вычислению глубины их залегания.

При поисках месторождений вольфрама и молибдена скарнового типа магниторазведка применяется для картирования зон контакта гранитоидов с вмещающими породами в тех случаях, когда в таких зонах присутствует магнетит. Роль магниторазведки заключается в выделении площадей под детальные поиски вольфрам-молибденового оруденения, после чего привлекают уже другие методы, прежде всего геохимические.

ПОИСКИ КОРЕННЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ
ОЛОВА

Промышленные типы коренных месторождений олова представлены оловоносными пегматитами, кварцево- и сульфидно-касситеритовыми жилами. Рудные тела часто содержат пирротин, что дает возможность применять для их поисков магниторазведку. Небольшая мощность рудных тел и обычно невысокое содержание пирротина обуславливают необходимость проведения для этой цели наземной съемки. Аэромагнитная съемка может оказаться полезной только для картирования массивов гранитоидов, с которыми связано высокотемпературное касситеритовое оруденение. Такие массивы, если они содержат ферромагнитные минералы, выявляются при аэромагнитной съемке масштаба 1 : 25 000 или 1 : 50 000.

Присутствие в оловорудных телах пирротина приводит к возникновению над ними магнитных аномалий интенсивностью десятки и первые сотни гамм. Но даже в пределах одного рудного поля могут встречаться рудные тела или даже отдельные части тел, как уверенно картируемые магниторазведкой, так и не находящие никакого отражения в магнитном поле. Это связано с тем, что для гидротермальных месторождений олова характерна многостадийность процесса рудообразования и, как следствие, горизонтальная и вертикальная зональность оруденения. Рудные тела с пирротинном не выделяются по магнитному полю и в том случае, когда рудопоявление имеет мощную зону окисления, так как пирротин в этих условиях легко разрушается с переходом железа в немагнитные соединения — сульфаты и гидроокислы.

Возможности магниторазведки можно показать на примере месторождений Приморья, где имеется многолетний опыт применения этого метода. Месторождения района относятся к касситеритовой силикатно-сульфидной формации; основная роль в формировании рудных тел принадлежит касситеритовой, кварцево-силикатной и сульфидной стадиям рудообразования. Рудные тела представлены крутопадающими жилами, минерализованными зонами дробления, брекчирования и прожилково-вкрапленных руд мощностью от 0,5 до 10 м, размеры которых по простиранию достигают 2 км.

Первый опыт применения магниторазведки в Приморье, причем успешный, относится к 1940 г., когда над рудными телами были установлены магнитные аномалии интенсивностью до 300 гамм, связанные с присутствием в рудах пирротина. Позднее было выяснено, что далеко не над всеми рудными телами наблюдаются магнитные аномалии и, хотя в настоящее время магниторазведка применяется в этом районе почти повсеместно, результаты на разных месторождениях не одинаковы.

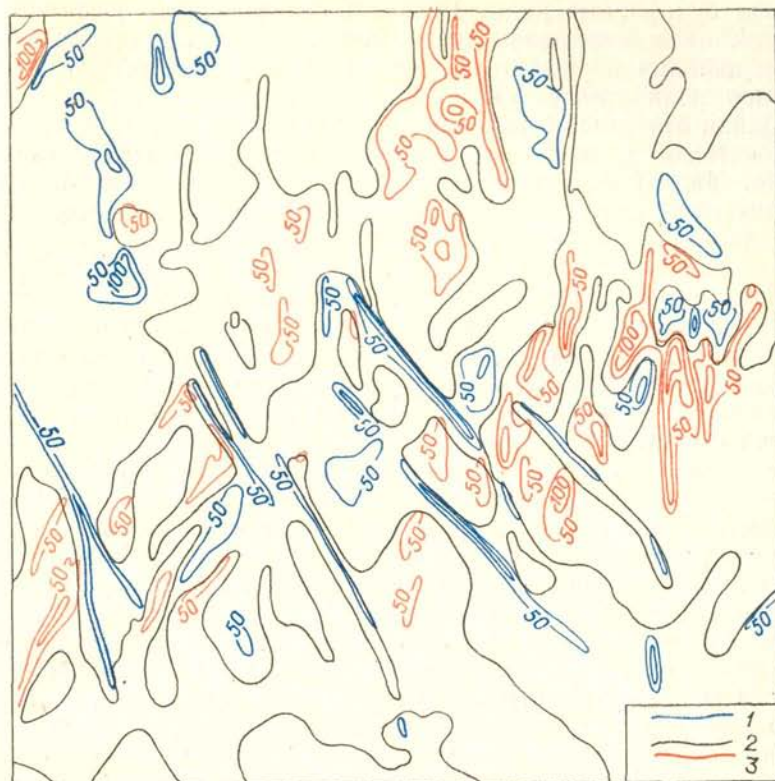


Рис. 142. Карта аномалий Z_a рудного поля месторождения олова Хрустальное-I (по И. И. Антушевич и др.).

Изолинии Z_a , гамм: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.

Успешно выделяются зоны оруденения на Арсеньевском месторождении. Оруденение здесь приурочено к разрывным структурам второго порядка в зоне глубинного разлома. Сам разлом картируется магнитными аномалиями интенсивностью до 500 гамм, связанными как с пирротиновой минерализацией, так и с дайками порфиритов и дацит-порфиров. Установить принадлежность аномалии именно к зоне сульфидной минерализации с касситеритом по магнитному полю не удастся, для этого необходимо привлечение других методов.

Своеобразно магнитное поле месторождения олова Хрустальное-I в Кавалеровском рудном районе (рис. 142). Оруденение приурочено к протяженным трещинам скола, простирание которых близко к меридиональному. Трещины по мере формирования заполнялись отложениями рудоносных растворов, в результате чего в осевой части структур образовались богатые кварцево-касситеритовые руды, а в краевых частях — сравнительно бедные

оловом сульфидные руды. Рудное поле пересечено разрывными нарушениями северо-западного простирания, отчасти залеченными дайками порфириров и базальтов; иногда с этими зонами связано полиметаллическое оруденение.

Дайки отчетливо отмечаются узкими зонами преимущественно положительных магнитных аномалий соответствующей ориентировки. Наряду с этими аномалиями наблюдаются тоже линейно вытянутые магнитные поля отрицательного знака, по направлению длинной оси и местоположению отвечающие оловорудным зонам. Эти аномалии обратной полярности связаны преимущественно не с кварцево-касситеритовым оруденением, содержащим убогую вкрапленность пирротина, а с пирротиновой минерализацией, которая развита в виде прожилков и вкрапленности в окколорудных гидротермально измененных породах. Поэтому такие аномалии при неглубоком залегании рудных тел тяготеют к их краевым частям.

Установлено, что обратная намагниченность, определяющая характер магнитного поля рассматриваемых зон, присуща крупнокристаллическому анизотропному пирротину первой генерации. При содержании пирротина около 1% обратная намагниченность достигает $4 \cdot 10^{-4}$ СГС, а у отдельных образцов с богатой вкрапленностью до $50 \cdot 10^{-4}$ СГС, превосходя индуцированную в 3—4 раза. Руды, содержащие мелкозернистый пирротин второй генерации, обладают положительной намагниченностью, не превышающей $2 \cdot 10^{-4}$ СГС. Понятно, что над рудоносными структурами, включая зоны окколорудных изменений, должно наблюдаться преимущественно отрицательное магнитное поле.

Связь таких аномалий с оловянным оруденением на глубине для месторождения Хрустальное-I установлена. Хотя в пределах одной из зон концентрация олова в ореоле была низкой, равно как и в канаве, вскрывшей зону дробления с реликтами окисленных сульфидов, задали скважину для изучения более глубоких частей разреза. Обоснованием служило плавное изменение магнитного поля, что можно было связать с наличием оруденения на глубине. Пройдя около 300 м, скважина вскрыла кондиционные оловянные руды. Этот факт показывает, что по характерным отрицательным линейно вытянутым зонам Z_a можно прогнозировать оруденение, расположенное на значительной глубине.

§ 54

ПОИСКИ КОРЕННЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ЗОЛОТА

Коренные месторождения золота СССР представлены главным образом золото-кварцевыми жилами, зонами рассланцевания и штокверками. Магниторазведка при поисках этих месторождений используется с целью геологического картирования, выделения

перспективных площадей под более детальные поиски, оконтуривания рудных полей, в отдельных случаях для непосредственного выявления золото-кварцевых и золото-сульфидных жил.

Для решения указанных задач магниторазведка, в частности, успешно применялась в Северном Казахстане. Здесь широко распространены интрузии позднекаледонского комплекса, сложенные гранитами, гранодиоритами, диоритами. Небольшие штокообразные тела площадью до 3 км², предположительно считающиеся сателлитами пород указанного комплекса, выделены в самостоятельную группу интрузий степняцкого типа. Они сложены кварцевыми диоритами, габбро-диоритами и габбро. Золотоносные жилы генетически связаны с кварцевыми диоритами, занимают по отношению к ним секущее положение и прослеживаются во вмещающие породы ордовика. Кроме того, оруденение приурочено к зонам интенсивного расщелачивания и последующего окварцевания пород, носящим название «кварцитовые горки». Их размеры на поверхности колеблются от 40×10 до 200×20 м, на глубину они прослеживаются до 500 м.

Первые предположения о местах возможной локализации золоторудных месторождений могут быть сделаны на основании результатов геофизических работ масштаба 1 : 200 000, в частности аэромагнитной съемки. На этом этапе аэромагнитная съемка позволяет выделить позднекаледонские массивы, над которыми наблюдаются аномалии ΔT интенсивностью до 800 гамм. Это резко ограничивает площадь дальнейших поисков, так как оруденение располагается в зонах экзо- и эндоконтактов этих массивов, особенно вблизи их сателлитов — малых тел степняцкого типа. Поэтому по материалам аэромагнитной съемки масштаба 1 : 200 000 можно наметить площади для более детальных поисковых работ.

