В.В.ЗНАМЕНСКИЙ

ОБЩИЙ КУРС ПОЛЕВОЙ ГЕОФИЗИКИ

Допущено Государственным комитетом СССР по народному образованию в качестве учебника для студентов геофизических специальностей вузов



МОСКВА "НЕДРА" 1989

ББК 26.2
З 73
УДК 550.83

Рецензенты: кафедра промысловой и разведочной геофизики Грозненского нефтяного института, д-р техн. наук Е. А. Козлов

Знаменский В. В.

З 73 Общий курс полевой геофизики: Учебник для вузов.— М., Недра, 1989.— 520 с. ил.
ISBN 5—247—00666—6

Изложены теория геофизических полей, методика и техника полевых работ, способы обработки и интерпретации материалов, полученных при геологоразведочных работах на нефть и газ (гравиразведка, магниторазведка, электроразведка, сейсморазведка). Описаны цифровые регистрирующие геофизические системы, рассмотрены применение ЭВМ при обработке геофизической информации, прямые поиски углеводородов, прогнозирование литологического состава пород.

Для студентов геофизических специальностей вузов.

З $\frac{1803020000—283}{043(01)—89}$ 36—89 ББК 26.2

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Знаменский Владимир Вячеславович

ОБЩИЙ КУРС ПОЛЕВОЙ ГЕОФИЗИКИ

Заведующий редакцией *Е. Г. Першина*
Редактор издательства *В. И. Жукова*
Технические редакторы *С. С. Басипова, О. А. Колотвина*
Корректор *Л. В. Сметанина*

ИБ № 7290

Сдано в набор 06.03.89. Подписано в печать 14.07.89. Т-08632. Формат 60×90/16. Бумага кн.-журн. Гарнитура Литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 32,5. Усл. кр.-отт. 32,5. Уч.-изд. л. 35,29. Тираж 4970 экз. Заказ 543/1403—3. Цена 1 р. 50 к.

Ордена «Знак Почета» издательство «Недра»,
125047 Москва, пл. Белорусского вокзала, 3.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 191126, Ленинград, Социалистическая ул., 14.

ISBN 5—247—00666—6

© Издательство «Недра», 1989

ВВЕДЕНИЕ

Геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых подразделяют на полевые геофизические методы (полевая геофизика) и геофизические исследования в скважинах (промысловая геофизика). Полевые геофизические методы составляют комплекс методов, применяемых с целью поисков и разведки месторождений полезных ископаемых путем изучения геологических разрезов с поверхности суши (наземные), моря (морские) и с воздуха (аэро- и космические методы). В зависимости от природы используемых физических полей они подразделяются на гравиметрическую разведку (гравиразведку), изучающую естественное поле силы тяжести Земли, магнитную разведку (магниторазведку), основанную на изучении распределения естественного геомагнитного поля, электрическую разведку (электроразведку), использующую искусственные и естественные электромагнитные поля, сейсмическую разведку (сейсморазведку), изучающую поле упругих колебаний, искусственно возбуждаемое взрывами, ударами, механическими вибрациями и т. п. Кроме вышеперечисленных основных геофизических методов разведки применяют также радиометрические методы разведки, изучающие естественное радиоактивное излучение горных пород, геотермическую разведку, основанную на изучении теплового поля Земли и др.

Геофизические методы — одно из наиболее прогрессивных и современных средств изучения земных недр, их широко применяют при поисках и разведке угля, железных, радиоактивных и других руд, редких и драгоценных металлов и т. д. Но особенно велика их роль при поисках и разведке месторождений нефти и газа, которые находятся на больших глубинах и перекрыты мощными толщами вышележащих пород. Часто залежи нефти и газа приурочены к определенным структурным условиям, поэтому одна из задач полевых геофизических методов разведки — изучение условий залегания геологических напластований (структурная геофизика).

Основными задачами структурной геофизики являются поиски и разведка нефтегазоперспективных

структур и подготовка их под глубокое разведочное бурение Залежи нефти и газа вызывают изменения физических свойств содержащих их коллекторов (плотности, удельного электрического сопротивления, скорости упругих волн и др.), а вертикальная миграция углеводородов приводит к изменению физических свойств мощных толщ вышележащих пород. Эти изменения находят отражение в характеристиках изучаемых геофизических полей, которые можно использовать для прогноза вещественного состава и продуктивности отложений. Новое бурно развивающееся направление применения полевых геофизических методов разведки, основанное на использовании особенностей геофизических полей для изучения вещественного состава и нефтегазопродуктивности горных пород, получило название «прогнозирование геологического разреза» (ПГР). Многие сложные вопросы теории и методики ПГР, в том числе прямых поисков залежей нефти и газа, еще не изучены.

В нашей стране развитие геофизических методов началось сразу же после Великой Октябрьской социалистической революции. Еще в годы гражданской войны по инициативе В. И. Ленина была образована Особая комиссия по изучению Курской магнитной аномалии, которую возглавили выдающиеся ученые — академики И. М. Губкин (геолог) и П. П. Лазарев (геофизик). Выполненные в районе Курской магнитной аномалии комплексные геолого-геофизические исследования завершились открытием крупнейших в мире месторождений железных руд. В этих работах приняли участие многие известные геологи и геофизики того времени, а геологическая интерпретация полученных материалов была выполнена под руководством А. Д. Архангельского. Результаты изучения Курской магнитной аномалии явились хорошим стимулом для дальнейшего широкого применения в нашей стране геофизических методов при поисках и разведке месторождений различных полезных ископаемых.

Большое значение в создании важнейшего геофизического метода — сейсмической разведки — имеют работы акад. Б. Б. Голицына. Значителен вклад в развитие геофизических методов таких крупных ученых, как Г. А. Гамбурцев, Д. В. Голубятников, Л. И. Заборовский, Н. Н. Никифоров, А. Л. Петровский, Л. А. Рябинкин, Л. В. Сорокин, В. В. Федынский, Б. М. Яновский и др.

В настоящее время наша страна занимает первое место в мире по объему выполняемых геофизических работ, бóльшая доля которого приходится на поиски и разведку нефтяных и газовых месторождений. Все шире геофизические методы исследований начинают использоваться при дистанционном изучении земных недр (аэровысотные и из космоса), а также при изучении и промышленном освоении природных ресурсов на континентальном шельфе и в Мировом океане. Происходит пла-

номерное переоснащение геофизических методов высокомеханизированными и автоматизированными цифровыми геофизическими регистрирующими и обрабатывающими комплексами, основу которых составляют мощные высокопроизводительные ЭВМ.

Автоматическая регистрация и обработка полевых материалов, позволяющая получать качественно новые геологические результаты, потребовала углубленных знаний теории геофизических полей. В данном учебнике она изложена в схематизированном виде, но в объеме, достаточном, чтобы понимать принципы современной регистрации и обработки геофизических материалов. Меньшее внимание уделено отдельным методическим приемам и описанию существующих конструкций геофизической аппаратуры. Это, на наш взгляд, оправдано тем, что методические приемы и геофизическая техника непрерывно совершенствуются. И если специалист хорошо освоил физические основы геофизических методов, то ему не составит особого труда разобраться в технических и методических новшествах.

Раздел первый
ГРАВИРАЗВЕДКА

Гравиметрическая разведка основана на изучении чрезвычайно малых возмущений (аномалий) поля силы тяжести на поверхности Земли, обусловленных особенностями распределения внутри Земли масс с различной плотностью. Наблюдаемые гравитационные аномалии в большинстве очень малы и редко превышают 10^{-4}—10^{-5} части от полного значения измеряемой величины силы тяжести. Поэтому для их обнаружения требуется очень высокая точность полевых измерений. В гравиразведке измерения производят высокоточными приборами, которые позволяют выявлять аномалии, составляющие всего $n \cdot 10^{-8}$ от полного значения силы тяжести.

Гравиразведку широко используют для решения многих задач региональных исследований: трассирования границ блоков и крупных разломов в фундаменте, изучения глубины залегания его поверхности и т. д. В благоприятных условиях ее успешно применяют при поисках и разведке структурных и неструктурных ловушек нефти и газа и других полезных ископаемых (антиклинальных складок, рифогенных массивов, зон литологических замещений пород и т. п.), а также при изучении эффектов, связанных с нефтегазовыми залежами (прямые поиски). Расширяются возможности гравиразведки при изучении труднодоступных районов и акваторий морей и океанов. С этой целью разработана аппаратура и методика измерений поля сила тяжести с самолетов и вертолетов (аэрогравиметрическая разведка). Новым направлением в гравиразведке является изучение вариаций гравитационного поля с целью контроля за эксплуатацией искусственных газохранилищ, а также природных залежей нефти и газа.

Глава 1
КРАТКАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

1.1. СИЛА ТЯЖЕСТИ. ПОТЕНЦИАЛ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

1.1.1. Основные определения

За теоретическую фигуру Земли в гравиразведке принят однородный сфероид, сплюснутый у полюсов. Для земного сфероида Международной ассоциацией геодезии в 1975 году уста-

новлены следующие параметры: масса Земли $M=5{,}974\cdot10^{24}$ кг, полярный радиус $b=6357$ км, экваториальный радиус $a=6378$ км, коэффициент сжатия $\alpha\approx(a-b)/a\approx1/298{,}25$, средний радиус Земли (определенный как радиус шара того же объема, что и нормальный сфероид) $R\approx6{,}371$ км.

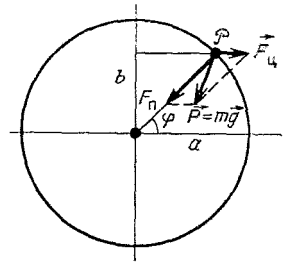


Рис. 1. Сила тяжести и ее составляющие

Действие силы тяжести проявляется в том, что тело любой массы m притягивается Землей с силой $\vec{P}=m\vec{g}$, где $\vec{g}$ — ускорение свободного падения. Сила $\vec{P}$ представляет равнодействующую силы притяжения $\vec{F}_п$ и центробежной силы $\vec{F}_ц$, т. е. $\vec{P}=F_п+\vec{F}_ц$ (рис. 1). **Сила притяжения,** определяемая законом гравитационного притяжения Ньютона, направлена приблизительно к центру Земли. Центробежная сила, возникающая вследствие вращения Земли вокруг своей оси, действует по перпендикуляру к оси вращения. Как видно на рис. 1, в общем случае сила тяжести не направлена точно к центру Земли, отклонение зависит прежде всего от величины центробежной силы.

В гравиразведке действие силы тяжести обычно относят к единичной массе, т. е. притягиваемую массу в точке $\mathcal{P}$ следует принять равной единице. В таком случае значение силы тяжести в точке $\mathcal{P}$ численно равно значению ускорения свободного падения g в этой точке. **Ускорение свободного падения** — основная измеряемая величина в гравиразведке и для краткости его часто называют силой тяжести. Этим термином мы и будем пользоваться в дальнейшем. Сила, действующая на единичную массу, называется **напряженностью поля.** Таким образом, ускорение свободного падения можно рассматривать в качестве напряженности гравитационного поля.

Единица измерения ускорения свободного падения метр на секунду в квадрате (м/с^2). Величина, равная 1 см/с^2, называется **галом** — в честь итальянского ученого Галилея, впервые измерившего ускорение свободного падения. Изучаемые при геологической разведке аномалии силы тяжести в тысячи раз меньше гала и поэтому основной единицей в гравиразведке принято считать **миллигал** (1 мГал$=1\cdot10^{-3}$ Гал).

Ускорение свободного падения $\vec{g}$ является вектором, который можно разложить на составляющие по осям x, y, z. Компоненты g_x и g_y называются **горизонтальными** составляющими силы тяжести, а g_z — **вертикальной.**

1.1.2. Сила притяжения. Потенциал силы притяжения

Сила притяжения. Сила притяжения $\vec{F}_п$, действующая между двумя массами, вычисляется согласно **закону Ньютона.** Для точечных масс m_1 и m_2, находящихся друг от друга на расстоянии ρ, сила притяжения

$$F_п = G\frac{m_1 m_2}{\rho^2} \tag{1.1}$$

и направлена по прямой, соединяющей эти точечные массы.

Константа G называется **гравитационной постоянной:** $G = 66{,}7 \cdot 10^{-12}$ м^3/(кг $\cdot$ с^2).

По своему физическому смыслу гравитационная постоянная — это сила, которая действует между двумя единичными массами, находящимися друг от друга на расстоянии 1 м.

За точечные массы можно принять только однородные или однородно-слоистые сферы конечных размеров, во всех других случаях размеры масс должны быть бесконечно малы по сравнению с расстояниями между их центрами. Естественно, что земной сфероид за точечную массу принять нельзя. Для вычисления силы притяжения земного сфероида его необходимо разбить на массы бесконечно малых объемов $d\Omega$ (точечные массы). Притяжение всего земного сфероида равно интегральной сумме притяжений каждой из помещенных внутри его точечных масс. Однако мы не имеем права полученные результаты просуммировать арифметически, поскольку направления действия элементарных сил притяжения разных точечных масс оказываются различными. Такое суммирование можно выполнять только раздельно для составляющих силы притяжения по осям x, y, z.

Найдем значения составляющих силы притяжения в произвольной точке P, находящейся на поверхности земного сфероида (рис. 2). Начало координат поместим в центре Земли, ось z совместим с осью вращения, оси x и y расположим в плоскости экватора. Выделим внутри Земли точечную массу $dm = \sigma d\Omega$, координаты центра которой будут ξ, η, ζ. Плотность Земли примем постоянной и равной σ. Сила притяжения, создаваемая любой из таких точечных масс,

$$dF_п = G\frac{dm}{\rho^2}, \tag{1.2}$$

где ρ — расстояние от центра точечной массы до точки P.

Так как расстояния ρ у центров разных точечных масс будут различные, то необходимо вычислить притяжения, создаваемые каждой из них в отдельности.

Компоненты силы притяжения по осям x, y, z можно записать так:

$$dF_{\text{п}x} = G\frac{dm}{\rho^2}\cos(\rho,\ x) = G \times$$

$$\times \frac{dm\,(\xi - x)}{\rho^3},$$

$$dF_{\text{п}y} = G\frac{dm}{\rho^2}\cos(\rho,\ y) = G \times$$

$$\times \frac{dm\,(\eta - y)}{\rho^3},$$

$$dF_{\text{п}z} = G\frac{dm}{\rho^2}\cos(\rho,\ z) = G\frac{dm\,(\zeta - z)}{\rho^3}, \qquad (1.3)$$

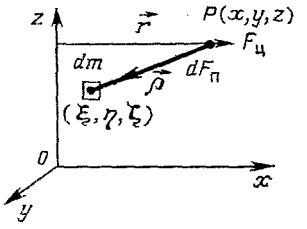


Рис. 2. Притягивающие массы в пространстве

где $\cos(\rho, x)$, $\cos(\rho, y)$ и $\cos(\rho, z)$ — косинусы углов, образованных направлением ρ и соответствующими осями:

$$\rho = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2}. \qquad (1.4)$$

Чтобы вычислить составляющие силы притяжения, создаваемой всей массы M Земли, необходимо выражения (1.3) проинтегрировать по всему ее объему Ω, т. е.

$$F_{\text{п}x} = G\sigma\int_{\Omega}\frac{d\Omega\,(\xi - x)}{\rho^3},$$

$$F_{\text{п}y} = G\sigma\int_{\Omega}\frac{d\Omega\,(\eta - y)}{\rho^3},$$

$$F_{\text{п}z} = G\sigma\int_{\Omega}\frac{d\Omega\,(\zeta - z)}{\rho^3}. \qquad (1.5)$$

Полное значение силы притяжения в точке P

$$F_{\text{п}} = \sqrt{F_{\text{п}x}^2 + F_{\text{п}y}^2 + F_{\text{п}z}^2}.$$

Потенциал силы притяжения. Выражения (1.5) являются частными производными по x, y, z скалярной функции $V(x, y, z)$:

$$V = G\sigma\int_{\Omega}\frac{d\Omega}{\rho}, \qquad (1.6)$$

в чем легко убедиться непосредственным дифференцированием V по x, y, z:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = G\sigma \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\rho}\right) d\Omega = G\sigma \int_{\Omega} \frac{\xi - x}{\rho^3}\, d\Omega .$$

Аналогично можно получить производные $\partial V/\partial y$ и $\partial V/\partial z$.

Таким образом,

$$F_{\text{п}x} = \frac{\partial V}{\partial x} = V_x, \qquad F_{\text{п}y} = \frac{\partial V}{\partial y} = V_y, \qquad F_{\text{п}z} = \frac{\partial V}{\partial z} = V_z . \tag{1.7}$$

Функция $V(x, y, z)$ (1.6) обладает тем свойством, что ее частные производные по x, y, z равны составляющим силы притяжения по соответствующим осям координат, и называется **потенциалом притяжения,** или **гравитационным потенциалом.**

Легко показать, что частная производная от потенциала притяжения по любому произвольному направлению s равна проекции силы притяжения на это направление:

$$V_s = \frac{\partial V}{\partial s} = F_{\text{п}} \cos(F_{\text{п}},\ s) = F_{\text{п}s}. \tag{1.8}$$

Остановимся на двух важных свойствах потенциала притяжения, которые вытекают из анализа выражения (1.8). Прежде всего найдем выражение потенциальной функции V на такой поверхности, в любой точке которой сила притяжения направлена по нормали к ней, т. е. любое направление s на этой поверхности перпендикулярно $F_{\text{п}}$. В таком случае $\cos(F_{\text{п}},\ s) = 0$ и, следовательно, $\partial V/\partial s = 0$, а $V = \text{const}$.

Стало быть, потенциал силы притяжения на подобной поверхности выражается функцией, имеющей постоянное значение. Поверхность, в любой точке которой сила притяжения направлена к ней нормально и потенциал V имеет постоянное значение, называется **уровенной поверхностью**

$$V(x,\ y,\ z) = \text{const}. \tag{1.9}$$

Различные значения постоянной соответствуют различным уровенным поверхностям.

Рассмотрим еще один частный случай уравнения (1.8), когда угол $(F_{\text{п}},\ s)$ равен нулю, т. е. направление s совпадает с направлением силы притяжения. В этом случае $\cos(F_{\text{п}},\ s) = 1$ и можно записать

$$\partial V/\partial s = \partial V/\partial n = F_{\text{п}}, \tag{1.10}$$

где n — нормаль к уровенной поверхности.

Если в формуле (1.10) перейти к конечным приращениям, то $\Delta V = F_n \Delta n$.

Поскольку на любой уровенной поверхности $V = \text{const}$, то изменение потенциала ΔV между соседними уровенными поверхностями — также величина постоянная:

$$\Delta V = F_n \Delta n = \text{const}. \tag{1.11}$$

Из уравнения (1.11) видно, что расстояние по нормали Δn между двумя соседними уровенными поверхностями обратно пропорционально величине F_n.

Потенциал притяжения в двухмерном случае (логарифмический потенциал). Рассмотрим частный случай формулы потенциала притяжения (1.6) для двухмерных тел. **Двухмерными** будем называть тела, имеющие бесконечное простирание по одной из координатных осей, т. е. от $-\infty$ до $+\infty$. Обычно в качестве такой оси выбирается ось y.

Для двухмерных тел основному свойству потенциала удовлетворяет функция

$$V = G\sigma \int_s \ln [(\xi - x)^2 + (\zeta - z)^2] \, d\xi d\zeta, \tag{1.12}$$

которая называется логарифмическим потенциалом.

Чтобы проверить, что функция (1.12) является потенциалом притяжения двухмерных тел, нужно найти значение V_x и V_z из формул (1.5). Для этого необходимо выполнить интегрирование по η в пределах от $-\infty$ до $+\infty$:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\eta}{\rho^3}. \tag{1.13}$$

Вычисление интеграла (1.13) дает следующий результат:

$$I = \frac{1}{(\xi - x)^2 + (\zeta - z)^2} \left. \frac{\eta - y}{[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2]^{1/2}} \right|_{-\infty}^{\infty} =$$

$$= \frac{2}{(\xi - x)^2 + (\zeta - z)^2}.$$

Учитывая это выражение, формулы (1.5) можно переписать так:

$$V_x(x, z) = 2G\sigma \int_s \frac{(\xi - x)\, ds}{\rho^2},$$

$$V_z(x, z) = 2G\sigma \int_s \frac{(\zeta - z)\, ds}{\rho^2}, \tag{1.14}$$

где $\rho = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\zeta - z)^2}$; $ds = d\xi d\zeta$.

Дифференцируя выражение (1.12) по x и z, легко убедиться в совпадении выражений, полученных для V_x и V_z, с формулами (1.14).

Тем самым доказано, что функция (1.12) — потенциал притяжения двухмерных тел.

1.1.3. Сила тяжести. Потенциал силы тяжести

Силы тяжести. На находящуюся в токе P единичную массу действует также **центробежная сила**, направленная по перпендикуляру r к оси вращения Земли (см. рис.2):

$$F_{\text{ц}} = \omega^2 r = v^2/r, \tag{1.15}$$

где ω — угловая скорость вращения Земли, равна $2\pi/T$ (T — период вращения Земли); r — расстояние от точки P до оси вращения; $v = \omega r$ — линейная скорость вращения Земли.

Период вращения Земли (астрономические сутки) несколько меньше календарных суток и составляет 86 164 с (календарные сутки — 86 400 с), линейная скорость вращения Земли максимальна на экваторе ($v_э = 460$ м/с) и равна нулю на полюсе.

Составляющие центробежной силы:

$$F_{\text{ц}x} = \omega^2 r \cos(r, x) = \omega^2 r \frac{x}{r} = \omega^2 x,$$

$$F_{\text{ц}y} = \omega^2 r \cos(r, y) = \omega^2 y, \quad F_{\text{ц}z} = 0. \tag{1.16}$$

Полное значение центробежной силы в точке P

$$F_{\text{ц}} = \sqrt{F_{\text{ц}x}^2 + F_{\text{ц}y}^2}\,. \tag{1.17}$$

Центробежную силу (1.15) и ее составляющие (1.16) можно представить как частные производные функции

$$U = (\omega^2 x^2 + \omega^2 y^2)/2, \tag{1.18}$$

которая называется **потенциалом центробежной силы.**

Значения центробежной силы, как следует из выражений (1.16), не зависят от распределения масс внутри Земли. Следовательно, центробежная сила не участвует в создании измеряемых на поверхности Земли гравитационных аномалий, но ее нужно учитывать в нормальном гравитационном поле. Максимальное значение центробежная сила имеет на экваторе, где она равна $\omega^2 a$ (a — экваториальный радиус сфероида), а минимальное, равное нулю,— на полюсах.

Согласно определению силы тяжести и с учетом полученных выражений (1.5) и (1.16), составляющие силы тяжести имеют вид

$$g_x = G\sigma \int_{\Omega} \frac{(\xi - x)\, d\Omega}{\rho^3} + \omega^2 x,$$

$$g_y = G\sigma \int_{\Omega} \frac{(\eta - y)\, d\Omega}{\rho^3} + \omega^2 y,$$

$$g_z = G\sigma \int_{\Omega} \frac{(\zeta - z)\, d\Omega}{\rho^3}. \qquad (1.19)$$

Полное значение силы тяжести в произвольной точке P, находящейся на поверхности однородного земного сфероида

$$g = \sqrt{g_x^2 + g_y^2 + g_z^2}. \qquad (1.20)$$

Потенциал силы тяжести. Поскольку сила тяжести представляет геометрическую сумму силы притяжения и центробежной силы, ее проекции на оси координат

$$W_x = V_x + U_x, \qquad W_y = V_y + U_y,$$
$$W_z = V_z \quad (U_z = 0), \qquad (1.21)$$

где

$$W = V + U \qquad (1.22)$$

— потенциал силы тяжести

$$W = G\sigma \int_{\Omega} \frac{d\Omega}{\rho} + \frac{1}{2}(\omega^2 x^2 + \omega^2 y^2). \qquad (1.23)$$

Силу тяжести можно представить как производную по внешней нормали к уровенной поверхности

$$W = \text{const}, \qquad (1.24)$$

т. е.

$$g = \partial W / \partial n. \qquad (1.25)$$

На уровенной поверхности действует только нормальная (вертикальная) составляющая силы тяжести и не действуют горизонтальные составляющие. Именно по такой поверхности устанавливается жидкость в сосудах (вода в сосуде «не те-

чет»), что и отражено в названии «уровенная поверхность». Следует заметить, что сила тяжести, в отличие от потенциала силы тяжести, в различных точках уровенной поверхности не одна и та же, а только направлена к ней по нормали. Очевидно, в поле силы тяжести можно провести бесчисленное множество уровенных поверхностей, каждая из которых будет охарактеризована своим постоянным значением W.

1.1.4. Геоид

В геологии за теоретическую поверхность Земли принята более сложная фигура, чем земной сфероид, названная геоидом. Геоид представляет собой одну из уровенных поверхностей (1.24), которая совпадает с невозмущенной поверхностью воды в океане. В любой точке этой поверхности сила тяжести направлена к ней по нормали. Поверхность геоида имеет сложную конфигурацию в пределах суши: мысленно ее можно представить как поверхность уровня воды, который установился бы в бесчисленных тонких каналах, прорытых под сушей и сообщающихся с океанами. Поверхность земного сфероида незначительно отклоняется от поверхности геоида на морях и океанах; большие отклонения (до 100 м) наблюдаются на суше. Средняя величина отклонения поверхности земного сфероида от поверхности геоида составляет около ± 50 м.

1.2. ВТОРЫЕ ПРОИЗВОДНЫЕ ПОТЕНЦИАЛА СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Первые производные по x, y, z потенциала силы тяжести представляют собой проекции ускорения силы тяжести на соответствующие оси. В гравиразведке широко используют и вторые производные потенциала силы тяжести. Потенциал W как функция трех независимых переменных имеет шесть вторых производных: $\partial^2 W/\partial x^2$, $\partial^2 W/\partial y^2$, $\partial^2 W/\partial z^2$, $\partial^2 W/\partial x \partial y = \partial^2 W/\partial y \partial x$, $\partial^2 W/\partial x \partial z = \partial^2 W/\partial z \partial x$, $\partial^2 W/\partial y \partial z = \partial^2 W/\partial z \partial y$. По физическому смыслу вторые производные потенциала принято подразделять на градиенты силы тяжести и кривизны.

1.2.1. Градиенты силы тяжести

Под термином «градиент», как известно, понимают величину, которая характеризует скорость изменения какой-либо другой величины. Например, можно говорить о топографическом градиенте, понимая под ним величину изменения высот отметок рельефа поверхности земли на единицу расстояния; подобным же образом можно определить градиенты температур, давления и т. п.

Полный градиент представляет вектор, который характеризует величину и направление максимального (наискорейшего) изменения в пространстве значений рассматриваемой величины. Градиент всегда перпендикулярен к изолиниям равных значений, проведенных в поле величин (высот, температур, давлений и т. п.). Составляющие градиента находятся как первые частные производные по x, y и z функции, определяющей в пространстве эти величины, и характеризуют скорость ее изменения в направлениях координатных осей.

В гравиразведке градиентами силы тяжести принято называть вторые производные потенциала силы тяжести, которые характеризуют скорость изменения вертикальной составляющей силы тяжести:

$$W_{xz}=\frac{\partial^2 W}{\partial x\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial W}{\partial z}\right)=\frac{\partial g_z}{\partial x}=V_{xz},$$

$$W_{yz}=\frac{\partial^2 W}{\partial y\partial z}=\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)=\frac{\partial g_z}{\partial y}=V_{yz},$$

$$W_{zz}=\frac{\partial^2 W}{\partial z^2}=\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial W}{\partial z}\right)=\frac{\partial g_z}{\partial z}=V_{zz}. \qquad (1.26)$$

Градиенты $\partial g_z/\partial x=V_{zx}$ и $\partial g_z/\partial y=V_{zy}$ определяют скорость изменения вертикальной составляющей вдоль осей x и y и называются **горизонтальными градиентами силы тяжести.** Градиент $\partial g_z/\partial z=V_{zz}$ характеризует скорость изменения вертикальной составляющей по вертикали, или высоте, и называется **вертикальным градиентом силы тяжести.** Геометрическая сумма горизонтальных градиентов W_{xz} и W_{yz} позволяет найти величину и направление наибольшего изменения силы тяжести на горизонтальной плоскости и называется **полным горизонтальным градиентом силы тяжести.** Величину (модуль) и направление полного горизонтального градиента вычисляют по формулам

$$|\Gamma|=\sqrt{W_{xz}^2+W_{yz}^2}, \quad \alpha=\operatorname{arctg}\frac{W_{yz}}{W_{xz}}. \qquad (1.27)$$

Единицей измерения градиентов силы тяжести является этвеш (Е). Один этвеш соответствует изменению силы тяжести на 0,1 мГал на участке в 1 км. Таким образом, 1 Е $=10^{-9}$ с$^{-2}$.

Градиенты силы тяжести можно вычислить по известным значениям силы тяжести, или измерить непосредственно при помощи специальных гравитационных приборов — вариометров и градиентометров (см. 2.3). В свою очередь, по известным градиентам можно вычислить приращение силы тяжести. Например, если в двух точках P_1 и P_2 известны полные горизонталь-

ные градиенты Γ_1 и Γ_2, то легко найти приращение силы тяжести между этими пунктами (рис. 3). Для этого нужно спроектировать градиенты на прямую, соединяющую пункты наблюдения, и вычислить средний градиент силы тяжести по этому направлению:

$$\Gamma_s = \frac{\Gamma_1 \cos \alpha_1 + \Gamma_2 \cos \alpha_2}{2}. \tag{1.28}$$

Приращение силы тяжести между двумя пунктами

$$\Delta g = g_2 - g_1 = \Gamma_s s, \tag{1.29}$$

где s — расстояние между пунктами.

1.2.2. Кривизны

Вторые производные потенциала силы тяжести

$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = W_{xx}, \quad \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} = W_{yy}, \quad \frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} = W_{xy}$$

позволяют вычислить кривизну уровенной поверхности. Кривизна уровенной поверхности определяется как величина, обратная радиусу окружности, которая проведена в вертикальной плоскости через некоторую фиксированную точку и в ее окрестности наилучшим образом совпадает с бесконечно малым элементом уровенной поверхности (рис. 4). Очевидно, через одну и ту же точку, находящуюся на уровенной поверхности, можно провести бесконечное число вертикальных плоскостей (сечений) в различных азимутах. В общем случае радиусы окружностей, аппроксимирующих по различным сечениям элементы уровенной поверхности, оказываются различными, т. е. кривизна уровенной поверхности в различных сечениях неодинакова. Пусть по одному из сечений кривизна уровенной поверхости в данной точке оказалась максимальной и равной $(1/R_1)_{\max}$. Можно показать, что сечение, по которому кривизна уровенной поверхности в той же точке оказывается наименьшей

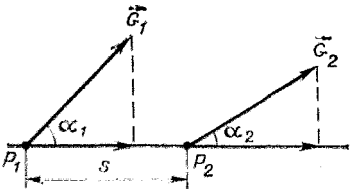


Рис. 3. К вычислению приращения силы тяжести по горизонтальным градиентам силы тяжести Γ_1 и Γ_2

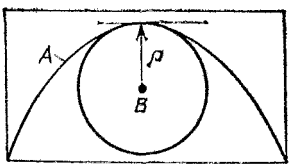


Рис. 4. Вертикальное сечение уровенной поверхности:

A — нормальное сечение уровенной поверхности; B — центр кривизны

и равной $(1/R_2)_{min}$, расположено перпендикулярно к сечению с наибольшей кривизной. Разность между максимальной и минимальной кривизнами уровенной поверхности в данной точке и азимуты соответствующих сечений связаны между собой:

$$\left(\frac{1}{R_1}\right)_{max} - \left(\frac{1}{R_2}\right)_{min} = \frac{W_{yy} - W_{xx}}{g \cos 2\psi},$$

$$\operatorname{tg} 2\psi = -\frac{2W_{xy}}{W_{yy} - W_{xx}}, \qquad (1.30)$$

где g — ускорение свободного падения в данной точке; ψ — азимут сечения максимальной кривизны.

Из выражений (1.30) следует, что вторые производные потенциала силы тяжести связаны с кривизной, а значит и формой уровенной поверхности, поэтому их называют кривизнами. Изучение этих производных позволяет определить истинную фигуру Земли.

1.3. НОРМАЛЬНОЕ ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Вначале найдем значение силы тяжести на поверхности Земли в предположении, что она имеет форму однородного шара, а затем в полученную формулу введем поправки, учитывающие сплюснутость земного сфероида у полюсов. Начало координат поместим в центре Земли, оси x и y расположим в плоскости экватора, ось z совместим с осью вращения Земли. Угол, образованный радиусом R с плоскостью экватора, называется **географической широтой** φ точки наблюдения P. Направление силы тяжести в точке P (рис. 5) составляет с радиусом R некоторый угол α. Поскольку центробежная сила не превышает 1/200 силы притяжения, этот угол очень мал и в первом приближении можно считать, что сила тяжести направлена по радиусу R. С учетом сказанного силу тяжести в точке P можно записать в виде

$$\gamma = g_\varphi = F_\text{п} - F_{\text{ц}\varphi} \cos \varphi. \qquad (1.31)$$

Центробежная сила изменяется с широтой: на полюсе она равна нулю, на экваторе $F_{\text{ц}_\text{э}} = \omega^2 R$, а в точке P с широтой φ

$$F_{\text{ц}\varphi} = \omega^2 R \cos \varphi = F_{\text{ц}_\text{э}} \cos \varphi. \qquad (1.32)$$

Подставляя выражение (1.32) в (1.31), получим

$$\gamma = F_\text{п} - F_{\text{ц}_\text{э}} \cos^2 \varphi. \qquad (1.33)$$

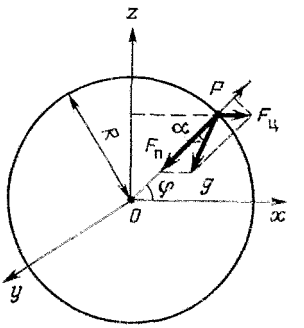


Рис. 5. К выводу формулы Клеро

Формулу (1.31) с учетом выражения (1.33) можно преобразовать к виду

$$\gamma = g_п - (g_п - g_э)\cos^2\varphi = g_э + (g_п - g_э) - (g_п - g_э)\cos^2\varphi =$$

$$= g_э\left(1 + \frac{g_п - g_э}{g_э}\sin^2\varphi\right).$$

Обозначив $\beta = (g_п - g_э)/g_э$, $g_э = \gamma_э$, получим известную формулу Клеро

$$\gamma = \gamma_э(1 + \beta\sin^2\varphi). \qquad (1.34)$$

Коэффициент $\beta \approx 1/189$ характеризует относительное увеличение силы тяжести у полюсов по сравнению с ее значением на экваторе.

Формула Клеро отражает распределение силы тяжести на поверхности Земли лишь в грубом приближении. Ее нельзя использовать при вычислении аномалий силы тяжести, поскольку допущенные при этом погрешности значительно превосходят величину аномалий, создаваемых изучаемыми геологическими структурами. Поэтому в гравиразведке используется более точная формула, которая дает распределение силы тяжести на поверхности однородного земного сфероида.

Сжатие земного сфероида учтено добавлением в формулу (1.34) третьего члена:

$$\gamma = \gamma_э(1 + \beta_1\sin^2\varphi - \beta_2\sin^2 2\varphi). \qquad (1.35)$$

Выражение (1.35) **называется формулой нормального значения силы тяжести.** Входящие в нее постоянные коэффициенты $\gamma_э$, β_1 и β_2 определены экспериментально. С этой целью использованы результаты многочисленных измерений силы тяжести на спокойных участках земной поверхности. Измеренные значения силы тяжести подставлены в формулу (1.35) и способом наименьших квадратов вычислены наивероятнейшие значения входящих в нее коэффициентов $\gamma_э$, β_1 и β_2.

Имеется несколько вариантов формулы нормального значения силы тяжести, которые отличаются друг от друга значениями коэффициентов $\gamma_э$, β_1 и β_2.

В табл. 1 приведены значения коэффициентов в двух основных формулах нормального значения силы тяжести: формуле Гельмерта (1901—1909 гг.), по которой вычисляют нормальные значения силы тяжести на территории СССР и некоторых других стран, и международной формуле Кассиниса (1930 г.).

Из табл. 1 следует, что нормальные значения силы тяжести, вычисленные по формулам Гельмерта и Кассиниса, оказываются разными: расхождения в зависимости от широты составляют 6—19 мГал.

Таблица 1

Коэффициент	Значения коэффициента (в мГал) в формуле	
	Гельмерта	Кассиниса
$\gamma_э$	978030	978049
β_1	0,005302	0,0052884
β_2	0,000007	0,0000059

Инструкцией по гравиразведке (1975 г.) на территории нашей страны предусмотрено определение нормального значения силы тяжести (в мГал) по модифицированной формуле Гельмерта

$$\gamma_0 = [978030\,(1 + 0{,}005302 \sin^2\varphi - 0{,}000007 \sin^2 2\varphi) - 14]. \qquad (1.36)$$

1.4. НОРМАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ГРАДИЕНТОВ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Подобно нормальным значениям силы тяжести будем называть нормальными значениями градиентов силы тяжести их значения на поверхности однородного земного сфероида.

Изменение нормального значения силы тяжести по долготе ничтожно. Поэтому сразу получаем

$$W_{yz} = 0. \qquad (1.37)$$

При нахождении нормального значения горизонтального градиента W_{xz} примем во внимание, что элемент дуги меридиана в линейной мере $dx = Rd\varphi$ (R — радиус Земли, $d\varphi$ — приращение широты (см. рис. 5). Следовательно, можно записать

$$W_{xz} = \frac{\partial\gamma}{\partial x} = \frac{1}{R}\frac{\partial\gamma}{\partial\varphi}.$$

Воспользовавшись выражением (1.34), получим (в этвешах)

$$W_{xz} = \frac{1}{R}\frac{\partial\gamma}{\partial\varphi} = \frac{2\gamma_э}{R}\beta \sin^2\varphi \approx 8{,}11 \sin 2\varphi. \qquad (1.38)$$

Нормальное значение вертикального градиента

$$W_{zz} = \frac{\partial g_z}{\partial z} \approx 3086 \text{ E}. \qquad (1.39)$$

1.5. ПОПРАВКИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ АНОМАЛИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Силу тяжести обычно измеряют на физической поверхности Земли, тогда как нормальные ее значения определены для поверхности сфероида, которая близка к уровню моря. Поэтому наблюденные и нормальные значения силы тяжести необходимо привести к одной и той же поверхности. Такое приведение, называемое редуцированием силы тяжести, выполняют введением поправок за высоту, за притяжение промежуточного слоя и др.

1.5.1. Поправка за высоту. Аномалия Фая

В нормальное значение силы тяжести, вычисляемое по формуле (1.36), вводят поправку за высоту. Притяжение масс, расположенных между физической поверхностью и уровнем моря, не учитывается. Поэтому данная поправка называется также **поправкой за свободный воздух** или **поправкой Фая.**

Для вычисления поправки Фая обратимся к рис. 6. Пусть сила тяжести измерена в точке P, имеющей превышение h относительно уровня моря. В грубом приближении нормальное значение силы тяжести

$$\gamma \approx G\frac{M}{R^2}, \tag{1.40}$$

где M — масса всей Земли; R — средний радиус Земли.

Поправку за высоту определим как разность значений силы тяжести на двух поверхностях Земли с радиусами R и $R+h$:

$$\delta g_h = GM\left[\frac{1}{(R+h)^2} - \frac{1}{R^2}\right] \approx -\frac{2GMh}{R^3} =$$

$$= -2\frac{\gamma}{R}h. \tag{1.41}$$

При вычислении (1.38) учтено, что $h \ll R$.

Подставив в выражение (1.38) численные значения входящих в него величин, получим

$$\delta g_h \approx -0{,}3086h, \tag{1.42}$$

где h — в м; δg_h — в мГал.

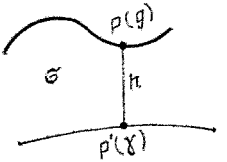


Рис. 6. К вычислению поправок за высоту и промежуточный слой

Аномалия, полученная вычитанием из наблюденного значения напряженности гравитационного поля нормального поля, приведенного к высоте точки наблюдения (см. рис. 6), называется **аномалией Фая или аномалией в свободном воздухе:**

$$\Delta g_{\Phi} = g_{\text{н}} - \gamma_0 + \delta g_h = g_{\text{н}} - \gamma_0 - 0{,}3086h. \qquad (1.43)$$

1.5.2. Поправка за промежуточный слой. Аномалия Буге

Притяжение масс, расположенных между физической поверхностью и уровнем моря, учитывается введением поправки за промежуточный слой. Поправку за промежуточный слой δg_σ вычисляют в предположении, что притяжение масс, расположенных между точкой наблюдения и уровнем моря, эквивалентно притяжению горизонтального слоя бесконечного простирания, мощность которого равна превышению точки наблюдения над уровнем моря.

Притяжение таким плоско-параллельным слоем можно вычислить, воспользовавшись выражением (1.5) для $F_{\text{п}z}$. Поместив начало координат в точку наблюдения P, т. е. положив $x=y=z=0$, получим

$$F_{\text{п}z} = \delta g_\sigma = G\sigma \int\limits_{\Omega} \frac{\zeta d\Omega}{(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)^{3/2}} =$$

$$= G\sigma \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{0}^{h} \frac{\zeta d\xi d\eta d\zeta}{(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)^{3/2}}. \qquad (1.44)$$

Выполняя интегрирование в указанных пределах, получим

$$\delta g_\sigma = 2\pi G\sigma h \approx 0{,}0419\sigma h, \qquad (1.45)$$

где σ — плотность пород, слагающих промежуточный слой.

Поскольку притяжение промежуточного слоя увеличивает значение силы тяжести в точке наблюдения, то знак этой поправки противоположен знаку поправки за высоту.

Суммарная поправка за высоту и промежуточный слой называется **поправкой Буге:**

$$\delta g_{\text{Б}} = \delta g_h + \delta g_\sigma = (-0{,}3086 + 0{,}0419\sigma)\,h. \qquad (1.46)$$

Аномалия, вычисленная с поправкой Буге, называется **аномалией Буге:**

$$\Delta g_{\text{Б}} = g_{\text{н}} - \gamma_0 + (-0{,}3086 + 0{,}0419\sigma)\,h. \qquad (1.47)$$

Аномалию Буге обязательно используют при гравиразведочных работах.

1.5.3. Поправка за окружающий рельеф. Поправки за притяжение Луны и Солнца

Поправка (1.46) применима в условиях ровного рельефа местности. В пересеченной местности требуется введение поправки за окружающий рельеф $\delta g_р$. Этой поправкой учитывается действительное распределение масс между физической поверхностью и уровнем моря, в то время как в поправке за промежуточный слой было принято, что все массы заключены внутри плоско-параллельного слоя. Соответствующую поправку называют поправкой за окружающий рельеф. Смысл ее состоит в том, чтобы наблюденные значения силы тяжести привести к таким их значениям, как если бы измерения были выполнены на горизонтальной плоскости. На практике поправки за рельеф вычисляют при помощи специальных таблиц и номограмм или ЭВМ.

При высокоточных гравиметрических измерениях необходимо вводить поправки за притяжение Луны и Солнца, создающих упругий прилив в твердой оболочке Земли, максимальная амплитуда которого составляет 0,25 м. Учет влияния солнечно-лунного притяжения производится по специальным графикам. Максимальная поправка за притяжение Луны составляет около 0,25, а Солнца — 0,1 мГл.

1.5.4. Изостатическая поправка. Изостатическая аномалия

При проведении геодезических измерений на севере Индии в середине XIX в. были обнаружены крупные невязки, которые, как было установлено, вызваны аномальными отклонениями отвеса вблизи Гималайского хребта. Вычисленное притяжение Гималайского хребта и высочайшего плато Тибет не объясняло этот факт, поскольку оказалось, что горные сооружения притягивают гораздо слабее, чем следовало ожидать, исходя из возвышающихся над уровнем моря их масс, и поэтому лишь частично компенсируют недостаток масс. Для объяснения этих данных английским архиепископом Ф. Праттом и английским астрономом Дж. Эри почти одновременно была предложена теория изостазии или равновесного состояния земной коры. Обе теории исходили из одного и того же предположения: земная кора состоит из отдельных глыб (блоков), которые находятся в состоянии гидростатического равновесия или как бы плавают на подстилающей магме согласно законам гидростатики.

По гипотезе Ф. Пратта земная кора состоит из блоков разной плотности, которая меняется в зависимости от их высоты так, что веса каждого из блоков одинаковые (рис. 7, *а*). Блоки уменьшенной плотности возвышаются над уровнем моря — это

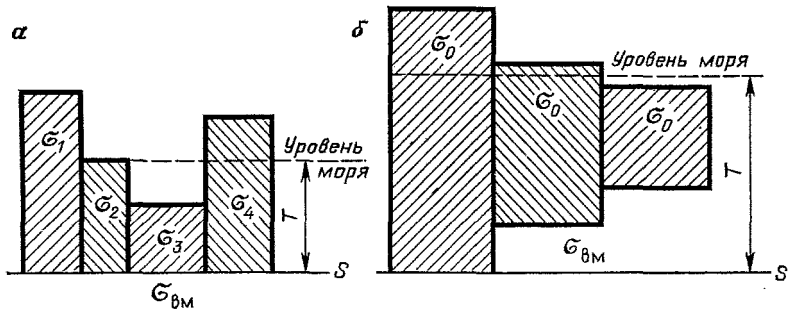


Рис. 7. Схема изостазии по Ф. Пратту (*а*) и Дж. Эри (*б*)

горы, тогда как более тяжелые и плотные блоки находятся под уровнем моря — это дно океанов. Равновесное состояние земной коры проявляется в том, что давление на некоторую горизонтальную поверхность S, расположенную на постоянной глубине T от уровня моря, будет одинаковым по всей Земле. Поверхность S называется поверхностью компенсации, а глубина T — глубиною компенсации. Толщина земной коры равна $T+H$, где H — высота местности над уровнем моря, причем выполняется условие

$$\sigma(T+H)=\text{const},$$

где σ — плотность отдельных блоков земной коры.

Поскольку для двух отдельных блоков земной коры справедливо отношение

$$\sigma_1/\sigma_2=(T+H_2)/(T+H_1),$$

то плотность земной коры обратно пропорциональна ее толщине: для гор толщина $T+H$ — большая и поэтому σ меньше средней плотности, для дна океана $T+H$ — наименьшая и значения плотности — наибольшие.

По гипотезе Дж. Эри земная кора всюду имеет одинаковую плотность σ_0, меньшую плотность σ магмы на постоянную величину $\Delta\sigma=\sigma-\sigma_0=\text{const}$. Отдельные блоки земной коры плавают в магме, погружаясь в нее тем глубже, чем выше соответствующий блок возвышается над уровнем моря (рис. 7, *б*), т. е. горы как бы имеют корни, уходящие в глубь Земли. Глубина погружения блока определяется законом Архимеда, т. е. погруженная часть блока вытесняет массу, равную всей массе блока. По гипотезе Эри существует изостатическая поверхность, давление на которой всюду одинаковое. Эта поверхность проходит под наиболее глубокими частями земной коры.

Позднее были предложены и другие гипотезы изостазии и, в частности, основанные на смешанной схеме Пратта и Эри, т. е. когда плотность блоков и глубина их погружения изменяются.

Из теории изостазии следует, что масса, приходящаяся на единицу площади некоторой уровенной поверхности, одинакова для всей Земли. Аномалии силы тяжести на такой поверхности везде равны нулю, поскольку предполагается, что ниже этой поверхности Земля однородная. Уровенная поверхность залегает на разной глубине, т. е. толщина земной коры разная в различных точках поверхности Земли: наименьшая — под дном океанов и наибольшая — в горах.

Современные геофизические данные позволяют считать изостазию безусловно существующей. Однако нельзя представлять земную кору в застывшем равновесном состоянии. Постоянно происходящие в Земле тектонические процессы нарушают распределение масс внутри нее, а следовательно, меняются и нагрузки на поверхность компенсации. Поэтому изостазию следует рассматривать как региональный, захватывающий обширные области процесс выравнивания постоянно нарушаемого равновесия в земной коре. Доказательство существования изостазии — геофизические данные об изменении мощности земной коры: под континентами мощность коры — 30—100 км, причем она максимальна в областях высочайших гор; в районах глубочайших океанических впадин мощность земной коры составляет всего 5—10 км.

Схема изостазии является основой для введения специальной поправки при вычислении аномалий силы тяжести — изостатической поправки. Изостатическая поправка состоит из двух частей: первая часть снимает влияние всех масс, возвышающихся над уровнем моря — топографическая поправка $\delta g_т$ (не следует ее смешивать с поправкой за окружающий рельеф); вторая часть добавляет влияние компенсирующих масс, поместив их внутрь Земли так, чтобы дополнить земную кору до ее невозмущенного состояния (до постоянной плотности в гипотезе Пратта или до постоянной толщины в гипотезе Эри),— $\delta g_п$.

После введения этих двух поправок точка наблюдений окажется висящей в воздухе над лишенной всех неровностей поверхностью Земли. Для приведения силы тяжести к уровню моря потребуется введение поправки за высоту (свободный воздух), равной $0{,}3086\,H$.

Изостатическая аномалия силы тяжести

$$\Delta g_и = g - \gamma_0 + \delta g_т + \delta g_и + 0{,}3086H. \qquad (1.48)$$

Изостатическая поправка обычно уменьшает аномалии силы тяжести и дает их более плавное (сглаженное) изменение.

В практике гравиметрической разведки изостатические по-

правки вводят редко, поскольку изостазия носит региональный характер, а разведочные съемки выполняют обычно на небольших площадях.

1.5.5. Физический смысл и геологоразведочное значение аномалий Буге

Аномалию Буге вычисляют как разность между наблюденным и нормальным значениями силы тяжести с введением поправки (1.46). После вычитания из наблюденного поля нормального значения силы тяжести и поправки Буге оставшаяся его часть — аномалия силы тяжести — характеризует влияние залегающих внутри Земли плотностных неоднородностей. Таким образом, изучив распределение аномалий на поверхности Земли, можно получить информацию о ее внутреннем строении.

Большую роль при вычислении аномалий Буге играет выбор плотности промежуточного слоя: если плотность принять слишком малой, то возможна прямая корреляционная зависимость значений аномалий от рельефа физической поверхности; если же плотность слоя сильно завышена, то будет наблюдаться отрицательная корреляционная зависимость.

При вычислении аномалий силы тяжести за одно из значений плотности промежуточного слоя берут среднее значение плотности земной коры — 2,67 г/см^3. Так как большинство районов нашей страны с поверхности покрыто осадочными образованиями, плотность которых значительно меньше средней плотности земной коры, предусматривается обязательное вычисление аномалий Буге с плотностью промежуточного слоя, равной 2,30 г/см^3 (средняя плотность пород осадочного чехла). Для геологической интерпретации рекомендуется вычислять аномалии Буге с истинной (реальной) плотностью промежуточного слоя, полученной в условиях естественного залегания горных пород.

Отметим, что местоположение на местности контуров нуленых значений аномалий Буге зависит от того, по какой формуле были вычислены нормальные значения силы тяжести (Гельмерта или Кассиниса), а также от значения плотности промежуточного слоя в поправке Буге. По этой причине изолинии нулевых значений аномалии Буге не следует придавать особого геологического смысла.

1.5.6. Особенности вычисления аномалий при наблюдениях силы тяжести на море

Если пункты наблюдения расположены на дне моря (наблюдения донными приборами) или в толще воды (наблюдения с подводных лодок), то согласно формуле (1.42) поправка Фая

имеет положительный знак. В некоторых случаях также учитывают притяжение слоя воды выше точки наблюдения

$$\delta g_в = 2\pi G \sigma_в h_в, \tag{1.49}$$

где $\sigma_в$ — плотность морской воды, равная 1,03 г/см³; $h_в$ — глубина погружения прибора.

Если аномалии силы тяжести вычисляют в редукции Буге, то необходимо учесть недостаток масс, созданный слоем воды, заключенным между уровнем моря и его дном:

$$\delta g_\sigma = 2\pi G (\sigma_{ср} - \sigma_в) h, \tag{1.50}$$

где $\sigma_{ср}$ — средняя плотность земной коры, равная 2,67 г/см³ (в районах, где близко к поверхности залегает базальтовый слой, $\sigma_{ср} = 2{,}80$ г/см³); h — глубина моря в метрах.

1.6. АНОМАЛИИ ГРАДИЕНТОВ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Аномалией градиентов силы тяжести будем называть разность между наблюденным (измеренным) и вычисленным по формуле (1.38) или (1.39) нормальным значениями градиента. Например, аномалия $\Delta W_{xz} = W_{xz} - (W_{xz})_0$, аномалия $\Delta W_{zz} = W_{zz} - (W_{zz})_0$.

Геологический смысл аномалий градиентов силы тяжести понятен из следующих рассуждений. Представим наблюденное и нормальное значения потенциала силы тяжести W суммами потенциалов притяжения V и центробежной силы U:

$$W = V + U, \qquad W_0 = V_0 + U. \tag{1.51}$$

Вычитая почленно второе равенство из первого, получим

$$\Delta W = W - W_0 = V - V_0 = \Delta V. \tag{1.52}$$

Равенство (1.52) справедливо также для вторых производных потенциала силы тяжести и на его основании можно заключить, что аномалии градиентов силы тяжести (так же как и аномалии силы тяжести) вызваны притяжением неоднородностей, находящихся внутри Земли.

1.7. ПЛОТНОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД

Гравитационные аномалии, как было показано выше, возникают только в том случае, если горные породы, слагающие земную кору, различаются по плотности и границы между ними не горизонтальны. Дифференциация пород разреза по значениям плотности определяет возможность применения и эффективность гравиразведки: чем различнее по плотности породы, слагающие структуру, и вмещающие, тем больше гравитационная аномалия, создаваемая этой структурой. Разность плотно-

стей вмещающих пород и пород структуры, создающей аномалию, называется **избыточной плотностью.**

В гравиразведке приходится рассматривать объемную плотность горных пород, которая определяется как отношение массы m горной породы к ее объему Ω:

$$\sigma = m/\Omega. \tag{1.53}$$

В общем случае горные породы — гетерогенные среды, в которых присутствуют разные вещества в твердой, жидкой и газообразной фазах. Плотность горной породы определяется отношением массы вещества всех трех компонент, слагающих породу в условиях естественного залегания, т. е. при естественных давлении, температуре, влажности и т. п., к ее объему.

Плотность горной породы зависит от вещественного состава ее скелета, пористости, влажности и других факторов. Магматические и метаморфические породы имеют малую пористость (1—2 %), и их плотность определяется в основном минералогическим составом; плотность метаморфических горных пород зависит от вида и степени процессов метаморфизма. Осадочные породы, как правило, характеризуются большим диапазоном изменения пористости (за исключением гидрохимических осадков), и поэтому плотность одних и тех же их разностей меняется в широких пределах [1]. В табл. 2 приведены сведения о плотности магматических, метаморфических и осадочных пород.

Плотность магматических пород увеличивается с повышением их основности. У метаморфических пород плотность определяется исходным материалом, а также степенью метаморфизма. Диапазон изменения плотности осадочных пород очень широк. Поэтому значения плотности, приведенные в табл. 2, ориентировочны. Как правило, плотность одних и тех же осадочных пород возрастает с увеличением глубины их залегания.

Наиболее достоверные значения плотности можно получить только при ее измерении в условиях естественного залегания пород. Чаще всего плотность определяют по извлеченным на поверхность образцам горных пород, но при этом необходимо вводить поправки, приводящие значения плотности к тем физическим условиям (давлению, влажности, температуре и т. п.), в которых залегают горные породы.

Плотность горных пород можно также определить и по результатам измерения гравитационного поля, создаваемого массами в известном нам объеме. Однако при таких определениях трудно учесть влияние масс, находящихся за пределами известного нам объема. Поэтому плотности пород, определенные по данным гравиразведки, следует называть кажущимися.

Если плотность того или иного комплекса горных пород определена во многих точках площади исследования, то состав-

Таблица 2

Породы	Плотность, г/см³	
	средняя	пределы изменения
Граниты	2,6	2,4—2,7
Диориты	2,8	2,7—2,9
Сиениты	2,8	2,6—2,9
Диабазы, габбро, габбро-диабазы	2,9	2,7—3,3
Базальты	3,0	2,6—3,3
Дуниты, перидотиты, пироксениты	3,2	2,8—3,6
Мраморы, кристаллические известняки	2,7	2,3—3,0
Кварциты железистые	3,5	3,2—4,3
Гнейсы	2,7	2,6—3,2
Сланцы глинистые	2,3	2,0—3,8
Глины, аргиллиты	2,2	1,6—2,8
Пески, алевролиты	2,1	2,0—2,4
Песчаники	2,3	2,1—2,8
Мергели	2,2	2,0—2,6
Известняки, доломиты	2,5	2,1—2,9
Мел	2,2	2,1—2,3
Соль	2,15	2,1—2,3
Почва	2,0	1,5—2,4
Средняя плотность земной коры	2,67	—
Средняя плотность Земли	5,52	—

ляют карту равных значений плотности (карта изоплотностей). Такая карта дает сведения об изменении плотности одного и того же комплекса пород в горизонтальном направлении и в дальнейшем ее используют при интерпретации данных гравиразведки. Составляют также вертикальные плотностные разрезы, на которых изображают границы раздела сред с различными плотностями (гравиметрическая модель разреза).

Контрольные вопросы и задачи к гл. 1

1. Запишите аналитические выражения для проекций силы притяжения на оси координат.
2. Что такое эквипотенциальная или уровенная поверхность?
3. Аналитически покажите, что частные производные потенциала притяжения по соответствующему направлению есть проекции силы притяжения на эти направления.
4. Как направлен вектор силы притяжения по отношению к эквипотенциальной поверхности?
5. Как связан потенциал силы тяжести с составляющими силы тяжести?
6. Что понимается под истинной фигурой Земли в гравиразведке?
7. Какие вторые производные потенциала силы тяжести называются градиентами и почему?
8. Аналитически покажите, что вторые производные потенциала силы тяжести (кривизны) определяют геометрическую форму уровенной поверхности.

9. Что такое нормальное гравитационное поле? Какие Вы знаете формулы нормального значения силы тяжести?
10. Выведите формулу поправки за высоту.
11. Выведите формулу поправки за плотность промежуточного слоя.
12. С каким знаком вводится поправка за рельеф местности?
13. Что такое аномалия в свободном воздухе и аномалия Буге?

Глава 2
ИЗМЕРЕНИЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ И ВТОРЫХ ПРОИЗВОДНЫХ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ. ГРАВИМЕТРИЧЕСКИЕ СЪЕМКИ

Определения силы тяжести можно подразделить на абсолютные и относительные. При **абсолютных определениях** по результатам измерений на одном пункте наблюдений вычисляют для него полное значение силы тяжести g. При **относительных определениях** измеряют приращение силы тяжести $\Delta g = g_2 - g_1$ или отношение g_2/g_1 значений силы тяжести в двух каких-либо пунктах. Для того чтобы перейти к полным значениям силы тяжести, необходимо знать ее полное значение хотя бы в одном из пунктов наблюдений.

В настоящее время в гравиразведке все измерения силы тяжести выполняют относительным способом. Абсолютные значения силы тяжести используют для привязки относительных определений.

Измерять силу тяжести можно разными способами: **динамическими,** в которых измеряют параметры движения тела в гравитационном поле (время, частоту колебания и т. п.); **статическими,** в которых мерой силы тяжести служит изменение положения статического равновесия массы, подвергающейся действию силы тяжести, а измеряемой величиной является линейное или угловое перемещение этой массы по отношению к положению равновесия в точке с другим g; **потенциальным,** в котором определяется приращение потенциальной энергии по изменению энергии электромагнитной волны и др.

Основной способ измерения силы тяжести в гравиразведке в настоящее время — статический, на его принципе разработаны пружинные гравиметры. Из динамических способов наибольшее применение получили измерения с маятниковым прибором. Созданы гравиметры, основанные на принципах свободного падения тела, колебания струны и др. Измерения силы тяжести потенциальным способом выполняют пока еще только в экспериментальном варианте [1].

2.1. ИЗМЕРЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ДИНАМИЧЕСКИМИ СПОСОБАМИ

2.1.1. Определение силы тяжести способом наблюдения падающих тел

В настоящее время, когда измерения малых интервалов путей и времени падения тел достигли очень высокой точности, стали возможны высокоточные абсолютные определения силы тяжести способом падающего груза, или **баллистическим способом.** Принцип действия приборов для измерения g баллистическим способом иллюстрирует рис. 8. В вертикальной цилиндрической вакуумной камере высотой ~ 50 см в качестве падающего груза используется стеклянная призма (уголковый отражатель). Измерение пути падения призмы производится при помощи лазерного интерферометра, а время падения — с помощью атомных часов. Пучок когерентного света от лазера полупрозрачным зеркалом разделяется на два пучка, пути которых изображены на рис. 8. Пучки света проходят различные пути, а затем сводятся вместе. В результате наблюдается интерференционная картина в виде чередования светлых и темных полос (интерференционных полос), ширина и число которых зависят от спектрального состава световых пучков и разности их оптических путей. Эта интерференционная картина регистрируется в фотоблоке. Число интерференционных полос N связано с разностью хода оптических лучей Δ и длиной волны света λ соотношением $\Delta = N\lambda$. Используя это соотношение, по изменению числа интерференционных полос легко определить пути, проходимые падающей призмой в различные моменты времени. Если бы удалось измерять путь s и время t от действительного начала падения, то величину g можно было бы вычислять по формуле

$$g = 2s/t^2. \tag{2.1}$$

Однако в начале своего падения призма может получить небольшое дополнительное ускорение, в этом случае следует пользоваться более сложной формулой

$$s = v_0 t + gt^2/2.$$

Поскольку начальная скорость v_0 неизвестна, для нахождения g необходимо определить по крайней мере два пути s_1 и s_2 в соответствующие моменты времени t_1 и t_2. Тогда

$$g = \frac{2(s_2 t_1 - s_1 t_2)}{t_1 t_2 (t_2 - t_1)}. \tag{2.2}$$

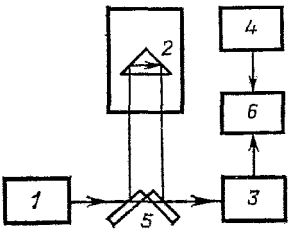


Рис. 8. Принцип определения силы тяжести баллистическим способом:
1 — лазер; *2* — падающая призма; *3* — фотоблок; *4* — атомные часы; *5* — делитель луча; *6* — фотоумножитель

Точность абсолютных измерений g баллистическим прибором чрезвычайно высокая — порядка нескольких микрогал; имеются все возможности для дальнейшего ее повышения. Время одного измерения составляет около 10 с. С целью повышения точности определения силы тяжести выполняют многократные измерения, которые затем обрабатывают статистическими способами. Но существующие конструкции баллистических приборов пока еще весьма громоздки и пригодны лишь для измерений силы тяжести в стационарных условиях.

В СССР создан прибор, один цикл измерения ускорения свободного падения которым, включая подъем и падение уголкового отражателя, а также обработку полученного результата на ЭВМ, занимает 12 с. За 1 ч, включая паузы, можно сделать 200 циклов измерений. Чтобы измерить ускорение свободного падения с погрешностью 0,02 мГал, необходимо сделать около 2500 циклов. Полный комплект установки весит сотни килограмм. Имеются сообщения о достигнутой точности измерения ускорения свободного падения около 0,002 мГал [1].

В настоящее время баллистический способ интенсивно развивается и совершенствуется и можно ожидать создание в ближайшее время высокоточных, легких и портативных, удобных для транспортировки приборов.

2.1.2. Измерение силы тяжести маятниковыми комплексами

Маятниковые комплексы используют как для абсолютных, так и для относительных определений силы тяжести. Определения основаны на связи периода T колебаний физического маятника с ускорением свободного падения

$$T \approx 2\pi\sqrt{L/g}, \qquad g = (2\pi)^2 L/T^2, \tag{2.3}$$

где L — приведенная длина маятника.

Период колебаний и приведенная длина маятника должны измеряться с очень высокой точностью. Как следует из формулы (2.3), для определения g с ошибкой в 1 мГал период колебаний маятника необходимо измерить с точностью не ниже 10^{-6} с, а приведенную длину маятника — 1 мкм.

При абсолютных определениях измеряют период колебания и приведенную длину маятника. Для этих определений используют оборотные маятники. Наблюдения с оборотными маятниками очень громоздки и могут выполняться только в стационарных геофизических обсерваториях. Их результаты используют для передачи абсолютных значений силы тяжести на опорные пункты гравиметрических съемок.

При относительных определениях силы тяжести достаточно измерить только период колебания маятника в двух пунктах наблюдений. Пусть в первом пункте период колебаний маятника оказался T_1, а во втором пункте — T_2.

Дифференцируя (2.3), получим

$$dg/dT = -8\pi^2 L/T^3 = -2g/T. \qquad (2.4)$$

Переходя к конечным приращениям, выражение (2.4) можно переписать так:

$$\Delta g = -2g\Delta T/T = -2g_1 (T_2 - T_1)/T_1. \qquad (2.5)$$

Зная абсолютное значение силы тяжести в первом пункте, по формуле (2.5) можно вычислить приращение силы тяжести $\Delta g = g_2 - g_1$.

Маятниковые приборы для относительных определений силы тяжести менее громоздки, чем оборотные маятники, а техника выполнения измерений с ними намного проще, что позволило их использовать для производства полевых гравиметрических съемок. Точность первых маятниковых приборов была сравнительно невысокой — 1—2 мГал, время наблюдений в одном пункте составляло около 30 мин. В последние годы созданы маятниковые приборы, которые позволяют определять период колебаний маятника с точностью до $2 \cdot 10^{-8}$ с, что обеспечивает измерение силы тяжести с точностью до 0,1 мГал. При этом время наблюдений в одном пункте сократилось до 15 мин.

2.1.3. Измерение силы тяжести струнными гравиметрами

Принцип измерения силы тяжести струнным гравиметром состоит в определении частоты поперечных колебаний струны, которая зависит от веса натягивающего ее груза и, следовательно, от ускорения свободного падения. В струнных гравиметрах масса в гравитационном поле не перемещается, но мерой изменения напряженности гравитационного поля является динамический параметр — частота.

Чувствительный элемент струнного гравиметра — натянутая колеблющаяся струна, нагруженная некоторой инертной массой. Частота поперечных колебаний струны связана с силой тяжести:

$$f = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{mg}{\sigma_l}}, \quad g = 2f^2 l^2 \frac{\sigma_l}{m}, \tag{2.6}$$

где l — длина струны; m — масса груза; σ_l — линейная плотность струны.

Дифференцируя (2.6), получим

$$dg/df = 4fl^2\sigma_l/m = 2g/f. \tag{2.7}$$

Таким образом, измерив изменение частоты струны f в двух пунктах, можно вычислить приращение силы тяжести между этими пунктами по формуле

$$\Delta g = 2g\Delta f/f_0, \tag{2.8}$$

где f_0 — опорная частота струны.

В современных конструкциях струнных гравиметров используют металлические струны из специальных сплавов. Важное преимущество струнного гравиметра — практически неограниченный диапазон измерений и малая зависимость частоты колебаний от упругости, а следовательно, малое влияние температуры на показания. Результаты измерения в виде измерения частоты удобны для цифровой регистрации.

Струнные гравиметры применяют для измерений в буровых скважинах, где достигнута точность измерений 0,05 мГал, а также при измерениях на самолетах и морских судах.

2.2. СТАТИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

В статических способах измерения силы тяжести действие силы тяжести компенсируется упругими силами пружин, газов или жидкости.

На этом принципе основан обширный класс приборов, названных статическими гравиметрами. Статические гравиметры позволяют измерять приращение силы тяжести между двумя пунктами с точностью до 0,01 мГал, а высокоточные приборы — до 0,001 мГал. С ними невозможно выполнять абсолютные определения силы тяжести. Поэтому наблюдения со статическими гравиметрами опираются на сеть гравиметрических пунктов, в которых известны полные значения силы тяжести.

Статические гравиметры просты в обращении, время наблюдения на одном пункте всего 2—3 мин. Малая масса гравиметров позволяет их использовать при гравиметрических съемках в малодоступных и труднопроходимых районах. Сконструированы специализированные гравиметры для наземных измерений, измерений на дне морей и океанов (донные гравиметры), с борта движущихся морских судов (набортные гравиметры). Ведутся работы по созданию статических гравиметров для измерения силы тяжести с борта самолета (аэрогравиметры).

Поскольку время измерения силы тяжести статическим гравиметром в одном пункте незначительно, производительность съемок определяется в основном расстояниями между пунктами наблюдений; зависит она также от вида используемого транспорта при переездах с одного пункта на другой. Благодаря отмеченным выше достоинствам статические гравиметры нашли широкое применение при разведочных гравиметрических съемках. Поэтому на этих приборах следует остановиться несколько подробнее (в дальнейшем будем называть их просто гравиметрами).

2.2.1. Измерения силы тяжести наземными гравиметрами

В гравиметрах уравновешивание измеряемой силы тяжести производится некоторой другой внешней силой: упругой силой пружины, упругими силами газа или жидкости, электромагнитными силами и т. п. По конструкции гравиметры чрезвычайно разнообразны и различаются по типу уравновешивающей силы (пружинные гравиметры, газовые и т. п.), способу перемещения массы (вращательное, поступательное и т. п.), материалу, из которого изготовлена упругая система (кварц, металл и т. д.) и по некоторым другим особенностям.

В гравиразведке применяют гравиметры с пружинными чувствительными системами. По характеру действующих упругих сил гравиметры с подобными системами подразделяют на приборы с поступательным движением грузика, прикрепленного к пружине (гравиметры первого рода), и приборы с вращательным движением рычага (маятника) (гравиметры второго рода). В гравиметрах второго рода использован принцип вертикального сейсмоприемника академика Б. Б. Голицына. Особенно широкое применение получили гравиметры второго рода, упругая система которых изготовлена из кварца (кварцевые гравиметры).

В настоящее время отечественная приборостроительная промышленность выпускает кварцевые гравиметры нескольких марок, мало различающиеся по конструкции. Точность их зависит в основном от технологии изготовления. Наземные узкодиапазонные гравиметры (ГНУК) позволяют измерять силу тяжести без перестройки диапазона измерений в пределах 80 мГал, а широкодиапазонные гравиметры (ГНШК) — в пределах 500 мГал.

Рассмотрим принцип устройства наземного кварцевого астазированного гравиметра (ГНУК-С). Принципиальная схема чувствительной системы гравиметра ГНУК-С изображена на рис. 9. На тонкой нити *1*, являющейся осью вращения, укреплен рычаг (маятник) *2*. Маятник удерживается в исходном положении силой натяжения главной (астазирующей) пружины *3*,

нижний конец которой через рычаг *4* прикреплен к маятнику, и силой закручивания нити подвеса маятника.

При изменении силы тяжести маятник прибора отклоняется от положения равновесия, растягивая главную пружину и закручивая нить подвеса до тех пор, пока момент силы тяжести не будет уравновешен моментом главной пружины и моментом закручивания нити подвеса. При измерении силы тяжести маятник возвращают в исходное положение, вводя в систему дополнительный момент, компенсирующий изменение силы тяжести в данном пункте относительно исходного пункта. Подобный способ измерений называется компенсационным способом. Компенсирующий момент создается в результате дополнительного закручивания нити подвеса маятника с помощью измерительных пружин *5*. Для фиксации исходного положения маятника на нем имеется индекс. Применен оптический способ регистрации, в котором за отклонением маятника наблюдают в микроскоп с большим увеличением. Закручивая нить подвеса, совмещают индекс маятника с нулем шкалы окуляра микроскопа и берут по микрометру измерительной пружины отсчет в делениях шкалы микрометра.

Кварцевый гравиметр — **астазированный,** т. е. его чувствительная система находится в положении неустойчивого равновесия. Небольшие изменения силы тяжести приводят к тому, что равновесие нарушается, в результате чего маятник прибора отклоняется на достаточно большой угол. Принцип астазирования в гравиметре пояснен рис. 10. При отклонении маятника под действием силы тяжести от исходного (нулевого) положения, плечо *OK* главной (астазирующей) пружины уменьшается. Следовательно, уменьшается момент главной пружины, удерживающей маятник. В результате маятник после выведения его из условия равновесия отклонится на больший угол, чем это вызвано действием силы тяжести. Таким образом, у астазированного гравиметра резко повышена чувствительность системы к незначительным изменениям силы тяжести.

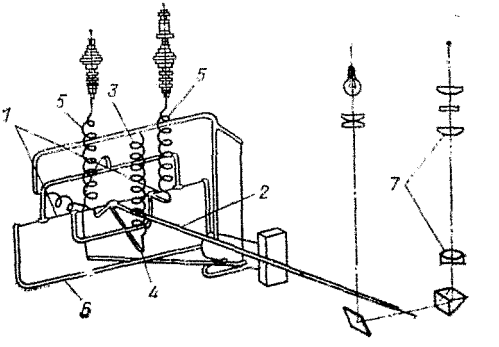


Рис. 9. Принципиальная схема чувствительной системы кварцевого гравиметра:

1 — нить подвеса маятника; *2* — маятник; *3* — главная пружина; *4* — отросток маятника; *5* — измерительные пружины; *6* — монтажная рамка; *7* — микроскоп

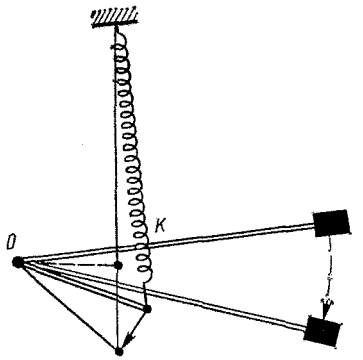


Рис. 10. Астазирующее действие главной пружины

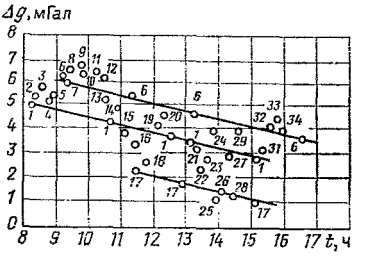


Рис. 11. График смещения нуль-пункта гравиметра

Приращения силы тяжести вначале измеряют в делениях шкалы микрометра прибора. Затем отсчеты переводят в приращения силы тяжести в миллигалах, используя переводной коэффициент, называемый **ценой деления гравиметра.**

Приращение силы тяжести в двух пунктах наблюдений вычисляют по формуле

$$\Delta g = c(n_2 - n_1), \tag{2.9}$$

где Δg — приращение силы тяжести между двумя пунктами, мГал; n_2 и n_1 — отсчеты на этих пунктах в делениях шкалы; c — цена деления гравиметра, мГал.