На выделенных площадях в комплексе с другими геофизическими методами проводится наземная пешеходная, а в благоприятных условиях — автомобильная магнитная съемка масштаба 1 : 25 000. Ее цель — картирование малых интрузий кварцевых диоритов, выделение и прослеживание гидротермально измененных зон в их эндо- и экзоконтактах, т. е. зон, к которым непосредственно приурочены рудные тела. При расстоянии между пунктами измерения от 25 до 50 м эти интрузии в большинстве случаев уверенно выделяются близкими к изометричным аномалиями интенсивностью до 600 гамм. Аномалии приблизительно такой же интенсивности наблюдаются и над эффузивами основного состава, широко развитыми в толщах ордовика, но они отличаются резко меняющимся магнитным полем и четко выраженной вытянутостью осей по простиранию складчатых структур. Однако в отдельных редких случаях кварцевые диориты не находят отражения в магнитном поле, так как некоторые из них не содержат магнетита. Затруднения возникают и тогда, когда магнитные разности кварцевых диоритов залегают среди эффузи-

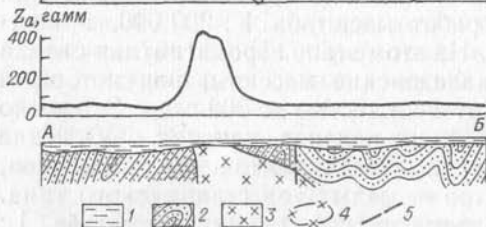
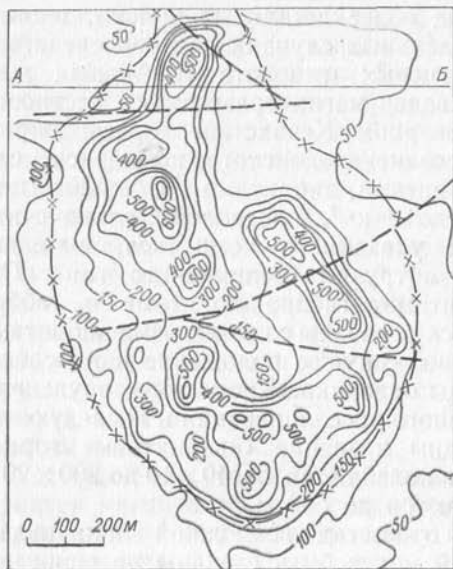


Рис. 143. Магнитное поле Z_a над интрузией степнякского типа (по М. И. Мелентьеву и др.).

Изолинии Z_a даны в гаммах. 1 — неоген-четвертичные суглинки и глины; 2 — песчаники ордовика; 3 — кварцевые диориты; 4 — проекция массива на поверхность по данным гравиразведки; 5 — разрывные нарушения по геофизическим данным.

вов среднего и основного состава, близких к ним по магнитной восприимчивости.

Пример успешного применения магнитной съемки масштаба 1 : 25 000 для картирования кварцевых диоритов приведен на рис. 143. По наиболее резким изменениям Z_a устанавливаются места выхода массива под наносы, в отдельных случаях оказывается возможным выделить зоны разрывных нарушений в пре-

делах массива. Такие зоны, благоприятные для локализации золото-кварцевых жил, отмечаются понижением напряженности поля и резким изменением ориентировки изолиний. Картирование контактов массива у дневной поверхности представляет непосредственный поисковый интерес, так как наиболее высокие концентрации золота, полученные по данным опробования в шурфах, оказываются приуроченными именно к контактам.

Чтобы более детально оконтурить массивы кварцевых диоритов, разделить их по основности, от которой зависит намагниченность, выявить и проследить зоны разрывных нарушений и гидротермальной проработки пород, в районе проводят наземную магнитную съемку масштаба 1 : 5000. Окончательная оценка перспективности выявленных зон дается по результатам литогеохимической съемки.

В Гутаро-Бирюсинском золотоносном районе Саяно-Байкальской складчатой области до недавнего времени были известны только россыпные месторождения золота. Крупномасштабные воздушные и последующие наземные геофизические работы позволили выявить крупные интенсивно минерализованные зоны тек-

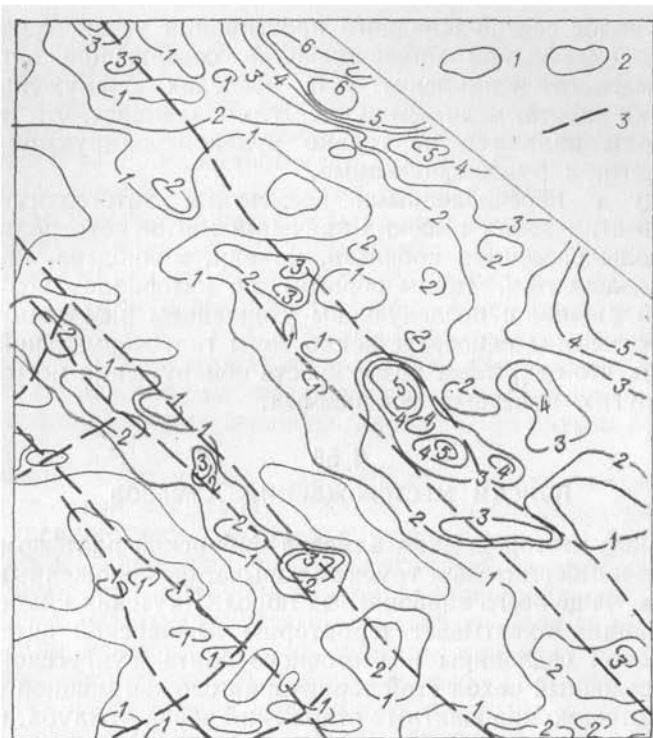


Рис. 144. Картирование рудоносных структур по полю ΔT в Гутаро-Бирюсинском районе (по А. С. Барышеву).
Изолинии ΔT , мЭ: 1 — положительные, 2 — нулевые; 3 — разломы

тонических нарушений, с которыми непосредственно связано золотое и сульфидное оруденение. Наиболее отчетливое отражение эти зоны нашли в магнитном поле, что было установлено уже при воздушной съемке (рис. 144). На северо-востоке высокие значения ΔT связаны с интрузивными породами преимущественно основного состава, магнитная восприимчивость которых колеблется от $2 \cdot 10^{-4}$ до $12 \cdot 10^{-4}$ СГС. На остальной площади положительные поля ΔT лишь на некоторых небольших участках можно объяснить магнитными интрузивными породами урда-окинского комплекса. Все повышения значений ΔT на юго-западе наблюдаются над существенно карбонатными толщами.

Приуроченность магнитных аномалий к зонам северо-западного простирания, параллельным Колбинско-Удинскому глубинному разлому, и отсутствие в большинстве случаев связи аномалий с интрузивными образованиями дает основание предполагать, что они вызваны тектоническими нарушениями с гидротермальной минерализацией. Такое предположение подтверждено наземными работами. В пределах выявленных аэромагнитной съемкой ано-

мальных полос северо-западного простирания установлены мощные зоны сульфидной минерализации, содержащие пирротин, а также магнетит и ильменит. В их пределах обнаружены рудопроявления золота, меди, мышьяка. Это показывает, что тектонические зоны являются не только рудоконтролирующими, но, скорее всего, и рудовмещающими.

Наряду с перечисленными элементами литогеохимической съемкой в этих зонах высоких значений магнитного поля выявлены ореолы рассеяния кобальта, никеля, молибдена, марганца и других элементов. Таким образом, по материалам воздушной магнитной съемки с последующим уточнением наземными измерениями отмечены непосредственно зоны гидротермальной минерализации, что открывает возможность обнаружения месторождений и других полезных ископаемых.

§ 55

ПОИСКИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ АЛМАЗОВ

Коренные месторождения алмазов Сибирской платформы приурочены к кимберлитовым трубкам взрыва, расположенным среди осадочных, чаще всего карбонатных пород. Якутская кимберлитовая провинция охватывает территорию Анабарской антеклизы, Ботуобинской седловины и восточного борта Тунгусской синеклизы. Осадочный чехол этой территории сложен мощной толщей преимущественно карбонатных отложений венда—силура, на многих участках перекрытой осадочными и осадочно-вулканогенными образованиями от среднекаменноугольных до нижнеюрских. Четвертичные породы развиты почти повсеместно. Общая мощность осадочного чехла колеблется от 1 до 6 км, но в районах известных месторождений алмазов не превышает 2,5 км. Осадочные породы прорваны дайками, на больших площадях распространены полого залегающие траппы. Кимберлитовые тела обычно группируются в отдельные поля, где располагаются группами от трех до восьми тел. Эти поля приурочены к зонам долгоживущих глубинных разломов архейского заложения. Во многих случаях такие зоны являются границами поднятий фундамента, и тогда наблюдается тяготение кимберлитовых полей к склонам этих поднятий, реже к их вершинам. Кимберлитовые тела обычно располагаются в зонах пересечения разломов различного возраста. Трубки сложены породами преимущественно ультраосновного состава с ксенолитами вмещающих отложений и пород кристаллического фундамента.

Магнитные свойства кимберлита колеблются в широких пределах и зависят от присутствия магнетита и титаномагнетита. Чаще всего индуцированная намагниченность кимберлита составляет $(7 \div 12) \cdot 10^{-4}$ СГС, но известны как очень слабомагнитные и даже практически немагнитные их разновидности (трубка «Фестивальная»), так и более магнитные — до $35 \cdot 10^{-4}$ СГС (трубка «Поляр-

ная»). Для многих трубок характерна остаточная намагниченность разной ориентировки, в том числе и противоположной современному земному полю, что особенно типично для базальтоидных кимберлитов и в гораздо меньшей степени для брекчиевидных. Параметр $Q = J_n/J_t$ меняется от 0,2 до 3,3, причем он может колебаться даже в разных частях одной трубки.

Сильная намагниченность большинства кимберлитовых трубок определяет ведущую роль магниторазведки при их поисках и оконтуривании. Однако эта задача успешно решается лишь на площадях, где трубки не перекрыты траппами. Имея среднюю намагниченность около $8 \cdot 10^{-4}$ СГС, траппы характеризуются широкими пределами ее изменения как по значению, так и по направлению, в результате над ними наблюдаются резко меняющиеся магнитные поля, на фоне которых выделить аномалии от трубок обычно не удается.

Площади, занятые покровами траппов, картируются аэромагнитной съемкой масштаба 1 : 200 000, одновременно устанавливаются древние зоны разломов в кристаллическом фундаменте, протяженные дайки траппов. Аэромагнитной съемкой этого масштаба кимберлитовые трубки обычно не обнаруживаются, так как их линейные размеры в плане изменяются от первых десятков до 600 м. Для непосредственных поисков кимберлитовых трубок выполняется аэромагнитную съемку масштаба 1 : 25 000; при этом желательнее выдерживать минимально допустимую по правилам техники безопасности высоту полета, иначе трубки малого диаметра, сложенные породами слабой намагниченности, могут быть пропущены. Близкие к равноосным аномалии ΔT , предположительно связанные с трубками взрыва, детализируют с воздуха по маршрутам через 100 м.

На Сибирской платформе выполнена аэромагнитная съемка масштаба 1 : 25 000 с феррозондовыми магнитометрами; в результате было обнаружено много кимберлитовых трубок, часть из которых оказалась с промышленным содержанием алмазов. Но в настоящее время на многих из этих площадей аэромагнитная съемка проводится повторно в том же масштабе с магнитометрами АМП-7 или КАМ-28. Эти приборы могут надежно регистрировать поле интенсивностью первые гаммы, что должно обеспечить обнаружение трубок, сложенных слабомагнитными кимберлитами. Какой либо связи между алмазосностью и намагниченностью кимберлитов не установлено, поэтому выявление слабомагнитных трубок имеет не меньшее значение, чем создающих высокие магнитные аномалии. Для поисков слабомагнитных трубок, размеры которых в плане составляют десятки метров, применяется аэромагнитная съемка в масштабе 1 : 10 000.