Если на одном и том же пункте наблюдений производить измерения силы тяжести продолжительное время (час и более), то отсчеты, взятые по микрометру гравиметра, будут разные. Разброс значений отсчетов может достигать нескольких десятков и даже сотен миллигал, т. е. значительно превосходить интересующие аномалии силы тяжести. Изменение во времени показаний гравиметра в одном и том же пункте наблюдений называется **смещением нуль-пункта гравиметра.** Оно вызвано неидеальной упругостью измерительной системы: под нагрузкой упругие свойства материала, из которого изготовлен чувствительный элемент гравиметра, изменяются во времени. График смещения нуль-пункта гравиметра изображен на рис. 11.

В процессе полевых работ смещение нуль-пункта гравиметра тщательно изучают для последующего введения поправок в результаты полевых наблюдений. Графики смещения нуль-пункта обычно строят по результатам повторных наблюдений в одних и тех же пунктах в различные моменты времени в течение рабочего дня.

2.2.2. Гравиметры для измерения силы тяжести на море

Измерения силы тяжести на прибрежных мелководных участках моря (до 2—3 м) выполняются обычными наземными гравиметрами со специальных штативов (треног). При изучении шельфа (глубины до 200—300 м) используют донные или набортные гравиметры. На глубоководных участках морей и океанов измерения осуществляют при помощи набортных гравиметров.

Донные кварцевые гравиметры. Все донные гравиметры разработаны на основе существующих наземных гравиметров. В них имеются приспособления для дистанционного управления (нивелирования, арретирования и дезарретирования, регистрации изменения силы тяжести).

Донный кварцевый гравиметр ГДК создан на базе кварцевого астазированного гравиметра ГНУК-С. В нем для автоматического нивелирования применяются свободные подвесы Кардана и подвесы с принудительной установкой гравиметра в горизонтальное положение. Арретирование и дезарретирование осуществляются электрическими двигателями. Для индикации малых перемещений применяются фотоэлементы, для компенсации и измерения силы тяжести — пружины с соответствующими микрометрическими устройствами, приводимыми в действие электродвигателями. Гравиметр помещен в водонепроницаемую камеру (скафандр), выдерживающую большое внешнее давление. Для установки на дне скафандр имеет треногу. Гравиметр управляется через кабель специальным пультом, находящимся на борту корабля.

Донный гравиметр ГДК позволяет измерять силу тяжести на глубинах от нескольких метров до нескольких сот метров; погрешность измерений составляет 0,15 мГал и зависит от продолжительности рейса и других условий. Гравиметр снабжен струнным измерителем глубины. Масса всего прибора без кабеля составляет около 100 кг.

Разработан донный гравиметр ГМТД с телевизионным устройством, через которое можно осуществлять операции, необходимые для измерений: устанавливать прибор по уровням, арретировать и дезарретировать прибор, брать отсчеты и т. п. Гравиметр смонтирован в скафандре и соединен электрическим кабелем с пультом управления, имеющим телевизионный экран. В горизонтальное положение гравиметр приводят по уровням при помощи вращения установочных винтов электродвигателями. Отсчет берется так же, как и на наземном гравиметре.

Погрешность измерения силы тяжести телевизионным донным гравиметром ГМТД-2 составляет 0,05—0,10 мГал. Он может питаться от судовой электросети напряжением 220 В и частотой 50 Гц или от аккумуляторной батареи.

Морские набортные гравиметры. Измерение силы тяжести в условиях непрерывного движения судна представляет чрезвычайно сложную техническую задачу, поскольку необходимо при этом устранить различные помехи, обусловленные вертикальными и горизонтальными ускорениями судна, которые во много тысяч раз превышают величину измеряемых аномалий и достигают 10^5 мГал и более.

Морские набортные гравиметры существенно отличаются от наземных. Главные отличительные особенности: широкий диапазон измерений; избирательная чувствительность к действию быстро и медленно изменяющихся сил (частотно-избирательная чувствительность); автоматическая ориентация оси чувствительности по вертикали в каждый момент времени.

Чувствительность к основной помехе, связанной с качанием судна (частоты примерно 0,1—0,25 Гц), должна быть в десятки тысяч раз меньше, чем к полезному сигналу — постоянной или медленно меняющейся (вследствие движения судна) силе тяжести.

В набортных гравиметрах суммарное поле силы тяжести и инерционных ускорений подвергается многократной частотной фильтрации: на стадии измерения и регистрации — введением в чувствительную систему гравиметра затухания (жидкостное, воздушное, электромагнитное) и применением электрических фильтров; на стадии обработки — применением цифровой фильтрации.

Наиболее применимы пружинные кварцевые сильно затушенные морские набортные гравиметры ГМН-К. Гравиметр ГМН-К состоит из термостатированного кварцевого астазированного пружинного гравиметра, маятникового гироскопического стабилизатора, регистратора и блока питания. Вся кварцевая система погружена в масло, благодаря которому осуществляется температурная компенсация, а также очень большое затухание гравиметра. В условиях спокойного моря погрешность измерения силы тяжести гравиметром ГМН-К составляет 0,5—1,5 мГал.

Другие морские набортные приборы для измерения силы тяжести. Наряду с пружинными гравиметрами ГМН-К применяют и набортные морские струнные гравиметры. Основные их недостатки: нелинейная зависимость между силой тяжести и частотой колебаний струны (см. выражение 2.6), что затрудняет применение частотной фильтрации; большая неустойчивость к вибрации, что требует применения громоздких виброгасителей. Эти трудности пока не позволили создать морской струнный гравиметр лучше, чем сильно затушенный пружинный гравиметр.

Специально для измерения силы тяжести на море были сконструированы маятниковые приборы. Практика показала, что при работе с ними, также как и со струнными гравиметрами, воз-

никают трудности в применении частотной фильтрации из-за нелинейности приборов (см. выражение 2.3). Кроме того, в условиях сильного волнения моря ножевые подвесы маятников оказываются неприемлемыми. Поэтому морские маятниковые приборы применяют только для создания опорной сети пунктов, расположенных в открытом море в условиях штилевой погоды.

2.2.3. Эталонирование гравиметров

Операция определения цены деления гравиметра называется эталонированием гравиметра. Цена деления гравиметра (цена деления шкалы счетчика измерительного устройства прибора) может быть найдена различными способами. Наибольшее применение получили определения по наблюдениям с гравиметром на двух (или более) пунктах, в которых известны значения силы тяжести, и способом наклона гравиметра.

Сущность определения цены деления первым способом заключается в следующем. Берут отсчеты n_1 и n_2 по счетчику измерительного устройства гравиметра в двух пунктах, для которых известно изменение (приращение) силы тяжести $\Delta g = g_2 - g_1$. Как следует из (2.9), цена деления шкалы гравиметра (мГал/дел.)

$$c = \Delta g/(n_2 - n_1). \qquad (2.10)$$

Цену деления способом наклона гравиметра определяют по результатам измерений на одном пункте при разных наклонах измерительной системы гравиметра. Если прибор находится в горизонтальном положении ($\alpha = 0$), то маятник отклоняет сила mg, и отсчет по счетчику будет n_0. При наклоне прибора на угол α (рис. 12) маятник отклоняет сила $mg\cos\alpha$ и отсчет будет $n\alpha$. Для малых углов наклона

$$\Delta g = g - g\cos\alpha = c(n_0 - n_\alpha) \approx g\alpha^2/2,$$

$$c = \frac{g\alpha^2}{2(n_0 - n_\alpha)}. \qquad (2.11)$$

При определениях цены деления гравиметра способом наклона используют специальную эталонировочную наклоняющую плиту («экзаменатор») или наклоняют прибор при помощи установочных подъемных винтов прибора.

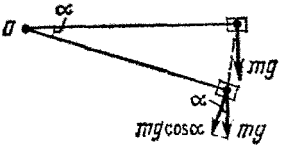


Рис. 12. Влияние наклона гравиметра на измеряемую величину

2.3. ИЗМЕРЕНИЕ ВТОРЫХ ПРОИЗВОДНЫХ ПОТЕНЦИАЛА СИЛЫ ТЯЖЕСТИ. ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВАРИОМЕТРЫ И ГРАДИЕНТОМЕТРЫ

Для измерения вторых производных потенциала силы тяжести применяют гравитационные вариометры и градиентометры. В основу гравитационного вариометра положен принцип крутильных весов Кулона. Два равных по весу грузика закреплены на жестком стержне — коромысле и подвешены при помощи упругой нити так, чтобы коромысло могло свободно поворачиваться в горизонтальной плоскости. Схемы крутильных весов с различным расположением грузиков изображены на рис. 13. Простейшие крутильные весы — весы первого рода — представляют собой (рис. 13, *а*) легкое горизонтальное коромысло с двумя равными грузиками на концах. Коромысло подвешено в середине на очень тонкой нити, вокруг которой оно может поворачиваться. Английский физик Г. Кавендиш в 1789 г. использовал подобную систему для определения гравитационной постоянной.

Гравитационные вариометры. Приборы, предназначенные для измерения вторых производных потенциала силы тяжести (градиентов и кривизн), называются гравитационными вариометрами. В гравитационных вариометрах грузики расположены на разных уровнях, т. е. эти приборы представляют крутильные весы второго рода (рис. 13, *б*, *в*). Теорию такого прибора разработал в конце XIX в. венгерский физик Р. Этвеш, он же создал его первую модель.

Поворот коромысла гравитационного вариометра происходит только в том случае, когда измерительная система нахо-

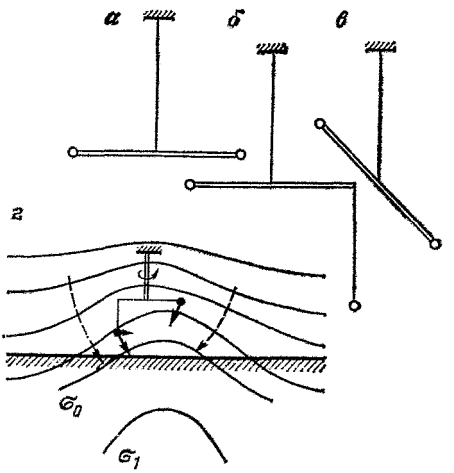


Рис. 13. Измерение вторых производных потенциала силы тяжести:

а, *б*, *в* — системы крутильных весов с различным расположением грузиков; *г* — чувствительная система гравитационного вариометра в неоднородном поле

дится в неоднородном гравитационном поле, т. е. если эквипотенциальные поверхности поля силы тяжести искривлены. Неоднородность гравитационного поля может быть вызвана (рис. 13, *г*) возмущающей массой, залегающей под поверхностью земли и имеющей плотность σ_1, отличающуюся от плотности вмещающих пород σ_0. Стрелками изображены действующие на грузики прибора гравитационные силы, которые перпендикулярны к эквипотенциальным поверхностям. Горизонтальные компоненты этих сил поворачивают коромысло в горизонтальной плоскости. При этом происходит закручивание нити подвеса, т. е. возникает момент упругих сил кручения нити, который уравновешивает момент действующих гравитационных сил. Измеряемой величиной является угол поворота коромысла, который используют для определения градиентов силы тяжести и кривизн. Современные гравитационные вариометры позволяют определять вторые производные потенциала силы тяжести с точностью $(1—2) \cdot 10^{-9}$ с$^{-2}$, т. е. 1—2 Е.

Уравнение, связывающее измеряемый угол поворота θ—θ_0 коромысла со вторыми производными силы тяжести, называется основным уравнением гравитационного вариометра:

$$\tau(\theta - \theta_0) = k_1 W_\Delta + k_2 W_{xy} + k_3 W_{xz} + k_4 W_{yz}. \qquad (2.12)$$

Коэффициенты τ, $k_1 \ldots k_4$ зависят только от конструкции прибора и указаны в его паспорте. В уравнении (2.12) содержится пять неизвестных: градиенты W_{xz} и W_{yz}, кривизны W_{xy} и $W_\Delta = W_{yy} - W_{xx}$ и начальный угол поворота коромысла θ_0. Для их определения в одном пункте необходимо провести наблюдения по крайней мере в пяти разных азимутах ориентировки коромысла. Для уменьшения времени наблюдений в приборе совмещены две крутильные системы, повернутые относительно друг друга на 180°. Если обозначить начальный угол первого коромысла θ_{01}, а второго θ_{02}, то в двух уравнениях (2.12) теперь содержится шесть неизвестных: θ_{01}, θ_{02}, W_Δ, W_{xy}, W_{xz} и W_{yz}. Для их определения достаточно провести наблюдения при расположении крутильной системы прибора по трем азимутам. Обычно крутильные системы ориентируют по азимутам 0, 120 и 240°.

Высокая чувствительность гравитационных вариометров к близким массам и большая длительность успокоения крутильных систем не позволяют непосредственно выполнять визуальные отсчеты. Поэтому предусмотрена автоматическая фотографическая запись показаний прибора.

Время полного успокоения коромысла в гравитационных вариометрах различных конструкций составляет 20—40 мин. Таким образом, полный цикл измерений прибором в одном пункте занимает 1,5—2 ч. Точность измерений составляет 1—2 Е.

Градиентометры. Приборы, предназначенные для измерения только градиентов силы тяжести W_{xz} и W_{yz}, называются градиентометрами. Форма их коромысел существенно отличается от формы коромысел вариометров. Разработанный в СССР градиентометр ГРБМ имеет четыре Z-образных коромысла, в которых по сравнению с коромыслом вариометра сильно уменьшено горизонтальное расстояние между грузиками, уменьшены их масса и величина постоянной кручения нити. Всё это в совокупности уменьшило чувствительность крутильней системы. Однако применение большого оптического увеличения компенсирует потерю чувствительности. Уменьшение длин плеч коромысла практически исключает влияние производных W_{Δ} и W_{xy} на показания прибора, в результате существенно сокращается период собственных колебаний коромысла. Это позволяет сократить время измерения в азимутах до нескольких минут (около 4 мин) и их число (два азимута). Полный цикл измерений градиентометром на одном пункте занимает около 10 мин, точность измерений 5—7 Е.

Гравитационные вариометры и градиентометры раньше широко применяли при решении многих геологоразведочных задач, в том числе при поисках и исследовании соляных куполов, рифогенных структур, трассировании разломов и т. п. Однако с появлением статических гравиметров их применяют все реже и реже. Это связано прежде всего с тем, что гравитационные вариометры и градиентометры слишком громоздки, а наблюдения с ними требуют высокой квалификации специалистов. В то же время вторые производные потенциала силы тяжести, которые находят широкое применение при интерпретации данных гравиразведки, можно определить в результате различных преобразований (трансформаций) наблюденного поля силы тяжести (см. 3.2).

Создание гравитационных вариометров и градиентометров более совершенных конструкций, обеспечивающих повышение точности и производительности измерений, расширило бы их применение в гравиразведке.

2.4. ГРАВИМЕТРИЧЕСКИЕ СЪЕМКИ

2.4.1. Геологоразведочные задачи, решаемые гравиразведкой

В гравиразведке изучают аномалии силы тяжести, обусловленные находящимися внутри Земли неоднородностями с избыточной плотностью относительно вмещающих их пород. Необходимое условие для решения с помощью гравиразведки поставленных геологоразведочных задач состоит в том, что геологические породы не должны залегать горизонтально; если

границы раздела между интересующими геологическими образованиями и вмещающими их породами горизонтальны, то их гравиразведкой изучать невозможно. Эффективность гравиразведки тем выше, чем больше размеры и избыточная плотность изучаемых геологических структур, больше углы их наклона и спокойнее рельеф поверхности земли.

Гравиразведку применяют преимущественно как рекогносцировочный метод геофизической разведки нефтяных и газовых месторождений с целью тектонического и литолого-петрографического районирования крупных геологических регионов, например для установления границ районов с различным геологическим строением, выявления областей накопления мощных толщ осадочных отложений, глубинных разломов в земной коре и т. п.

При благоприятных условиях гравиразведку можно также использовать для выявления в осадочной толще локальных структур, перспективных в отношении нефтегазоносности, а в комплексе с другими геофизическими методами и с целью прямых поисков нефтегазовых залежей.

Обычно гравиразведка предшествует другим более детальным методам полевой геофизики (прежде всего сейсморазведке и отчасти электроразведке) и поисковому и разведочному бурению и позволяет быстро и с меньшими экономическими затратами выявлять в пределах крупных территорий участки, перспективные для постановки детальных геофизических исследований и поискового бурения. Наиболее полное решение геологоразведочных задач гравиразведка обеспечивает в том случае, когда она применяется в комплексе с другими геофизическими разведками. Например, при региональных исследованиях целесообразно дополнять гравиразведку аэромагнитной съемкой и сейсморазведкой на региональных профилях, а также электроразведкой магнитотеллурическим методом. При поисках антиклинальных складок в осадочной толще хорошие результаты дает совместное применение гравиразведки и сейсморазведки методом отраженных волн.

Гравиразведка широко применяется при поисках залежей руд, где особенно эффективна в комплексе с магниторазведкой и электроразведкой.

2.4.2. Виды гравиметрических съемок. Системы гравиметрических наблюдений

В зависимости от характера поставленных геологоразведочных задач разведочные гравиметрические съемки подразделяют на региональные, поисковые и детальные.

Региональные съемки выполняют для изучения общего характера гравитационного поля на обширной территории. По

материалам региональной съемки устанавливают общие закономерности гравитационного поля в пределах крупных геологических регионов, выполняют тектоническое районирование, в частности, трассируют границы платформ и геосинклинальных областей, выявляют глубинные разломы земной коры и т. п.

Поисковые съемки проводят на отдельных перспективных площадях, установленных в результате региональных работ, с целью поисков локальных структур (например, антиклинальных складок), которые могут оказаться вместилищами полезного ископаемого (нефти, газа и т. п.).

Детальные съемки выполняют с целью изучения отдельных локальных структур. При благоприятных условиях их данные могут использоваться для расчета глубины залегания и геометрии локальных структур (обратная задача гравиразведки), а также для прогноза возможной нефтегазоносности того или иного комплекса отложений (прямые поиски).

Выполнение гравиметрических съемок на территории нашей страны регламентировано технической инструкцией по гравиметрической разведке. В инструкцию включены материалы по проектированию, организации и методике проведения гравиразведочных работ, а также по интерпретации результатов гравиметрических съемок, определены соотношения между масштабом съемки, густотой сети и точностью гравиметрических наблюдений (табл. 3).

По своему характеру разведочные гравиметрические съемки подразделяются на площадные и профильные. **Площадной съемкой** называется съемка, в которой пункты наблюдения более или менее равномерно распределены на изучаемой территории. Площадная съемка дает более полную и достоверную

Таблица 3

Масштаб отчетной карты	Сечение изоаномал, мГал	Точность определения аномалий, мГал	Точность определения наблюденных значений силы тяжести, мГал	Густота сети	
				Один пункт на число квадратных километров при площадной съемке	Расстояния между пунктами при профильной съемке, м
1:1 000 000	5	±2	±0,5	10—25	2500—5000
1:500 000					
1:200 000	2	±1	±0,4	4—10	1000—2000
1:100 000	1	±0,5	±0,25	1—4	500—1000
1:50 000	0,50	±0,25	±0,12	0,1—1	100—500
1:25 000	0,25	±0,12	±0,06	0,02—0,1	50—250
1:10 000	0,20	±0,10	±0,06	0,01—0,05	20—100
1:5000	0,10	±0,05	±0,03	0,004—0,02	10—50

картину гравитационного поля и является основной в гравиразведке. По ее данным строят карту аномалий силы тяжести на всю исследованную площадь.

Профильная съемка выполняется по отдельным изолированным друг от друга профилям (маршрутам). Этот вид исследований позволяет получать только общее представление об изменении гравитационного поля вдоль разведочного профиля (маршрута). Основными результатами профильной съемки являются графики аномалий силы тяжести.

Все гравиметрические съемки, выполняемые на территории нашей страны, опираются на общегосударственную сеть основных гравиметрических пунктов. Значения силы тяжести на этих пунктах непосредственно привязаны к основным маятниковым пунктам на территории нашей страны. При необходимости проводится сгущение сети основных гравиметрических пунктов и создаются опорные пункты второго класса. Примерная густота опорных пунктов второго класса составляет один пункт на 3000—10 000 км^2 (расстояние между пунктами 50—100 км). Точность определения силы тяжести на опорных пунктах второго класса должна быть не ниже 0,2 мГал.

Непосредственно на площади гравиразведочных работ наблюдения выполняют на опорных и рядовых пунктах. **Полевую сеть опорных пунктов** создают в начале полевых работ; она предназначена для получения системы пунктов с твердыми полными значениями силы тяжести, с которых осуществляют перенос значений силы тяжести на рядовые пункты наблюдений. Полевую опорную сеть привязывают к опорным пунктам более высокого класса (первого или второго), находящимся на исследуемой площади или вблизи ее. Точность определения силы тяжести на опорных пунктах должна быть в 1,5—2 раза (не менее) выше точности ее определения на пунктах рядовой сети. Повышенная точность измерений достигается применением более высокоточного гравиметра или (чаще всего) путем многократных наблюдений на одном и том же пункте одним или несколькими гравиметрами, а также сокращением времени переезда с одного пункта на другой. Опорные пункты располагают по возможности в условиях наиболее спокойного рельефа и при переездах с одного пункта на другой используют самолет или вертолет. Расстояния между опорными пунктами (густота опорной сети) устанавливают, исходя из требований линейной интерполяции смещения нуль-пункта гравиметра за время наблюдений между двумя опорными пунктами, замыкающими наблюдения на рядовых рейсах. Наблюдения на пунктах опорной сети ведут по замкнутым полигонам, т. е. каждый новый рейс начинают и заканчивают в одном и том же опорном пункте. Форма полигонов выбирается с учетом условий местности, но по возможности наиболее простой. Например, опорные пункты раз-

мещают в вершинах равностороннего треугольника, квадрата и т. п.

После создания опорной сети производят наблюдения на **рядовых пунктах.** Совокупность наблюдений на нескольких рядовых пунктах составляет рядовой рейс. Наблюдения в рядовом рейсе всегда должны начинаться и заканчиваться на опорных пунктах (одном и том же или разных). Методика наблюдений в рядовом рейсе может быть однократной и с повторением. При **однократной методике** наблюдения выполняют в каждом пункте только один раз при прямом рейсе. Прямой рейс должен включать не менее трех наблюдений на опорных пунктах (в начале, в середине и в конце). Такая методика наблюдений позволяет учитывать смещение нуль-пункта гравиметра путем сопоставления разности значений силы тяжести между опорными пунктами, измеренными в рейсе, с разностью опорных (твердых) значений силы тяжести между теми же пунктами. При **методике наблюдений с повторением** измерения выполняют во время прямого рейса и обратного хода. Число повторяемых пунктов в обратном ходе зависит от условий съемки и может составлять от 30 до 100 %. Смещения нуль-пункта гравиметра при этой методике определяют по повторным наблюдениям в одном и том же рядовом пункте. Методика наблюдений с повторением более громоздкая, менее производительная и применяется значительно реже.

При выполнении полевых работ с высокой точностью необходимо установить географические координаты каждого пункта наблюдения, а также превышения его относительно уровня моря. Эти определения составляют содержание **топографо-геодезических работ.** Точность топографо-геодезических работ должна быть согласована с точностью измерения аномалий силы тяжести. Так, погрешность в координатах пункта наблюдений по широте в 100 м и по высоте в 1 м повлечет погрешности в вычислении нормального значения силы тяжести порядка 0,08 мГал и поправки Буге — 0,3 мГал. Поэтому при высокоточных гравиметрических съемках погрешности определения координат и высот пунктов наблюдений могут составлять соответственно единицы метров и единицы сантиметров. Естественно, что стоимость таких высокоточных топографо-геодезических работ может в 2—4 раза превосходить стоимость собственно гравиметрических наблюдений. Меньшие требования к точности топографо-геодезических работ предъявляются при выполнении региональных гравиметрических съемок, при которых часто ограничиваются барометрическим нивелированием. Для выполнения барометрического нивелирования применяют специальные высокопроизводительные автоматические приборы — высотометры. При морских гравиметрических съемках определение координат пунктов наблюдений очень сложно и

Таблица 4

Масштаб отчетных карт и и графиков	Сечение изоаномал, мГл	Погрешность определения градиентов, Е	Густота сети наблюдений, м	Допустимая невязка интегрирования на 100 м, мГл
1:25 000	0,25—0,20	5—9	50—100	0,04
1:10 000	0,20—0,10	4—7	12—50	0,03
1:5000	0,10—0,05	3—6	5—12	0,03
1:2000	0,10—0,05	2—5	2—5	0,02
1:1000	0,05	2—4	1—2	0,02

производится при помощи специальных радиогеодезических и радионавигационных систем с использованием искусственных спутников Земли.

Вариометрические и градиентометрические съемки проводят с целью детального геологического картирования рудных тел, карстовых полостей, зон трещиноватостей и т. п. Их также используют для детального изучения аномалий, обнаруженных в результате гравиметровой съемки.

Пункты наблюдений при вариометрической и градиентометрической съемках располагают в условиях наиболее спокойного рельефа: вокруг пунктов наблюдений не должно быть уклонов больше 20°, а в радиусе 50 м — глубоких оврагов и возвышенностей.

Соотношения между масштабами отчетных карт или графиков (при профильных наблюдениях), сечениями изоаномал, погрешностями определения градиентов и густотой сети наблюдений даны в табл. 4.

2.4.3. Обработка наблюдений и изображение результатов

По результатам полевых наблюдений с гравиметрами вычисляют приращения силы тяжести согласно формуле (2.9), которые затем перевычисляют в полные наблюденные значения силы тяжести. Для этого необходимо, чтобы полное значение силы тяжести было известно хотя бы в одном из пунктов съемки. Как было сказано выше, полные значения силы тяжести на площади съемки передаются через опорные пункты наблюдений.

В каждом пункте вычисляют аномалию силы тяжести в редукции Буге согласно формуле (1.47). Нормальное значение силы тяжести учитывается по модифицированной формуле Гельмерта (1.36). Поправку Буге вычисляют согласно формуле (1.46). По результатам съемки обязательно строят карты аномалий Буге с плотностью промежуточного слоя 2,30 и 2,67 г/см^3. Для геологической интерпретации строят также карты и гра-

фики аномалий Буге с истинной (реальной) постоянной или переменной плотностью промежуточного слоя.

При обработке материалов съемок в районах с сильно пересеченным рельефом, например, в горных и предгорных районах, вводят поправки за влияние окружающего рельефа, для расчета которых используют топографические карты или аэрофотоснимки в масштабах, удовлетворяющих требуемой точности, а при их отсутствии — по данным инструментальных измерений (нивелировки вокруг пунктов наблюдений).

При высокоточных гравиметрических съемках учитывают влияние лунно-солнечного притяжения.

Масштаб отчетной карты аномалий Буге и сечение изоаномал выбирают согласно технической инструкции гравиметрической разведки (см. табл. 3). Если выполнялась профильная съемка, то ограничиваются построением только графиков аномалий силы тяжести по профилям.

Основным критерием оценки аномалий силы тяжести служит средняя квадратичная погрешность, вычисляемая по формуле

$$\varepsilon_a = \pm \sqrt{\varepsilon_g^2 + \varepsilon_{оп}^2 + \varepsilon_Б^2 + \varepsilon_{\gamma_0}^2 + \varepsilon_р^2}, \qquad (2.13)$$

где ε_g, $\varepsilon_{оп}$, $\varepsilon_Б$, ε_{γ_0}, $\varepsilon_р$ — средние квадратичные погрешности определения наблюденного значения силы тяжести, опорной сети, поправки Буге, нормального значения силы тяжести и влияния рельефа местности соответственно.

Связь между требуемой точностью определения аномалий силы тяжести, масштабом отчетной карты и сечением на ней изоаномал показана в табл. 3.

Обработка результатов вариометрических наблюдений состоит в вычислении согласно формуле (2.12) наблюденных значений вторых производных потенциала силы тяжести. При необходимости их по формуле (1.28) можно пересчитать в приращения силы тяжести.

2.4.4. Особенности гравиметрических наблюдений на море

Методика морских гравиметрических съемок принципиально не отличается от наземных гравиметрических работ. Изучение прибрежных мелководных участков моря (до 2—3 м) выполняют обычными гравиметрами со специальных штативов (треног), устанавливаемых на дне моря в каждом пункте наблюдения. Шельф (глубины до 200—300 м) изучают с помощью донных гравиметров, опускаемых на дно с борта судна, которое во время измерений стоит на якоре или дрейфует. Их также можно устанавливать с помощью зависшего в воздухе вертолета. При этом существенно возрастает производительность

съемки без увеличения ее стоимости и без понижения точности. Однако применение такого способа сдерживается трудностями определения координат и высот. При региональных и нефтегазопоисковых работах в открытом море широкое применение получают комплексные геофизические исследования, проводимые с борта движущегося судна и включающие гравиметрическую и магнитную съемки, сейсморазведку методом отраженных волн и др.

При наблюдениях силы тяжести в условиях непрерывного движения необходимо вводить специальную поправку за эффект Этвеша. Еще при первых измерениях силы тяжести с борта движущегося судна было замечено, что в одном и том же пункте наблюдений значения силы тяжести, измеренные при движении судна с запада на восток, всегда оказывались меньшими, чем при движении судна с востока на запад. Это явление теоретически объяснил венгерский геофизик Р. Этвеш. Он показал, что если судно идет с запада на восток, то его скорость складывается со скоростью вращения Земли и это приводит к увеличению действующей на прибор центробежной силы и, как следствие, к уменьшению измеряемого значения силы тяжести. При движении судна с востока на запад наблюдается обратное явление.

Найдем величину поправки Этвеша. Пусть судно равномерно движется по азимуту ψ с некоторой скоростью v. Движение судна можно разложить по двум взаимно перпендикулярным направлениям меридиану и параллели. Составляющая φ скорости по широте $v_\varphi = v \sin \psi$. Согласно формуле (1.15), изменение центробежной силы вследствие движения судна составляет

$$\Delta F_{\text{ц}} = \frac{(v \pm v_\varphi)^2}{r} - \frac{v^2}{r} = \frac{v^2_\varphi}{r} \pm \frac{2vv_\varphi \sin \psi}{r},$$

где v — линейная скорость вращения Земли; r — расстояние судна до оси вращения Земли. Для малых скоростей движения судна (до 30 км/ч) членом v_φ^2/r можно пренебречь, тогда

$$\Delta F_{\text{ц}} = \pm \frac{2vv_\varphi \sin \psi}{r}.$$

Заменяя в последнем выражении линейную скорость на угловую и учитывая, что угол между радиусами R и r составляет φ (см. рис. 5), получим

$$\delta g_{\text{E}} = \pm 2\omega v_\varphi \cos \varphi \sin \psi = \pm 4{,}049 v_\varphi \cos \varphi \sin \psi. \qquad (2.14)$$

Здесь $\omega = 2\pi/86164$ рад/с; v_φ — составляющая скорости, км/ч; δg_{E} — поправка Этвеша, мГал.

Как следует из (2.14), поправка Этвеша принимает максимальное значение при движении судна вдоль параллели ($\varphi = 0$),

причем с увеличением широты φ поправка уменьшается. При движении судна вдоль меридиана поправка Этвеша равна нулю. При гравиметрических съемках с борта движущегося судна поправка Этвеша по абсолютной величине может достигать нескольких десятков миллигал. Поэтому необходимо точно определять скорость и азимут движения судна.

Кроме поправки Этвеша вводят поправки за нормальное поле, за высоту и Буге, учитывающую разность плотности воды и земной коры. Заметим, что вопрос о применимости поправки Буге в морской гравиразведке остается дискуссионным в связи с неясностью, какими породами следует заместить слой воды.

Для определения глубин моря применяют эхолоты. Их точность составляет около 0,1 % измеряемой величины. Для небольших глубин такая относительная точность вполне достаточна, но для глубин более 5 км желательна более высокая точность.

Достигнутая в настоящее время погрешность морских гравиразведочных работ с набортными гравиметрами составляет примерно 0,5 мГал. Для дальнейшего повышения точности, кроме совершенствования конструкций гравиметров, необходимо повысить точности определения координат, курса и скорости движения судна, глубин моря.

2.4.5. Аэрогравиразведка

Аэрогравиразведка имеет ряд преимуществ по сравнению с наземной: большую производительность наблюдений; возможность выполнять работы в труднодоступных районах; ослабление влияния мелкозалегающих аномальных масс и благодаря этому возможность изучения пространственных изменений гравитационного поля. Последнее преимущество особенно важно, так как позволяет разделить глубинные и поверхностные источники, т. е. существенно увеличить геологическую эффективность гравиразведки.

В настоящее время в СССР разработан сложный аэрогравиметрический комплекс аппаратуры [1]. Основная его часть — струнный гравиметр с жидкостным затуханием груза (ГАСД). Применение сильного жидкостного затухания позволило ослабить влияние вибрации самолета, а также сделать систему малочувствительной ко всяким механическим воздействиям. В состав аэрогравиметрического комплекса аппаратуры входят также около 20 других приборов, в том числе: измерители вертикальной скорости, работающие по принципу барометра; измерители горизонтальных ускорений; радиогеодезическая и аэронавигационная аппаратура для плановой привязки маршрутов и учета эффекта Этвеша; цифровой регистратор, с помощью

которого осуществляется регистрация наблюдений (в некоторых случаях также и обработка наблюдений), и др.

Аэрогравиметрический комплекс аппаратуры устанавливают в салоне легкого самолета. С его применением проведены съемки в труднодоступных районах с погрешностью примерно 6 мГал. Экспериментальные работы на вертолетах показали возможность измерения силы тяжести аэрогравиметрическим комплексом с погрешностью около 1 мГал. Дальнейшее повышение точности измерений лимитируется трудностями исключения действия вибрации и длиннопериодных горизонтальных ускорений.

Измерения с самолетов градиентов силы тяжести сильно затруднены. Существующие конструкции гравитационных вариометров и градиентометров удовлетворяют требованиям аэрогравиметрических съемок пока только по чувствительности. По другим их характеристикам — продолжительности времени одного измерения, жесткости конструкции и т. д.— эти приборы непригодны для аэрогравиметрических измерений. Во многих странах ведутся работы по созданию гравитационных градиентометров, пригодных для аэрогравиразведки.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 2

1. Какие динамические способы измерения силы тяжести Вы знаете? Какие из них используются в гравиразведке?
2. Поясните принцип измерения силы тяжести маятниковым прибором.
3. Поясните принцип измерения силы тяжести баллистическим гравиметром.
4. Какова принципиальная схема устройства статических кварцевых гравиметров?
5. Составьте уравнение равновесия упругой системы кварцевого гравиметра.
6. Поясните сущность компенсационного способа измерения силы тяжести статическим гравиметром.
7. Как осуществляется астазирование упругой системы в кварцевом гравиметре? С какой целью?
8. Как производится эталонирование гравиметров?
9. Почему происходит смещение нуль-пункта гравиметра?
10. Объясните, почему коромысло вариометра чувствительно ко вторым производным потенциала силы тяжести?
11. В скольких азимутах необходимо провести наблюдение с гравитационным вариометром для определения вторых производных?
12. В чем заключаются особенности конструкции градиентометров?
13. Какими параметрами определяется сечение отчетной карты аномалий Буге?
14. Каким образом определяется инструментальная точность измерения силы тяжести?
15. Как определяется точность аномальных значений силы тяжести?
16. Каково назначение опорной гравиметрической сети?
17. В каких случаях при вычислении аномалий силы тяжести вводится поправка за рельеф?

Глава 3
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ

Интерпретация данных гравиразведки состоит в получении сведений об источниках выявленных аномалий силы тяжести, форме и глубине залегания границ раздела пород с различной плотностью и в установлении связи этих границ с геологическими границами. Во многих случаях имеется хорошее соответствие между геофизическими и геологическими границами, что и определяет геологоразведочное значение гравиразведки.

Исходными материалами для интерпретации данных гравиразведки являются аномалии силы тяжести в редукции Буге (см. 1.5.2).

Интерпретация данных гравиразведки подразделяется на качественную и количественную.

Качественная интерпретация заключается в анализе особенностей наблюденного аномального поля, в результате которого получают сведения об источниках аномалий. Она основана на применении метода аналогий и сопоставлении данных гравиразведки с другими геофизическими методами и бурением. По результатам качественной интерпретации составляют схему распределения аномалий силы тяжести, которую затем используют для тектонического районирования изучаемого района.

Количественная интерпретация данных гравиразведки заключается в решении прямой и обратной задач. Прямая задача состоит в вычислении гравитационных эффектов, которые создают возмущающие (аномалиеобразующие) тела. Для ее решения должны быть заданы форма, размеры, глубина залегания, а также избыточная плотность возмущающего тела. При решении обратной задачи по аномалиям силы тяжести определяют элементы залегания возмущающих тел. Обе задачи взаимно связаны, но характеры их решения существенно различны. Прямая задача всегда имеет единственное решение. Обратная задача, поскольку форма, глубина и избыточная плотность аномального тела взаимозависимы, не решается однозначно, если не принять (часто из априорных соображений) ряд жестких условий.

Для выявления гравитационного влияния отдельных геологических структур наблюденное аномальное поле необходимо разделить на отдельные составляющие (трансформацией гравитационных аномалий).

3.1. КАЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ

Распределение аномалий силы тяжести на поверхности Земли подчинено определенным закономерностям. В районах, сильно приподнятых над уровнем моря (молодые складчатые

сооружения), аномалии имеют наибольшие отрицательные значения (до —400 мГал). В равнинных районах, где отметки рельефа не очень сильно отклоняются от уровня моря, аномалии изменяются от +100 до —100 мГал (в среднем колеблются около нуля). На акваториях морей и океанов аномалии, как правило, положительные, в районах глубоководных океанических впадин они имеют наибольшие значения, достигающие +400 мГал.

Объяснение подобному распределению аномалий силы тяжести стало возможным на основе сведений о внутреннем строении Земли, полученных по данным сейсмологии. По современным представлениям, верхняя оболочка Земли — земная кора — имеет мощность 10—100 км. Кора состоит из трех слоев — осадочного, «гранитного» и «базальтового», мощности которых в пределах горных сооружений, равнинных участков и океанов сильно различны. Геофизические характеристики, а также мощности слоев земной коры и верхней мантии приведены в табл. 5.

График распределения аномалий силы тяжести в редукции Буге в зависимости от мощности земной коры приведен на рис. 14. Наибольшие положительные аномалии соответствуют участкам, на которых породы верхней мантии залегают наиболее близко к поверхности. На участках, где верхняя мантия погружена на большую глубину, аномалии имеют наибольшие отрицательные значения. В платформенных областях мощность земной коры не превышает 30—40 км и значения аномалий колеблются в пределах ±100 мГал. Таким образом, уже по результатам общего анализа гравитационного поля (по знаку и амплитудам аномалий) можно выделить платформенные и геосинклинальные области.

Гравитационные аномалии, вызванные различными плотностными неоднородностями геологического разреза, по размерам и другим особенностям подразделяют на региональные максимумы и минимумы, локальные максимумы и минимумы, гравитационные ступени и др.

Таблица 5

Слой	Мощность, км	Плотность пород, г/см³	Скорость распространения продольных волн, км/с
Осадочный	20	1,5—3	1,5—6
Гранитный	15—20	2,6—2,7	5—6
Базальтовый	15—50	2,8—3	6,5—7
Верхняя мантия	850—900	3,1—3,5	8,1

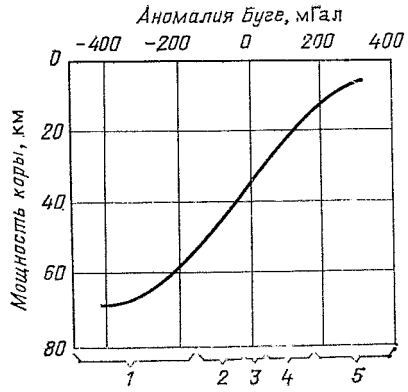


Рис. 14. График распределения аномалий силы тяжести Буге в зависимости от мощности земной коры *H*:

1 — складчатые области; *2* — платформы; *3* — щиты; *4* — области шельфа; *5* — океанические впадины

К региональным максимумам и минимумам относят гравитационные аномалии, размеры которых превышают 1000 км^2; известны аномалии площадью до нескольких десятков тысяч квадратных километров и более. **Локальные максимумы и минимумы** имеют значительно меньшие размеры — от долей квадратного километра до нескольких сотен квадратных километров. Региональные аномалии связаны, как правило, с крупными поднятиями и прогибами земной коры, а также с петрографически неоднородными блоками пород кристаллического фундамента. Локальные аномалии располагаются в пределах региональных аномальных зон и нередко связаны с локальными структурами в осадочном чехле или с зонами тектонических нарушений. **Гравитационные ступени** представляют собой узкие линейно вытянутые зоны относительно больших градиентов гравитационного поля. Они наблюдаются, как правило, на участках наиболее резкого погружения пород с наибольшей избыточной плотностью или контактов пород с различной плотностью. Нередко гравитационные ступени оконтуривают крупные депрессии в осадочном чехле.

В процессе качественной интерпретации данных гравиразведки определяют общий характер аномального поля и его индивидуальные для данного района особенности: знак и степень дифференцированности поля, наличие региональных и локальных аномалий, их размеры, форму, простирание, интенсивность и т. п.

Платформенные области характеризуются сравнительно слабо дифференцированным полем, интенсивность которого изменяется в пределах нескольких десятков миллигал и в среднем колеблется около нуля. Если в гравитационном поле и наблюдаются региональные максимумы и минимумы, то контуры их расплывчаты и не имеют четкой ориентировки. Локальные аномалии встречаются крайне редко. Лишь в пределах наибо-

лее крупных краевых впадин, заполненных мощными толщами гидрохимических осадков, гравитационное поле становится более сложным: в нем наблюдаются многочисленные региональные и локальные максимумы и минимумы (последние связаны с соляными куполами и межкупольными мульдами). Региональные максимумы и минимумы разделены зонами повышенных градиентов (ступенями), составляющими одну из отличительных особенностей гравитационного поля солянокупольных областей.

Существенно иной характер имеет гравитационное поле геосинклинальных областей. Поле геосинклинальных областей характеризуется прежде всего большими отрицательными аномалиями, сильной дифференцированностью, многочисленными аномальными зонами, линейно вытянутыми вдоль оси геосинклинали. Региональные минимумы оконтуривают межгорные и предгорные впадины, выполненные мощными толщами осадочных пород, интенсивно смятыми в складки. Последние фиксируются в гравитационном поле в виде цепочек локальных максимумов и минимумов, ориентированных вдоль оси впадин. Границы платформенных и геосинклинальных областей прослеживаются как узкие гравитационные ступени протяженностью в несколько десятков и сотен километров и шириной в несколько километров.

При благоприятных условиях в гравитационном поле в виде локальных аномалий могут найти отражение отдельные локальные структуры.

В особо благоприятных условиях при наличии карт аномалий силы тяжести высокоточных гравиметрических съемок может быть поставлена задача обнаружения гравитационных эффектов, обусловленных нефтегазовыми залежами (прямые поиски). Нефтегазонасыщенные породы обладают отрицательной избыточной плотностью по сравнению с теми же породами, заполненными водой, и поэтому над крупными нефтегазовыми залежами могут наблюдаться локальные минимумы аномалий силы тяжести. При решении задачи прямых поисков наиболее эффективно комплексирование геофизических и геохимических методов.

3.2. ТРАНСФОРМАЦИИ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ

Наблюденное гравитационное поле представляет сумму аномалий, созданных различными возмущающими массами:

$$\Delta g_a = \Delta_1 g_a + \Delta_2 g_a + \ldots + \Delta_k g_a + \ldots + \\ + \Delta_n g_a = \sum_{k=1}^{n} \Delta_k g_a, \qquad (3.1)$$

где $\Delta_k g_a$ — аномалия, обусловленная одной из возмущающих масс.

Для обнаружения в суммарном гравитационном поле (3.1) аномалии от интересующей геологической структуры нужно, чтобы ее интенсивность преобладала над интенсивностью аномалий от всех других возмущающих масс. Другими словами, нужно «усилить» аномалию от этой структуры и «ослабить» аномалии от всех других возмущающих масс. Математическая сущность подобной операции заключается в следующем: нужно подобрать некоторый оператор преобразования $H(\Delta g_a)$, при воздействии которого на наблюденное поле аномалий силы тяжести все составляющие, кроме выделяемой в выражении (3.1), ослабляются. Очевидно, решение подобной задачи возможно только в том случае, если аномалии в (3.1) различаются по своим свойствам, что может быть вызвано, как это будет показано при рассмотрении прямой задачи, различными глубинами залегания и формами возмущающих масс и некоторыми другими особенностями. В то же время разные аномалиеобразующие тела могут создавать одинаковые или близкие по своим свойствам аномалии. Естественно, что если происходит наложение аномалий, имеющих одинаковые свойства, то нельзя подобрать оператор, который бы позволил выделить из наблюденного поля аномалию от интересующей структуры.

Операции по разделению гравитационных аномалий можно условно подразделить на три основных класса [7]: аналитическое продолжение наблюденного поля аномалий силы тяжести на новые уровни — на плоскость, расположенную выше плоскости наблюдений (аналитическое продолжение в верхнее полупространство), или на плоскость, расположенную ниже плоскости наблюдений (аналитическое продолжение в нижнее полупространство); усреднение аномального поля; вычисление высших производных потенциала силы тяжести (вертикальных и горизонтальных).

3.2.1. Аналитическое продолжение аномалий

Трансформация методом аналитического продолжения поля аномалий силы тяжести на новый уровень (плоскость) основана на таких свойствах гравитационного поля: 1) аномалии от мелких и неглубокозалегающих масс при пересчете поля на более высокий уровень сглаживаются (ослабляются) быстрее, чем аномалии от крупных и относительно глубокозалегающих масс; 2) по мере приближения плоскости наблюдения к объекту (пересчет вниз) аномалия начинает лучше соответствовать форме объекта, в то время как удаленные объекты дают нечеткие аномалии.

Задача перевычисления аномалий силы тяжести на новый уровень z_0 сводится к вычислению **интеграла Пуассона:**

$$V_z(z_0) = \frac{z_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{V_z(\rho, \alpha, 0)}{(\rho^2 + z_0^2)^{3/2}} \rho d\rho d\alpha, \tag{3.2}$$

смысл которого заключается в следующем. Пусть аномалия силы притяжения в произвольной точке $P(\rho, \alpha, 0)$, находящейся на плоскости наблюдений Q (рис. 15), определена некоторой функцией $V_z(\rho, \alpha, 0)$, где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. Интеграл Пуассона позволяет найти значение аномалии в точке $O'(0, 0, z_0)$, расположенной выше начала координат на z_0.

Если вычисляют значение аномалии в точке $O''(0, 0, -z_0)$, находящейся под плоскостью наблюдения на расстоянии $-z_0$ от начала координат, то искомой является подынтегральная функция выражения (3.2). Задача аналитического продолжения поля аномалий силы тяжести на новые уровни решается с помощью ЭВМ.

3.2.2. Усреднение аномального поля

В двухмерном случае, когда аномалия силы тяжести задана графиком $V_z(x)$ (рис. 16, *а*), среднее значение аномального поля в произвольной точке P на профиле вычисляются по формуле

$$\overline{V}_z = \frac{1}{2l} \int_{-l}^{l} V_z(\xi - x)\, dx, \tag{3.3}$$

где $2l$ — интервал усреднения; ξ — координата точки, к которой отнесено среднее значение аномалии.

Если используют значения аномалий в дискретных точках, расположенных на равных расстояниях Δx друг от друга, то формула (3.3) принимает вид

$$\overline{V}_z = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N} V_z(\xi - k\Delta x), \tag{3.3'}$$

где N — число отсчетов, взятых на интервале усреднения $2l$.

При усреднении поля по площади круга радиусом R среднее значение аномалии, относящееся к центру круга, вычисляют по формуле

$$\overline{V}_z = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V_z(R, \alpha)\, d\alpha, \tag{3.4}$$

где R — радиус усреднения.

Часто значения аномалий берут только в точках, равномерно расположенных на окружности радиусом R. Пример вычисле-

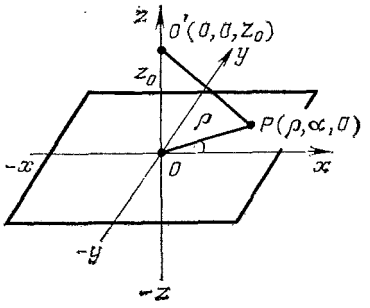
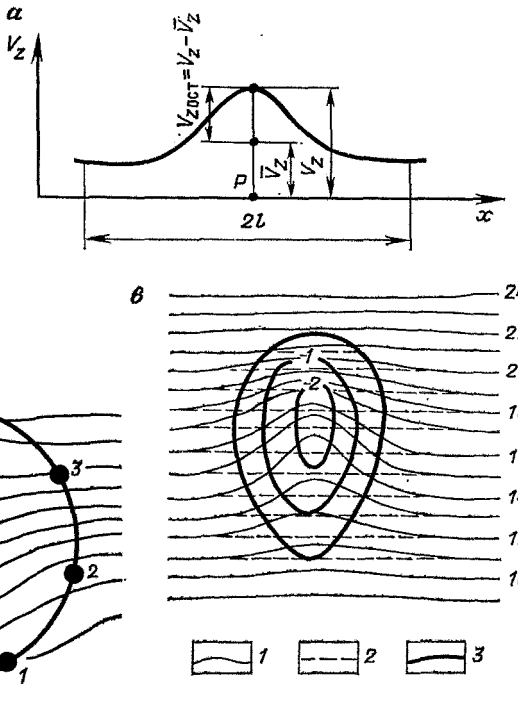


Рис. 15. К пересчету гравитационного поля на новый уровень

Рис. 16. Усреднение аномалий силы тяжести:

а — по профилю; *б* — по окружности; *в* — выделение локальной аномалии. Изоаномалы, мГал: *1* — наблюденного поля; *2* — усредненного поля; *3* — остаточного (локального) поля



ния среднего значения аномалии по восьми равномерно расположенным на окружности отсчетным точкам приведен на рис. 16, *б*. Среднее значение аномалии в центре окружности

$$\bar{V}_z = \frac{1}{8}\sum_{k=1}^{8} V_{zk}. \qquad (3.4')$$

Средние значения аномального поля обычно вычисляют в узлах прямоугольной сетки, разбитой с учетом масштаба ис-

ходной карты и радиуса усреднения. По совокупности полученных значений $\overline{\Delta g_a}$ строят карты усредненных (региональных) аномалий, на которых ослаблено влияние локальных аномалий (на рис. 16, *в* они показаны пунктирными линиями). Выбирая интервал или радиус усреднения поля, можно исключать влияние локальных аномалий различной интенсивности и размеров.

Вычитая из наблюденных значений аномалий усредненные, получают так называемые остаточные (или локальные) аномалии

$$\Delta g_{a\,ост} = \Delta g_a - \overline{\Delta g_a}. \qquad (3.5)$$

Выявление остаточных аномалий представляет большой интерес, так как с ними могут быть связаны геологические структуры, перспективные в отношении нефтегазоносности. Для выяснения геологической природы локальных аномалий, как правило, проводят сейсморазведочные работы методом отраженных волн.

Главная трудность в применении метода усреднения гравитационных аномалий состоит в том, что не имеется достаточно строгих рекомендаций по выбору подходящего радиуса (интервала) усреднения наблюденного поля; он должен быть достаточно большим, чтобы исключалось влияние мелких локальных аномалий, но не настолько большим, чтобы при этом происходило усреднение аномалий от близко расположенных геологических структур.

3.2.3. Вычисление высших производных потенциала силы притяжения

Применение высших (второй и выше) производных потенциала силы притяжения позволяет в ряде случаев выявить локальные аномалии, обусловленные малоамплитудными структурами в осадочной толще, а при благоприятных условиях — и крупные нефтегазовые залежи. Свойство, на котором основан этот метод трансформации, состоит в том, что с увеличением расстояния от возмущающих масс высшие производные потенциалы притяжения убывают быстрее, чем его первые производные. Таким образом, на картах аномалий градиентов силы тяжести и производных потенциала более высокого порядка усиливается эффект от мелких и неглубоко залегающих возмущающих масс по сравнению с гравитационным эффектом от крупных и глубокозалегающих структур.

Предложено несколько способов преобразования карты наблюденных аномалий силы тяжести в карты высших производных потенциала притяжения. Рассмотрим два способа: способ усредненных градиентов и способ преобразования наблюден-

ного поля в поле третьей вертикальной производной потенциала притяжения.

Способ усредненных градиентов. Если известны значения аномалий $\Delta g_a = V_z$ в двух достаточно близких точках, то отношение $[V_z(x+\Delta x) - V_z(x)]/\Delta x$ имеет смысл приближенного значения горизонтальной производной (горизонтального градиента) силы тяжести V_{xz}. Повысить точность вычисления горизонтального градиента силы тяжести оказывается возможным, если использовать усредненные значения аномалий, например, по окружности радиусом R_1 и R_2, с общим центром. Выражение

$$\Gamma = \frac{\overline{V}_z(R_2) - \overline{V}_z(R_1)}{R_2 - R_2}, \tag{3.6}$$

где $\overline{V}_z(R_2)$ и $\overline{V}_z(R_1)$ — усредненные аномалии по окружностям радиусом R_2 и R_1 — называют усредненным горизонтальным градиентом силы тяжести. Большое значение в этом способе имеет выбор радиусов окружностей усреднения, зависящих от формы и глубины залегания массы, создающей локальную аномалию: если радиус слишком мал (умещается в области максимума локальной аномалии) или слишком велик (выходит за пределы аномалии), то усредненный градиент равен нулю или зависит от других локальных и региональных аномалий. Существенно — выбрать один радиус, а второй берется достаточно близким к первому.

Вычисленное значение градиента приписывают исследуемой точке (центру окружностей усреднения). По своему физическому смыслу его можно рассматривать как остаточную аномалию.

Вычисление третьей вертикальной производной потенциала притяжения. В случаях малых и близко расположенных возмущающих масс, создающих небольшие аномалии силы тяжести, разделение гравитационного поля посредством рассмотренных выше методов может быть недостаточно эффективным. В подобных условиях полезным может оказаться метод преобразования наблюденного поля в поле третьей вертикальной производной потенциала притяжения V_{zzz}. Не вдаваясь в математические подробности, приведем одну из широко используемых на практике формул для вычисления V_{zzz} (формула Элкинса):

$$V_{zzz} = \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} = \frac{1}{64R^2}[44V_z(0) + 16\overline{V}_z(R) -$$

$$-12\overline{V}_z(R\sqrt{2}) - 48\overline{V}_z(R\sqrt{5})], \tag{3.7}$$

где $V_z(0)$ — значение аномалии в центре круга радиуса R; $\overline{V}_z(R)$, $\overline{V}_z(R\sqrt{2})$, $\overline{V}_z(R\sqrt{5})$ — усредненные значения анома-

лий по окружностям радиусом R, $R\sqrt{2}$ и $R\sqrt{5}$.

Пример, иллюстрирующий повышение разрешающей способности в результате пересчета поля аномалий силы тяжести в поле третьей вертикальной производной V_{zzz}, приведен на рис. 17. Эффект разделения аномалий от двух цилиндрических масс получен вследствие того, что V_{zzz} убывает вдоль профиля x значительно быстрее, чем V_z.

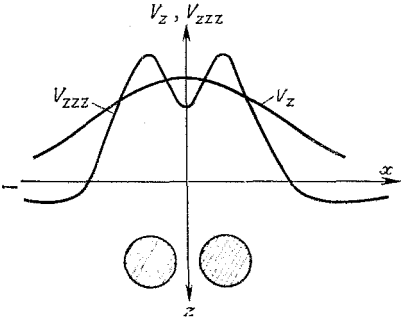


Рис. 17. Графики гравитационного поля V_z и третьей вертикальной производной V_{zzz}

3.2.4. Трансформации поля аномалий силы тяжести как процесс частотной фильтрации

Задачу разделения аномалий силы тяжести можно решать на основе частотных (спектральных) представлений. При таком подходе любую аномалию силы тяжести можно выразить интегралом Фурье [1]

$$V_z(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)\, e^{i\omega x} d\omega, \tag{3.8}$$

где $S(\omega)$ — комплексный частотный спектр аномалии $V_z(x)$; частота $\omega = 2\pi f$; $f = 1/l$ — пространственная частота; l — пространственный период.

Комплексный частотный спектр аномалии можно записать в виде

$$S(\omega) = A(\omega) + iB(\omega) = |S(\omega)|\, e^{i\varphi(\omega)}. \tag{3.9}$$

Модуль

$$|S(\omega)| = \Phi(\omega) = \sqrt{A^2(\omega) + B^2(\omega)} \tag{3.10}$$

называется **амплитудно-частотным спектром аномалии.**

Аргумент

$$\varphi(\omega) = \operatorname{arctg}[B(\omega)/A(\omega)] \tag{3.11}$$

называется **фазовым частотным спектром аномалии**

Физический смысл выражения (3.8) заключается в том, что аномалию силы тяжести можно представить в виде интегральной суммы гармонических составляющих, амплитуды которых определены функцией $|S(\omega| = \Phi(\omega)$, а фазы — функцией $\varphi(\omega)$;

[1] Подробно об интеграле Фурье, спектрах и их свойствах сказано в 10.3.

функции $\Phi(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ зависят от частоты. Аномалии от небольших и неглубокозалегающих тел (локальные аномалии) характеризуются относительно высокочастотными спектрами, тогда как региональные аномалии, создаваемые телами большой протяженности или глубокозалегающими, характеризуются относительно низкочастотными спектрами.

Оператору преобразования гравитационного поля следует теперь придать частотный смысл, рассматривая его как характеристику некоторого частотного фильтра, через который «пропускается» наблюденная кривая $\Delta g_a = V_z$. В зависимости от «конструкции фильтра» гармонические составляющие в одном интервале частот ослабляются, а за пределами этого интервала пропускаются без ослабления.

Приведем выражения для частотных характеристик некоторых рассмотренных трансформаций [7]:

аналитическое продолжение поля в верхнее полупространство

$$\Phi(\omega) = e^{-\omega z_0}; \tag{3.12}$$

аналитическое продолжение поля в нижнее полупространство

$$\Phi(\omega) = e^{\omega z_0}; \tag{3.13}$$

вычисление высших производных потенциала притяжения

$$\Phi(\omega) = \omega^n, \tag{3.14}$$

где n — порядок производной;

усреднение поля

$$\Phi(\omega) = \frac{\sin \omega l}{\omega l}, \tag{3.15}$$

где $2l$ — интервал усреднения.

Частотные характеристики преобразований изображены на рис. 18.

Из выражений (3.12) и (3.15) следует, что при аналитическом продолжении вверх и усреднении поля верхние частоты ослабляются в большей степени, чем нижние, т. е. эти операции являются фильтрами нижних частот (ФНЧ), ослабляющими локальные аномалии. При продолжении поля в нижнее полупространство и вычислении высших вертикальных производных, как следует из выражений (3.13) и (3.14), происходит относительное усиление верхнечастотных составляющих спектров аномалий, т. е. эти операции являются фильтрами верхних частот (ФВЧ), ослабляющими региональные аномалии.

В большинстве случаев требуется применение полосовых фильтров, при которых будут ослаблены не интересующие нас аномалии — как локальные, так и региональные. Одним из та-

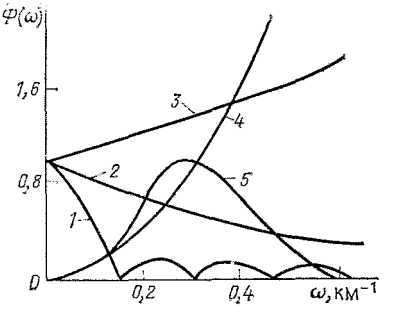


Рис. 18. Частотные характеристики различных трансформаций:
1 — усреднения; *2* — аналитического продолжения аномалий в верхнее полупространство; *3* — аналитического продолжения аномалий в нижнее полупространство; *4* — вычисления высших производных; *5* — аналитического продолжения высших производных в верхнее полупространство

ких полосовых фильтров, изображенных на рис. 18, может служить операция аналитического продолжения высших производных потенциала притяжения на высоту z_0.

Использование частотных представлений для разделения наблюденных гравитационных аномалий перспективно, особенно в связи с широким применением в полевой геофизике ЭВМ.

3.3. РЕШЕНИЕ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ ГРАВИРАЗВЕДКИ

Прямая задача гравиразведки состоит в вычислении гравитационных эффектов, создаваемых различными избыточными массами. Ее решение основано на вычислении интегралов (1.5). Поскольку на маятник гравиметра действует только вертикальная составляющая силы притяжения, практический интерес представляет вычисление интеграла

$$V_z = \frac{\partial V}{\partial z} = G\sigma_{изб}\int\limits_{\Omega} \frac{(\zeta - z)\, d\Omega}{[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2]^{3/2}}, \qquad (3.16)$$

где V — потенциал притяжения; $\sigma_{изб}$ — избыточная плотность, $\sigma_{изб} = \sigma - \sigma_0$.

Решение прямой задачи всегда однозначно, т. е. при известных форме, глубине залегания и избыточной плотности возмущающей массы в каждой точке наблюдений можно вычислить единственное значение силы притяжения.

Вычисление интеграла (3.16) значительно упрощается, если притягивающие массы заданы в виде тел простой геометрической формы — шара, цилиндра, призмы и т. п. В то же время результаты решения прямой задачи для подобных тел позволяют оценить величину аномалий силы тяжести, создаваемых реальными геологическими структурами, поскольку в ряде случаев структуры удается аппроксимировать телом или суммой тел простой геометрической формы.

Рассмотрим примеры решения прямой задачи для некоторых тел простейшей геометрической формы.

3.3.1. Однородный шар

При вычислении интеграла (3.16) начало координат выберем так, чтобы центр шара находился на оси ζ (рис. 19, *а*). Таким образом, координаты центра шара будут 0, 0, ζ. Произвольную точку наблюдения P поместим на плоскости xOy, а координаты ее обозначим x, y, 0. Теперь интеграл (3.16) можно переписать в виде

$$V_z = G\sigma_{изб} \int_{\Omega} \frac{\zeta d\Omega}{(x^2 + y^2 + \zeta^2)^{3/2}}. \qquad (3.17)$$

Известно, что однородный шар притягивает единичную массу так, как ее притягивала бы материальная точка, помещенная в центре этого шара и имеющая массу, равную его избыточной массе. Следовательно, решение можно получить непосредственно из подынтегрального выражения (3.17), заменив в нем $\sigma_{изб} d\Omega = dm_{изб}$ избыточной массой $\sigma_{изб}\ \Omega = M_{изб}$ всего шара:

$$V_z = G\frac{M_{изб}\zeta}{(x^2 + y^2 + \zeta^2)^{3/2}}. \qquad (3.18)$$

Если силу притяжения определять на профиле x, проходящем через проекцию центра шара, то следует положить $y=0$, тогда выражение (3.18) принимает вид

$$V_z = G\frac{M_{изб}\zeta}{(x^2 + \zeta^2)^{3/2}}. \qquad (3.19)$$

При $z \neq 0$

$$V_z = G\frac{M_{изб}(\zeta - z)}{[x^2 + (\zeta - z^2)]^{3/2}}. \qquad (3.19')$$

Максимальное значение сила притяжения, как следует из (3.19), имеет в точке с координатой $x=0$:

$$V_{z\,max} = GM_{изб}/\zeta^2. \qquad (3.20)$$

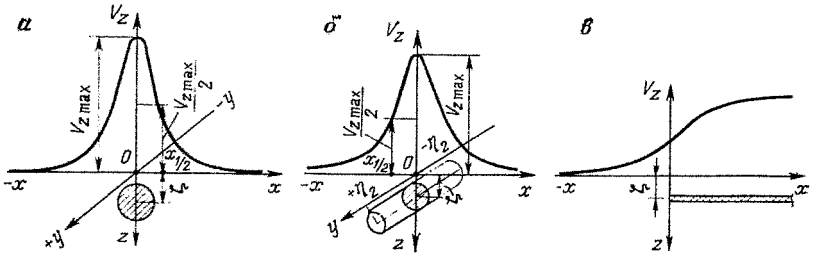


Рис. 19. Гравитационное поле шара (*а*), бесконечного кругового цилиндра (*б*) и горизонтальной материальной полуплоскости (*в*)

При неограниченном увеличении расстояния x ($x\to\infty$) сила притяжения стремится к нулю, причем независимо от знака x она всегда положительна (если $\sigma_{изб}>0$) или всегда отрицательна (если $\sigma_{изб}<0$). График силы притяжения, создаваемой однородным шаром по профилю x, изображен на рис. 19, *а* (принято $\sigma_{изб}>0$).

Оценим силу притяжения шара, радиус которого $R=660$ м, глубина залегания центра $\xi=2R=1320$ м, избыточная плотность $\sigma_{изб}=0{,}25$ г/см^3, избыточная масса $M_{изб}=300\cdot10^6$ т: максимальное значение $V_{z\,max}$ составит всего около 1 мГал. Примерно такие же значения наблюдаемых аномалий от многих реальных локальных геологических структур.

Продифференцировав по x и z выражение (3.19′), получим формулы для градиентов силы притяжения шара

$$V_{xz}=\frac{\partial V_z}{\partial x}=-3GM_{изб}\frac{x\zeta}{(x^2+\zeta^2)^{5/2}},$$

$$V_{zz}=\frac{\partial V_z}{\partial z}=GM_{изб}\frac{2\zeta^2-x^2}{(x^2+\zeta^2)^{5/2}}. \qquad (3.21)$$

Градиент V_{xz} равен нулю в начале координат ($x=0$) и при $x\to\pm\infty$, положительный при $x<0$ и отрицательный при $x>0$. Между нулевыми значениями V_{xz} находятся его экстремальные значения, определяемые из равенства $\partial V_{xz}/\partial x=0$. Продифференцировав первое выражение (3.21) и выполнив простейшие преобразования, получим $x_э=\pm0{,}5\zeta$. Максимальное значение $V_{xz\,max}$ будет при $x_э=-0{,}5\,\zeta$, минимальное — при $x_э=+0{,}5\,\zeta$:

$$V_{xz\,max,\,min}\approx\pm\,0{,}858GM_{изб}/\zeta^3. \qquad (3.22)$$

Существенно по-иному изменяется градиент V_{zz}. Максимальное его значение будет в точке $x=0$:

$$V_{zz\,max}=2GM_{изб}/\zeta^3. \qquad (3.23)$$

Градиент равен нулю в точках, координаты которых определяются из уравнения $2\zeta^2-x^2=0$, т. е. $x_0=\pm\sqrt{2}\,\zeta$. При $x>+x_0$ и $-x<-x_0$ V_{zz} принимает отрицательные значения, стремясь при $x=\pm\infty$ к нулю. Минимальные значения $V_{zz\,min}$ найдем из равенства $\partial V_{zz}/\partial x=0$. Продифференцировав второе выражение (3.21) и выполнив простейшие преобразования, получим

$$V_{zz\,min}=-0{,}036GM_{изб}/\zeta^3. \qquad (3.24)$$

Графики градиентов V_{xz} и V_{zz} изображены на рис. 20, *а*.

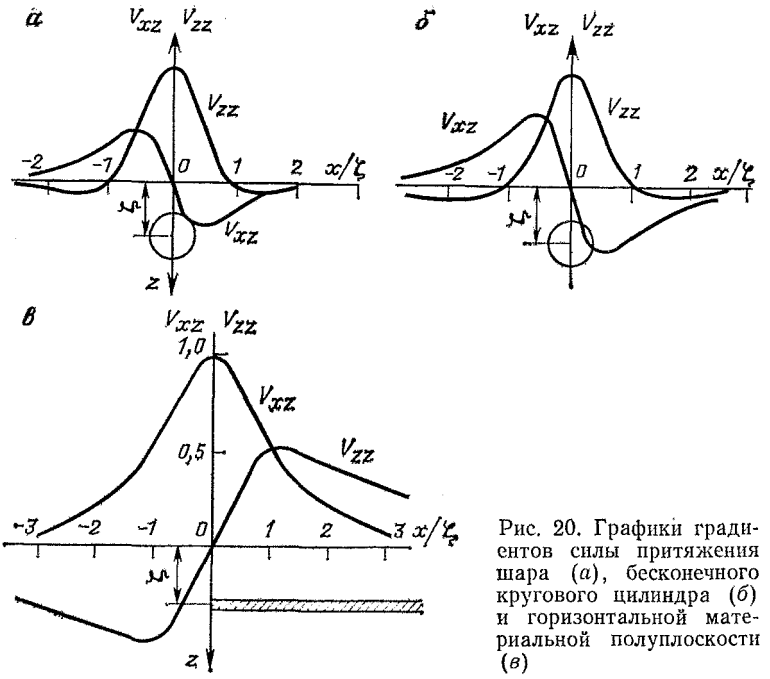


Рис. 20. Графики градиентов силы притяжения шара (*а*), бесконечного кругового цилиндра (*б*) и горизонтальной материальной полуплоскости (*в*)

3.3.2. Однородный горизонтальный круговой цилиндр

Горизонтальным круговым цилиндром называют геометрическую фигуру, имеющую в сечении круг радиусом r, ось цилиндра параллельна плоскости xOy (рис. 19, *б*).

Пусть глубина залегания оси цилиндра будет ζ. Выделим бесконечно малый объем $d\Omega$ высотою $d\eta$. Избыточная масса, заключенная в этом объеме

$$dm_{\text{изб}} = \sigma_{\text{изб}} d\Omega = \sigma_{\text{изб}} \pi r^2 d\eta. \tag{3.25}$$

Обозначим $\lambda_{\text{изб}}$ избыточную массу, заключенную в объеме цилиндра высотою $\eta = 1$. Избыточную массу элементарного цилиндра высотою $d\eta$ можно теперь выразить так:

$$dm_{\text{изб}} = \lambda_{\text{изб}} d\eta. \tag{3.26}$$

Поскольку $d\eta \to 0$, то элементарный объем $d\Omega$ представляет бесконечный тонкий диск и, следовательно, можно считать, что вся его масса сосредоточена в центре диска (материальная точка). Таким образом, цилиндр можно заменить непрерывной совокупностью материальных точек, расположенных на его оси

(материальная линия), после чего объемный интеграл (3.16) переходит в линейный:

$$V_z = G \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{\lambda_{\text{изб}} \zeta d\eta}{[x^2 + (\eta - y)^2 + \zeta^2]^{3/2}}. \tag{3.27}$$

Найдем значение силы притяжения на профиле x, т. е. положим $y=0$. В этом случае интеграл (3.27) равен

$$V_z = G\lambda_{\text{изб}} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{\zeta d\eta}{(x^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{3/2}}. \tag{3.28}$$

Решением интеграла (3.28) является выражение

$$V_z = \frac{G\lambda_{\text{изб}}\zeta}{x^2 + \zeta^2} \left[\frac{\eta_2}{(x^2 + \eta_2^2 + \zeta^2)^{1/2}} - \frac{\eta_1}{(x^2 + \eta_1^2 + \zeta^2)^{1/2}} \right], \tag{3.29}$$

Выражение (3.29) упрощается, если рассматривать притяжение горизонтального кругового цилиндра бесконечного простирания, т. е. при $\eta_{1,2} \to \pm\infty$. Так как

$$\lim_{\eta_2 \to \infty} \frac{\eta_2}{(x^2 + \eta_2^2 + \zeta^2)^{1/2}} = 1, \quad \lim_{\eta_1 \to -\infty} \frac{\eta_1}{(x^2 + \eta_1^2 + \zeta^2)^{1/2}} = -1,$$

то выражение (3.29) принимает вид

$$V_z = 2G \frac{\lambda_{\text{изб}}\zeta}{x^2 + \zeta^2}. \tag{3.30}$$

При $z \neq 0$ $V_z = 2G \dfrac{\lambda_{\text{изб}}(\zeta - z)}{x^2 + (\zeta - z)^2}$.

График силы притяжения горизонтального кругового бесконечного цилиндра (для $\lambda_{\text{изб}} > 0$) изображен на рис. 19, *б*.

Максимальное значение сила притяжения имеет в точке $x=0$:

$$V_{z\max} = 2G\lambda_{\text{изб}}/\zeta. \tag{3.31}$$

При $x \to \pm\infty$ сила притяжения стремится к нулю.

На первый взгляд, графики силы притяжения шаром и цилиндром (см. рис. 19, *а*, *б*) очень похожи. Но есть существенное различие: уменьшение силы притяжения шара с увеличением расстояния x происходит быстрее, чем цилиндра. Это следует из того, что в формуле (3.19) сила притяжения убывает пропорционально $(x^2+\zeta^2)^{3/2}$, тогда как в формуле (1.30) она убывает пропорционально $x^2+\zeta^2$. Таким образом, аномалия притяжения шара у́же, чем цилиндра.

Продифференцировав второе выражение (3.30) по x и z, получим следующие формулы для градиентов силы притяжения горизонтального кругового цилиндра:

$$V_{xz}=\frac{\partial V_z}{\partial x}=-4G\lambda_{изб}\frac{x\zeta}{(x^2+\zeta^2)^2},$$

$$V_{zz}=\frac{\partial V_z}{\partial z}=2G\lambda_{изб}\frac{\zeta^2-x^2}{(x^2+\zeta^2)^2}. \qquad (3.32)$$

Графики V_{xz} и V_{zz} (рис. 20, *б*) для цилиндра подобны графикам для шара.

Градиент V_{xz} положительный при $x<0$ и отрицательный, если $x>0$. При $x=0$ и $x=\pm\infty$ $V_{xz}=0$.