На участках, где по данным воздушной съемки предполагается наличие трубок взрыва, выполняют наземную магнитную съемку в масштабах от 1 : 10 000 до 1 : 1000, чтобы уточнить местоположение магнитных пород, закартировать их контакты, оценить

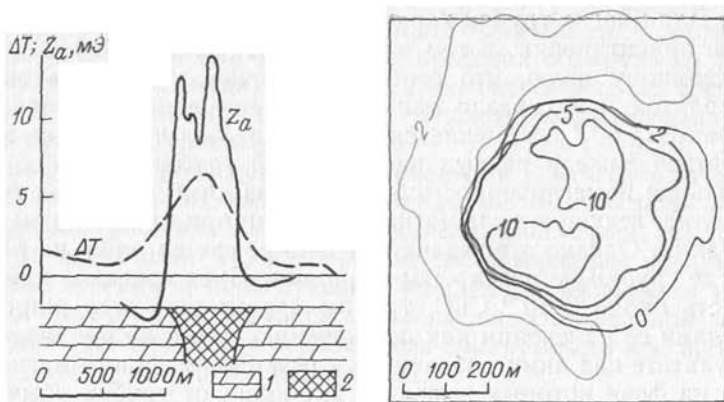


Рис. 145. Магнитная аномалия над кимберлитовой трубкой.
1 — карбонатные породы; 2 — кимберлиты.

глубину залегания (рис. 145). При изучении слабых магнитных аномалий применяют квантовые наземные магнитометры.

При объяснении природы магнитных аномалий следует принимать во внимание, что близкие к изометричным аномалии так называемого трубочного типа могут быть созданы не только кимберлитовыми трубками, но и трубками, заполненными туфовым материалом, не содержащим алмазов, а также останцами траппов, скарнами, выгоревшими частями пластов угля и некоторыми терригенными породами с вкрапленностью магнетита. Так, аэромагнитной съемкой на площади 87 тыс. км² в пределах восточного склона Анабарского щита выявлено 96 аномалий, из них с кимберлитовыми трубками оказались связанными только 22, с останцами траппов — 43, углями — 6, туфовыми трубками — 4, песчаниками, галечниками и конгломератами — 21 аномалия.

Широкий диапазон возможного изменения магнитных свойств кимберлитов не позволяет судить о природе аномалий ΔT по их интенсивности. Но в отдельных случаях достаточно обоснованные предположения могут быть высказаны на основании результатов наземной магнитной съемки. Так, некоторые аномалии, представлявшие на высоте 50—70 м изометричными, по данным наземной съемки оказываются приуроченными к линейно вытянутым зонам слабых аномальных полей с отдельными повышениями интенсивности до 500 гамм. На восточном склоне Анабарского щита выявлены такие зоны протяженностью до 3,5 км при ширине от 50 до 300 м. Здесь они обычно связаны с осадочными отложениями, заполняющими карстовые полости, а их вытянутость объясняется тем, что для данного района характерно развитие так называемого линейного карста, приуроченного к разрывным нарушениям. В пределах этих карстовых зон наблюдаются отдельные воронки с большей мощностью магнетитсодержащих отложений, которые

и отмечаются с воздуха как аномалии трубочного типа. В рассматриваемом случае характер поля, установленный при наземной съемке, позволяет предполагать связь аномалий с осадочными породами, а не с кимберлитовыми трубками взрыва.

Если наземные работы подтверждают изометричный в плане вид аномалий, то вопрос об их возможной связи с кимберлитовыми трубками может быть решен только с помощью других методов исследования или горных работ. Отметим, что весьма полезно использовать материалы аэрофотосъемки, так как во многих случаях останцы траппов, создающих аномалии трубочного типа, однозначно опознаются при дешифрировании аэрофотоснимков. Перед проведением других геофизических работ (обычно гравии или электроразведки) необходимо предварительно по полю Z_a вычислить глубину залегания магнитных пород, так как при малой глубине может оказаться, что дешевле вскрыть коренные породы горными выработками, тем более, что и после геофизических съемок необходимость в проходке горных выработок не отпадает.

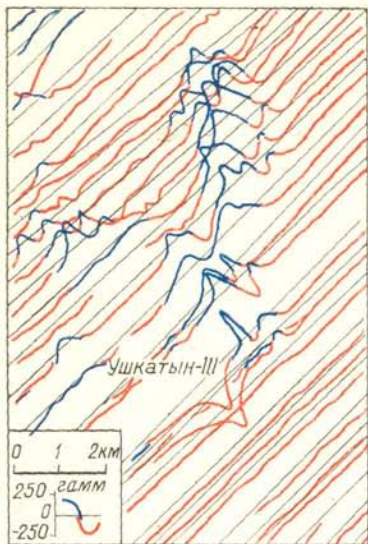
В районах, где кимберлитовые трубки перекрыты траппами, предпринимаются попытки, пока не имеющие большого успеха, использовать для обнаружения трубок материалы аэромагнитной съемки, выполненной на нескольких высотах. Рассчитывать на возможность однозначного выделения таким путем аномалий, связанных с трубками, нет особых оснований, так как магнитные свойства траппов могут меняться в плане и в разрезе в тех же пределах, что и свойства расположенных глубже трубок взрыва. При небольшой мощности трапповых покровов может помочь гравиразведка, так как плотность кимберлита чаще всего меняется в пределах $2,35-2,50 \text{ г/см}^3$, а средняя плотность вмещающих их карбонатных пород на $0,10-0,15 \text{ г/см}^3$ выше.

§ 56

ПОИСКИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ДРУГИХ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ

В качестве метода геологического картирования магниторазведка используется при поисках очень многих полезных ископаемых. Сведения об изменениях магнитного поля оказываются полезными для выяснения геологической обстановки и выделения перспективных участков по некоторым признакам: площади распространения интрузий определенного состава, зоны контактов и разломов. Установить наличие самих объектов поисков можно в тех случаях, когда создаваемое ими поле отлично от поля вмещающих пород. По мере повышения качества магнитных измерений, выяснения геологических условий образования месторождений и накопления опыта повышается эффективность метода, расширяется круг решаемых задач. В предыдущих параграфах был изложен опыт применения магниторазведки при поисках тех месторождений, где этот метод находит широкое применение. Ниже

Рис. 146. Магнитное поле ΔT района Ушкатынской группы железо-марганцевых месторождений (по В. В. Паку).



лись аномалии до 200 гамм. Но аномалии такой же интенсивности наблюдались и над скоплениями магнитных глин, среди которых рудные залежи встречаются редко. Трудности разделения рудных и нерудных аномалий, а также случаи пропуска рудных тел вследствие слабой намагниченности заставляют считать, что применение магниторазведки при поисках собственно марганцевых руд малоэффективно.

Метаморфизованные осадочные месторождения марганца являются более благоприятным объектом для магниторазведки, что объясняется тесной пространственной связью марганцевого и железного оруденения, как это наблюдается, например, в Атасуйском районе Казахстана. Почти на всех месторождениях этого района руды марганца и железа встречаются вместе, хотя и слагают разные пластовые тела. Крупные месторождения этого типа могут быть обнаружены аэромагнитной съемкой масштаба 1 : 25 000 (рис. 146) благодаря присутствию в железных рудах магнетита. Для месторождений этого типа характерно намагничение в основном по современному полю, но возможны и исключения, как это установлено для месторождения Ушкатын-III. Присутствие марганца в рудах выявляется литогеохимической съемкой и последующими горными работами. Роль наземной магниторазведки заключается в изучении структуры месторождения и выделении в благоприятных случаях пластовых тел магнетитсодержащих пород.

Хром. Руды обладают значительной магнитной восприимчивостью, в среднем несколько единиц 10^{-4} СГС; вмещающие интрузивные породы ультраосновного состава — около $1 \cdot 10^{-3}$ СГС. Хотя магнитная восприимчивость хромитов приблизительно на

порядок ниже, чем вмещающих пород, выделение рудных тел по магнитному полю оказалось невозможным из-за неоднородной намагниченности вмещающих пород, что вызывает сильно меняющееся поле. Кроме того, вблизи хромитовых тел часто наблюдается увеличение магнитной восприимчивости пород. Однако этот признак не может быть использован для уверенного выделения участков, перспективных на обнаружение хромитов, так как такое же повышение магнитной восприимчивости, связанное с более интенсивной серпентинизацией ультраосновных пород, наблюдается во всех ослабленных зонах и вблизи контактов секущих маломощных даек. Основным методом поисков хромитов является гравиразведка, которую выполняют в пределах массивов, выделяемых преимущественно по данным магнитной съемки.

Ртуть. Низкотемпературные гидротермальные месторождения ртути связаны с зонами глубинных разломов и обычно локализируются в сопряженных с ними разрывных структурах более высокого порядка. Ртутные и другие низкотемпературные минералы, встречающиеся с ними в парагенезисе, имеют магнитную восприимчивость, близкую к нулю, и магниторазведкой не обнаруживаются. Но с разрывными нарушениями, которые вмещают ртутное оруденение или служат каналами для проникновения гидротермальных растворов, могут быть связаны интрузивные тела пород основного и ультраосновного состава. Картирование таких пород по магнитному полю позволяет выделять ограниченные участки, где обнаружение ртутного оруденения наиболее вероятно. Успешный опыт применения магниторазведки для решения указанной задачи имеется на площади Курайской ртутной зоны Горного Алтая. Здесь ультраосновные породы заполняют зону рудоконтролирующего разлома. Магнитной съемкой закартировано несколько пластовых тел ультраосновных пород, заполняющих разломы и не вскрытых эрозией; в верхних частях зон разломов обнаружено ртутное оруденение.

Тантал, ниобий и редкоземельные элементы (лантаноиды). При поисках месторождений тантала, ниобия и сопутствующих им редкоземельных элементов магниторазведка используется совместно с радиометрическими методами. Крупные месторождения этих элементов связаны с интрузиями центрального типа. Задачей аэромагнитной съемки является обнаружение таких массивов, что в большинстве случаев может быть выполнено по результатам работ масштаба 1 : 50 000, а иногда и мельче. Если одновременно существуют аномалии ΔT и гамма-поля и их очертания в плане близки к изометричным, то с большой вероятностью можно предполагать присутствие интрузии центрального типа, вмещающей карбонатиты, с которыми и связаны тантал и ниобий.

По полю ΔT при неглубоком залегании пород их можно разделить по намагниченности, но более надежно эта задача решается по данным наземной магнитной съемки, которая в зависимости от геологических условий проводится в масштабах от 1 : 25 000

до 1 : 2000. Один из примеров использования наземной съемки при изучении интрузий центрального типа приведен выше (см. рис. 108). Карбонатиты обычно отличаются наиболее низкими значениями магнитного поля, но отдельные участки, обогащенные танталом и ниобием, особенно в пироклоровых рудах, могут выделяться повышенными значениями Z_a , что объясняется присутствием сопутствующего магнетита. Это характерно, в частности, для отдельных месторождений Сибири.