Экстремальные значения V_{xz} будут в точках $x_э=\pm\sqrt{3}\,\zeta$:

$$V_{xz\,max,\,min}\approx\pm 1{,}3G\lambda_{изб}/\zeta^2. \qquad (3.33)$$

Градиент V_{zz} имеет максимальное значение в точке $x=0$:

$$V_{zz}\,max=2G\lambda_{изб}/\zeta^2. \qquad (3.33')$$

Он равен нулю в точках, координаты которых определены условием $\zeta^2-x^2=0$, т. е. $x_0=\pm\zeta$. Минимальные значения V_{zz} будут в точках $x_{min}=\pm\sqrt{3}\,\zeta$:

$$V_{zz\,min}=-0{,}25G\lambda_{изб}/\zeta^2. \qquad (3.33'')$$

При $x=\pm\infty$ градиент $V_{zz}=0$.

3.3.3. Горизонтальная материальная полуплоскость

Горизонтальной материальной полуплоскостью называется тонкий горизонтальный полубесконечный пласт бесконечного простирания. Это тело можно рассматривать как двухмерное и гравитационный эффект рассчитывать от сечения этого тела.

Поместим начало координат над левой границей полуплоскости (рис. 19, *в*). Избыточную массу единицы поверхности (поверхностную плотность) определим как $\mu_{изб}=\sigma_{изб}d\zeta$ ($d\zeta$ — толщина пласта). Для двухмерных тел гравитационный эффект рассчитывают согласно формулы (1.14). В данном случае интегрирование в (1.14) выполняем по ξ в пределах от 0 до ∞:

$$V_z(x)=2G\int_0^\infty\frac{\mu_{изб}\zeta d\xi}{(\xi-x)^2+\zeta^2}.$$

В результате получаем

$$V_z(x)=2G\mu_{изб}\left(\frac{\pi}{2}+\operatorname{arctg}\frac{x}{\zeta}\right). \qquad (3.34)$$

График V_z для горизонтальной материальной полуплоскости изображен на рис. 19, *в*. Как и следовало ожидать, он

асимметричен. Из формулы (3.34) получаем соотношения: при $x \to -\infty$ $V_z \to 0$; при $x \to +\infty$ $V_z \to V_{z\,\max}$:

$$V_{z\,\max} = 2\pi\mu_{изб}G. \tag{3.35}$$

В точке $x=0$ $V_z = \pi G\mu_{изб} = V_{z\,\max}/2$.]

Продифференцировав по x и z выражение (3.34) с заменой в нем ζ на $\zeta - z$, получим следующие формулы для градиентов силы притяжения горизонтальной материальной полуплоскостью:

$$V_{xz} = 2G\mu_{изб}\frac{\zeta}{x^2+\zeta^2},$$

$$V_{zz} = 2G\mu_{изб}\frac{x}{x^2+\zeta^2}. \tag{3.36}$$

График V_{xz} для горизонтальной материальной полуплоскости аналогичен графику V_z для горизонтального круглого бесконечного цилиндра, это следует из сравнения первого выражения (3.36) с выражением (3.30).

Значения градиента V_{zz} изменяются по существенно иному закону. В начале координат ($x=0$) $V_{zz}=0$. При $x \to \pm\infty$ V_{zz} стремится к нулю, причем при положительных значениях x — со стороны положительных значений V_{zz}, а при отрицательных значениях x — со стороны отрицательных значений V_{zz}. Точки экстремальных значений V_{zz} найдем из условия $dV_{zz}/dx=0$:

$$\frac{dV_{zz}}{dx} = \frac{(x^2+\zeta^2)-2x^2}{(x^2+\zeta^2)^2} = 0.$$

В результате получим

$$x_э = \pm\zeta. \tag{3.37}$$

Максимальное значение $V_{zz\,\max}$ найдем, подставив во второе выражение (3.36) $x=\zeta$, а минимальное значение $V_{zz\,\min}$ — подставив $x=-\zeta$:

$$V_{zz\,\max,\,\min} = \pm G\mu_{изб}/\zeta. \tag{3.38}$$

Графики V_{xz} и V_{zz} для горизонтальной материальной полуплоскости изображены на рис. 20, *в*.

Горизонтальная материальная полуплоскость может служить аналогом сбросов небольшой амплитуды в горизонтально залегающих слоях.

3.3.4. Контактная поверхность

Контактной называется поверхность раздела двух сред бесконечного простирания с различной плотностью, причем нижняя среда имеет бесконечную мощность.

Пусть (рис. 21) граница RR представляет собой след сечения вертикальной плоскостью поверхности раздела двух толщ:

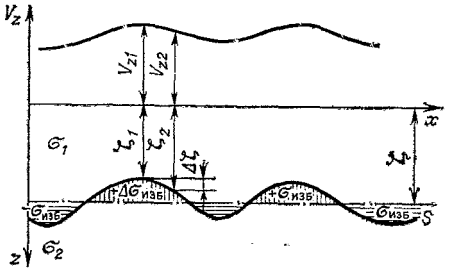


Рис. 21. Гравитационное поле контактной поверхности

верхней — конечной мощности с плотностью σ_1 и нижней — бесконечной мощности с плотностью σ_2.

Проведем, как показано на рис. 21, некоторую горизонтальную линию на глубине ζ. Выделим притягивающие массы, которые заключены между этой линией и рельефом контактной поверхности. Массы, залегающие выше горизонтальной линии, имеют положительную избыточную плотность, ниже — отрицательную. Гравитационное притяжение контактной поверхности можно представить в виде суммы притяжений бесконечного плоско-параллельного слоя мощностью ζ и плотностью $\sigma_{изб}$ и масс, заключенных между горизонтальной линией и рельефом границы:

$$V_z = 2\pi G(\sigma_2 - \sigma_1)\zeta + \Sigma\delta V_z. \tag{3.39}$$

Не останавливаясь на точном решении этой задачи, приведем приближенную формулу, которая справедлива, когда рельеф границы сравнительно спокойный:

$$\Delta V_z = V_{z2} - V_{z1} = 2\pi G\sigma_{изб}(\zeta_2 - \zeta_1), \tag{3.40}$$

где ΔV_z — приращение силы притяжения в двух точках x_1 и x_2; ζ_1 — глубина залегания контактной поверхности в точке x_1; ζ_2 — глубина залегания той же поверхности в точке x_2.

Формулу (3.40) широко применяют при оценке по данным гравиразведки характера залегания границ раздела плотности в случае разрезов, близких к горизонтально-слоистым. Однако при ее использовании не должно сложиться неверное представление о том, что во всех случаях характер гравитационной аномалии по профилю будет повторять подземный рельеф. Из выражения (3.40) следует, что изменение аномалий силы тяжести на каком-либо участке профиля может быть вызвано изменением не только глубины залегания контактной поверхности, но также и избыточной плотности вдоль нее.

3.3.5. Цилиндрические тела произвольного сечения

Гравитационные эффекты, создаваемые телами, размеры которых по одной из осей значительно превосходят их размеры по двум другим осям (цилиндрические тела) будут такими же,

как эффекты, создаваемые вертикальными сечениями этих тел.

Как было показано ранее (см. 1.1.2), объемный интеграл (1.5) для этого случая преобразуется в интеграл по площади (1.14)

$$V_z = 2G\sigma_{изб} \int_S \frac{(\zeta - z)\, ds}{(\xi - x)^2 + (\zeta - z)^2}, \tag{3.41}$$

где ds — элемент площади, $ds = d\xi d\zeta$.

Интеграл (3.41) легче вычислить графическим способом, в особенности если сечения притягивающих масс имеют сложные контуры. Графическое интегрирование часто выполняют с помощью специальных диаграмм (палеток). Палетки могут быть различными, но они основаны на замене двухмерного тела сложного контура суммой простых тел, расположенных в пределах этого контура. Притяжение двухмерным телом произвольного контура вычисляют как сумму притяжений, созданных в полюсе (начале координат) палетки каждым из заключенных внутри него тел простой формы. Более подробно остановимся на решении прямой задачи гравиразведки с помощью палетки Гамбурцева.

Будем вычислять притяжение в точке (полюсе) с координатами $x = y = 0$. Преобразуем подынтегральное выражение (3.41), введя новую переменную φ (см. рис. 22, *а*):

$$\xi = \zeta \operatorname{tg}\varphi, \quad d\xi = \zeta \frac{d\varphi}{\cos^2\varphi}, \quad \frac{\zeta^2}{\xi^2 + \zeta^2} = \cos^2\varphi. \tag{3.42}$$

Подставляя (3.42) в (3.41), получим

$$V_z = 2G\sigma_{изб} \int_\zeta \int_\varphi d\zeta d\varphi \approx 2G\sigma_{изб} \Sigma \Delta\zeta \Delta\varphi. \tag{3.43}$$

Используя выражение (3.43), можно рассчитать палетку для вычисления притяжения двухмерных тел произвольной формы.

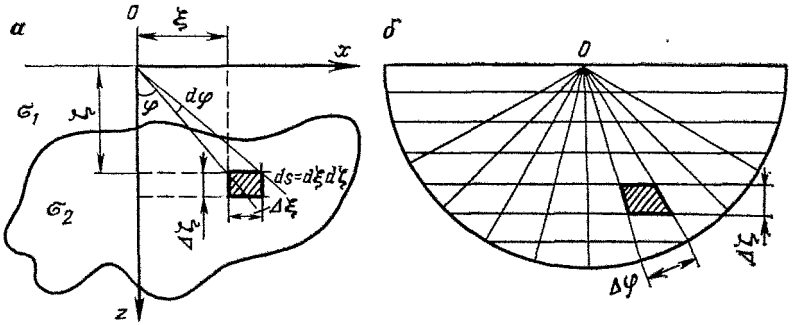


Рис. 22. Вычисление притяжения двухмерных тел (*а*) и палетка Гамбурцева (*б*)

Палетка Гамбурцева представляет собой семейство лучей, выходящих из начала координат (полюса) так, что углы между ними одинаковые и равные $\Delta\varphi$, и горизонтальных линий, проведенных через равные расстояния $\Delta\zeta$ (рис. 22, б). Пересечения лучей и горизонтальных линий образуют элементарные трапеции, которые хотя и имеют разные площади, но создают, как это следует из выражения (3.43), в полюсе палетки одинаковое притяжение

$$\Delta V_z = 2G\sigma_{изб}\Delta\zeta\Delta\varphi = c, \qquad (3.44)$$

называемое ценой деления палетки.

Притяжение двухмерного тела с помощью палетки Гамбурцева вычисляют следующим образом. Полюс палетки совмещают с одной из точек наблюдения, а горизонтальную ось палетки — с профилем x. Подсчитывают число N элементарных трапеций, которые заключены в пределах контура притягивающего тела, и умножают его на цену деления палетки. Обычно при расчете палетки Гамбурцева принимают $\sigma_{изб} = 1$ г/см^3, а расстояние $\Delta\zeta$ выбирают таким, чтобы $c = 0{,}01$ мГал. При избыточной плотности притягивающего тела $\sigma_{изб}$, масштабе $M_р$, в котором изображен рельеф, и масштабе палетки $M_п$, формула (3.44) принимает вид

$$V_z = 0{,}01\sigma_{изб} N M_п/M_р. \qquad (3.45)$$

Затем полюс палетки перемещают в следующую точку наблюдений, вычисляют в ней гравитационный эффект и т. д. по всему профилю наблюдений. Пример решения прямой задачи с помощью палетки Гамбурцева приведен на рис. 23. На нем изображены контур цилиндрического тела с избыточной плотностью $\sigma_{изб} = 0{,}65$ г/см^3 и график $V_z(x)$. Показано совмещение полюса палетки с точкой 4. Сила притяжения в этой точке (в мГал) $V_z = cN\sigma_{изб} = 0{,}01 \cdot 24 \cdot 0{,}65 = 1{,}56$.

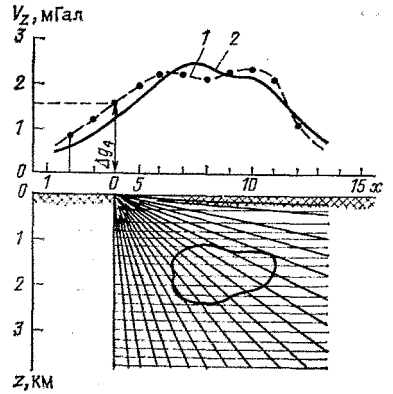


Рис. 23. Решение прямой и обратной задачи с помощью палетки Гамбурцева.

Графики V_z: *1* — расчетный; *2* — наблюденный

Вторые производные потенциала притяжения тел сложной формы вычисляют с помощью специальных палеток, которые рассчитывают подобно палетке Гамбурцева. Например, для расчета V_{xz} применяют палетку, которая разбита на прямоугольные

призмы так, что масса, заключенная внутри каждой из них, создает в полюсе палетки один и тот же гравитационный эффект, равный, например, 1 Е. Пользуются такой палеткой так же, как и палеткой Гамбурцева. Существуют и другие палетки для вычисления градиентов, которые описаны в специальной литературе [7].

3.4. РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ГРАВИРАЗВЕДКИ

Решение обратной задачи гравиразведки заключается в нахождении по заданным значениям аномалий силы тяжести или аномалий вторых производных потенциала силы тяжести избыточной массы, глубины залегания и конфигурации возмущающих тел и базируется на исходных выражениях, определяющих гравитационный эффект, создаваемый возмущающими телами. Обратная задача не имеет однозначного решения, поскольку масса возмущающего тела связана с его объемом уравнением $M_{изб}=\sigma_{изб}\Omega$. Поэтому конфигурацию аномалиеобразующего тела можно определить только в том случае, если известна его избыточная плотность или ее можно найти независимо. При решении обратной задачи необходимо дополнительно принять ряд жестких условий. Наиболее часто избыточную плотность тел, создающих гравитационные аномалии, принимают постоянной и задаются исходной формой аномалиеобразующих тел (правильная, неправильная, двухмерная или трехмерная и т. д.) и др. Таким образом, обратную задачу всегда решают применительно к некоторой выбранной из априорных соображений гравиметрической модели реального геологического разреза. Естественно, что результаты интерпретации будут тем достовернее, чем более обоснованно выбрана гравиметрическая модель разреза.

Рассмотрим принципы решения обратной задачи гравиразведки на примере возмущающих тел простейшей геометрической формы.

3.4.1. Однородный шар

Для вычисления притяжения, создаваемого однородным шаром с избыточной массой $M_{изб}$, центр которого находится на глубине ζ, было получено выражение (3.19). Это выражение можно использовать и для решения обратной задачи, полагая в нем два неизвестных — избыточную массу $M_{изб}$ и глубину залегания центра шара ζ. Для их нахождения достаточно составить систему из двух уравнений. Первое уравнение составим, пользуясь значением притяжения (см. рис. 20, *а*) в точке $x=0$:

$$V_{z\,max}=GM_{изб}/\zeta^2, \tag{3.46}$$

Второе уравнение удобно составить, используя значение притяжения в точке $x_{1/2}$, в которой $V_{z,1/2}=V_{z\max}/2$. Из формулы (3.19) получим

$$V_{z\max}/2=GM_{изб}\zeta/(x_{1/2}^2+\zeta^2)^{3/2}. \tag{3.47}$$

Решив систему уравнений (3.46) и (3.47), определим глубину залегания шара:

$$G\frac{M_{изб}}{2\zeta^2}=G\frac{M_{изб}\zeta}{(x_{1/2}^2+\zeta^2)^{3/2}},$$

откуда

$$\zeta\approx 1{,}305x_{1/2}. \tag{3.48}$$

Затем, подставив выражение (3.48) в (3.46), найдем избыточную массу шара (M — в тоннах, V_z — в миллигалах, x — в километрах):

$$M_{изб}=\frac{V_{z\max}\zeta^2}{G}=\frac{V_{z\max}(1{,}305x_{1/2})^2}{G}\approx 260V_{z\max}x_{1/2}^2. \tag{3.49}$$

Если известна избыточная плотность, то можно определить радиус шара R и глубину залегания h его наивысшей к поверхности наблюдений точки:

$$M_{изб}=\frac{4}{3}\pi R^3\sigma_{изб},\quad R=\sqrt{3M_{изб}/(4\pi\sigma_{изб})},$$
$$h=\zeta-R. \tag{3.50}$$

При решении обратной задачи по аномалиям градиентов силы тяжести используют то обстоятельство, что глубина залегания центра шара ζ равна расстоянию между экстремальными точками графика (см. рис. 20, *а*), т. е. $\zeta=2x_э$, а избыточную массу $M_{изб}$ находят из выражения (3.22). По графику аномалии V_{zz} глубину залегания центра шара удобно определять, используя координаты точек графика, в которых $V_{zz}=0$, т. е. $\zeta=x_0\sqrt{2}$, а избыточную массу — из выражения (3.23).

3.4.2. Горизонтальный бесконечный круговой цилиндр

Решение этой задачи подобно решению задачи для однородного шара. Из выражения (3.30), полагая в нем $x=0$, получим первое уравнение

$$V_{z\max}=2G\lambda_{изб}/\zeta. \tag{3.51}$$

Второе уравнение составим, используя значение аномалии в точке $x_{1/2}$, где $V_{z,1/2}=V_{z\max}/2$:

$$\frac{V_{z\max}}{2}=2G\lambda_{изб}\frac{\zeta}{x_{1/2}^2+\zeta^2}. \tag{3.52}$$

Решая уравнения (3.51) и (3.52) совместно, получаем

$$\frac{G\lambda_{изб}}{\zeta} = 2G\lambda_{изб}\frac{\zeta}{x_{1/2}^2+\zeta^2},$$

откуда

$$\zeta = x_{1/2}. \tag{3.53}$$

Избыточную массу, заключенную в единице длины цилиндра, найдем из (3.51) ($V_{z\,max}$) — в миллигалах, x — в километрах, λ — в тоннах:

$$\lambda_{изб} = \frac{V_{z\,max}\zeta}{2G} = \frac{V_{z\,max}x_{1/2}}{2G} \approx 0{,}75V_{z\,max}x_{1/2}. \tag{3.54}$$

Если известна избыточная плотность цилиндра, то можно вычислить его радиус и глубину залегания наивысшей к поверхности наблюдения точки цилиндра:

$$\lambda_{изб} = \pi r^2\sigma_{изб},$$

$$r = \sqrt{\frac{\lambda_{изб}}{\pi\sigma_{изб}}} = \sqrt{\frac{V_{z\,max}x_{1/2}}{2\pi G\sigma_{изб}}},$$

$$h = \zeta - r. \tag{3.55}$$

При решении обратной задачи по аномалиям градиентов силы тяжести используют соотношения (см. рис. 20, *б*): для графика V_{xz} глубина залегания оси цилиндра $\zeta = \sqrt{3}\,x_э$; для графика V_{zz} $\zeta = x_0$; избыточную массу $\lambda_{изб}$ находят из выражения (3.33) или (3.33′).

3.4.3. Горизонтальная материальная полуплоскость

Для определения глубины залегания горизонтальной материальной полуплоскости, используя выражения (3.35) и (3.37), составим отношение

$$V_{z,\,n}/V_{z\,max} = V_{z,\,n}/(2\pi G\mu_{изб}) = n =$$

$$= \frac{1}{\pi}\left(\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg}\frac{x_n}{\zeta}\right), \tag{3.56}$$

где x_n — абсцисса точки на графике V_z, в которой $V_{z,\,n} = nV_{z\,max}$.

Обозначив $x_n/\zeta = x_{n\zeta}$ и решив уравнение (3.56) относительно $x_{n\zeta}$, получим:

$$x_{n\zeta} = \operatorname{tg}\left[\frac{\pi}{2}(2n-1)\right]. \tag{3.57}$$

По значениям $V_{zn}/V_{z\max}=n$ из выражения (3.57) можно найти ζ; в частности для $n=1/4$ и $n=3/4$

$$x_{1/4}=x_{3/4}=\zeta. \tag{3.58}$$

Решить обратную задачу по графикам V_{xz} и V_{zz} можно так. Поскольку формула V_{xz} для горизонтальной материальной полуплоскости аналогична формуле V_z для горизонтального бесконечного кругового цилиндра, при определении глубины залегания ζ можно пользоваться выражением (3.53). По графику V_{zz} из выражений (3.37) и (3.38) получаем

$$\zeta=x_{\max,\min},\quad \mu_{изб}=V_{zz\max}\zeta/G. \tag{3.59}$$

3.4.4. Контактная поверхность

Для определения глубины поверхности раздела плотности (см. рис. 21) необходимо, чтобы была известна глубина ее залегания хотя бы в одной точке профиля наблюдений. Согласно (3.40)

$$\Delta\zeta=\zeta_2-\zeta_1=\frac{V_{z2}-V_{z1}}{2\pi G\sigma_{изб}}, \tag{3.60}$$

откуда глубина залегания контактной поверхности в точке x_2

$$\zeta_2=\zeta_1+\Delta\zeta, \tag{3.61}$$

где ζ_1 — известная глубина залегания поверхности в точке x_1.

При использовании формулы (3.60) следует иметь в виду, что решение задачи позволит получить верную картину подземного рельефа только в том случае, если избыточная плотность вдоль контактной поверхности не изменяется, а аномалия V_z определяется в основном этой границей раздела плотности, в то время как другие имеющиеся в разрезе плотностные границы не оказывают на величину аномалии существенного влияния.

3.4.5. Решение обратной задачи способом подбора

Решение обратной задачи способом подбора заключается в том, что используя имеющиеся геологические сведения о разрезе и данные геофизических методов, задаются формой и избыточной плотностью возмущающего тела, от которого затем вычисляют создаваемый гравитационный эффект. Полученный расчетный график аномалий силы тяжести сравнивают с наблюденным. Если они расходятся, то вводят коррективы в глубину и геометрию возмущающего тела. Вновь вычисляют гравитационный эффект с новыми параметрами возмущающего тела и опять сравнивают графики и т. д. Элементы залегания и избыточная масса возмущающего тела считаются найденными,

когда расчетный и наблюденный графики аномалий совпадают наилучшим образом.

При решении обратной задачи для цилиндрических тел удобно пользоваться палеткой Гамбурцева (см. 3.3.5). На рис. 23 показан один из контуров возмущающего тела, заданных при вычислении гравитационного эффекта, наблюденный и расчетный графики аномалий силы тяжести. Обычно после двух-трех вариаций удастся подобрать глубину залегания и контуры возмущающего тела такими, чтобы достаточно хорошо имитировать наблюденный гравитационный эффект. Успех решения обратной задачи во многом определяется достоверностью тех априорных геологических сведений, которые были использованы при решении,— прежде всего достоверностью взятых значений избыточной плотности и формы структур, от которых вычисляется гравитационный эффект.

Решение обратной задачи способом подбора по аномалиям градиентов силы тяжести проводится так же, как и по аномалиям силы тяжести. Для этого используют специальные палетки, подобные палетке Гамбурцева.

3.5. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ

Интерпретацию гравитационных аномалий можно проводить методами математической статистики. В этих методах устанавливают корреляционные связи между геофизическими и геологическими параметрами, например, между аномалиями силы тяжести и глубиной залегания интересующей геологической поверхности раздела. Такой корреляционный анализ вначале проводят на эталонной территории с известными значениями геофизических и геологических параметров. На основе принципа аналогий, используя установленные на эталоне корреляционные связи, прогнозируют геологические характеристики по геофизическим параметрам в пределах определенной (прогнозной) территории.

Рассмотрим принципы корреляционных методов интерпретации гравитационных аномалий.

Простейший способ анализа связи между различными параметрами основан на построении корреляционных графиков. Например, для построения корреляционного графика зависимости между глубиной сейсмического горизонта H и значениями аномалий силы тяжести Δg выбирают на профиле точки отсчета с шагом Δx (рис. 24, *а*). Значения Δg и H в отсчетных точках профиля являются ординатами и абсциссами точек на корреляционной плоскости (рис. 24, *б*). Полученное поле точек на корреляционной плоскости характеризует тесноту связи между изучаемыми параметрами. Если поле точек вытянуто

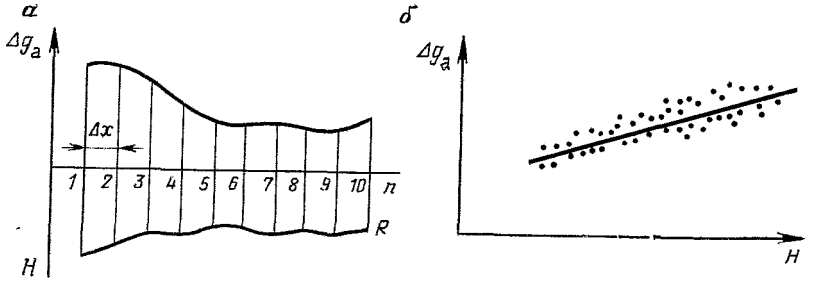


Рис. 24. Графики аномалий силы тяжести по сейсмическому профилю (*а*) и корреляционная зависимость Δg_a от H (*б*)

вдоль некоторой прямой линии (как на рис. 24, *б*), то зависимость между Δg и H близка к линейной. Когда поле точек имеет расплывчатые контуры, анализируемые величины линейно не зависимы. Для количественной оценки тесноты линейной связи введены различные статистические характеристики. Одна из них — коэффициент корреляции (см. 10.4).

На практике не всегда удается описать зависимость между Δg и H линейным законом с необходимой точностью. Это обусловлено тем, что гравитационные аномалии являются суммарными и обусловлены влиянием не только изучаемой геологической границы, но и других возмущающих факторов. Поэтому возникает необходимость разделения аномалий.

Применяется корреляционный метод разделения аномалий, позволяющий выделить из наблюденного гравитационного поля Δg фоновую $\Delta g_ф$ и остаточную $\Delta g_{ост}$ составляющие:

$$\Delta g = \Delta g_ф + \Delta g_{ост}. \qquad (3.62)$$

Под фоновой составляющей гравитационного поля понимают ту его часть, после вычитания которой из наблюденного поля оставшаяся составляющая поля линейно связана с изучаемой геологической границей. Фоновую компоненту определяют как функцию от координат точек наблюдений, представленную многочленом некоторой степени.

Остаточная аномалия

$$\Delta g_{ост} = \Delta g - \Delta g_ф \qquad (3.63)$$

может быть связана с границей H более тесно, чем исходное поле Δg.

Автоматизированная обработка и интерпретация данных гравиразведки. Для автоматизированной обработки и интерпретации данных гравиразведки на ЭВМ разработан отраслевой пакет программ ГРАВИПАК/ГЕОКОМПАС [1]. Пакет включает вспомогательные, обрабатывающие и интерпретаци-

онные программы. Вспомогательные программы включают запись банка данных гравиметрической и используемой при интерпретации геологической информации, поиск и ввод хранящихся в банках данных информации, обмен между программами и базами записанными данными и др. Обрабатывающие геофизические программы предназначены для вычисления аномалий силы тяжести, интерполяции полученных значений к узлам регулярной сети наблюдений, приведение значений аномалий силы тяжести к расчетной поверхности и др. Основная часть геофизических программ предназначена для решения прямых и обратных задач гравиразведки: прямой и обратной задачи для двухмерных и трехмерных гравиметрических моделей, обратных задач способом подбора, различных способов трансформации гравитационного поля (усреднения, пересчета в верхнее и нижнее полупространство, вычисления высших производных потенциала силы тяжести, вычисления псевдогравитационных аномалий) и др. Интерпретационные программы включают прогноз геологического разреза на основе установления статистических связей аномалий силы тяжести с параметрами геологического разреза и др.

Набор обрабатывающих и интерпретационных программ, используемых в гравиразведке, непрерывно пополняется.

В настоящее время ЭВМ в гравиразведке применяют почти на всех стадиях работ. Дальнейшее углубление обработки и интерпретации данных гравиразведки требует расширения класса решаемых с помощью ЭВМ прямых и обратных задач как для простейших тел, так и для тел сложной конфигурации, в частности необходимо разработать методы решения трехмерных задач построения геолого-гравиметрических моделей среды.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 3

1. Какими основными геологическими факторами формируются аномалии Буге?
2. Какие способы трансформации гравитационных аномалий Вы знаете и в чем их сущность?
3. Какие имеются способы снятия регионального фона на картах аномалий силы тяжести? Поясните их сущность.
4. Раскройте смысл различных способов трансформации гравитационных аномалий с позиции частотной фильтрации.
5. В чем заключается решение прямой и обратной задач гравиметрии?
6. Аналитически решите прямую и обратную задачи для шара, горизонтального цилиндра и материальной полуплоскости.
7. На примере шара покажите, в чем состоит неоднозначность решения обратной задачи гравиметрии.
8. Выведите формулу для расчета палетки Гамбурцева.

Раздел второй
МАГНИТОРАЗВЕДКА

Магнитная разведка основана на различии магнитных свойств горных пород. В магниторазведке с помощью специальных измерений выявляют возмущения (аномалии) магнитного поля Земли, создаваемые геологическими телами, намагниченными современными (индуцированная намагниченность) и древними (остаточная намагниченность) магнитными полями Земли. Намагниченность горных пород определяется содержанием в них ферромагнитных минералов.

Особенно интенсивные магнитные аномалии создают изверженные породы основного и ультраосновного состава, магнетитовые железные руды и др. При поисках и разведке месторождений нефти и газа магнитная разведка стала применяться лишь после того, как акад. А. Д. Архангельский в 1922 г. высказал мысль о тесной связи магнитных аномалий с глубинным строением крупных регионов. На первом этапе магнитные съемки проводились только с поверхности Земли. В последующие годы после изобретения советским геофизиком А. А. Логачевым первого в мире аэромагнитометра и разработки методики магнитных измерений в движении в большом объеме стали выполняться аэромагнитные съемки (с самолета, вертолета), особенно при разведочных работах на нефть и газ. Были созданы приборы и разработана методика измерений в движении при морских магнитных съемках. В настоящее время магниторазведка в комплексе с другими геофизическими методами широко применяется с целью изучения регионального строения крупных нефтегазоносных регионов; большое значение она имеет при поисках месторождений различных руд, содержащих ферромагнитные минералы, и других полезных ископаемых.

По многим вопросам теории, методики полевых работ и интерпретации материалов магниторазведка сходна с гравиразведкой, так как оба метода основаны на изучении аномалий естественных полей, созданных горными породами, различающимися по плотности или намагниченности. Однако по природе и характеру магнитные аномалии оказываются более сложными, чем аномалии силы тяжести, различна и глубинность изучения разреза этими методами.

Глава 4
ЗЕМНОЙ МАГНЕТИЗМ

4.1. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Магнитное поле можно изучать, используя законы электромагнетизма или рассматривая магнитные аномалии как результат взаимодействия «магнитных масс». Во втором случае удается выявить больше сходства между гравиразведкой и магниторазведкой и поэтому он оказывается предпочтительным.

В общем случае магнитное поле Земли довольно быстро изменяется во времени. Быстро меняющееся во времени физическое поле называется **нестационарным.** Однако в нестационарном магнитном поле Земли можно выделить часть, которая изменяется во времени сравнительно медленно, т. е. ее можно считать постоянной. Именно такая постоянная часть геомагнитного поля создается источниками, находящимися внутри Земли.

Остановимся на некоторых характеристиках **постоянного магнитного поля** [6].

4.1.1. Напряженность магнитного поля

Хорошо известно, что любой магнит имеет два полюса: один полюс условно назван северным, а другой — южным. Магнитные полюсы существуют только в паре. Их рассматривают как точки сосредоточения равных по величине и обратных по знаку магнитных масс. На северном полюсе магнита находится положительная $(+m)$, а на южном — отрицательная $(-m)$ массы. Магнитные массы введены в качестве меры количества магнетизма магнита. Если магнит очень длинный, то можно ограничиваться рассмотрением действия только одного из полюсов магнита.

После того, как мы ввели понятие о магнитных массах, силу взаимодействия между ними можно рассматривать подобно силе притяжения гравитационных масс. Сила взаимодействия между изолированными точечными магнитными массами определяется **законом Кулона,** который аналогичен закону притяжения Ньютона; различие их состоит в том, что магнитное воздействие, описываемое законом Кулона, зависит от свойств среды:

$$F = \frac{m_1 m_2}{\mu \rho^2}, \qquad (4.1)$$

где m_1 и m_2 — точечные магнитные массы; ρ — расстояние между ними; μ — магнитная проницаемость, характеризующая магнитные свойства среды, в которой находятся магнитные массы.

Если массы разного знака — действует сила притяжения, если одного знака — сила отталкивания. Принято считать, что сила притяжения направлена по ρ от отрицательной массы к положительной.

Сила, действующая на единичную магнитную массу, называется напряженностью магнитного поля $\vec{T}$. Положив в формуле (2.1) $m_2=1$, получим

$$T=\frac{m}{\mu\rho^2}. \tag{4.2}$$

Единица напряженности магнитного поля — **ампер на метр** А/м. В магниторазведке раньше часто использовали внесистемную единицу напряженности поля, которая называется **гаммой** ($1\gamma=79{,}6\cdot10^{-5}$ А/м) и которую не надо путать с внесистемной единицей магнитной индукции, называемой также гаммой ($1\gamma=10^{-9}$ Тл).

Напряженность магнитного поля — вектор, совпадающий по направлению с силой F. Его можно разложить на три компоненты по осям координат x, y, z: $X=T\cos(\rho, x)$, $Y=T\cos(\rho, y)$, $Z=T\cos(\rho, z)$. Составляющие X, Y и Z называются соответственно горизонтальными (X, Y) и вертикальной (Z) составляющими полного вектора напряженности магнитного поля $\vec{T}$. Магнитное поле называется **однородным,** если величина и направление вектора напряженности поля остаются неизменными в каждой точке рассматриваемой области пространства.

Напряженность магнитного поля можно охарактеризовать числом силовых линий, приходящихся на единицу поверхности, нормальной к направлению силовых линий. Направление силовых линий определяется так, чтобы касательная к любой ее точке совпадала с направлением действующей силы. В магниторазведке принято считать, что силовые линии выходят (начинаются) из северного (положительного) магнитного полюса и входят (заканчиваются) в южный (отрицательный) полюс. Однородное магнитное поле в таком представлении будет характеризоваться рядом равно отстоящих друг от друга параллельных силовых линий.

4.1.2. Магнитный момент

Согласно классической теории электромагнитных явлений, источниками магнетизма являются электрические макро- и микротоки. Основная величина, характеризующая магнитные свойства вещества,— **магнитный момент,** который определяется как произведение тока, протекающего в замкнутом контуре, на площадь этого контура. Магнитный момент есть вектор, направленный по нормали к плоскости контура. Можно дать и

другое определение магнитного момента, воспользовавшись понятием магнитного диполя. **Магнитным диполем** называется система из двух разноименных точечных магнитных масс (полюсов), находящихся на расстоянии $2dl$ друг от друга, малом по сравнению с расстоянием ρ до рассматриваемых точек поля (рис. 25). Магнитный момент диполя

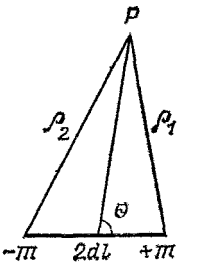


Рис. 25. Элементарный магнитный диполь

$$d\vec{M} = 2m\vec{dl} \tag{4.3}$$

направлен вдоль линии ($2dl$), соединяющей полюсы, от южного полюса к северному.

При характеристике магнетизма объемных масс конечных размеров магнитный момент определяется как векторная сумма моментов магнитных диполей, заключенных в объеме этого тела

$$\vec{M} = \Sigma d\vec{M}. \tag{4.4}$$

4.1.3. Магнитный потенциал

Для характеристики магнитного поля удобно ввести, как это было сделано раньше в гравиразведке, некоторую потенциальную функцию — магнитный потенциал.

Магнитный потенциал $U(x, y, z)$ связан с напряженностью T и ее составляющими соотношениями

$$T = \frac{\partial U}{\partial \rho}, \quad Z = \frac{\partial U}{\partial z}, \quad X = \frac{\partial U}{\partial x}, \quad Y = \frac{\partial U}{\partial y}. \tag{4.5}$$

Простой проверкой легко убедиться в том, что магнитный потенциал точечной массы [см. (4.2)]

$$U = m/(\mu\rho). \tag{4.6}$$

Потенциал, создаваемый элементарным диполем в точке P (см. рис. 25), будет

$$dU = \frac{m}{\mu_0\rho_1} - \frac{m}{\mu_0\rho_2} = m\frac{\rho_2 - \rho_1}{\mu_0\rho_2\rho_1} \approx \frac{dM}{\mu_0\rho^2}\cos\theta. \tag{4.7}$$

При вычислении формулы (4.7) принято

$$\rho_2 \approx \rho_1 \approx \rho, \quad \rho_2 - \rho_1 = 2dl\cos\theta, \quad 2mdl = dM, \quad \mu = \mu_0.$$

Обозначим

$$J = dM/d\Omega. \tag{4.8}$$

Вектор $\vec{J}$ представляет собой магнитный момент, приходящийся на единицу объема, и называется **интенсивностью намагничивания.**

Магнитный потенциал, создаваемый магнитом объемом Ω, как это следует из формулы (4.6), с учетом выражения (4.8) будет

$$U = \int_{\Omega} \frac{dM}{\mu_0 \rho^2} \cos\theta = \int_{\Omega} \frac{J d\Omega}{\mu_0 \rho^2} \cos\theta. \tag{4.9}$$

4.1.4. Диамагнетики. Парамагнетики. Ферромагнетики. Магнитный гистерезис

Магнитные свойства материалов характеризуются их интенсивностью намагничивания, или намагниченностью, $\vec{J}$. Единица намагниченности — ампер на метр (А/м). Как было отмечено выше, это вектор, который характеризует магнитный момент, приходящийся на единицу объема [см. (4.8)]. Часто для характеристики магнитных свойств горных пород используют скалярную величину — магнитную восприимчивость пород, которая обозначается $\varkappa$. **Магнитная восприимчивость** характеризует способность горных пород намагничиваться под воздействием внешнего магнитного поля. Она связана с намагниченностью соотношением

$$\vec{J} = \varkappa \mu_0 \vec{T}, \tag{4.10}$$

где $\vec{T}$ — напряженность внешнего магнитного поля.

Все материалы по характеру намагничивания можно подразделить на три группы: диамагнитные, парамагнитные и ферромагнитные. У диамагнитных материалов намагничивание происходит в направлении, противоположном действующему на материал внешнему магнитному полю; магнитная восприимчивость в этом случае отрицательная ($\varkappa<0$). Диамагнитные свойства имеют вода, соль, золото, серебро, медь и др. У парамагнитных материалов намагничивание происходит в направлении, совпадающем с внешним магнитным полем, т. е. магнитная восприимчивость положительная ($\varkappa>0$). Парамагнитными свойствами обладают кислород, кобальт, никель и некоторые другие элементы. Магнитная восприимчивость диамагнитных материалов очень мала и составляет $n \cdot 10^{-5}$ ед. СИ, у парамагнетиков она не превышает $n \cdot 10^{-3}$ ед. СИ. Ферромагнитные материалы характеризуются положительными и высокими значениями магнитной восприимчивости — до нескольких единиц СИ.

Чтобы лучше уяснить сущность магнетизма, рассмотрим процесс намагничивания ферромагнетиков под воздействием

внешнего магнитного поля. Как известно из курса физики, этот процесс характеризуется графиком — петлей магнитного гистерезиса (рис. 26). Если приложить постепенно возрастающее внешнее магнитное поле к ненамагниченному ферромагнетику, то его намагниченность вначале возрастает по кривой A, как это следует из формулы (4.10), пропорционально напряженности приложенного внешнего магнитного поля T. При большой напряженности поля произойдет «магнитное насыщение» материала (на рис. 26 уровень магнитного насыщения обозначен J_s), т. е. формула (4.10) уже перестает быть справедливой, поскольку у ферромагнетиков магнитная восприимчивость $\varkappa$ не остается постоянной величиной, а зависит от напряженности поля. При постепенном уменьшении напряженности внешнего магнитного поля происходит размагничивание ферромагнетика, процесс размагничивания характеризуется кривой B. Когда внешнее магнитное поле будет снято полностью ($T=0$), ферромагнетик сохранит некоторую часть своей прежней намагниченности $+J_r$, которая называется **остаточной намагниченностью.** Если у внешнего магнитного поля поменять знак и увеличивать напряженность поля, то вначале намагниченность уменьшится до нуля, а затем будет возрастать, но уже в отрицательном направлении, до магнитного насыщения. Если затем снова внешнее магнитное поле уменьшить до нуля, то ферромагнетик приобретет теперь уже отрицательную остаточную намагниченность $-J_r$.

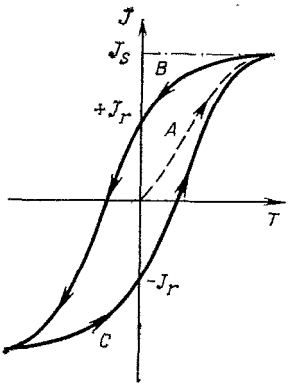


Рис. 26. Петля магнитного гистерезиса

4.1.5. Магнитная индукция

Находясь в магнитном поле, ферромагнетик сам становится постоянным магнитом, т. е. он создает собственное (внутреннее) постоянное магнитное поле $\vec{T}'$, которое пропорционально внешнему полю $\vec{T}$:

$$\vec{T}' = \varkappa \mu_0 \vec{T}. \tag{4.11}$$

Сумма внешнего $\vec{T}$ и внутреннего $\vec{T}'$, т. е. созданного ферромагнетиком, магнитных полей называется **магнитной индукцией** $\vec{B}$. С учетом выражения (4.11) магнитная индукция

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{T} + \vec{T}' = \mu_0 \vec{T} + \mu_0 \varkappa \vec{T} = \mu_0 (1 + \varkappa) \vec{T} = \mu_0 \mu \vec{T}. \tag{4.12}$$

Коэффициенты пропорциональности в выражении (4.12): μ_0 — **магнитная постоянная,** $\mu = 1 + \varkappa$ — **относительная магнитная проницаемость;** произведение $\mu_0\mu = \mu_a$ называется **абсолютной магнитной проницаемостью.** Для вакуума $\varkappa = 0$, $\mu = 1$ и абсолютная магнитная проницаемость $\mu_a = \mu_0$; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Единица магнитной индукции — тесла (Тл), её размерность вольт-секунда на квадратный метр. В магниторазведке используется нанотесла (1нТл = 10^{-9} нТл).

Напряженность магнитного поля $\vec{T}$ связана с магнитной индукцией $\vec{B}$ соотношением

$$\vec{T} = \vec{B}/\mu_0\mu. \qquad (4.13)$$

В вакууме

$$\vec{T} = \vec{B}/\mu_0. \qquad (4.13')$$

4.2. ЭЛЕМЕНТЫ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМА. ГЕОГРАФИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМА

В каждой точке на поверхности Земли свободно подвешенная в пространстве магнитная стрелка ориентируется в определенном направлении — в направлении **полного вектора напряженности** магнитного поля T. Полный вектор напряженности магнитного поля можно разложить (рис. 27) на вертикальную Z, направленную к центру Земли, и горизонтальную H составляющие. Горизонтальная составляющая, в свою очередь, раскладывается на составляющие X и Y, направленные на север и восток соответственно. Угол между компонентами H и T называется углом наклонения I, между H и X — углом склонения D. Величины T, Z, H, X, Y, I и D называются **элементами земного магнетизма.** Они связаны между собой соотношениями

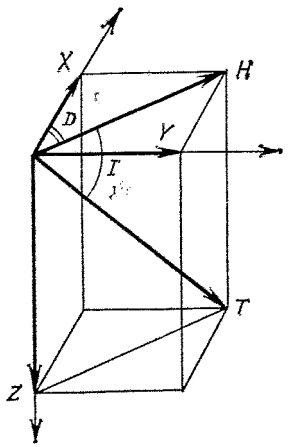


Рис. 27. Элементы земного магнетизма

$$T = \sqrt{Z^2 + H^2},\ Z = T\sin I,\ H = T\cos I,\quad X = H\cos D,\ Y = H\sin D,\ H = \sqrt{X^2 + Y^2}. \qquad (4.14)$$

Для изучения географического распределения элементов земного магнетизма проведены их измерения в разных точках на поверхности Земли. Измеренные значения элементов на-

несены на карты и проведены линии, соединяющие точки равных значений элементов. Линии равных значений напряженности магнитного поля (T, Z или H) называются **изодинамами,** равных значений угла магнитного склонения D — **изогонами,** равных значений угла магнитного наклонения I — **изоклинами.**

Линия нулевых значений угла магнитного наклонения проходит через точки на поверхности Земли, в которых магнитная стрелка ориентируется в горизонтальной плоскости. Такие точки расположены на **магнитном экваторе.** Магнитный экватор не совпадает с географическим.

С увеличением широты угол магнитного наклонения возрастает. В северном полушарии имеется точка, в которой северный (положительный) конец магнитной стрелки наклонен вертикально вниз (угол $I=90°$). Эта точка называется **южным геомагнитным полюсом.** В южном полушарии расположена точка, в которой южный (отрицательный) конец магнитной стрелки направлен вертикально вниз. Эта точка называется **северным магнитным полюсом.** Магнитные полюсы не совпадают с географическими и к тому же со временем изменяют свое положение. На 1980 г. координаты магнитных полюсов были: южного — 100° з. д. и 73° с. ш., северного — 143° в. д. и 68° ю. ш. Полная напряженность геомагнитного поля увеличивается от экватора к полюсам с 33,4 до 55,7 А/м.

Магнитное поле, наблюдаемое на поверхности Земли, продолжается далеко в околоземное пространство: на высоте около 7000 км напряженность поля уменьшается до 1/8 от значений поля на поверхности Земли.

4.3. ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ВО ВРЕМЕНИ

4.3.1. Постоянное и переменное геомагнитное поле

Регистрируемое на поверхности Земли магнитное поле можно разложить на две главных части: основное (постоянное) поле, на которое приходится около 99 %, и переменное поле — около 1 %. Источники постоянного поля расположены внутри Земли, а переменного — в ионосфере Земли. Для постоянного поля установлены только медленные вековые изменения (вариации), тогда как переменное поле характеризуется периодами вариаций от 10^5 до 10^{-2} с.

Картину распределения напряженности постоянного магнитного поля на поверхности Земли в первом приближении можно получить, если внутри сферы поместить магнитный диполь, ось которого наклонена к оси вращения Земли под углом около 11,5°.

Вопрос об источниках основного магнитного поля до сих пор остается одной из самых больших научных загадок. Вы-

двигалось много различных гипотез, в том числе и такая, как существование фундаментального закона природы, согласно которому любое вращающееся тело обладает магнитным моментом. Однако подтверждений тому получено не было и эту гипотезу пришлось оставить. Другая гипотеза основывалась на представлении земного ядра как огромного постоянного магнита, которое, возможно, состоит из железа и никеля, т. е. является ферромагнитным. Но и эта гипотеза была отвергнута, так как ферромагнитные материалы размагничиваются при температурах, превышающих точку Кюри. Поскольку точка Кюри для железа равна 770 °С, для никеля 360 °С, а температура в ядре не менее 2000 °С, то оно не может быть постоянным магнитом. Не останавливаясь на других гипотезах, лишь укажем, что наиболее совершенной из них в настоящее время признается гипотеза, согласно которой магнитное поле Земли создается электрическими токами в ядре. Предполагается, что токи индуцируются и поддерживаются подобно самовозбуждающемуся динамо (поэтому гипотеза получила название гипотезы «гидромагнитного динамо»).

Вековые вариации постоянного геомагнитного поля выражаются в том, что изолинии напряженности поля медленно смещаются в западном направлении и делают полный оборот вокруг Земли примерно за 2000 лет, т. е. величина смещения составляет около 0,18° в год по долготе. Вековые вариации связаны с процессами, происходящими в недрах Земли.

4.3.2. Короткопериодные вариации геомагнитного поля

Непрерывная регистрация элементов геомагнитного поля в магнитных обсерваториях показывает, что магнитное поле непрерывно изменяется со временем. Короткопериодные вариации имеют длительность, измеряемую днями, часами, минутами и секундами, и обусловлены процессами, протекающими вне Земли — в околоземном космическом пространстве.

Природа короткопериодных вариаций тесно связана с процессами, происходящими на Солнце. В результате этих процессов Солнце непрерывно выбрасывает в космическое пространство мощные потоки заряженных частиц — корпускул, называемых **«солнечным ветром».** Солнечный ветер как бы «обдувает» Землю, поскольку она обладает собственным магнитным полем, которое заставляет заряженные частицы двигаться вдоль магнитных силовых линий. При этом наблюдается довольно четкая граница между областью, где «течет» солнечный ветер, и областью, занятой магнитным полем Земли (последняя называется магнитосферой). Интенсивность и скорость солнечного ветра непрерывно изменяются во времени, в результате чего магнитосфера как бы пульсирует: магнитные силовые линии то

прижимаются к Земле, то отходят от нее, вызывая тем самым вариации геомагнитного поля на ее поверхности. Наряду с этим заряженные частицы могут внедряться в магнитосферу, вследствие чего в ионосфере (ионизированной верхней части атмосферы) возникают токовые вихри. Токовые вихри наводят переменное электромагнитное поле, которое пронизывает атмосферу Земли, накладывается на постоянное геомагнитное поле в виде короткопериодных вариаций и индуцирует в Земле теллурические токи.

По результатам многолетних наблюдений короткопериодные вариации подразделены на **пульсации,** изменяющиеся от долей секунды до нескольких минут и характеризующиеся квазисинусоидальной формой (наиболее короткопериодные вариации); **полярные суббури,** связанные с токовыми вихрями и протекающие при полярных областях ионосферы, продолжительностью около часа (поскольку графики изменения горизонтальных составляющих магнитного поля полярных суббури напоминают очертание береговой линии морского залива, то эти вариации часто называют бухтообразными или просто бухтами); **суточные** вариации, обусловленные токовыми вихрями, возникающими под действием солнечного излучения на освещенной стороне атмосферы, период их 24 ч; **мировые магнитные бури,** характеризующиеся сначала резким увеличением напряженности геомагнитного поля, фиксируемого одновременно во всех точках наблюдений на поверхности Земли, а затем резким спадом магнитного поля до нормального уровня, длительность магнитных бурь 1—5 сут.

На рис. 28 приведен пример записи суточных вариаций трех элементов поля: вертикальной Z, горизонтальной H составляющих напряженности поля и магнитного склонения D. Амплитуды вариаций по напряженности обычно не превышают 40—80 мА/м, а по углу склонения — нескольких минут.

В отдельные дни могут наблюдаться большие возмущения поля — до 0,8 А/м и более по напряженности и до нескольких градусов по склонению (магнитные бури). Магнитные бури могут продолжаться несколько дней и часто сопровождаются нарушением радиосвязи и полярными сияниями.

Непрерывные записи вариаций геомагнитного поля необходимы для введения поправок в магнит-

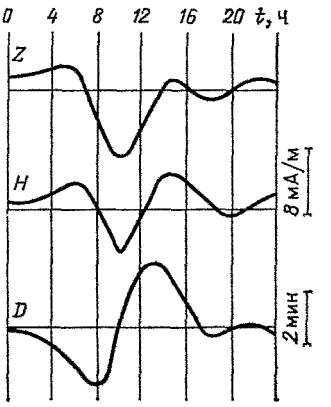


Рис. 28. Суточные вариации магнитного поля

ные измерения за изменение магнитного поля во времени. На изучении короткопериодных вариаций основаны магнитотеллурические методы изучения глубинного строения земной коры (см. гл. 9).

4.4. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

4.4.1. Нормальное геомагнитное поле

Магнитное поле на поверхности Земли, как говорилось выше, в первом приближении будет таким же, как поле сферы, намагниченной по оси, составляющей с осью вращения Земли угол 11,5°. Чтобы получить аналитические выражения распределения элементов дипольного геомагнитного поля на поверхности Земли, нужно знать магнитный потенциал сферы, который равен магнитному потенциалу элементарного диполя, помещенного в центре сферы. Согласно (4.7) можно записать

$$U = \frac{M}{\mu_0 R^2} \cos\theta, \tag{4.15}$$

где R — радиус Земли; M — магнитный момент, равный $0{,}5 \times \times 10^{22}$ А·м^2; θ — угол между осью земного магнитного диполя и радиусом-вектором, проведенным из центра Земли в данную точку на ее поверхности. Дополнительный угол $\varphi = 90° - \theta$ называется геомагнитной широтой.

Для вычисления вертикальной и горизонтальной составляющих напряженности магнитного поля нужно продифференцировать выражение (4.15) соответственно по z и x. Принимая, что ось z направлена к центру Земли, дифференцирование по z можно свести к дифференцированию по R со знаком минус, так как направления z и R противоположны; дифференцирование по x выполняется с учетом соотношения $dx = Rd\theta$:

$$Z_0 = \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{\partial U}{\partial R} = \frac{2M}{\mu_0 R^3} \cos\theta,$$

$$H_0 = \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{R}\frac{\partial U}{\partial \theta} = \frac{M}{\mu_0 R^3} \sin\theta. \tag{4.16}$$

Полная напряженность магнитного поля

$$T_0 = \sqrt{Z_0^2 + H_0^2} = M\sqrt{1 + 3\cos^2\theta}/(\mu_0 R^3). \tag{4.17}$$

Формулы (4.16) и (4.17) дают общее представление об изменении элементов геомагнитного поля в зависимости от угла θ и связанной с ним магнитной широты φ.

Полный вектор напряженности дипольного магнитного поля T_0 достигает наибольших значений на магнитных полюсах ($\theta = =0$) и наименьших значений — на магнитном экваторе ($\theta =$

$=90°$), т. е., как это следует из (4.13), изменяется от $2M/R^3$ до M/R^3. Подставив значения M и $R=6371\cdot10^3$ м, получим, что T_0 изменяется от 55,7 до 33,4 А/м. Вертикальная составляющая Z_0 изменяется от 55,7 А/м на полюсах до нуля на экваторе, а горизонтальная составляющая H_0 — от нуля на полюсах до 33,4 А/м на экваторе.

Отклонения измеренных элементов геомагнитного поля от элементов поля однородно намагниченной сферы называются **магнитными аномалиями.** В зависимости от размеров аномалии подразделяются на мировые (континентальные), региональные и локальные.

Мировые аномалии имеют размеры, сравнимые с площадями континентов. Число мировых аномалий однозначно не определено: выделяют четыре, шесть и даже восемь аномалий. Одна из них — Восточно-Азиатская — частично расположена в пределах СССР, на территории Восточной Сибири. Предполагают, что источники дипольного поля и поля мировых аномалий одни и те же. Поэтому поле мировых магнитных аномалий включено в нормальное магнитное поле Земли $T_н$, которое, таким образом, представляет сумму дипольного поля T_0 и поля мировых аномалий $T_а$:

$$T_н = T_0 + T_а. \tag{4.18}$$

Поскольку контуры мировых аномалий достаточно точно еще не установлены, нормальное магнитное поле определяют экспериментально. Для этого выполняют измерения элементов геомагнитного поля по определенной сетке (на территории СССР принята сетка 20×20 км). Измеренные значения поля усредняют по площади трапеции, размеры которой ограничены по долготе 1° и широте 2°. По усредненным значениям строят карты нормального поля, причем изолинии сглаживают так, чтобы они приняли форму плавных кривых. Усреднением и последующим сглаживанием по возможности исключается влияние магнитных аномалий, обусловленных неоднородностями верхней части земной коры.

Карты элементов нормального магнитного поля относятся к определенной эпохе, указанной в их заголовках. Установлен срок действия карт (5—10 лет), после которого их пересоставляют. В снятые с карт значения элементов нормального геомагнитного поля вводят поправки за медленное изменение магнитного поля — вековой ход.

4.4.2. Магнитные аномалии

Магнитной аномалией в магниторазведке называется разность между наблюденным (измеренным) значением элемента геомагнитного поля и нормальным его значением для данной

местности. По результатам полевых измерений вычисляют аномалии:

модуля полного вектора напряженности

$\Delta T_а = T - T_н$;

вертикальной составляющей

$\Delta Z_а = Z - Z_н$;

горизонтальной составляющей

$\Delta H_а = H - H_н$. (4.19)

При вычислении магнитных аномалий в наблюденные значения элементов геомагнитного поля необходимо вводить поправки. Главной является поправка за изменения геомагнитного поля во времени. Ее рассчитывают по материалам непрерывной регистрации во времени элементов геомагнитного поля специальными вариационными магнитными станциями. При высокоточных магнитных съемках может возникнуть необходимость введения поправки за превышение точек наблюдений относительно уровня моря. Методика определения поправки за высоту разработана еще недостаточно.

4.5. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД

4.5.1. Остаточный магнетизм горных пород. Палеомагнетизм

При лабораторных определениях намагниченности на образцах горных пород было установлено, что многие из них обладают большей интенсивностью намагничивания, чем это следовало ожидать с учетом величины современного геомагнитного поля. Остаточная намагниченность, которой обладает горная порода в своем естественном залегании, называется **естественной остаточной намагниченностью.** Горные породы, содержащие ферромагнитные минералы, приобретают естественную остаточную намагниченность под действием магнитного поля Земли во время остывания расплавов (лавы, интрузий) и превращения их в твердую породу. Если горную породу, предварительно размагнитив, вновь намагничивать в условиях комнатных температур внешним магнитным полем той же напряженности, что и современное геомагнитное поле, то оказывается, что остаточная намагниченность ее будет в 100—1000 раз меньше естественной остаточной намагниченности. Поскольку нет оснований считать, что напряженность геомагнитного поля в разные эпохи развития Земли изменялась столь сильно, причину высокой естественной остаточной намагниченности изверженных горных пород нужно искать в другом. В результате

экспериментов на образцах пород было установлено, что изверженные горные породы, образование которых происходит при высоких температурах, приобретают высокую естественную намагниченность в процессе их остывания в земном магнитном поле. Приобретенная при остывании горной породой намагниченность названа **термостойкой остаточной намагниченностью** (термоостаточной намагниченностью). Остаточную намагниченность горные породы приобретают главным образом, когда совершается переход температуры через точку Кюри (точка Кюри — температура, выше которой ферромагнитные материалы перестают быть магнитами). Термоостаточная намагниченность очень устойчива: она не разрушается внешним магнитным полем, напряженность которого даже в сотни раз превышает напряженность первоначального поля; заметно изменяется она только при температуре, близкой к точке Кюри. Таким образом, изверженные породы — идеальные постоянные магниты. Их остаточная намагниченность сохраняется неизменной в течение долгой геологической истории развития Земли. Следовательно, эти породы могут играть роль «окаменелостей» прошлого магнитного поля Земли.

Свойство горных пород намагничиваться в период своего формирования и сохранять приобретенную намагниченность (остаточную намагниченность) в последующие геологические эпохи называется **палеомагнетизмом.** Начиная с начала 50-х годов, во многих странах мира проводится систематическое изучение палеомагнитных свойств горных пород. Данные этих исследований уже позволили осветить многие интересные вопросы геологической истории развития Земли. Так, по данным палеомагнитных определений на образцах горных пород, взятых на Европейском и Северо-Американском континентах, было установлено, что траектории перемещений геомагнитных полюсов на них существенно различны. Траектории удается совместить, если предположить, что континенты постепенно меняли свое положение по отношению друг к другу в различные геологические эпохи. Таким образом, получено еще одно свидетельство в пользу гипотезы дрейфа континентов.

Другое интересное явление связано с инверсиями земного магнитного поля. Установлено, что геомагнитное поле с интервалами от 0,5 до 50 млн. лет изменяет свое направление на обратное (инверсия геомагнитного поля). В эпоху нормальной полярности поля южный и северный магнитные полюсы находились соответственно вблизи северного и южного географических полюсов, а в эпоху обратной полярности наоборот — вблизи южного и северного географических полюсов. Моменты инверсий магнитных полюсов фиксируются в геологических разрезах на всем земном шаре, и это позволяет проводить корреляцию разрезов в пунктах, расположенных даже на разных

континентах. По смене направлений намагниченности изверженных пород, которая обусловлена инверсией магнитных полюсов, оказалось возможно расчленить считавшиеся ранее немыми толщи пород.

4.5.2. Магнитная восприимчивость горных пород

Магнитные свойства горных пород определяются прежде всего содержанием в них ферромагнитных минералов — магнетита (Fe_3O_4), гематита (Fe_2O_3), а также неметаллических ферромагнетиков — титаномагнетита (Ti_3O_4), титаногематита (Ti_2O_3) и др. В табл. 6 приведены значения магнитной восприимчивости некоторых изверженных горных пород в зависимости от процентного содержания в них магнетита.

Как следует из табл. 6, магнитная восприимчивость изверженных горных пород изменяется в широких пределах. В то же время наблюдается общее возрастание магнитной восприимчивости от кислых к основным породам.

Значения магнитной восприимчивости метаморфических пород обычно не превышают $(80—160) \cdot 10^{-5}$ ед. СИ. Осадочные породы, если они не содержат заметных включений ферромагнитных минералов, имеют слабую магнитную восприимчивость $\varkappa = (0—40) \cdot 10^{-5}$ ед. СИ. Средние значения магнитной восприимчивости некоторых осадочных пород, полученные при лабораторных определениях $\varkappa$ на образцах, равны: для доломита 8×10^{-5}, известняка $16 \cdot 10^{-5}$, песчаника $24 \cdot 10^{-5}$; глины $40 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ. Как следует из приведенных данных, магнитная восприимчивость метаморфических и осадочных пород на несколько порядков меньше магнитной восприимчивости извер-

Таблица 6

Порода	Содержание магнетита					
	Минимальное		Максимальное		Среднее	
	%	$\varkappa$, 10^{-5} ед. Си	%	$\varkappa$, 10^{-5} ед. СИ	%	$\varkappa$, 10^{-5} ед. СИ
Гранит	0,2	800	1,9	7200	0,90	2400
Трахисиенит	0,0	0	4,6	18000	2,04	7700
Нефелин	0,0	0	6,6	25000	2,71	10000
Пироксен	0,9	3800	8,4	32000	3,51	13200
Габбро	0,9	3800	3,9	15000	2,40	9100
Кварцевый диорит	1,6	5800	8,0	29000	3,48	13100
Андезит	2,6	9800	5,8	21000	4,50	17000
Диорит	1,2	4500	7,2	28000	3,45	13100
Перидотит	1,6	5800	7,2	28000	4,60	17800
Базальт	2,3	8700	8,6	32000	4,76	18300
Диабаз	2,3	8700	6,3	24000	4,35	16500

женных пород, в связи с чем они создают сравнительно слабые магнитные аномалии, которые еще недавно находились за пределами точности используемых при разведке магнитных приборов. Применение в последние годы высокоточных квантовых магнитометров (см. 5.1) позволяет выявлять аномалии, связанные с осадочными и особенно с метаморфическими породами. Известны случаи, когда метаморфические или осадочные породы содержали значительные включения магнитных минералов (особенно в рудных районах) и тем самым создавали магнитные аномалии, интенсивностью до $n \cdot 0{,}08$ А/м.

Нефтегазовые залежи создают слабые магнитные аномалии. Магнитная восприимчивость газа $\varkappa_г = (8 \div 10) \cdot 10^{-5}$ ед. СИ, нефти $\varkappa_н = (6 \div 8) \cdot 10^{-5}$ ед. СИ (диамагнитна); вода — диамагнитна, $\varkappa_в$ изменяется в зависимости от содержания в ней солей.

Если $|\varkappa_н| > |\varkappa_в|$, нефтяная залежь проявляется как отрицательная магнитная аномалия, а при $|\varkappa_н| < |\varkappa_в|$ — как положительная.

На магнитные свойства горных пород оказывают большое влияние температурные условия, в которых породы находятся: при температурах выше точки Кюри горные породы размагничиваются. Если взять средний температурный градиент Земли 33 °С/км, то размагничивание пород наступает на глубинах порядка 20—30 км. Поэтому принято считать, что источники магнитных аномалий не могут находиться глубже 20—30 км.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 4

1. Какие элементы магнитного поля изучают в магниторазведке?
2. На какие классы делятся вещества по их магнитным свойствам?
3. Какие единицы измерения магнитных свойств горных пород, определяющих магнитные аномалии, Вы знаете?
4. Какие единицы измерения элементов магнитного поля Земли Вы знаете?
5. Какова структура магнитного поля Земли?
6. Выведите формулу, описывающую распределение на поверхности земного шара дипольной части геомагнитного поля.
7. Какие вариации магнитного поля Земли учитываются при проведении магнитных съемок?
8. Как изменяются элементы нормального геомагнитного поля на земной поверхности?
9. Какими причинами ограничена глубинность изучения земной коры магниторазведкой?

Глава 5
ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ. МАГНИТНЫЕ СЪЕМКИ

Для определения магнитных аномалий необходимо измерить элементы геомагнитного поля. Приборы для измерения элементов геомагнитного поля называют **магнитометрами.**

Обычно тот или иной магнитометр предназначен для измерения какого-нибудь одного элемента геомагнитного поля, например, модуля полного вектора напряженности, его вертикальной составляющей Z и др.

Измерения элементов геомагнитного поля могут быть абсолютными и относительными. При **абсолютных измерениях** определяют полное значение того или иного элемента поля. При **относительных измерениях** находят приращение значений этого элемента между двумя какими-либо пунктами наблюдений. Магнитные съемки с приборами для относительных измерений элементов геомагнитного поля должны опираться на пункты, в которых известны полные значения этих элементов.

Магнитометры подразделяются на **наземные магнитометры** — для измерения элементов геомагнитного поля при наземных магнитных съемках, **аэромагнитометры** — для измерения элементов геомагнитного поля с борта самолета или вертолета, **автомобильные магнитометры** — для измерения геомагнитного поля в условиях движения автомобиля и **морские магнитометры** — для измерения геомагнитного поля на море в условиях движения судна и др.

В настоящее время при наземных, аэро- и морских полевых магниторазведочных съемках используют квантовые магнитометры для абсолютных определений модуля полного вектора напряженности геомагнитного поля, магнитометры с феррозондовыми магниточувствительными элементами для относительных определений модуля полного вектора напряженности геомагнитного поля и оптико-механические магнитометры для относительных определений вертикальной составляющей напряженности геомагнитного поля.

5.1. АБСОЛЮТНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

5.1.1. Связь квантовых явлений с напряженностью геомагнитного поля

Для абсолютных определений модуля полного вектора напряженности геомагнитного поля используют приборы, в которых измерения основаны на квантовых явлениях. Подобные приборы называются квантовыми магнитометрами.

Квантовые магнитометры основаны на хорошо известном в физике эффекте Зеемана, заключающемся в том, что уровни энергий атомов или ядер, обладающих магнитным моментом, в магнитном поле расщепляются на несколько подуровней — E_1, $E_2 \ldots E_N$. Разность энергий ΔE между подуровнями зависит от напряженности T магнитного поля:

$$\Delta E = \hbar \gamma T, \qquad (5.1)$$

где γ — отношение магнитного момента атома или ядра к мо-

менту количества движения (механическому моменту); $\hbar$ — постоянная Планка.

Согласно законам квантовой механики частота перехода квантов ω между энергетическими уровнями с энергиями соответственно E_1 и E_2 выражается формулой

$$\omega = (E_1 - E_2)/\hbar. \qquad (5.2)$$

Частота перехода между зеемановскими подуровнями согласно (5.1) и (5.2)

$$\omega = \Delta E/\hbar = \gamma T. \qquad (5.3)$$

Из выражения (5.3) следует, что частота квантового перехода ω пропорциональна напряженности магнитного поля. Это соотношение положено в основу измерений магнитного поля квантовыми магнитометрами.

Эффекту Зеемана можно дать геометрическое истолкование, используя векторную модель ядра или атома: он представляет собой прецессию магнитного момента ядра или атома вокруг вектора напряженности магнитного поля T. Частота прецессии, как вытекает из (5.3), зависит от напряженности геомагнитного моля. Ее можно измерить и затем пересчитать в абсолютные значения модуля полного вектора напряженности геомагнитного поля. Поскольку частота прецессии определяется через атомные константы, характеризующиеся чрезвычайно высокой стабильностью, чувствительность квантовых магнитометров оказывается очень высокой. Созданы приборы, которые позволяют измерить модуль полного вектора напряженности геомагнитного поля с точностью порядка 0,08—0,008 мА/м.

В настоящее время в СССР и за рубежом разработаны разнообразные конструкции квантовых магнитометров, из которых наибольшее применение в магниторазведке получили протонный (ядерный) и квантовый оптический магнитометры.

5.1.2. Протонный (ядерный) магнитометр

Простейшим ядром, создающим магнитную прецессию, является ядро водорода (протон). Так как магнитный момент ядра кислорода равен нулю, обычную воду можно использовать в качестве ансамбля протонов. Блок-схема протонного магнитометра приведена на рис. 29. Прибор состоит из датчика *1* — сосуда с жидкостью (водой), помещенного внутри соленоида; усилителя с фильтрами *2*; кварцевого генератора *3* для получения точных марок времени; регистрирующего устройства *4* для выдачи результатов измерения в виде колонок цифр; источника питания *5*; переключателя *6*; частотомера *7*.

С помощью соленоида вокруг сосуда с жидкостью создается сильное магнитное поле T_0 напряженностью около 10^4А/м. На-

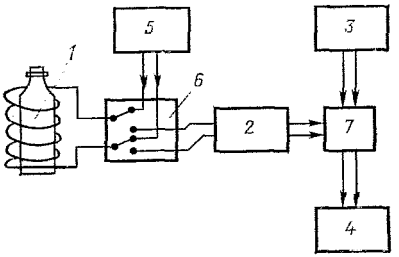


Рис. 29. Блок-схема протонного магнитометра

правление поля задается примерно перпендикулярным к измеряемому геомагнитному полю. Продолжительность намагничивания жидкости 1—2 с. По истечении этого времени поле быстро выключается. Наведенный магнитный момент протонов прецессирует с частотой ω вокруг вектора напряженности геомагнитного поля. После выключения намагничивающего поля в обмотках соленоида возникает переменное напряжение, частота которого равна частоте прецессии. Возникающие напряжения необходимо усилить и отфильтровать от помех. С этой целью обмотки соленоида сразу после выключения намагничивающего поля переключаются на усилитель с фильтрами.

Измеряемые значения модуля полного вектора напряженности геомагнитного поля регистрируются в цифровой форме. Точность измерений протонным магнитометром оказалась весьма высокой: уже первые образцы прибора позволили измерять модуль полного вектора напряженности геомагнитного поля с точностью не ниже 0,8 мА/м. Полная независимость результатов измерений от ориентировки чувствительной системы магнитометра и относительно большое быстродействие позволили использовать протонные магнитометры не только при наземных, но и аэро- и морских магнитных измерениях.

5.1.3. Квантовый оптический магнитометр

В квантовом оптическом магнитометре датчиком прибора является стеклянная колба, заполненная парами щелочного металла. При пропускании через колбу, находящуюся в измеряемом магнитном поле, поляризованного света, частота которого равна частоте квантового перехода между основным состоянием атома и одним из его возбужденных состояний, происходит рассеивание света. При этом момент количества движения квантов рассеиваемого света передается атомам, которые таким образом «оптически ориентируются» — скапливаются на одном из магнитных подуровней (происходит «накачивание» атомов на один из подуровней).

Если в объеме колбы датчика создать переменное магнитное поле, частота которого равна частоте квантового перехода

между магнитными подуровнями основного состояния, то населенности атомов на магнитных подуровнях выравниваются, т. е. атомы приходят в исходное состояние. Но при этом пары щелочного металла, наполняющие колбу, вновь начинают сильно поглощать и рассеивать свет и т. д. Наблюдая в проходящем свете его интенсивность при различных частотах переменного поля, можно заметить резкое уменьшение интенсивности в момент резонанса. Измеряя резонансную частоту переменного поля можно определить согласно выражению (5.3) модуль полного вектора напряженности геомагнитного поля с погрешностью порядка 0,08—0,008 мА/м.

5.2. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

5.2.1. *Оптико-механические наземные магнитометры*

При наземных магнитных съемках используют также приборы для относительных определений вертикальной составляющей напряженности геомагнитного поля. Магниточувствительной системой прибора (рис. 30) служит постоянный магнит *3*, укрепленный на горизонтально натянутой к раме *1* металлической нити *2*. Для наблюдения за положением магнита на его поверхности укреплено зеркало *4*. Наблюдение выполняют через оптическое устройство, не изображенное на рис. 30.

Под действием магнитного поля Земли магнит *3* отклонится на определенный угол. Измерения производят компенсационным способом. Магнитное поле компенсируется полем постоянных магнитов. Плавная компенсация (в пределах ±2,4 А/м) осуществляется поворотом вокруг своей оси магнита *6*, жестко скрепленного с лимбом *7*. Для частичной компенсации сильных магнитных полей служит диапазонный магнит *5*. Индикатором полной компенсации поля является горизонтальное положение измерительного магнита *3*, что фиксируется по совпадению индекса на магните с нулевой риской оптического устройства.

Условие равновесия измерительной системы — равенство

$$MZ\cos i + MH\sin\alpha\sin i + \tau(\beta + i) + B\cos\gamma = 0, \qquad (5.4)$$

где M — магнитный момент измерительного магнита; Z и H — вертикальная и горизонтальная составляющие геомагнитного поля соответственно; i — угол наклона оси измерительного магнита относительно горизонта; α — азимут вращения измерительного магнита; τ — крутильный момент нити; β — начальный угол закручивания нити; B — постоянная взаимодействия между измерительным магнитом и магнитом плавной компенсации; γ — угол поворота компенсационного магнита.

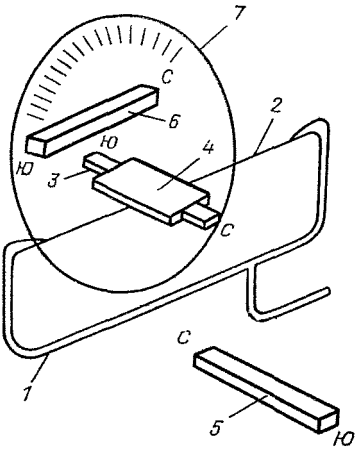


Рис. 30. Принципиальная схема наземного Z-магнитометра

При компенсации ($i=0$) условие равновесия (5.4) принимает вид

$$MZ+\tau\beta+B\cos\gamma=0, \tag{5.5}$$

причем пропадает член, содержащий горизонтальную составляющую H. Шкала на диске магнита плавной компенсации размечена таким образом, что расстояние между штрихами пропорционально $\cos\gamma$. Обозначив постоянные прибора $\tau\beta=k_1$ и $B=k_2$, уравнение (5.5) перепишем так:

$$MZ+k_1+k_2bn=0, \tag{5.6}$$

где $\cos\gamma=bn$; n — отсчет по шкале.