Месторождения тантала и ниобия, связанные с пегматитами, являются менее благоприятным объектом для магниторазведки, так как пегматитовые жилы обычно выделяются по магнитному полю лишь тогда, когда они залегают среди магнитных вмещающих пород, например амфиболитов. В этом случае над ними наблюдаются более спокойные магнитные поля, меньшей, чем над вмещающими породами, интенсивности. Амплитуда понижения зависит от мощности пегматитовых жил, глубины их залегания и магнитных свойств вмещающих пород.

Россыпные месторождения. Промышленных концентраций в россыпях достигают золото, платина, алмазы, вольфрамит, шеелит, касситерит. При их поисках магниторазведка применяется в качестве одного из методов детального картирования. Ее задача состоит в выявлении погребенных древних русел, речных долин, карманов и других мест скопления тяжелых рудных минералов в россыпях, возникших при размыве рудных образований и массивов изверженных пород с рассеянным оруденением. Основанием для применения магниторазведки является присутствие магнетита в местах концентрации тяжелых минералов.

При немагнитном плотике и неглубоком его залегании решение задачи не вызывает затруднений, так как аномалии над скоплениями магнитного материала обычно измеряются десятками гамм, а иногда превышают и 100 гамм. Пример такой аномалии, вызванной присутствием магнетита в россыпном месторождении золота, приведен на рис. 147. Подстилающими породами служат немагнитные известняки, глубина их колеблется от 3 до 8 м. Повышенная концентрация золота приурочена к пониженным участкам древнего рельефа, здесь же в шлихах отмечается наибольшее содержание магнетита.

В других случаях, когда подстилающие породы магнитны, обнаружить места скопления магнитного шлиха на фоне сильных аномалий оказалось невозможно.

Положительные результаты получены при поисках россыпных месторождений платины в условиях немагнитного плотика, сложенного девонскими известняками, при общей мощности наносов и металлоносных песков от 3 до 15 м. Над наиболее крупными карманами отмечены четкие аномалии выше 100 гамм (рис. 148).

При поисках погребенных россыпей магниторазведка часто применяется совместно с вертикальными электрическими зонди-

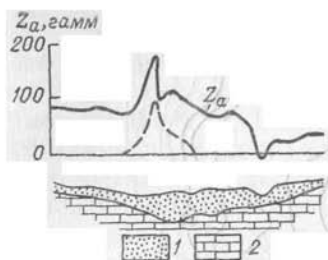


Рис. 147. Аномалия Z_a над золотоносной россыпью и кривая содержания магнетита.
1 — металлоносные пески; 2 — известняки.

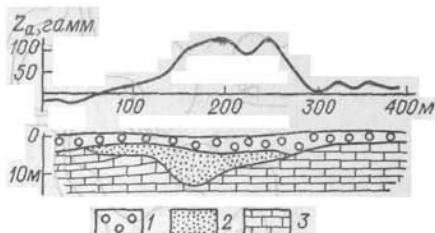


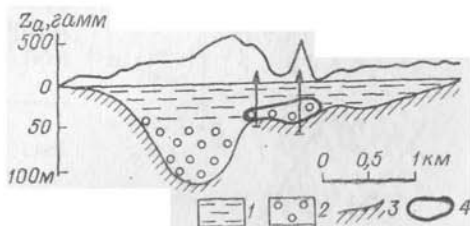
Рис. 148. Аномалия Z_a над россыпным месторождением платины.
1 — наносы; 2 — металлоносные пески; 3 — известняки.

рованиями (ВЭЗ). По данным ВЭЗ устанавливают положение поверхности коренных пород, а повышение магнитного поля над участками наиболее глубокого залегания коренных пород или над древними террасами достаточно определенно указывает на присутствие магнитных минералов. На рис. 149 изображено ложе древней долины по данным ВЭЗ. Приуроченность магнитной аномалии к древней террасе и ее склону указывает на наличие здесь россыпи с магнетитом. Это подтверждено буровыми скважинами, которые вскрыли россыпь вольфрамита, содержащую также магнетит.

Пьезооптическое сырье. Наземная магнитная съемка применяется для картирования ослабленных зон, к которым приурочено оруденение, рудовмещающих толщ, в единичных случаях — для непосредственного выделения рудных тел. Некоторые месторождения флюорита связаны с протяженными зонами гидротермальной проработки магнитных разностей интрузивных пород. Такие зоны при крупномасштабной съемке отмечаются хорошо прослеживаемыми полосами отрицательных значений Z_a (рис. 150). Понижениями напряженности магнитного поля фиксируются и хрусталоносные толщи в отдельных районах Урала и Сибири. На Сибирской платформе по аналогичным признакам иногда удается выделять участки, перспективные на обнаружение исландского шпата, приуроченного к зонам гидротермальной проработки и к минерализованным зонам дробления долеритов.

Рис. 149. Аномалия Z_a над россыпью вольфрамита и магнетита (по Е. С. Гольденбергу и В. Б. Македону).

1 — глины; 2 — галечники; 3 — рельеф палеозойского фундамента по данным ВЭЗ; 4 — контур россыпи вольфрамита.



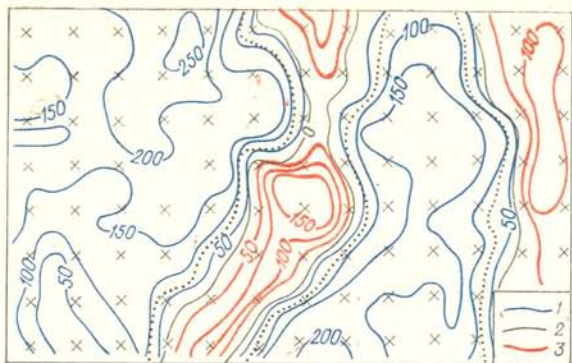


Рис. 150. Понижение магнитного поля в зоне дробления и каолинизации диоритов.

Изолинии Z_a , гамм: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.

Сера. Месторождения серы на Камчатке также приурочены к участкам пониженных значений Z_a , которыми отмечаются вторичные кварциты среди неизмененных магнитных эффузивов. Площади, слагаемые вторичными кварцитами, бывают столь значительны, что выявляются аэромагнитной съемкой масштаба 1 : 25 000. По результатам последующей наземной съемки в пределах этих площадей выделяются участки пород, наиболее интенсивно измененных гидротермальным метасоматозом. С ними может быть связана самородная сера.

В качестве сырья для производства серной кислоты представляют интерес и пирротиновые руды. Их поиски успешно осуществляются магниторазведкой, так как намагниченность пирротина достаточно высока. Над жильными образованиями таких руд

наблюдаются линейно вытянутые аномалии простой формы, по которым элементарными приемами можно вычислить глубину верхней кромки, в некоторых случаях — глубину центра сечения тела. На рис. 151 приведен пример кривой Z_a по профилю вкрест простирания жилы, сложной пирротином сравнительно высокой намагниченности.

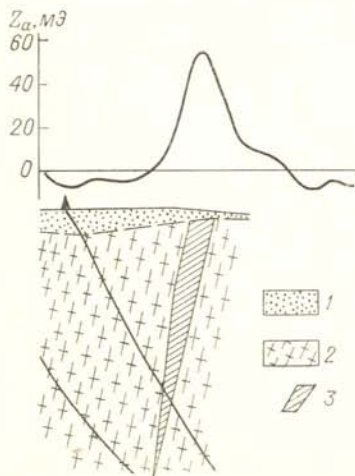


Рис. 151. Аномалия Z_a над пирротиновой жилой (по А. И. Кацкову).

1 — моренные отложения; 2 — кварцево-хлоритовые сланцы; 3 — пирит-пирротиновая руда.

Уголь. При поисках угольных месторождений магнитный метод до последнего времени не применялся, так как намагниченность углей и вмещающих их терригенных пород очень низкая. Внедрение в практику квантовых магнитометров открывает здесь некоторые возможности. Едва ли следует рассчитывать на то, что по магнитному полю (даже при наземной съемке) удастся выделять сами угольные пласты, но картирование угленосных толщ или отдельных несколько обогащенных магнетитом маркирующих горизонтов представляется возможным. При достаточно крутых углах падения для картирования угленосных толщ или участков их приближения к поверхности в сводах антиклинальных складок применима аэромагнитная съемка с квантовыми магнитометрами. Имеется некоторый положительный опыт таких работ, выполненных Западным геофизическим трестом.

Выгоревшие пласты угля, встречающиеся во многих бассейнах, отмечаются сильными магнитными аномалиями; одна из таких аномалий над крутопадающим пластом приведена на рис. 152. Исследование горелых углей показывает наличие в них магнетита, возникшего в результате воздействия высокой температуры на окислы и гидроокислы железа, всегда присутствующие в угле. Выделение горелых углей оказывается возможным и при почти горизонтальном их залегании, как показали работы на Абанском буроугольном месторождении Канско-Ачинского бассейна. Это месторождение связано с отложениями юрской системы в Абанской котловине, где они несогласно залегают на породах палеозойского возраста. Юрские породы падают под углом 2—3°, содержат более 30 пластов углей, два из которых имеют достаточную для эксплуатации мощность.

Наземная магнитная съемка с магнитометром М-27, выполненная в масштабе 1 : 10 000, позволила уверенно выделить площади термально измененных пород, перекрывающих горелые угольные

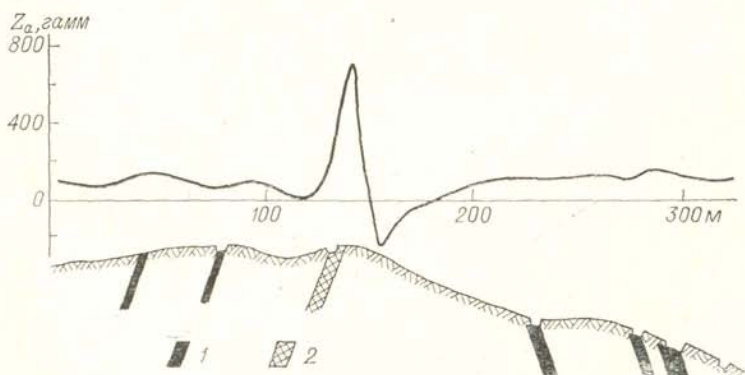


Рис. 152. Аномалия Z_a над крутопадающим пластом выгоревшего угля.
1 — уголь; 2 — горелый уголь.



Рис. 153. Выявление участков выгорания полого залегающих пластов углей по материалам наземной магнитной съемки (по А. Г. Боброву).

Изолинии Z_a , 10 гамм: 1 — положительные, 2 — нулевые, 3 — отрицательные.