Приращение вертикальной составляющей ΔZ между двумя пунктами наблюдений

$$\Delta Z=c\,(n_2-n_1), \tag{5.7}$$

где n_2 и n_1 — отсчеты по шкале плавной компенсации во втором и первом пунктах соответственно; c — цена деления шкалы магнитометра.

Шкала плавной компенсации имеет 600 дел., цена деления $8\pm0{,}4$ (мА/м)/дел.

Из уравнения равновесия (5.5) следует, что при полной компенсации поля Z вращательный момент, создаваемый горизонтальной составляющей H, равен нулю. В связи с этим отпадает необходимость в ориентировке прибора по буссоли.

Точность измерений магнитометром 2,4 мА/м.

5.2.2. Феррозондовые аэромагнитометры

Феррозондовый аэромагнитометр предназначен для непрерывной регистрации изменений модуля полного вектора напряженности геомагнитного поля при аэромагнитных съемках. Ос-

новным узлом прибора является магниточувствительный элемент (МЧЭ), с помощью которого измеряются и преобразуются в электрические сигналы значения напряженности геомагнитного поля. Магниточувствительный элемент (феррозонд) помещен в обтекаемый кожух — гондолу, которая на тросе буксируется самолетом или крепится на киле самолета. В регистрирующем блоке, находящемся в салоне самолета, электрические сигналы записываются на магнитную ленту. С помощью переписца их можно с магнитной ленты воспроизвести на бумаге в виде непрерывной кривой изменения напряженности по трассе самолета.

Магниточувствительный элемент (рис. 31, *а*) состоит из двух одинаковых стержней (*1*, *2*), изготовленных из специального сплава (пермаллоя) с очень высокой магнитной проницаемостью и намотанных на стержни питающих (первичных) и измерительной (вторичной) обмоток. Питающие обмотки намотаны навстречу друг другу, т. е. при протекании в них тока возникают одинаковые по величине, но противоположные по направлению магнитные потоки. Обмотки подключены к источнику синусоидального тока фиксированной частоты. Создаваемое переменное магнитное поле T складывается с постоянным геомагнитным полем. Суммарное поле T_Σ намагничивает стержни, причем вследствие их высоких магнитных свойств магнитное насыщение достигается в слабых магнитных полях. Поэтому поле Земли составляет существенную часть необходимой для насыщения величины (рис. 31, *б*). В зависимости от напряженности геомагнитного поля доля возбуждаемого маг-

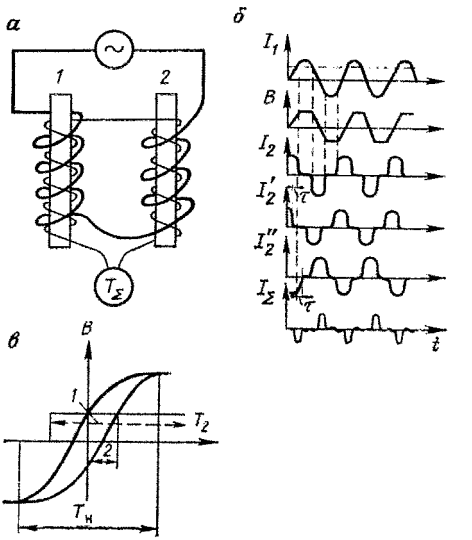


Рис. 31. К принципу измерения феррозондовым аэромагнитометром:

а — магниточувствительный элемент (МЧЭ): *1*, *2* — стержни; *б* — формирование электрических импульсов в измерительной цепи; *в* — кривая намагничивания МЧЭ: *1* — доля в насыщении искусственного поля, *2* — доля в насыщении поля Земли

нитного поля в насыщении оказывается различной. Наводимые при этом во вторичной обмотке электрические напряжения пропорциональны модулю напряженности геомагнитного поля.

Чтобы лучше уяснить принцип феррозондового аэромагнитометра, обратимся к рис. 31, *в*. На нем кривой $I_1(t)$ изображен ток в каждой из питающих обмоток; горизонтальными пунктирными линиями показаны амплитуды тока насыщения при отсутствии геомагнитного поля. График $B(t)$ представляет изменение магнитной индукции во времени, горизонтальные участки на нем соответствуют постоянному значению магнитной индукции при токе насыщения. Возбуждаемый во вторичной обмотке ток на графике $I_2(t)$ пропорционален изменению магнитной индукции B во времени и, следовательно, имеет вид разнополярных импульсов одинаковой амплитуды. Поскольку в измерительной обмотке наводятся равные, но противоположно направленные токи, суммарный ток на выходе будет равен нулю.

Внешнее магнитное поле вносит свой вклад в насыщение, которое достигается при меньших амплитудах питающего тока, если внешнее и наведенное магнитные поля оказываются одного знака, и при больших амплитудах — если разного знака. В результате импульсы наведенных токов будут сдвинуты по времени относительно друг друга, что иллюстрируется кривыми $I_2'(t)$ и $I_2''(t)$. Суммарный ток I_Σ на выходе измерительной обмотки будет иметь вид пиков, высота которых пропорциональна модулю полного вектора напряженности магнитного поля Земли.

Измерения могут выполняться разными способами, один из которых состоит в компенсации измеряемого поля. Обычно регистрируются изменения модуля вектора T относительно какого-либо исходного пункта наблюдения. Блок-схема измерительной системы аэромагнитометра приведена на рис. 32, *а*.

При измерениях напряженности магнитного поля Земли феррозонд всегда должен быть ориентирован параллельно вектору $\vec{T}$. При любой другой ориентировке феррозонд будет измерять проекцию вектора на ось измерительного элемента. Для ориентировки служат две пары одинаковых магниточувствительных элементов, оси которых расположены на плоской платформе горизонтально и взаимно перпендикулярно по отношению друг к другу (рис. 32, *б*). Измерительный МЧЭ перпендикулярен к платформе. Если платформа наклонена по линии *хх* на некоторый угол α, то на феррозонд действует внешнее поле $T \sin \alpha$. Возникающие при этом в измерительной цепи ориентирующего МЧЭ импульсы (после их преобразования и усиления) приводят в действие сервомотор, вращающий площадку до положения перпендикулярного полному вектору $\vec{T}$.

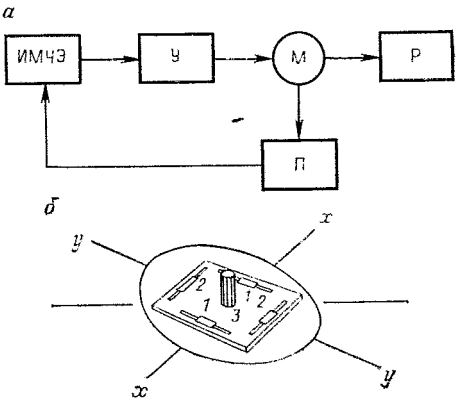


Рис. 32. Схемы измерительной (*а*) и ориентирующей (*б*) систем аэромагнитометра:

ИМЧЭ — измерительный магниточувствительный элемент; У — усилительно-преобразовательное устройство; *М* — мотор компенсационного устройства; *Р* — регистрирующее устройство; *П* — потенциометр; *1*, *2* — магниточувствительные элементы ориентации осей вращения; *3* — измерительный МЧЭ

Аэромагнитометры позволяют регистрировать изменения напряженности поля в диапазоне до ±8 А/м, порог их чувствительности составляет 0,8—3,2 мА/м. Кроме напряженности поля на ленте записываются высота полета, марки времени, сигналы о прохождении ориентиров и получении фотоснимков, используемых для привязки результатов наблюдений.

Кроме феррозондовых магнитометров при аэромагнитных съемках используют протонные и квантовые аэромагнитометры. Магниточувствительный преобразователь аэромагнитометра (протонный или квантовый) размещен либо в выпускной гондоле с длиной кабеля до 30 м, либо на киле самолета. Остальные блоки аэромагнитометра установлены в салоне самолета. Регистрация измеряемых значений магнитного поля производится одновременно на газоразрядных цифровых регистраторах (в виде шестизначного десятичного числа) и на ленте в аналоговой и цифровой форме. У протонных аэромагнитометров интервал времени между отсчетами составляет 0,5—2 с, погрешность измерений 0,4—1,2 мА/м; у квантовых аэромагнитометров — 0,1—2 с и 0,08 мА/м соответственно.

5.2.3. Морские и автомобильные магнитометры

Морские магнитометры. При морских магнитных съемках используют преимущественно квантовые (в том числе протонные) магнитометры. Морские магнитометры принципиально не отличаются от наземных, но подобно аэромагнитометрам имеют ряд особенностей, позволяющих выделить их в отдельную группу.

Морской магнитометр состоит из набортной части (электронный блок, блок питания, аналоговый регистратор, цифропечатающая машина или ленточный перфоратор), забортной части (герметичная гондола с магниточувствительным преоб-

разователем) и соединяющего их кабеля с электростатическим и магнитным экранированием. Для спуска и подъема гондолы используется лебедка. Особенностью морских магнитометров являются специальной конструкции герметичная гондола и специальные кабели.

Протонные магнитометры используют при магнитных съемках на акваториях для абсолютных измерений модуля полного вектора напряженности геомагнитного поля. У них высокая точность абсолютных измерений (0,8 мА/м), отсутствует смещение нуль-пункта, показания не зависят от ориентации магниточувствительного преобразователя в пространстве и температуры.

Квантовые магнитометры с оптической накачкой имеют большой динамический диапазон измерения геомагнитного поля, возможность непрерывной регистрации сигнала и высокую относительную чувствительность. Недостаток их — зависимость показаний от температуры, что вызывает необходимость помещать измерительное устройство в специальные термостаты. Чувствительность квантовых магнитометров порядка 0,08—0,8 мА/м, абсолютная погрешность измерений 1,6—8 мА/м.

Для выделения постоянной составляющей магнитного поля используют специальные приборы — магнитометры-градиентометры. В магнитометре-градиентометре имеются два квантовых магнитометра (датчика), разнесенных на малое фиксированное расстояние (база) Δl. Прибором измеряется разность ΔT между значениями магнитного поля в двух близких точках пространства, но поскольку база Δl мала, то градиент магнитного поля по направлению l $dT/dl \approx \Delta T/\Delta l$. Геомагнитное поле (см. 4.3) содержит две части: постоянную $T_1(x, y, z)$ и переменную $T_2(t)$. Поскольку база измерений прибора мала, то переменную часть в ее пределах можно считать одинаковой. Следовательно, при разностном способе измерений на малых базах исключается влияние на результаты вариаций магнитного поля. Пересчет измеренных градиентов dT/dl в приращения ΔT модуля полного вектора напряженности магнитного поля аналогичен пересчету градиентов силы тяжести в приращения силы тяжести в гравиразведке (см. 1.2).

Автомобильные магнитометры. Автомобильные магнитометры предназначены для измерения магнитного поля Земли в условиях движения автомобиля. Главное преимущество автомобильной съемки состоит в высокой производительности и более низкой стоимости работ. К автомобильным магнитометрам предъявляются повышенные требования в отношении устойчивости работы в условиях тряски и вибрации; приборы не должны быть чувствительными к пространственной ориентации. Всем этим требованиям в наибольшей степени удовлетворяют протонные и квантовые магнитометры.

Автомобильный магнитометр состоит из магниточувствительного преобразователя (протонного или квантового), измерительного устройства, цифропечатающего регистратора и устройства, управляющего магнитометром в процессе движения автомобиля. При движении автомобиля по заданному профилю автоматически через заданный интервал пути (шаг съемки) производится измерение магнитного поля Земли. Регистрация осуществляется на бумажной ленте. Помимо численного значения модуля полного вектора напряженности магнитного поля на ленте регистратора автоматически наносятся метки времени, а также реперные отметки. Аппаратура смонтирована на автомобиле повышенной проходимости. Для уменьшения влияния магнитных помех, создаваемых автомобилем, магниточувствительный преобразователь магнитометра помещен на прицепном устройстве, изготовленном из слабомагнитных материалов. Длина буксировочного устройства составляет 6,5 м.

Применение протонных и квантовых магниточувствительных преобразователей в сочетании с большим быстродействием измерительного тракта обеспечивает высокую чувствительность и стабильность автомобильных магнитометров; погрешность измерений составляет $\pm$ (0,8—2,4) мА/м.

5.3. МАГНИТНЫЕ СЪЕМКИ

5.3.1. Геологоразведочные задачи, решаемые магниторазведкой

Магниторазведку в комплексе с другими геофизическими методами и прежде всего с гравиразведкой, электроразведкой (магнитотеллурическими методами) и сейсморазведкой (глубинным сейсмическим зондированием) широко применяют при региональных геофизических исследованиях. Основные геологические задачи, решаемые при региональных магниторазведочных исследованиях: изучение простирания крупных структурных элементов осадочного чехла, выявление глубинных разломов, определение глубины залегания и петрографического состава пород кристаллического фундамента, установление в отдельных случаях мощности осадочной толщи. Региональные магнитные исследования выполняют преимущественно в виде аэромагнитных съемок. К настоящему времени практически вся территория нашей страны заснята аэромагнитной съемкой масштаба 1 : 200 000. Мелкомасштабные аэромагнитные съемки, которые выполняют на первом этапе региональных исследований, еще предстоит завершить в районах крайнего Севера и Дальнего Востока, областях континентального шельфа и т. п.

Детальные магниторазведочные работы проводят с целью решения таких геологических задач, как выявление и оконтуривание площадей развития рудоносных интрузий, изучение условий залегания рудоносных жил, изучение контактов с различным петрографическим составом и т. п. По результатам очень детальных магнитных съемок можно также, в благоприятных условиях, ставить задачу определения глубины залегания и формы рудоносных тел.

Детальные магнитные съемки проводят, как правило, в масштабах не мельче 1 : 100 000 (обычно 1 : 50 000, 1 : 25 000, 1 : 10 000) и даже в более крупных масштабах (до 1 : 1000). Это преимущественно наземные съемки. В настоящее время имеются возможности для выполнения детальных аэромагнитных исследований масштабов 1 : 50 000 и 1 : 25 000 с использованием квантовых магнитометров, которые обеспечивают точность измерений напряженности магнитного поля до 0,08 мА/м.

Основными геологоразведочными задачами, решаемыми магниторазведкой при поисках и разведке месторождений нефти и газа, являются следующие. Наличие резко выраженной по магнитным свойствам границы между породами кристаллического фундамента ($\varkappa = n \cdot (100 \div 10\,000) \cdot 10^{-5}$ ед. Си) и слабомагнитными породами осадочного чехла ($\varkappa < n \cdot 10 \cdot 10^{-5}$ ед. СИ) позволяет успешно использовать магниторазведку для изучения простирания и границ крупных структурных элементов (прогибов, впадин, валов и др.) и оценки в их пределах глубины залегания поверхности кристаллического фундамента, наличия в нем разнородных блоков, для выявления крупных тектонических нарушений в фундаменте и т. д. При благоприятных условиях данные детальных магниторазведочных работ позволяют получать сведения о строении осадочного чехла: структурах и зонах дислокаций, унаследованных от фундамента и приуроченных к его определенным структурным элементам (блокам, разломам и т. п.). Имеются примеры, когда по данным магниторазведки удавалось выявлять нефтеперспективные структуры, приуроченные к приподнятым блокам фундамента и проявляющиеся в наблюденном магнитном поле в виде аномалий интенсивностью 16—80 мА/м.

Существенное повышение точности измерения геомагнитного поля в результате применения квантовых магнитометров позволяет выявлять в магнитном поле очень слабые магнитные аномалии, обусловленные структурами осадочного чехла: антиклинальными складками, соляными куполами, рифами и др. Однако успешное решение этой задачи в значительной степени определяется не только высокой точностью и детальностью разведочных магнитных съемок, но и возможностью последующего выделения слабых магнитных аномалий, связанных со структурами в осадочном чехле, на фоне очень интен-

сивных аномалий-помех, обусловленных сильно магнитными и неоднородными породами кристаллического фундамента, а также приповерхностной частью разреза.

5.3.2. Наземные, аэро- и морские магнитные съемки. Системы магнитных наблюдений

Наземные магнитные съемки. При наземных магнитных съемках в большинстве случаев измеряют приращения вертикальной составляющей напряженности геомагнитного поля ΔZ. Наземными протонными и квантовыми магнитометрами измеряют модуль полного вектора напряженности поля T или приращение модуля вектора напряженности ΔT. Измерения магнитного поля бывают площадными или профильными. Съемки масштаба 1 : 10 000 и крупнее — в основном наземные; съемки масштаба 1 : 25 000 и мельче, как правило, проводят с самолета. Связь между масштабами наземной съемки, расстояниями между профилями и пунктами наблюдений отражена в табл. 7.

Требования к точности измерений напряженности магнитного поля устанавливают, исходя из геологической задачи: на составленных картах магнитных аномалий необходимо зафиксировать такие изменения магнитного поля, которые обусловлены интересующими геологическими факторами. При задании точности съемки по возможности учитывают сведения о форме, размерах и глубине залегания магнитовозмущающих тел, данные о намагниченности пород и т. п. Точность измерения приращения напряженности поля ΔZ задают приблизительно равной 8 мА/м (в отдельных съемках — точнее). Съемки, при которых измеряют модуль полного вектора напряженности поля T или его приращение ΔT протонными и квантовыми магнитометрами, имеют точность на один-два порядка выше.

Методика наблюдений при наземных магнитных съемках во многом сходна с методикой наблюдений при съемках грави-

Таблица 7

Масштаб съемки	Расстояние между профилями, м	Расстояние между точками наблюдений, м
1:100 000	1000	100—200
1:50 000	500	50—100
1:25 000	250	20—50
1:10 000	100	10—40
1:5000	50	5—20
1:2000	20	5—10
1:1000	10	2—5

метрами. Нередко одну и ту же сеть наблюдений используют для измерений поля силы тяжести и геомагнитного поля.

Полевым измерениям магнитного поля предшествует разбивка на местности сети опорных и рядовых пунктов. Для контроля качества измерений намечают контрольные точки (КТ), в которых производят измерения до начала и после окончания рабочего дня. Утренние и вечерние отсчеты по магнитометру в контрольной точке будут отличаться и после исправления их за вариации магнитного поля во времени и изменение температуры. Разность отсчетов, взятых в одной и той же точке в различные моменты времени, называется **смещением нуль-пункта магнитометра.** Смещение нуль-пункта прибора обычно можно принять за линейную функцию времени только в пределах коротких интервалов времени — не более 1,5—2 ч. Поправки в измеряемые значения напряженности магнитного поля за смещение нуль-пункта прибора вводят по графикам, которые строят по результатам повторных измерений на контрольных и опорных пунктах аналогично графикам смещения нуль-пункта гравиметра. Поправку в каждом рядовом пункте определяют по ординате графика смещения нуль-пункта, соответствующей времени взятия отсчета по шкале прибора в этом пункте.

Опорные пункты предназначены для очень тщательных измерений напряженности поля с целью изучения смещения нуль-пункта магнитометра и увязки наблюдений на рядовых пунктах. Наблюдения на пунктах опорной сети ведут по замкнутым полигонам, т. е. каждый рейс начинается и заканчивается в одной и той же точке. На каждом опорном пункте измерения выполняют одновременно несколькими магнитометрами или одним прибором, но с повторением наблюдений. Расстояния между опорными пунктами определяют из расчета линейности смещения нуль-пункта за время наблюдений между двумя опорными пунктами.

После создания опорной сети выполняют наблюдения на рядовых пунктах. Методика наблюдений на рядовых пунктах аналогична методике наблюдений с гравиметрами.

Обязателен учет суточных вариаций геомагнитного поля. Их учитывают с помощью повторных измерений на опорных пунктах. Иногда измерения вариаций выполняют самостоятельно в пунктах, расположенных вблизи участка работ, с использованием специальных магнитовариационных станций. При измерении вариаций полевыми ΔZ-магнитометрами, протонными или квантовыми T (ΔT)-магнитометрами используют магнитометры с наилучшими характеристиками (особенно в отношении стабильности). Частота наблюдений составляет 5—10 мин. В полевой журнал наблюдения вариаций записывают дату, тип и номер прибора, цену деления, отсчеты, положение

уровней, температуру и др. В наблюдения вводят поправку за температуру и сход уровней, после чего вычерчивают кривую вариаций как функцию времени.

Автомобильную магнитную съемку выполняют в основном по той же методике, что и пешеходную, по системе параллельных профилей (маршрутов) с заездами в прямом и обратном направлениях. Съемку, как правило, начинают с какого-либо опорного пункта, имеющего точную привязку на местности. Автомашину с прицепом устанавливают по направлению профиля, прибор переводят в режим автоматических измерений, и автомобиль начинает движение по профилю. Во время автоматической съемки оператор наблюдает за режимом работы станции и делает необходимые записи на ленте (номер профиля, номер пикета, курс, время начала съемки, проход опорных пунктов, объезд препятствий и т. п.).

С помощью автомобильного магнитометра выполняют съемки средней точности (погрешность не более 12 мА/м) и высокой точности (погрешность не более 4 мА/м). Выполнение таких съемок требует обязательного учета вариаций геомагнитного поля. Учет их с использованием опорной сети при автомобильной магнитной съемке исключен, ввиду того что при автоматическом управлении станцией практически невозможно совместить точку наблюдения на рядовом профиле с опорным пунктом. Поэтому учет вариаций осуществляется с помощью самостоятельных наблюдений в магнитовариационных пунктах, расположенных на площади или вблизи площади съемки. Вариации измеряют протонным или квантовым магнитометром с наилучшими характеристиками. Интервал регистрации вариаций модуля T обычно составляет 1 мин. Расстояние от магнитовариационного пункта до рядового пункта наблюдений не должно превышать 50—100 км. Точность синхронизации времени наблюдений на магнитовариационном и полевом пунктах должна находиться в пределах 30—60 с.

Аэромагнитные съемки. Аэромагнитные съемки существенно отличаются от наземных. Различие состоит прежде всего в том, что масштаб, а также другие характеристики аэромагнитных съемок необходимо согласовать с высотой и скоростью полета самолета. Крупномасштабные съемки нецелесообразно вести на большой высоте, поскольку интересующие магнитные аномалии от небольших по размерам магнитных тел будут иметь малую интенсивность и практически сольются с региональным фоном аномального магнитного поля. При изучении крупных тектонических элементов земной коры, например, при прослеживании под осадочным чехлом погребенных горных сооружений, наоборот, выгоднее аэромагнитную съемку проводить на большой высоте, так как в этом случае влияние локальных аномалий от небольших по размерам и неглубокоза-

легающих магнитных масс окажется незначительным. Необходимо согласовать скорость самолета с масштабом съемки, что обусловлено конструктивными особенностями аэромагнитометров. Существующие конструкции аэромагнитометров не позволяют регистрировать магнитные поля, скорость изменения напряженности которых превышает 400 (мА/м)/с. Поэтому даже при такой минимальной скорости самолета как 50 м/с можно регистрировать поля, градиент которых не превышает 400 (мА/м)/с: 50 м/с=10 (мА/м)/м. В отдельных районах магнитные поля могут иметь градиенты, значительно превышающие эту величину, и тогда необходимо переходить на измерения с вертолета.

Высота полета, расстояния между маршрутами и масштаб аэромагнитных съемок зависят от поставленной геологической задачи. В табл. 8 приведены некоторые соотношения между этими характеристиками.

При поисках и разведке нефтяных и газовых месторождений аэромагнитные съемки на первом этапе исследований выполняют обычно в масштабе 1 : 200 000. Последующую детализацию наиболее интересных участков проводят уже в масштабах 1 : 100 000, 1 : 50 000 и крупнее.

При выполнении аэромагнитных съемок особые требования предъявляются к выбору безопасной высоты полета. Если отметки рельефа колеблются в значительных пределах, то съемку проводят с обтеканием рельефа, т. е. поддерживают постоянной высоту полета относительно физической поверхности Зе-

Таблица 8

Геологическая задача	Расстояния между маршрутами, км	Высота полета, м	Масштаб съемки
Изучение особенностей геологического строения земной коры	25—5	700—1000	1:2 500 000—1:500 000
Изучение глубинного строения территорий с целью тектонического районирования и геокартирования отдельных геологических провинций	2—1	200—250	1:200 000—1:100 000
Детальное геологическое картирование и поиски рудных месторождений	0,5—0,1	50—75	1:50 000—1:10 000

мли. Если рельеф местности спокойный, то съемку выполняют на постоянной высоте, т. е. вдоль горизонтальной прямой линии. Высоту полета контролируют с помощью радио- и барометрических высотомеров.

Наблюдения осуществляют в рядовых и опорных съемочных маршрутах (рис. 3). Рядовые маршруты должны быть проложены параллельно один другому и вкрест предполагаемому простиранию магнитных аномалий. Опорные маршруты составляют систему замкнутых полигонов. Наблюдения на них выполняют с повышенной точностью, которая обеспечивается 100 %-ным повторением наблюдений в прямом и обратном направлениях. Опорные маршруты предназначены для учета смещения нуль-пункта аэромагнитометра и увязки наблюдений на рядовых маршрутах.

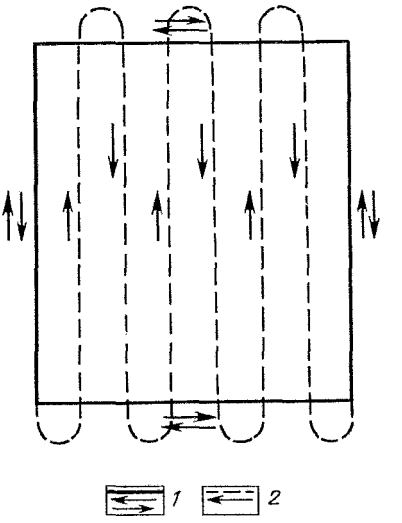


Рис. 33. Схема наблюдений при аэромагнитной съемке.
Маршруты: *1* — опорные, *2* — рядовые

Правильность прохождения маршрутов контролируют визуально и путем фотографирования ярко выраженных ориентиров, расположенных по маршруту. При морских аэромагнитных съемках, а также в районах с трудно опознаваемыми ориентирами на местности (пустыни, районы Арктики и т. п.) координаты самолета определяют средствами радиогеодезии. Для этого передающие радиостанции располагаются в пунктах, координаты которых известны, а приемное устройство — фазовый радиозонд — помещают в самолете. По сдвигу фаз радиоволн от передающих радиостанций, регистрируемых фазовым зондом, вычисляют местоположение самолета в каждый момент времени. Пройденные маршруты наносят на государственную топографическую карту.

Учет вариаций при аэромагнитных съемках производят по их наземным измерениям на магнитовариационных пунктах или на опорных пунктах, создаваемых за счет повышения густоты (плотности) сети.

Аэромагнитные съемки нельзя выполнять во время магнитных бурь. Результаты съемок, полученные в периоды магнитных бурь, выбраковывают и полеты по соответствующим маршрутам повторяют. Наиболее ответственные съемки (детали-

зационные съемки с изучением слабых аномалий) следует выполнять при минимальной интенсивности вариаций. Если в процессе работ появились интенсивные вариации, съемку нужно повторить при более спокойных вариациях.

Морские магнитные съемки. Измерения элементов геомагнитного поля при морских магнитных съемках выполняют в условиях движения судна. Наиболее часто применяют протонные и квантовые магнитометры, которые позволяют производить измерения модуля полного вектора напряженности геомагнитного поля или его приращения практически непрерывно в процессе движения судна. Для уменьшения погрешностей измерений, вызванных магнитным полем судна, чувствительные элементы магнитометров помещают в специальное стабилизируемое устройство, которое буксируется при помощи троса на расстоянии двух-трех длин судна. Основным видом магнитных съемок на море является площадная съемка по равномерной сети параллельных профилей, ориентированных вкрест простирания доминирующих геологических структур.

Специфическая особенность морской магнитной съемки — существование особого рода помех, вызванных морскими волнами. Известно, что при движении проводника в магнитном поле в нем индуцируются электрические токи. Подобный механизм действует и в морской волне. Морская волна является своеобразным проводником и при ее движении в земном магнитном поле в ней индуцируются электрические токи, которые создают существенные электромагнитные эффекты. Методика учета таких помех еще не разработана.

Значительные трудности вызывает учет магнитных вариаций, поскольку случаи, когда площадь морских работ расположена вблизи магнитных обсерваторий, крайне редки. Для выделения постоянной составляющей измеряемого магнитного поля используют специальные фильтры, в некоторых случаях магнитометры- градиентометры (см. 5.2.3). Но при этом не удается отфильтровать суточные вариации магнитного поля. Более надежно исключать вариации удается с помощью донных или буйковых магнитовариационных станций.

Методы и средства плановой привязки наблюдений на море весьма разнообразны. Координаты судна определяют способом засечек береговых ориентиров, радиогеодезическими и радионавигационными средствами, опирающимися на специальную систему береговых радиостанций. В открытом океане применяют методы спутниковой навигации.

В связи с отмеченными выше специфическими особенностями измерений геомагнитного поля точность морских магнитных съемок изменяется в широких пределах. При региональных съемках без применения специальных навигационных систем и магнитовариационных станций она может составлять

$n \cdot 10$ мА/м. Использование вариационных станций позволяет повысить точность съемок в 2—4 раза. При детальной съемке в спокойных полях с применением высокоточных квантовых магнитометров с оптической накачкой и точной плановой привязкой пунктов наблюдений точность может достигать 0,4—0,8 мА/м.

5.3.3. Обработка наблюдений и изображение результатов

По данным магнитных съемок в каждом пункте наблюдений вычисляют магнитную аномалию. Для этого, кроме измеренных значений модуля полного вектора напряженности поля T или вертикальной составляющей Z, необходимо в каждом пункте наблюдений иметь значения этих же элементов нормального магнитного поля. Нормальное значение геомагнитного поля определяют по картам нормального геомагнитного поля или экспериментально.

При наземных съемках, которые охватывают сравнительно небольшие площади, за нормальное поле часто принимают среднее его значение на площади исследования, которое определяют на таком участке, где вблизи поверхности не залегают какие-либо магнитовозмущающие массы, т. е. магнитное поле спокойное. Найденное таким образом среднее значение поля принимается постоянным для всей площади исследований. Естественно, что оно может существенно отличаться от значений геомагнитного поля на карте нормального поля.

При обработке данных аэромагнитных съемок, которые охватывают большие территории, ограничиться постоянным значением нормального поля на всей площади исследований не представляется возможным. Поэтому нормальные значения поля снимают с карт нормального поля, определяют в результате обработки измерений протонными магнитометрами абсолютных значений модуля T в контрольных и опорных маршрутах.

В наблюденные значения T или Z вводят ряд поправок. Главные из них — поправки за вариации магнитного поля во времени и температуру. Принято считать, что поправка за рельеф не играет существенной роли.

Результаты магнитных съемок представляют в виде графиков ΔT_a и ΔZ_a, карт графиков ΔT_a и ΔZ_a и карт магнитных аномалий ΔT_a и ΔZ_a.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 5

1. Какими магнитометрами измеряется абсолютное значение напряженности магнитного поля Земли?
2. Каково устройство и принцип работы оптико-механического наземного Z-магнитометра?

3. Составьте уравнение равновесия чувствительного элемента оптико-механического Z-магнитометра.
4. Почему оптико-механический Z-магнитометр не требует ориентировки по магнитному меридиану?
5. Каково устройство и принцип работы протонного (ядерного) магнитометра?
6. В чем заключается принцип действия феррозондовых датчиков?
7. Каково устройство и принцип работы феррозондового аэромагнитометра?
8. Каков принцип работы ориентирующих магниточувствительных элементов?
9. Как осуществляется эталонирование магнитометров?
10. Какие геологические задачи решает магниторазведка?
11. Зачем создается опорная сеть и каковы ее особенности?
12. Каковы особенности гидромагнитных съемок?
13. Как осуществляется учет вариаций магнитного поля Земли?
14. Каковы особенности аэромагнитных съемок?
15. Как производится выбор направления и высоты аэросъемочных маршрутов?
16. Каково назначение контрольных маршрутов?
17. В каком виде изображаются результаты съемок?

Глава 6
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ

Интерпретация данных магниторазведки во многом сходна с интерпретацией данных гравиразведки. Эта общность основана на формуле Пуассона, устанавливающей связь между гравитационным и магнитным потенциалами однородных тел (см. 6.1). В то же время в интерпретации магнитных и гравитационных аномалий имеются существенные различия, на которые следует обратить особое внимание: прежде всего, магнитные аномалии подобны аномалиям вторых производных гравитационного потенциала; существует резкая зависимость геомагнитных аномалий от широты, что обусловлено изменением наклона вектора напряженности геомагнитного поля T; источники гравитационных и магнитных аномалий могут находиться на существенно разных глубинах вследствие влияния на магнитные свойства температуры; наконец, гравитационные и магнитные аномалии могут быть вызваны различными геологическими причинами, поскольку осадочные породы характеризуются сравнительно большим диапазоном изменения плотности и играют большую роль в формировании аномального гравитационного поля, тогда как значения магнитных аномалий определяются в основном глубиной залегания и петрографическим составом пород фундамента.

Данные магниторазведки чаще всего интерпретируют по графикам и картам аномалий вертикальной составляющей ΔZ_a. Иногда используют также графики аномалий горизонталь-

ной составляющей ΔH_a. В общем случае аномалии модуля полного вектора напряженности магнитного поля ΔT_a интерпретировать трудно, так как обычно неизвестно направление вектора напряженности T. Поэтому их необходимо пересчитывать в аномалии ΔZ_a. Такой пересчет не нужен, если магнитные съемки выполнены в высоких геомагнитных широтах, где угол наклонения вектора T достаточно большой и можно считать $T \approx Z$. В частности, пересчет аномалий ΔT_a в ΔZ_a не производится для значительной части территории Советского Союза.

6.1. КАЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ

Магнитные аномалии определяются намагниченностью горных пород, которая, в свою очередь, зависит от содержания в них ферромагнитных минералов. Поскольку осадочные горные породы слабомагнитны, магнитные аномалии несут информацию главным образом о рельефе и петрографическом составе пород кристаллического фундамента. Однако однозначно сказать, чем вызвана та или иная магнитная аномалия — рельефом поверхности или петрографическим составом пород фундамента — не всегда представляется возможным, поскольку магнитная восприимчивость изверженных горных пород изменяется в широких пределах, хотя и наблюдается общая тенденция ее возрастания от кислых пород к основным (см. табл. 6). При интерпретации магнитных аномалий приходится учитывать и такой фактор, как направление вектора намагничивания горных пород. Тем не менее анализ графиков и карт магнитных аномалий позволяет получать ценные данные о геологическом строении районов.

Методика качественной интерпретации магнитных аномалий примерно такая же, как и гравитационных аномалий. По материалам магнитной съемки проводят классификацию магнитных аномалий по ряду признаков: форме (полосовые, кольцевые, неправильной формы и т. п.), размерам, интенсивности (амплитуде), горизонтальному градиенту аномального поля и т. п. На основе этой классификации составляют карту распределения магнитных аномалий, которую затем сопоставляют с имеющимися геолого-геофизическими данными. По результатам такого сопоставления делают заключение о природе магнитных аномалий в данном районе. Применяя метод аналогий, можно высказать предположения и о природе аномалий аналогичного типа в соседних районах.

В то же время следует отметить, что качественная интерпретация данных магниторазведки сложнее, чем данных гравиразведки. Это обусловлено прежде всего дипольной природой

магнитовозмущающих тел, вследствие которой создаваемое ими магнитное поле всегда представляет сумму двух полей: притяжения магнитных полюсов разного знака и отталкивания магнитных полюсов одного знака. Другая сложность связана с тем, что напряженность магнитного поля зависит от направления вектора намагничивания тела, который может быть направлен вдоль оси глубин (вертикальное намагничивание) или под различными углами к этой оси (косое намагничивание); по этой причине амплитуда и знак аномалии более сложно, чем в гравиразведке, характеризуют глубину источника аномалий.

6.2. СВЯЗЬ МЕЖДУ МАГНИТНЫМ И ГРАВИТАЦИОННЫМ ПОТЕНЦИАЛАМИ

Магнитный потенциал произвольно намагниченного тела определяется формулой (4.9)*

$$U = \int_{\Omega} \frac{J \cos \theta}{\rho^2} d\Omega. \tag{6.1}$$

Если тело намагничено однородно, т. е. J — величина постоянная, то $\cos\theta$ можно выразить так (см. рис. 34):

$$\cos\theta = \cos(J, \rho) = \cos(J, x)\cos(\rho, x) + \cos(J, y)\cos(\rho, y) + \cos(J, z)\cos(\rho, z) =$$
$$= \cos(J, x)\frac{\xi - x}{\rho} + \cos(J, y)\frac{\eta - y}{\rho} + \cos(J, z)\frac{\zeta - z}{\rho}. \tag{6.2}$$

Подставляя (6.2) в (6.1), получаем

$$U = \int_{\Omega}\left(J_x \frac{\xi - x}{\rho} + J_y \frac{\eta - y}{\rho} + J_z \frac{\zeta - z}{\rho}\right)\frac{1}{\rho^2} d\Omega =$$
$$= J_x \frac{\partial}{\partial x}\int_{\Omega}\frac{1}{\rho} d\Omega + J_y \frac{\partial}{\partial y}\int_{\Omega}\frac{1}{\rho} d\Omega + J_z \frac{\partial}{\partial z}\int_{\Omega}\frac{1}{\rho} d\Omega. \tag{6.3}$$

Выразим интеграл $\int_{\Omega}\frac{1}{\rho} d\Omega$ через гравитационный потенциал притяжения V:

$$V = G\sigma\int_{\Omega}\frac{d\Omega}{\rho}, \tag{6.4}$$

где G — гравитационная постоянная; σ — плотность тела.