пласты (рис. 153). Изрезанный характер магнитного поля, интенсивность которого в отдельных точках достигает 800 гамм, объясняется малой глубиной залегания углей, различием в направлении векторов термоостаточной намагниченности измененных пород и неодинаковой степенью их обжига. Выявление с помощью магнитной съемки участков подвергшихся нагреванию пород и выгоревших углей позволяет более рационально задать скважины разведочного бурения и несколько сократить его объем.

§ 57

ГЕОЛОГИЧЕСКОЕ КАРТИРОВАНИЕ ПО МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ РЫХЛЫХ ОТЛОЖЕНИЙ

Сущность метода каппа-метрии заключается в определении магнитной восприимчивости проб, отобранных из рыхлых отложений для анализа на содержание определенных полезных ископаемых. Измерения выполняют с помощью любого прибора, обеспечивающего точность до единиц 10^{-6} СГС. Результаты измерений наносят на карту в виде изолиний или графиков по профилям.

В определенных условиях эти карты в основных чертах совпадают с картами магнитного поля, но между ними есть и различия. Магнитная восприимчивость проб из почвы элювиально-делювиальных отложений зависит от содержания ферромагнитных минералов, особенно магнетита и титаномагнетита. Если намагниченные тела выходят под рыхлые отложения, то механические ореолы рассеяния обогащают эти отложения магнитными минералами и пробы приобретают значительную магнитную восприимчивость. Если же магнитные аномалии создаются породами, не вскрытыми современным эрозионным срезом, то обогащения проб магнитными минералами не происходит. В соответствии с этим на карте каппа-метрии отмечаются не все аномалии магнитного поля. Сходство или различие карт каппа-метрии и магнитных карт используется для геологических заключений.

Совпадающие аномалии повышенной восприимчивости и напряженности в деталях также имеют некоторые различия. При спокойном рельефе, когда не происходит сноса продуктов разрушения, более или менее равные повышенные значения восприимчивости рисуют границы пород определенного состава, тогда как контуры аномалии напряженности поля всегда значительно шире намагниченных тел. При пологом падении тел и косом их намагничении проекция тела на поверхность измерений может оказаться частью в области положительных, частью в области отрицательных значений вертикальной составляющей напряженности поля.

На рис. 154 изолинией $Z_a = 250$ гамм показана в плане магнитная аномалия над гранитами. Она хорошо совпадает с юго-

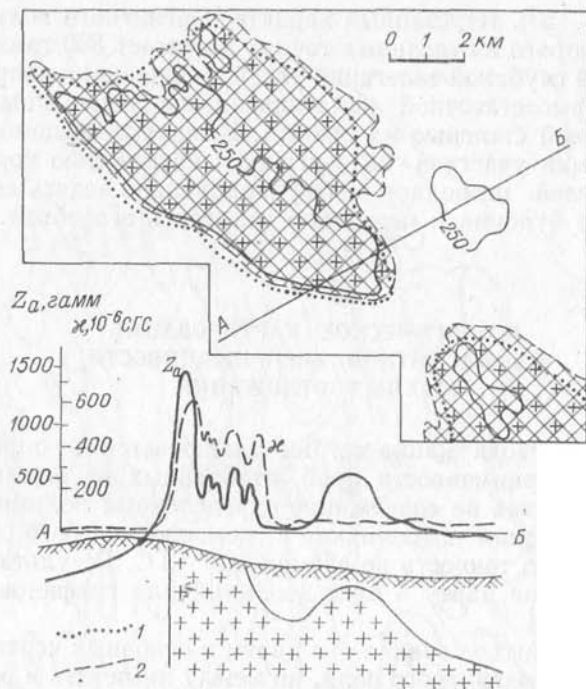


Рис. 154. Результаты каппа-метрической и магнитной съемок (по С. Д. Миллеру и А. П. Соловову).

Границы интрузивного массива: 1 — по геологическим наблюдениям, 2 — по данным каппа-метрии.

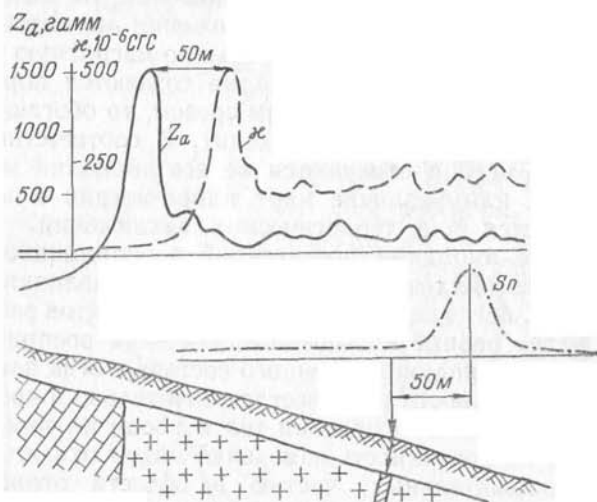
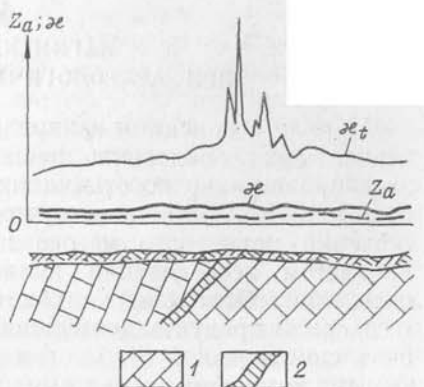


Рис. 155. Оценка смещения ореола на склоне по данным каппа-метрии и магниторазведки (по С. Д. Миллеру и А. П. Соловову).

Стрелкой указано вероятное положение выхода жилы под наносы.

Рис. 156. Результаты каппа-метрической и магнитной съемок над залежью бокситов Обуховского месторождения (по Н. А. Гладкову и И. А. Зоткевич).

1 — известняки; 2 — бокситы.



западной границей распространения гранитов и далеко не доходит до северо-восточной. По каппа-метрической съемке контур массива отмечается значительно точнее. Другая аномалия, изображенная также изолинией 250 гамм, каппа-метрической съемкой не отмечается. На основании такого соотношения аномалий построен геологический разрез, приведенный на этом же рисунке.

Измерения восприимчивости представляют большую ценность в условиях сложного рельефа, когда ореолы рассеяния смещаются в сторону понижения рельефа, иногда на значительные расстояния. Обнаружение коренного выхода месторождения по ореолу в этих случаях требует больших затрат на проходку выработок в рыхлых отложениях. Если же наблюдаются и магнитные аномалии, то взаимное расположение максимумов аномального поля и восприимчивости достаточно хорошо определяет направление и расстояние сноса (рис. 155). Используя эти данные, можно указать вероятное положение оловоносной жилы по ореолу рассеяния и сосредоточить горные работы на небольшом участке.

Интересен опыт применения каппа-метрической съемки при поисках месторождений слабомагнитных и практически немагнитных разностей бокситов. Бокситы всегда содержат железо, но не во всех случаях оно бывает представлено магнетитом. Часто минералы железа присутствуют в виде немагнитных гидроокислов, окислов и сульфидов; они находятся как в самом рудном теле, так и во вторичном ореоле рассеяния. Если такие бокситы располагаются в немагнитных карбонатных породах, то при небольшой глубине залегания (приблизительно до 10 м) вскрытые эрозией рудные тела могут быть обнаружены при изучении магнитной восприимчивости χ_t прокаленных проб.

Эта модификация, получившая название термокаппа-метрии, как показывает опыт работ на Обуховском месторождении (Салаирский кряж), позволяет уверенно находить бокситы, присутствие которых не отражается на кривых Z_a и χ (рис. 156). Изменение магнитной восприимчивости при термической обработке проб вызвано переходом гидроокислов железа в присутствии углерода, всегда содержащегося в рыхлых отложениях, в магнетит.

МАГНИТНАЯ СЪЕМКА
ПРИ АРХЕОЛОГИЧЕСКИХ ИЗЫСКАНИЯХ

Наряду с поисками и картированием рудных тел магниторазведка может аналогично решать и некоторые археологические задачи, например по отысканию объектов, перекрытых рыхлыми отложениями. Естественно, что эта специфическая область приложения магнитного метода имеет свои особенности, так как предметом исследования является культурный слой древних поселений. Этот слой находится в четвертичных отложениях и содержит продукты деятельности человека; мощность слоя может быть самой разной (от многих метров до десятков сантиметров). Самыми крупными элементами культурного слоя являются остатки построек и других сооружений различного назначения. В некоторых случаях они отличаются по намагниченности от вмещающих отложений, что позволяет использовать для их выявления магнитную съемку.

Источниками наиболее интенсивных магнитных аномалий являются печи, очаги, кирпичные стены, места пожаров, скопления керамики, т. е. те объекты, намагниченность которых сформировалась под действием геомагнитного поля в условиях значительных температурных изменений. Таким образом, перечисленные объекты обладают термоостаточной намагниченностью, возникшей при сильном обжиге глины и почв. Опыт показывает, что параметр $Q = J_{r1}/J_i$ обожженных глин может достигать очень высоких значений, вплоть до $Q = 30$. Магнитная восприимчивость, а значит, и индуцированная намагниченность глинистых пород и почв в результате обжига также увеличиваются в несколько раз. Изменения магнитного поля отмечаются и над погребенными колодцами, ямами, канавами, каналами, рвами, так как в процессе эксплуатации в них накапливались органические остатки, подвергающиеся химическим превращениям, и отдельные магнитные предметы. Во многих случаях по магнитному полю можно проследить границы культурного слоя с вмещающими отложениями.

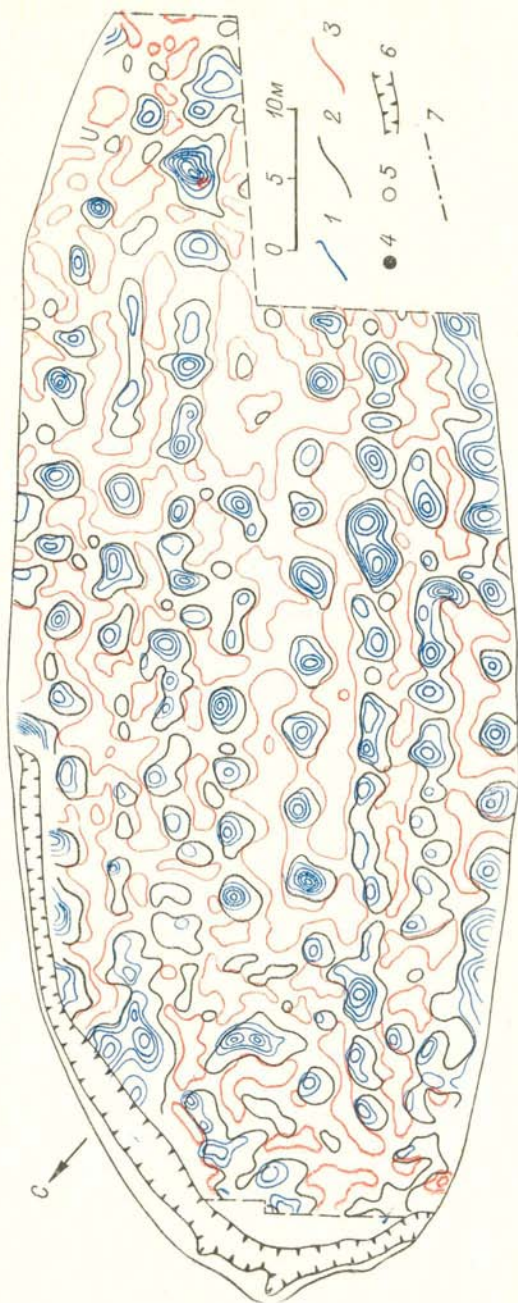
При анализе материалов магнитной съемки, проводимой в связи с археологическими изысканиями, необходимо учитывать микрорельеф местности и возможные нарушения дернового покрова в настоящее время, так как и то и другое может вызывать изменения магнитного поля, соизмеримые с аномалиями, обусловленными культурным слоем. Небольшие размеры и малая глубина расположения археологических объектов определяют невысокую интенсивность и значительные градиенты магнитных аномалий. При изучении таких магнитных полей необходимы густая сеть наблюдений и точная привязка пунктов измерений, причем не только плановая, но и высотная. С учетом этого следует рекомендовать необычные для геологических исследований масштабы съемки — 1 : 100 и 1 : 50.

В первом случае сеть наблюдений составляет 1×1 м, высота магниточувствительного блока над поверхностью 0,5—1 м, допустимая погрешность съемки 2—5 гамм. Требуемая точность может быть достигнута даже при съемке с оптико-механическими магнитометрами, снабженными специальной треногой. При съемке масштаба 1 : 50 сеть наблюдений сгущается до $0,5 \times 0,5$ м, высота магниточувствительного блока над поверхностью снижается до 0,1—0,3 м, допустимая погрешность съемки не должна превышать 1 гамму, что требует обязательного использования квантовых магнитометров.

Опыт применения магнитной съемки при археологических изысканиях невелик, но полученные результаты указывают на большие возможности метода. Приведем два примера, иллюстрирующие достижения магнитной съемки в этой новой для нее области.

На рис. 157 изображено магнитное поле по результатам съемки масштаба 1 : 100 на раннесредневековом поселении в Псковской области. Измерения проводились с магнитометром М-27, погрешность съемки 2,5 гаммы. Наиболее яркой особенностью поля является наличие большого числа изометричных аномалий, которые закономерно группируются в ряды, вытянутые вдоль длинной оси поселения. Такая структура поля позволяет сделать вывод о связи аномалий с остатками построек. Статистический анализ распределения амплитуд аномалий и их площадей, ограниченных изолинией $0,5Z_{\max}$, позволил выделить две группы аномалий. Раскопки показали, что источниками аномалий одной группы являются ремесленные печи, а другой — глинобитные домашние очаги. По данным магнитной съемки был реконструирован план застройки поселения с указанием расположения ремесленных мастерских и жилых помещений.

Следующий пример показывает возможности магнитной съемки при изучении планировки крупного здания (рис. 158). Съемка выполнена в северо-западном Крыму на одном из участков античного поселения. Использовался квантовый магнитометр М-33; сеть измерений $0,5 \times 0,5$ м, высота расположения магниточувствительного блока 0,22 м, погрешность 0,5 гаммы. Источником магнитных аномалий являются рухнувшие сырцовые стены здания ($k = 50 \cdot 10^{-6}$ СГС). Среди этих развалов сохранились немагнитные цоколи стен, сложенные из плит известняка. Картирование цоколей позволяет не только оконтурить постройку, но и восстановить внутреннюю планировку здания. На рассматриваемом участке располагается только часть разрушенного здания, южная его половина полностью уничтожена абразией, на что указывает положение современного обрыва. Цоколи стен немагнитны и поэтому отмечаются среди развалов отрицательными значениями ΔT . Кроме стен вырисовываются и дверные проемы, соединяющие помещения. Магнитное поле за пределами здания отражает расположение развалов сырцовых стен в культурном слое. По ано-



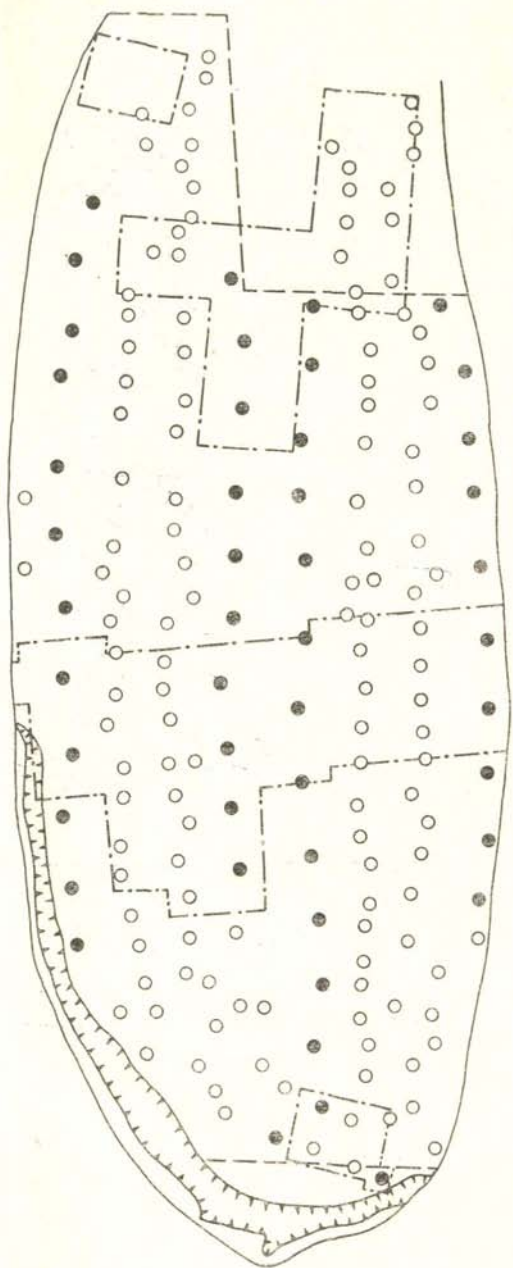
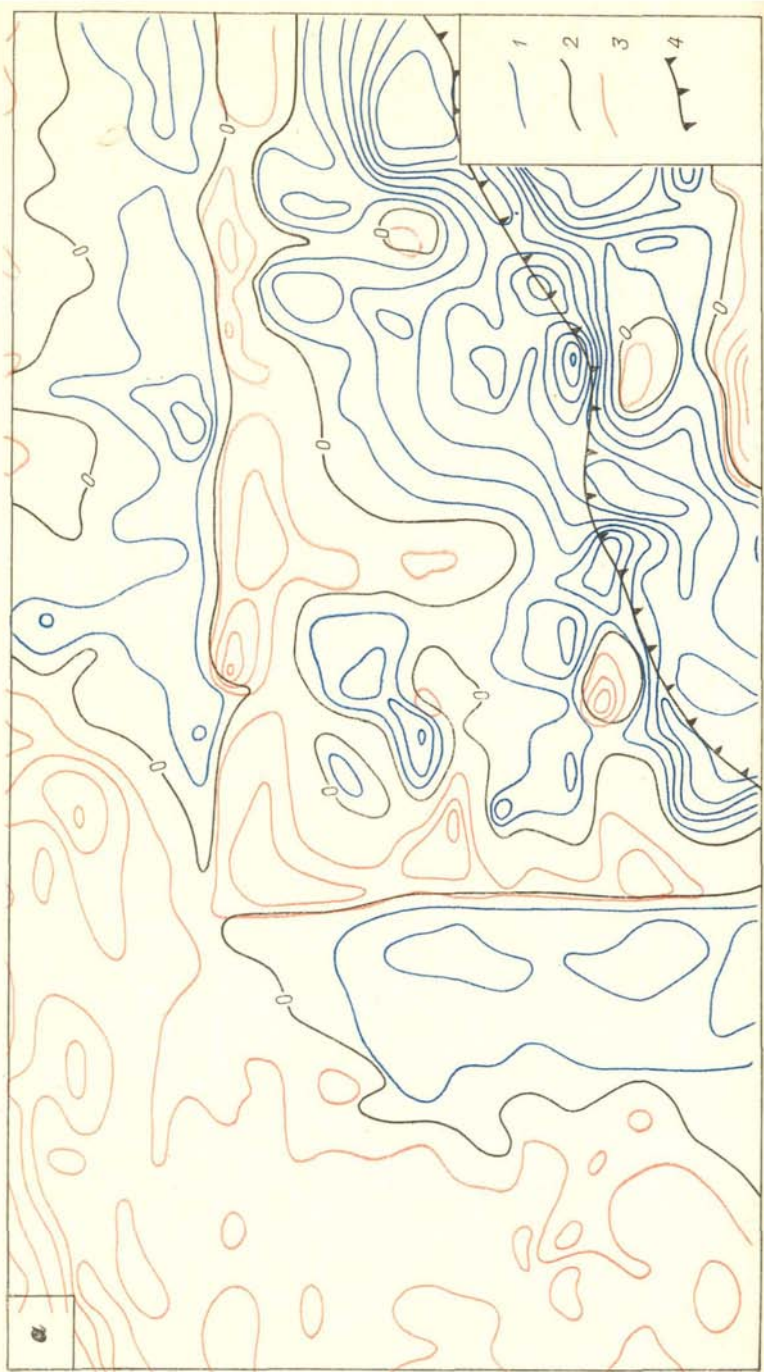


Рис. 157. Картирование очагов и печей раннесредневекового поселения в Псковской области по данным магнитной съемки (по В. В. Глазунову и К. М. Плоткину).

Изолинии Z_a (сечение 5 гамм): 1 — положительны, 2 — нулевые, 3 — отрицательные; 4 — ремесленные печи; 5 — глинобитные очаги; 6 — траншеи; 7 — граница раскопов.



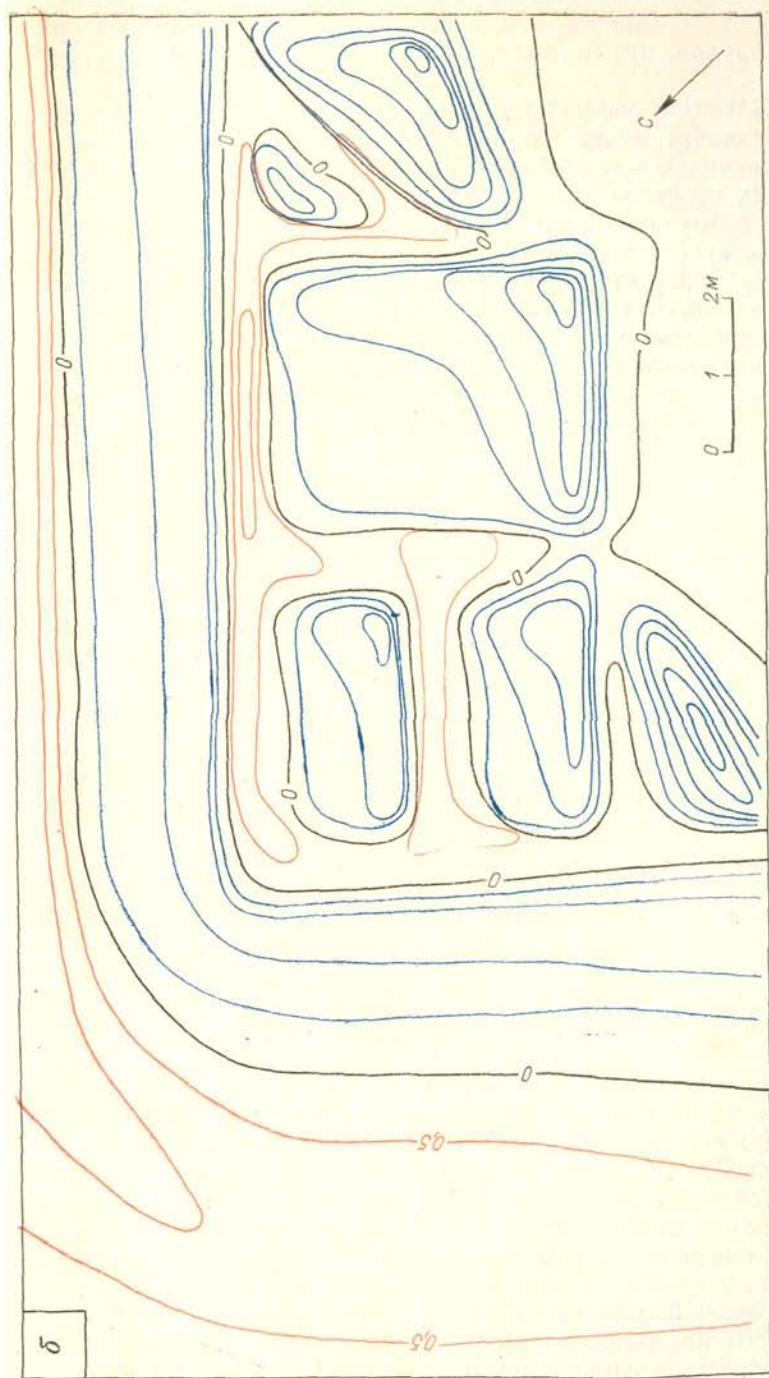


Рис. 158. Картирование стен здания античного поселения в северо-западном Крыму по полю ΔT (по Г. А. Влучкову, В. В. Глазунову, А. П. Наумову и др.).
 Магнитное поле: *а* — по результатам съемки (сечение 2 гаммы), *б* — рассчитанное на ЭВМ для модели объекта (сечение 1 гамма).
 Изолинии ΔT : *1* — положительные, *2* — нулевые, *3* — отрицательные; *4* — современный обрыв.

мальному полю при известной намагниченности можно оценить объем развалов, что позволит установить высоту стен до разрушения.

На ЭВМ было рассчитано поле ΔT для модели сырцовых развалов. Различие вычисленного и наблюдаемого полей позволяет судить о возможном местоположении других намагниченных археологических объектов культурного слоя; кроме того, оно показывает, что разрушение здания сопровождалось пожаром. Об этом свидетельствует высокая интенсивность наблюдаемого поля по сравнению с рассчитанным при $\kappa = 50 \cdot 10^{-6}$ СГС, что может быть объяснено обжигом глинистой массы.

Приведенные примеры не исчерпывают опыта применения магнитной съемки при изучении археологических памятников; они лишь показывают, что привлечение магниторазведки может ускорить исследования и сократить объем дорогостоящих вскрышных работ.

§ 59

МАГНИТНАЯ МИКРОСЪЕМКА

Название «микромагнитная съемка» (магнитная микросъемка) в 30-х годах использовалось для характеристики съемки, проведенной с высокой точностью на слабых магнитных аномалиях. В настоящее время магнитная микросъемка определяет существенно отличное направление в геофизических исследованиях, сущность которого заключается в применении магнитного метода для геолого-петрографического изучения неглубоко залегающих пород с помощью высокоточных измерений по очень густой сети (1×1 ; 3×3 ; 5×5 м) на малых площадках (обычно не более 50×50 м), равномерно распределенных по территории.

Разработка метода связана с именем Р. Лаутербаха (Лейпцигский университет, ГДР). Подробное описание метода и его геологического значения опубликовано в работе В. И. Федюка. Магнитная микросъемка применима в условиях, когда изучаемые породы залегают на малой глубине (меньше 10 м) и отсутствуют резко выраженные аномалии посторонних источников. Измеряемые значения Z_a подвергаются специфической обработке, чтобы дать объективное представление о преобладающем направлении осей микроаномалий. Предложены различные приемы статистической обработки; один из наиболее простых способов заключается в следующем.

Измеренное магнитное поле оформляется в виде изолиний, проводимых в слабых полях через 5 гамм (при очень высокой точности измерений и небольшой амплитуде аномалий интервалы могут быть и меньше, а при значительных аномалиях — больше). Каждую изолинию делят на отрезки 5 или 10 мм (в зависимости от масштаба изображения), определяют азимут каждого отрезка (по азимуту касательной к его середине). Подсчитывают число

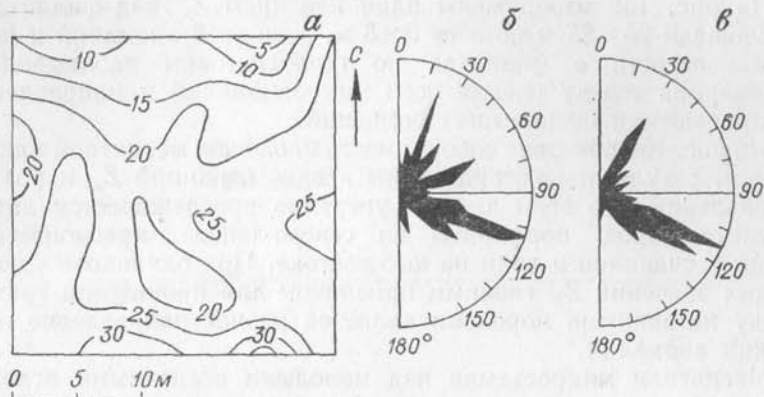


Рис. 159. План изолиний Z_a над филлитами (а), роза осей аномалий (б) и роза трещиноватости (в) (по Р. Лаутербаху).

Изолинии даны в гаммах.

отрезков с одинаковыми азимутами, округленными до 5° . Результаты представляют в виде розы направлений: в плоскости круга по радиусам, проведенным через каждые 5° , откладывают в определенном масштабе линии, длина которых пропорциональна числу повторяемости азимутов. Концы линий последовательно соединяют прямыми, полученный контур и называется розой направлений.

Предполагается, что роза направлений дает объективное представление о преобладающем простирании осей аномалий. Это справедливо лишь при условии, что изолинии отражают действительное распределение магнитного поля в интервалах между пунктами измерений. Отсюда становится очевидно, что необходима такая густота сети, при которой исключается возможность различных вариантов проведения изолиний.

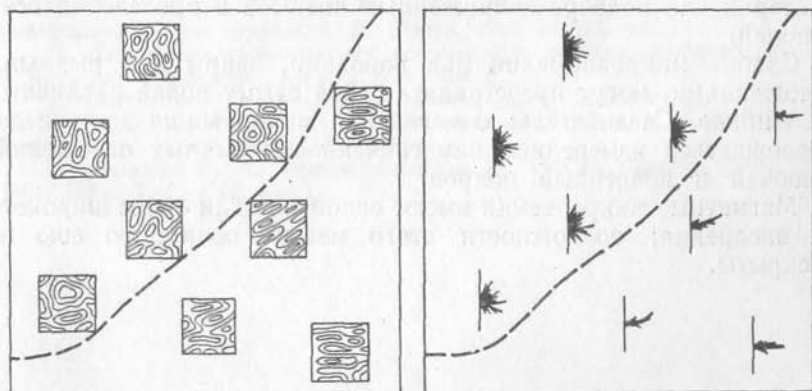


Рис. 160. Прослеживание контакта пород одинаковой средней намагниченности по розам осей магнитных аномалий (по Р. Лаутербаху).

На рис. 159 изображены план изодинам Z_a над филлитами на площади 25×25 м по сети 5×5 м, роза осей аномалий и роза трещиноватости в филлитах по геологическим наблюдениям. Корреляция между розами осей микроаномалий и направлений трещиноватости не вызывает сомнений.

На рис. 160 показана совокупность площадок магнитной микросъемки, результаты которой даны в виде изолиний Z_a и роз их направлений. По этим данным уверенно прослеживается линия контакта пород: порфириты на северо-западе, красноцветные толщи песчаников и глин на юго-востоке. При одинаковых колебаниях значений Z_a главным признаком для проведения границ между названными породами является разное направление осей мелких аномалий.

Магнитная микросъемка над молодыми осадочными отложениями позволяет определить латеральную последовательность их седиментации. Предполагается, что в процессе транспортировки материал сортируется и распределяется по какому-то закону вдоль направления движения или перпендикулярно к нему.

Положительные результаты магнитной микросъемки получены при выяснении флюидальной текстуры эффузивных пород, закрытых рыхлыми образованиями небольшой мощности.

Большой интерес представляют микроизмерения над массивами изверженных пород для изучения остаточной намагниченности, термических и тектонических причин ее возникновения.

В опубликованных работах приводятся примеры различной ориентировки осей магнитных диполей. На основании этих данных обсуждается вопрос о тектонических и термических причинах этого явления. Оно привлекает внимание и представляет большой интерес для изучения остаточной намагниченности пород в естественном залегании, особенно в том случае, если на основании распределения осей диполей можно делать заключения об их природе. В связи с этим встает сложная задача: найти объективные критерии для подбора сопряженных полюсов и проведения осей диполей.

Слабые микроаномалии над породами, закрытыми рыхлыми отложениями, могут представлять собой сумму полей различных источников. Следовательно, магнитная микросъемка должна сопровождаться измерением намагниченности рыхлых отложений, включая и почвенный покров.

Магнитные микросъемки имеют основание для более широкого их внедрения; возможности этого метода полностью еще не раскрыты.

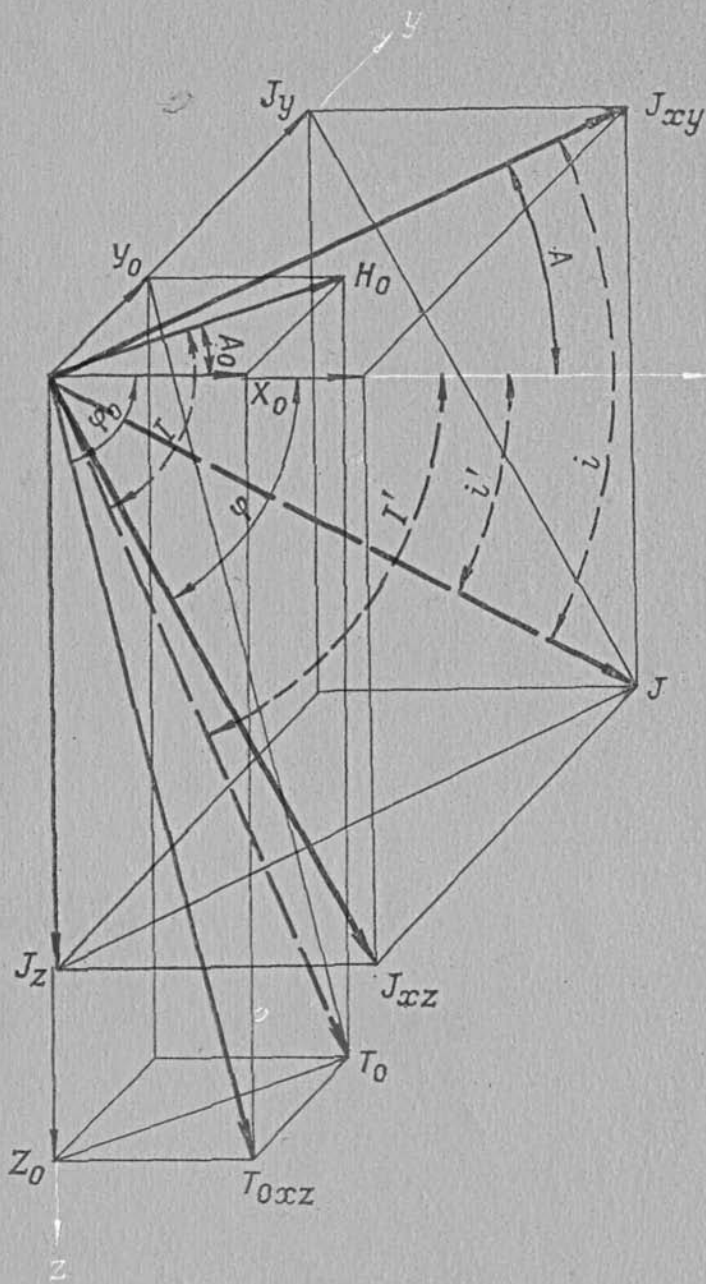
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берлянд Н. Г., Цирель В. С. Анализ и использование материалов опорной картографической аэромагнитной сети. Л., Недра, 1972. 68 с.
2. Вакье В. Геомagnetизм в морской геологии. Л., Недра, 1976. 192 с.
3. Геофизические методы поисков и разведки рудных полезных ископаемых в Сибири. Новосибирск, 1975. 144 с. (Труды Сиб. науч.-исслед. ин-та геологии, геофизики и минерал. сырья. Вып. 215).
4. Геофизические поиски рудных месторождений. Алма-Ата, 1970. 810 с. (Каз. филиал Всесоюз. науч.-исслед. ин-та развед. геофизики. Каз. геофиз. трест).
5. Главное магнитное поле и проблемы палеомagnetизма. Тезисы докл. съезда. М., 1976. Ч. I. Постоянное геомагнитное поле. 167 с. Ч. II. Magnetизм горных пород. 126 с. Ч. III. Палеомagnetизм. 109 с. (Ин-т физики Земли. Ин-т земн. magnetизма, ионосферы и распространения радиоволн).
6. Духовский А. А., Илаев М. Г., Кронидов И. И. Методические указания по геологической съемке масштаба 1 : 50 000. Вып. 7. Геофизические исследования. Л., Недра, 1970. 376 с.
7. Методы разведочной геофизики. Л., 1976. 115 с. (Труды НПО «Геофизика». Вып. 23).
8. Миков Д. С. Атлас теоретических кривых для интерпретации магнитных и гравитационных аномалий. Томск, 1955. 278 с. (Томск. политехн. ин-т).
9. Нагата Т. Magnetизм горных пород. М., Мир, 1965. 348 с.
10. Попов А. А., Ломакин А. Б. Сквжинная магниторазведка.— В кн.: Сквжинная рудная геофизика. Л., Недра, 1971, с. 373—441.
11. Применение геофизических методов при поисках кимберлитовых тел в Якутской провинции. Якутск, 1976. 134 с.
12. Структура фундамента и железорудные месторождения северного склона Украинского щита/З. А. Крутиховская, И. М. Силина, В. Н. Завойский и др. Киев, Наукова думка, 1975. 231 с.
13. Яновский Б. М. Земной magnetизм. Л., Изд-во Ленингр. ун-та. Т. 1. 1964. 440 с. Т. 2. 1963. 464 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к пятому изданию	5
Введение	7
Глава I. Магнитное поле Земли	13
§ 1. Нормальное магнитное поле Земли	—
§ 2. Изменения магнитного поля Земли во времени	28
§ 3. Магнитные вариации, вызываемые внешними источниками поля	29
§ 4. Магнитные аномалии	31
§ 5. Основы измерений элементов земного магнетизма	33
Глава II. Магнетизм горных пород	37
§ 6. Зависимость магнитных свойств горных пород от минералогического состава	—
§ 7. Зависимость магнитных свойств горных пород от намагничивающего поля и температуры	41
§ 8. Естественная остаточная намагниченность горных пород	46
§ 9. Общая характеристика магнитных свойств горных пород	52
§ 10. Зависимость намагниченности от формы тела	60
§ 11. Определение намагниченности горных пород	63
Глава III. Полевые магниторазведочные работы	74
§ 12. Измеряемые и используемые характеристики магнитного поля	—
§ 13. Оптико-механические магнитометры	76
§ 14. Феррозондовые магнитометры	79
§ 15. Квантовые магнитометры	85
§ 16. Вариационные станции	94
§ 17. Методика наземной магнитной съемки, обработка и оформление материалов	96
§ 18. Методика аэромагнитной съемки, обработка и оформление материалов	103
§ 19. Методика морской магнитной съемки, обработка и оформление материалов	111
§ 20. Методика скважинной магниторазведки, обработка и оформление материалов	113
Глава IV. Магнитное поле намагниченных тел и его преобразования	118
§ 21. Общие аналитические выражения составляющих напряженности магнитного поля намагниченных тел	—
§ 22. Аналитическое выражение поля ΔT	124
§ 23. Магнитное поле тел простой геометрической формы	129

§ 24.	Магнитное поле некоторых складчатых структур	143
§ 25.	Вычисление напряженности магнитного поля над телами неправильной геометрической формы	150
§ 26.	Вычисление поля H_a по заданному на плоскости распределению поля Z_a	153
§ 27.	Вычисление напряженности поля выше плоскости с известного распределением	158
§ 28.	Вычисление напряженности поля ниже плоскости с известного распределением	161
§ 29.	Вычисление градиентов напряженности поля	164
Глава V.	Определение глубины намагниченных тел, их геометрических и физических параметров	168
§ 30.	Шар и вертикальный стержень	—
§ 31.	Горизонтальный круговой цилиндр	172
§ 32.	Пласт малой мощности	177
§ 33.	Пласт большой мощности	192
§ 34.	Горизонтальная пластина	201
§ 35.	Уступ	203
§ 36.	Антиклинальная складка	207
§ 37.	Выделение зон линейно меняющейся намагниченности	210
§ 38.	Условия применения простых формул для вычисления глубины и элементов залегания тел	213
§ 39.	Геологическое истолкование магнитных аномалий при негоризонтальной поверхности наблюдений	226
§ 40.	Связь между аналитическими выражениями магнитного и гравитационного полей	229
Глава VI.	Применение магниторазведки	234
§ 41.	Тектоническое районирование и мелкомасштабное картирование	—
§ 42.	Поиски нефтяных и газовых месторождений	241
§ 43.	Задачи магниторазведки при средне- и крупномасштабном геологическом картировании	252
§ 44.	Картирование осадочных и метаморфических пород	253
§ 45.	Картирование магматических пород	264
§ 46.	Картирование разрывных нарушений	271
§ 47.	Поиски и разведка железорудных месторождений	277
§ 48.	Поиски месторождений меди	298
§ 49.	Поиски месторождений полиметаллических руд	300
§ 50.	Поиски месторождений бокситов	303
§ 51.	Поиски месторождений никеля	311
§ 52.	Поиски коренных месторождений вольфрама и молибдена	316
§ 53.	Поиски коренных месторождений олова	320
§ 54.	Поиски коренных месторождений золота	322
§ 55.	Поиски месторождений алмазов	326
§ 56.	Поиски месторождений других полезных ископаемых	329
§ 57.	Геологическое картирование по магнитной восприимчивости рыхлых отложений	337
§ 58.	Магнитная съемка при археологических изысканиях	340
§ 59.	Магнитная микросъемка	346
Список литературы		349



T — вектор напряженности магнитного поля

T_0 — вектор напряженности нормального магнитного поля Земли

$T_a = T - T_0$ — вектор напряженности аномального магнитного поля

$\Delta T = T - T_0$ — приращение модуля вектора напряженности магнитного поля

Z, H — вертикальная и горизонтальная составляющие вектора T

Z_0, H_0 — вертикальная и горизонтальная составляющие вектора T_0

Z_a, H_a — вертикальная и горизонтальная составляющие вектора T_a

$\Delta Z = Z - (Z_0 + C)$ — приращение вертикальной составляющей вектора напряженности магнитного поля по отношению к произвольно выбранному уровню C

$\Delta H_i = H - H_0$ — приращение модуля горизонтальной составляющей вектора напряженности магнитного поля

X_0, Y_0 — северная и восточная составляющие вектора H_0

X_a, Y_a — составляющие вектора H_a по соответствующим координатным осям

$X_{Ox}, Y_{Ox}, H_{Ox}, Z_{Ox}$ — составляющие вектора напряженности аномального магнитного поля над телом, намагниченным по оси x

$X_{Oy}, Y_{Oy}, H_{Oy}, Z_{Oy}$ — то же над телом, намагниченным по оси y

$X_{Oz}, Y_{Oz}, H_{Oz}, Z_{Oz}$ — то же над телом, намагниченным по оси z

H_n, Z_n — горизонтальная и вертикальная составляющие вектора аномального магнитного поля при $\vartheta = 0$

$$\vartheta = \alpha - \varphi$$

$$\varepsilon = 90^\circ - \varphi - \varphi_0 + \alpha$$

$$\operatorname{ctg} \varphi = \operatorname{ctg} i \cos A$$

$$\operatorname{ctg} \varphi_0 = \operatorname{ctg} I \cos A_0$$

$$\cos \lambda = \sin i / \sin \varphi$$