* Для краткости, начиная с формулы (6.1), постоянную μ_0 будем опускать.

Следовательно,

$$\int_{\Omega} \frac{d\Omega}{\rho} \equiv \frac{V}{G\sigma}. \qquad (6.5)$$

Подставляя (6.5) в (6.3), получаем

$$U = \frac{1}{G\sigma}\left(J_x \frac{\partial V}{\partial x} + J_y \frac{\partial V}{\partial y} + J_z \frac{\partial V}{\partial z}\right) = \frac{J}{G\sigma}\frac{\partial V}{\partial \rho}. \qquad (6.6)$$

Таким образом, магнитный потенциал однородно намагниченного тела равен производной гравитационного потенциала этого же тела, взятой по направлению намагничивания.

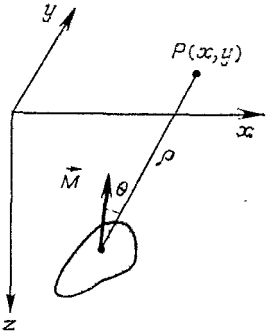


Рис. 34. Положение магнитных масс в пространстве

Выражение (6.6) является фундаментальным в магниторазведке и называется **формулой Пуассона.** Эта формула позволяет при вычислении магнитных полей опираться на решения, которые были получены для прямой задачи гравиразведки. Однако при применении этого соотношения на практике необходимо вначале проанализировать, является ли возмущающее (аномалиеобразующее) тело одновременно гравитационно- и магнитоактивным. Можно привести много примеров, когда гравитационноактивные геологические структуры не создают магнитных аномалий и наоборот.

В частном, но практически важном случае вертикального намагничивания справедливы соотношения

$$U = \frac{J}{G\sigma} V_z, \qquad (6.7)$$

$$Z = \frac{J}{G\sigma}\frac{\partial V_z}{\partial z} = \frac{J}{G\sigma} V_{zz}, \qquad (6.8)$$

$$X = \frac{J}{G\sigma}\frac{\partial V_z}{\partial x} = \frac{J}{G\sigma} V_{xz}, \qquad (6.9)$$

$$Y = \frac{J}{G\sigma}\frac{\partial V_z}{\partial y} = \frac{J}{G\sigma} V_{yz}, \qquad (6.10)$$

где V_z — вертикальная составляющая силы притяжения; V_{zz}, V_{xz}, V_{yz} — вторые производные потенциала притяжения.

6.3. ТРАНСФОРМАЦИИ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ

Измеряемое магнитное поле отражает влияние различных магнитовозмущающих масс, расположенных в земной коре, т. е. является суммарным. Большинство способов решения

обратной задачи магниторазведки основано на использовании аномалий, обусловленных каким-либо одним источником, изолированным в пространстве. Следовательно, для обнаружения в суммарном магнитном поле аномалии от интересующего источника необходимо выполнить операцию разложения поля на его составляющие. Эта операция называется трансформацией наблюденного магнитного поля.

Сущность трансформаций магнитных аномалий такая же, как и трансформаций гравитационных аномалий, и используются те же формулы (см. 3.2).

Трансформации можно подразделить на три группы: аналитические продолжения аномалий в верхнее и нижнее полупространство; усреднение аномалий; вычисление высших производных магнитного потенциала.

Аналитические продолжения аномалий. Пересчет магнитного поля в верхнее полупространство на новый уровень $+z_0$ проводится путем вычисления интеграла Пуассона (3.2). Это преобразование является фильтром низких частот и позволяет выделять аномалии, обусловленные строением фундамента, и ослаблять влияние неглубоко залегающих магнитных масс, перекрывающих осадочные породы (например, траповые поля в Восточной Сибири) или проникающих в осадочный чехол в виде мелких интрузий.

Пересчет поля в нижнее полупространство производят на основе решения интеграла Пуассона, в котором искомая величина — подынтегральная функция. Это преобразование является фильтром высоких частот и позволяет усиливать локальные аномалии, слабо проявляющиеся в исходном магнитном поле.

Трансформация способом аналитического продолжения магнитных аномалий строго применима только к вертикальной составляющей геомагнитного поля Z, которая удовлетворяет условию нормальности по отношению к горизонтальной плоскости.

В широтах СССР с известным приближением можно пересчитывать этим способом и аномалии модуля полного вектора $\vec{T}$, величины которых можно считать пропорциональными значениям вертикальной составляющей Z.

Усреднение аномального поля. В способах усреднения вычисляют средние значения аномалий в некоторой точке на профиле или в центре некоторой площади (например, круга) по формулам, аналогичным формулам (3.3) и (3.3′).

Усреднение обычно производят с различными радиусами, что соответствует трансформациям поля с различной степенью подавления высокочастотных составляющих в спектрах наблюденных аномалий. Вычитанием усредненных значений из на-

блюденных получают остаточные (или локальные) аномалии. В остаточном магнитном поле исключен региональный фон и подчеркнуты локальные аномалии.

Вычисление высших производных магнитного потенциала. При интерпретации данных магниторазведки используют вторые и третьи производные магнитного потенциала. Третью вертикальную производную $\partial^3 U/\partial z^3$ вычисляют по формуле, аналогичной формуле Элкинса (3.7). Вторую производную $\partial^2 U/\partial z \partial x$ вычисляют по той же схеме, что и усредненные градиенты в гравиразведке, по формуле, аналогичной формуле (3.6).

Вычисление высших производных магнитного потенциала является высокочастотным фильтром, причем избирательность его смещается в сторону все более и более высоких частот по мере увеличения порядка производной.

6.4. РЕШЕНИЕ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ МАГНИТОРАЗВЕДКИ

Магнитные поля, созданные однородно намагниченными телами правильной геометрической формы, можно рассчитать аналитическими способами, подобными тем, которые были применены ранее при вычислении гравитационных эффектов. В некоторых случаях решение прямой задачи проще получить, используя формулу Пуассона (6.6), путем пересчета гравитационных эффектов в магнитные.

При вычислении магнитных эффектов (решении прямой задачи магниторазведки) принимают, что вмещающая магнитные тела среда немагнитна, т. е. $\varkappa=0$ и $\mu=\mu_0$.

Рассмотрим примеры решения прямой задачи магниторазведки для некоторых тел простой геометрической формы.

6.4.1. Вертикальный стержень

Магнитное поле, создаваемое протяженными телами, можно рассматривать как сумму полей одинаковых по величине и противоположных по знаку магнитных масс, которые сосредоточены в двух полюсах магнита. Магнит, у которого массы сконцентрированы в двух полюсах, называется схематическим. Примером схематического магнита служит длинный тонкий магнитный стержень. Мы рассмотрим поле такого магнита, ось которого направлена вертикально к плоскости наблюдений (рис. 35). При этом предположим, что второй полюс магнита залегает настолько глубоко, что влиянием его можно пренебречь.

Начало координат поместим в точку O, являющуюся проекцией полюса на профиль наблюдений. Координаты полюса будут 0; ζ. Как следует из выражения (4.6), магнитный потен-

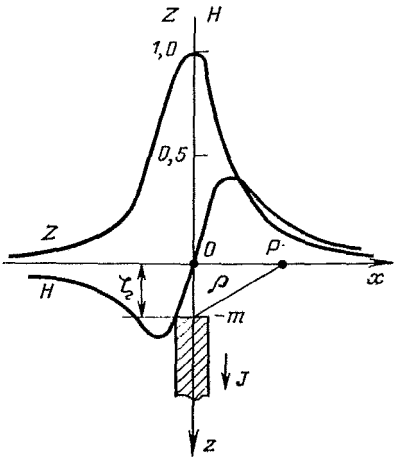


Рис. 35. Графики Z и H над вертикальным стержнем

циал, создаваемый в произвольной точке P с координатами x, z вертикальным стержнем, равен

$$U = -m/\rho, \tag{6.11}$$

где $\rho = \sqrt{x^2 + (\zeta - z)^2}$; ζ — глубина залегания полюса.

Согласно (4.5) модуль полного вектора напряженности магнитного поля

$$T = \frac{\partial U}{\partial \rho} = \frac{m}{\rho^2} = \frac{m}{x^2 + (\zeta - z)^2}. \tag{6.12}$$

Вертикальная составляющая напряженности магнитного поля

$$Z = \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{m(\zeta - z)}{\left[x^2 + (\zeta - z)^2\right]^{3/2}}. \tag{6.13}$$

Горизонтальная составляющая напряженности магнитного поля

$$H = \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{mx}{\left[x^2 + (\zeta - z)^2\right]^{3/2}}. \tag{6.14}$$

Исследуем выражения (6.12)—(6.14), когда точка P помещена на профиле x, т. е. $z=0$. Максимальны значения T и Z в точке $x=0$:

$$T_{max} = Z_{max} = m/\zeta^2. \tag{6.15}$$

Когда $x \to \pm\infty$, T и Z стремятся к нулю, причем всегда со стороны положительных значений этих элементов магнитного поля.

Величина H изменяется вдоль профиля наблюдений x по существенно иному закону. В начале координат ($x=0$) составляющая H равна нулю. При $x \to \pm\infty$ H стремится к нулю, причем при положительных значениях x — со стороны положительных значений H, а при отрицательных величинах H — со стороны отрицательных значений H. Между нулевыми значениями H находятся ее экстремальные значения. Чтобы найти точки,

в которых H принимает экстремальные значения, нужно производную dH/dx приравнять нулю:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{(x^2+\zeta^2)^{3.2} - \frac{3}{2}x(x^2+\zeta^2)^{1.2}2x}{(x^2+\zeta^2)^{6/2}} = 0. \qquad (6.16)$$

После простейших преобразований выражения (6.16) получим

$$x^2+\zeta^2-3x=0,$$

откуда

$$x_э = \pm 0{,}7\zeta. \qquad (6.17)$$

Максимальное значение H_{max} найдем, подставив в выражение (6.14) $x=0{,}7\ \zeta$, а минимальное значение H_{min} — подставив $x=-07\ \zeta$:

$$H_{max,\,min} = \pm \frac{0{,}7m\zeta}{(1{,}49\zeta^2)^{3/2}} \approx 0{,}38m/\zeta^2. \qquad (6.18)$$

Отношение

$$H_{max}/Z_{max} = 0{,}38\,(m/\zeta^2) : (m/\zeta^2) \approx 0{,}38. \qquad (6.19)$$

Графики Z и H магнитного поля вертикального стержня представлены на рис. 35.

Если рассматривать поле положительного полюса, то перед выражениями (6.13) и (6.14) необходимо поставить знак минус, т. е. графики на рис. 35 следует перевернуть.

6.4.2. Вертикально намагниченная сфера

Магнитное поле, создаваемое вертикально намагниченной сферой, можно вычислить двумя путями.

Известно, что однородная вертикально намагниченная сфера создает такое же поле, как очень короткий вертикальный диполь, центр которого совмещен с центром сферы, а магнитный момент равен магнитному моменту сферы. Таким образом, поле вертикально намагниченной сферы можно вычислять как сумму полей отрицательного полюса, расположенного вблизи центра в верхней половине сферы, и положительного полюса, расположенного в нижней ее половине. Можно также, используя зависимость между гравитационным и магнитным потенциалами, пересчитать гравитационные аномалии в магнитные. Этим способом мы и воспользуемся.

Итак, пусть центр сферы расположен на оси z на глубине ζ (рис. 36). Начало координат поместим в проекцию центра сферы на ось x и найдем значения элементов магнитного поля

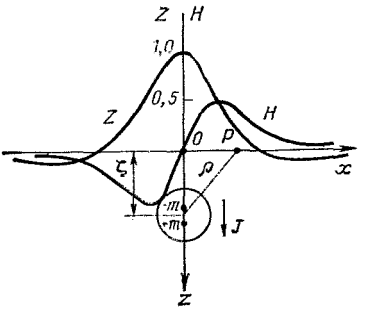


Рис. 36. Графики Z и H над вертикально намагниченной сферой

в произвольной точке P, находящейся на оси x. Согласно формулам (6.8) и (6.9)

$$Z = \frac{J}{G\sigma}\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}, \quad H = \frac{J}{G\sigma}\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z}, \tag{6.20}$$

где V — потенциал притяжения; G — гравитационная постоянная; σ — плотность тела.

Для гравитационного притяжения однородным шаром было получено выражение (3.18), согласно которому

$$V_z = -\frac{\partial V}{\partial z} = G\frac{M(\zeta - z)}{\left[x^2 + (\zeta - z)^2\right]^{3/2}} = G\frac{\sigma_{\text{изб}}\Omega(\zeta - z)}{\left[x^2 + (\zeta - z)^2\right]^{3/2}}. \tag{6.21}$$

С учетом (6.21) выражение (6.20) запишем в виде

$$Z = M\frac{\partial}{\partial z}\left\{\frac{\zeta - z}{\left[x^2 + (\zeta - z)^2\right]^{3/2}}\right\},$$
$$H = M\frac{\partial}{\partial x}\left\{\frac{\zeta - z}{\left[x^2 + (\zeta - z)^2\right]^{3/2}}\right\}, \tag{6.22}$$

где M — магнитный момент сферы, $M = J\Omega$; J — интенсивность намагничивания; Ω — объем сферы.

Выполнив дифференцирование (6.22) и простейшие преобразования, получим

$$Z = M\frac{2\zeta^2 - x^2}{(x^2 + \zeta^2)^{5/2}}, \quad H = M\frac{3x\zeta}{(x^2 + \zeta^2)^{5/2}}. \tag{6.23}$$

Эти формулы аналогичны формулам для вторых производных потенциала притяжения (3.21). Кривые Z и H, изображенные на рис. 36, имеют те же особенности, что и графики вто-

рых производных потенциала притяжения. Максимальное значение Z будет в точке $x=0$:

$$Z_{\max}=2M/\zeta^3. \tag{6.24}$$

Вертикальная составляющая равна нулю в точках, абсциссы которых определены уравнением

$$2\zeta^2-x^2=0,$$

откуда

$$x_0\approx\pm 1{,}4\zeta. \tag{6.25}$$

При дальнейшем неограниченном увеличении $x(x\to\pm\infty)$ вертикальная составляющая Z стремится к нулю, причем независимо от знака x со стороны отрицательных значений. Между точками, в которых Z равна нулю, находятся экстремальные ее значения. Абсциссы экстремальных значений Z определяются из условия $dZ/dx=0$; $x_э=\pm 2\zeta$. В этих точках Z имеет наибольшие отрицательные значения: $|Z_{\min}|\approx 0{,}02Z_{\max}$.

График горизонтальной составляющей H имеет следующие особенности. В начале координат ($x=0$) $H=0$; при неограниченном возрастании $x(x\pm\to\infty)$ H стремится к нулю со стороны положительных значений (для положительных x) или отрицательных значений (для отрицательных x). Абсциссы точек, в которых H максимальна (или минимальна) определяются условием $dH/dx=0$:

$$\frac{dH}{dx}=\frac{3M\zeta\left[\left(x^2+\zeta^2\right)^{5/2}-x^{5/2}\left(x^2+\zeta^2\right)^{3/2}2x\right]}{\left(x^2+\zeta^2\right)^{5/2}}=0. \tag{6.26}$$

После простейших преобразований получаем

$$x^2+\zeta^2-5x^2=0,$$

откуда

$$x_э=\pm 0{,}5\zeta. \tag{6.27}$$

Подставляя (6.27) во вторую формулу (6.23), найдем экстремальные значения:

$$H_{\max,\,\min}=\pm M\frac{1{,}5\zeta^3}{\left(0{,}25\zeta^2+\zeta^2\right)^{5/2}}\approx\pm 0{,}86\frac{M}{\zeta^3}. \tag{6.28}$$

Как следует из (6.24) и (6.28), отношение $H_{\max}/Z_{\max}=0{,}43$.

6.4.3. Горизонтальный круговой цилиндр

Поле вертикально намагниченного бесконечного по простиранию горизонтального кругового цилиндра можно вычислить, пользуясь способом, примененным для вертикально намагниченной сферы:

$$Z = M\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{2(\zeta - z)}{x^2 + (\zeta - z^2)}\right] = 2M\frac{\zeta^2 - x^2}{(x^2 + \zeta^2)^2},$$

$$H = M\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{2(\zeta - z)}{x^2 + (\zeta - z)^2}\right] = 4M\frac{x\zeta}{(x^2 + \zeta^2)^2}, \qquad (6.29)$$

где M — магнитный момент кругового цилиндра единичной длины; ζ — глубина залегания его оси.

Здесь была использована формула гравитационного притяжения бесконечным горизонтальным круговым цилиндром (3.30). Графики Z и H для бесконечного кругового горизонтального цилиндра приведены на рис. 37. В начале координат составляющая Z имеет максимальное значение $2M/\zeta^2$; она равна нулю в точках $x_0 = \pm\zeta$, а при $x_э = \pm\sqrt{3}\,\zeta$ имеет наибольшие отрицательные значения, равные 0,125 Z_{max}. В начале координат составляющая $H = 0$; экстремальные значения H находятся в точках с координатами $x_э = \pm 0{,}57\zeta$. Отношение $H_{max}/Z_{max} = 0{,}65$.

6.4.4. Вертикальный пласт малой мощности

Рассмотрим вертикальный пласт (рис. 38), мощность которого b гораздо меньше глубины залегания ζ верхней его кромки. Такой пласт будем называть тонким. Глубина залегания ниж-

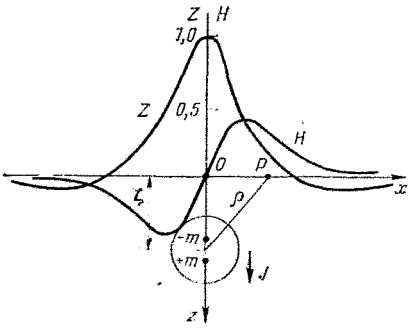


Рис. 37. Графики Z и H над бесконечным круговым цилиндром

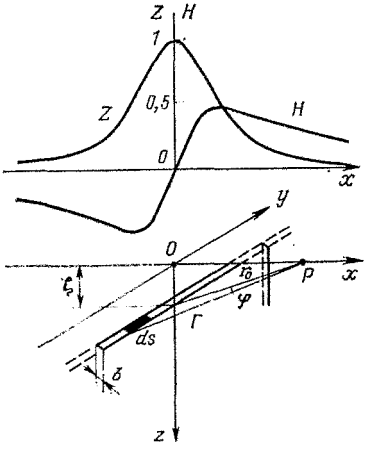


Рис. 38. Графики Z и H над вертикальным пластом малой мощности

ней кромки пласта пусть будет настолько велика, что ее влиянием на значения магнитного поля на профиле наблюдений можно пренебречь.

Вычислим поле, созданное вертикальным пластом малой мощности бесконечного простирания, в точках профиля x, проходящего перпендикулярно простиранию пласта. Начало координат поместим в точку O, ось y направим по простиранию. Вырежем в пласте вертикальный столбик бесконечно малого сечения $ds=dxdy=bdy$. Такой столбик можно рассматривать как вертикальный стержень, в верхнем полюсе которого находится магнитная масса dm; координаты полюса O, y, ζ. Назовем плотностью магнетизма $\sigma_м$ массу, приходящуюся на единицу поверхности. Очевидно, $\sigma_м=dm/ds$.

Согласно формуле (6.13) вертикальную составляющую dZ поля, создаваемого элементарным столбиком в произвольной точке $P(x)$, можно записать так:

$$dZ=\frac{\zeta dm}{(r_0^2+y^2)^{3/2}}=\frac{\sigma_м b\zeta dy}{(r_0^2+y^2)^{3/2}}, \tag{6.30}$$

где $r_0=\sqrt{x^2+\zeta^2}$.

Значение Z в точке $P(x)$ равно интегралу этого выражения в бесконечных пределах:

$$Z=\sigma_м b\zeta\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{dy}{(r_0^2+y^2)^{3/2}}. \tag{6.31}$$

Учитывая, что $y=r_0\operatorname{tg}\varphi$ и $dy=r_0\sec^2\varphi\,d\varphi$, получим

$$Z=\frac{\sigma_м b\zeta}{x^2+\zeta^2}\int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2}\cos\varphi d\varphi=\frac{2\sigma_м b\zeta}{x^2+\zeta^2}. \tag{6.32}$$

Горизонтальная составляющая dH определена выражением (6.14) при $m=dm$. После интегрирования получим

$$H=2\sigma_м bx/(x^2+\zeta^2). \tag{6.33}$$

Отношение $H_{max}/Z_{max}=0{,}5$. Графики Z и H изображены на рис. 38.

6.4.5. Цилиндрические тела произвольного сечения

Магнитные поля тел сложной геометрии удобно вычислять с помощью специальных палеток [6]. Рассмотрим принцип вычисления напряженности магнитного поля, создаваемого цилиндрическими телами произвольного сечения, т. е. телами, у которых размеры по одной горизонтальной оси (y) во много раз превосходят его размеры по другой оси (x). На рис. 39

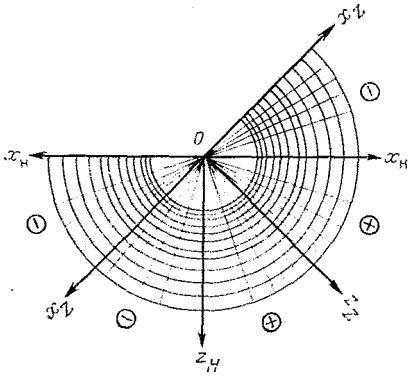


Рис. 39. Палетка Микова

изображена палетка Микова для вычисления вертикальной Z и горизонтальной H составляющих напряженности магнитного поля. Она состоит из семейства окружностей и выходящих из полюсов (O) радиусов; расстояние между соседними окружностями и радиусами рассчитаны так, что любая площадка, заключенная между ними, создает в полюсе палетки одинаковую напряженность поля при некотором принятом значении интенсивности намагничивания J. Чтобы вычислить создаваемую телом напряженность магнитного поля, нужно подсчитать число площадок, располагающихся в пределах заданного контура тела, и умножить его на отношение между действительной намагниченностью и принятой в палетке.

Палетка имеет две системы координат: одну (x_Z, z_Z) используют при вычислении вертикальной составляющей, а вторую (x_H, z_H) — горизонтальной. При вертикальном намагничивании тела для вычисления составляющей Z полюс палетки O совмещают с точкой наблюдений P, ориентируя при этом палетку так, чтобы оси палетки x_Z и z_Z совпали с горизонтальной (x) и вертикальной (z) осями разреза соответственно; при вычислении горизонтальной составляющей H с этими же осями разреза совмещают систему координат x_H и z_H.

В случае косого намагничивания тела палетку поворачивают на половину угла, который образует вектор намагничивания с осью z.

6.5. РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ МАГНИТОРАЗВЕДКИ

Нахождение элементов залегания магнитовозмущающих масс — это обратная задача магниторазведки, которая может быть решена теми же приемами, что и обратная задача гравиразведки. Однако она имеет и особенности, на которых мы кратко остановимся.

Общий характер поля магнитных аномалий определяется не только величиной, но и направлением интенсивности намагничивания горных пород. В северном полушарии Земли в соответствии с направлением индуктивного намагничивания пород в земном поле должны наблюдаться положительные аномалии вертикальной составляющей геомагнитного поля. Однако здесь часто встречаются и отрицательные аномалии, что свидетельствует об обратном остаточном намагничивании горных пород или об изменении в геологическом прошлом знака геомагнитного поля. Аномалии составляющих геомагнитного поля более сильно зависят от глубины залегания магнитовозмущающих масс, чем аномалии силы тяжести, поскольку, как говорилось выше, магнитные аномалии подобны аномалиям вторых производных потенциала силы тяжести.

Необходимо также учитывать специфику выбора магнитной модели геологического разреза, заключающуюся в том, что осадочные породы принимаются слабомагнитными, а магнитные свойства изверженных пород, которые очень сильно зависят от содержания в них ферромагнитных минералов, могут оказаться довольно неопределенными. Все это обусловливает неустойчивость решения обратной задачи магниторазведки.

Рассмотрим примеры решения обратной задачи магниторазведки в случае однородно намагниченных тел простой геометрической формы.

6.5.1. Вертикальный стержень

Для длинного тонкого вертикального стержня решение обратной задачи заключается в определении двух параметров — массы полюса m и глубины его залегания ζ.

Для их нахождения, воспользовавшись графиком аномалий Z (см. рис. 35), составляют два вспомогательных уравнения. Первое уравнение получают, положив $x=0$, т. е. когда $Z=Z_{max}$. Согласно формуле (6.15)

$$Z_{max}=m/\zeta^2. \tag{6.34}$$

Второе уравнение составляют для x, при котором $Z_{1/2}=Z_{max}/2$. Из выражения (6.13) следует

$$Z_{max}/2=m\zeta/(x_{1/2}^2+\zeta^2)^{3/2}. \tag{6.35}$$

Подставляя (6.34) в (6.35), получим

$$m/2\zeta^2=m\zeta/(x_{1/2}^2+\zeta^2)^{3/2}, \tag{6.36}$$

откуда

$$\zeta\approx 1{,}305x_{1/2}. \tag{6.37}$$

Массу полюса найдем из выражения (6.34):

$$m = Z_{max}\zeta^2 \approx 1{,}7Z_{max}x_{1/2}^2. \quad (6.38)$$

При решении обратной задачи по графику аномалии горизонтальной составляющей H удобно пользоваться выражением (6.17), которое связывает абсциссы экстремальных значений аномалии H с глубиной ζ залегания полюса:

$$\zeta \approx 1{,}4x_э. \quad (6.39)$$

Массу полюса найдем из (6.18)

$$m = H_{max}\zeta^2/0{,}38 \approx 5{,}2H_{max}x_э^2. \quad (6.40)$$

6.5.2. Вертикально намагниченная сфера

В случае вертикально намагниченной сферы определяют магнитный момент M, глубину залегания центра ζ и радиус R сферы. Задача нахождения радиуса сферы не имеет однозначного решения, так как он связан с магнитным моментом и интенсивностью намагничивания одним уравнением: $M = J\frac{4}{3}\pi R^3$. Поскольку аномалии Z и H вертикально намагниченной сферы определяют по формулам, подобным формулам для определения аномалий вторых производных потенциала силы притяжения V_{xz} и V_{zz} шара, то и решение обратной задачи будет аналогично решению ее для аномалий вторых производных потенциала силы тяжести.

По графику Z (см. рис. 36) глубину залегания центра сферы найдем по абсциссам точек x_0, где Z принимает нулевое значение. Из (6.25) получаем

$$\zeta \approx 0{,}7x_0 \quad (6.41)$$

По известной глубине залегания центра сферы нетрудно определить из формулы (6.24) магнитный момент сферы:

$$M = Z_{max}\zeta^3/2 = Z_{max}(0{,}7x_0)^3/2 \approx 0{,}17Z_{max}x_0. \quad (6.42)$$

Глубина залегания центра сферы связана с абсциссами экстремальных точек графика H (см. рис. 36) уравнением (6.27), откуда

$$\zeta = 2x_э. \quad (6.43)$$

Зная глубину залегания центра сферы, из (6.28) найдем магнитный момент

$$M = H_{max}\zeta^3/0{,}86 \approx 9{,}3H_{max}x_э. \quad (6.44)$$

Для вычисления радиуса сферы необходимо знать полное значение вертикальной составляющей Z' геомагнитного поля и

магнитную восприимчивость $\varkappa$ сферы. Радиус сферы найдем из формулы

$$R = \sqrt{3M/(4\pi J)} = \sqrt{3M/(4\pi \varkappa Z')}. \tag{6.45}$$

6.5.3. Вертикальный пласт малой мощности

Для решения обратной задачи по графику аномалии вертикальной составляющей Z (см. рис. 38), используя формулу (6.32), составим два уравнения

$$Z_{\max} = 2\sigma_м b/\zeta, \tag{6.46}$$

$$Z_{\max}/2 = 2\sigma_м b\zeta/(x_{1/2}^2 + \zeta^2), \tag{6.47}$$

где $\pm x_{1/2}$ — абсциссы точек, в которых Z равно половине максимального значения.

Решая уравнения (6.46) и (6.47) совместно, получаем

$$\sigma_м b/\zeta = 2\sigma_м b\zeta^2/(x_{1/2}^2 + \zeta^2),$$

откуда

$$\zeta = \pm x_{1/2}. \tag{6.48}$$

При решении обратной задачи по графику аномалии горизонтальной составляющей H воспользуемся абсциссами точек, в которых H принимает экстремальные значения. Для этого продифференцируем выражение (6.33) по x и производную dH/dx приравняем к нулю:

$$\frac{dH}{dx} = \frac{2\sigma_м b\,(x^2 + \zeta^2) - 2x2\sigma_м bx}{(x^2 + \zeta^2)^2} = 0. \tag{6.49}$$

Из уравнения (6.49) получим

$$x^2 + \zeta^2 = 2x^2,$$

откуда

$$\zeta = \pm x_э. \tag{6.50}$$

6.5.4. Способ касательных

На графике аномалий вертикальной составляющей Z, полученном вкрест простирания аномалии, проводят следующие касательные (рис. 40): в точке максимального значения, в двух точках минимальных значений и в двух точках перегиба. Глубину верхней кромки пласта вычисляют по формуле

$$\zeta = \frac{1}{4}\left[(x_m - x_0) + (x_m' - x_0')\right], \tag{6.51}$$

где x_m, x_0, x_m', x_0' — абсциссы точек пересечения касательных.

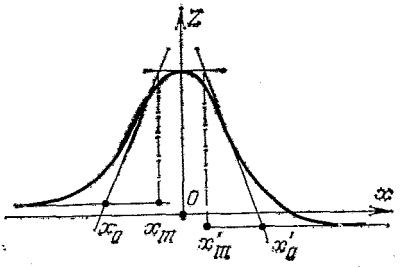


Рис. 40. Решение обратной задачи способом касательных

Советский геофизик В. К. Пятницкий показал, что выражение (6.51) приблизительно верно для аномалии Z над вертикальным бесконечным пластом, намагниченным вертикально. Способ касательных имеет большое практическое значение, поскольку позволяет находить глубину кровли пород кристаллического фундамента, нередко состоящего из вертикальных блоков. Используя результаты определения глубины залегания магнитовозмущающих масс способом Пятницкого, можно построить схемы рельефа поверхности пород кристаллического фундамента.

6.5.5. Способ подбора

Если магнитные аномалии получены от тел сложной геометрической формы, то решение обратной задачи может выполняться способом подбора, идея которого изложена применительно к интерпретации данных гравиразведки в 3.4.4. Она полностью применима и для интерпретации магнитных аномалий. Задача решается аналитически или с помощью специальных палеток, например, палетки Микова (см. 6.4.5). Внося коррективы в раположение и геометрию сечения магнитовозмущающего тела, сравнивают наблюденный и расчетный (аналитически или с помощью палетки) графики аномалий. Элементы залегания и магнитный момент возмущающего тела считаются найденными, когда расчетный и наблюденный графики аномалий совпадают наилучшим образом. Как и в гравиразведке, успех решения обратной задачи магниторазведки способом подбора в значительной степени зависит от достоверности априорных сведений о магнитных свойствах и форме магнитовозмущающего тела. Набор обратных задач, решаемых магниторазведкой, быстро расширяется на основе использования ЭВМ. В способе подбора используют программы ввода исходных данных о наблюденных аномалиях, расчета теоретических графиков аномалий $Z_т$ для различных моделей и сравнения их с наблюденными аномалиями $Z_н$, вывода окончатель-

ных данных о параметрах магнитовозмущающего тела по минимуму функции

$$F = \sum_{j=1}^{N} [Z_н(x_j) - Z_т(x_j)]^2 = \min, \qquad (6.52)$$

где x_j — абсцисса точки, в которой измерена вертикальная составляющая; N — число точек наблюденного графика $Z_н$, использованных для аппроксимации; $Z_т$ — расчетный график аномалий вертикальной составляющей.

6.6. СОВМЕСТНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ И МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ

Аналитическое выражение магнитного потенциала U можно представить через первую производную гравитационного потенциала $\partial V/\partial\rho$ (формула Пуассона 6.6). Если одни и те же породы обладают избыточной плотностью и вертикальной намагниченностью, то в однородной среде они создают гравитационные и магнитные аномалии, которые можно выразить одну через другую, что уже использовано нами при расчете магнитных аномалий (см. 6.5).

Еще более широкое применение может найти преобразование магнитного поля в гравитационное при совместной интерпретации гравитационных и магнитных аномалий. Но эти аномалии необходимо предварительно привести к сравнимому виду. Согласно формуле Пуассона карту аномалий силы тяжести правомерно сопоставлять только с картой магнитного потенциала, и поэтому если используется карта аномалий вертикальной составляющей напряженности магнитного поля Z, то ее следует сопоставлять только с картой второй производной $\partial^2 V/\partial z^2$, или с картой аномалий вертикального градиента силы тяжести $\partial V_z/\partial z$. Магнитную аномалию, преобразованную в соответствующую гравитационную аномалию, назовем псевдогравитационной аномалией. Выразив псевдогравитационные аномалии в миллигалах или этвешах и вычтя их из наблюденного гравитационного поля, получим поле остаточных аномалий, анализ которого часто позволяет выявить дополнительные особенности геологического строения осадочного чехла, трудно обнаруживаемые при интерпретации только гравитационных аномалий.

Поясним сказанное на примере применения способа псевдогравитационных аномалий для выделения в наблюденном гравитационном поле слабых аномалий от структурных поднятий в осадочном чехле на фоне более интенсивных аномалий от интрузивных пород кристаллического фундамента. Влияние интрузий из гравитационного поля исключается путем пересчета наблюденного магнитного поля в поле псевдогравитационного вер-

тикального градиента силы тяжести и последующего его вычитания из наблюденного поля аномалий вертикального градиента силы тяжести. Согласно формуле Пуассона

$$Z = \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{J}{G\sigma}\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \frac{1}{p}\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}, \tag{6.53}$$

где Z — аномалия вертикальной составляющей напряженности магнитного поля; $\partial^2 V/\partial z^2$ — аномалия вертикального градиента силы тяжести; J — интенсивность намагничивания; G — гравитационная постоянная; σ — избыточная плотность интрузий; $p = G\sigma/J$.

Локальная составляющая гравитационного поля, обусловленная неоднородностью осадочной толщи.

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_{л} = \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - p_{ср}\frac{\partial U}{\partial z}, \tag{6.54}$$

где $(\partial^2 V/\partial z^2)_{л}$ — остаточная аномалия вертикального градиента силы тяжести; $\partial^2 V/\partial z^2$ — аномалия наблюденного вертикального градиента силы тяжести; $p_{ср.}$ — среднее значение коэффициента в формуле Пуассона на участках с одинаковым составом пород кристаллического фундамента.

В поле остаточных (локальных) аномалий вертикального градиента силы тяжести при благоприятных условиях структурные поднятия в осадочном чехле могут найти более четкое выражение, поскольку аномалии от залегающих внутри кристаллического фундамента гравитационных масс могут оказаться исключенными. Таким образом, совместная интерпретация данных гравиразведки и магниторазведки является одним из путей повышения их геологической эффективности.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 6

1. Какие основные геологические факторы формируют магнитные аномалии?
2. Выведите формулу Пуассона, связывающую магнитный и гравитационный потенциалы.
3. Решите прямую и обратную задачи для вертикального стержня.
4. Решите прямую и обратную задачи для тонкого вертикального пласта бесконечного простирания и значительного распространения на глубину.
5. Решите прямую задачу для вертикально намагниченной сферы при помощи формулы Пуассона.
6. В чем состоит эмпирический метод касательных для оценки глубин магнитовозмущающих масс?
7. Покажите на примере вертикально намагниченной сферы однозначность решения прямой задачи и неоднозначность решения обратной задачи магниторазведки.
8. Какими геологическими факторами определяются размеры и интенсивности магнитных аномалий?
9. Можно ли только по магнитным аномалиям выявить области максимальной мощности осадочных пород?
10. Поясните сущность совместной интерпретации данных гравиразведки и магниторазведки способом псевдогравитационных аномалий. Что такая интерпретация дает?

Раздел третий
ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА

Электрическая разведка основана на изучении особенностей распределения в Земле электромагнитных полей и определении по измеренным полям электромагнитных параметров среды. Основой для применения электроразведки является дифференциация горных пород по электромагнитным свойствам — электрическому сопротивлению, диэлектрической и магнитной проницаемостям. Задача электроразведки — изучение положения в разрезе и конфигурации поверхностей раздела пород с различными электромагнитными свойствами. Для ее решения используют как естественные, так и искусственные электромагнитные поля.

Методов и модификаций электроразведки великое множество. Учитывая, что не все они имеют равноценное значение для поисков и разведки месторождений нефти и газа, мы рассмотрим только те методы, которые находят наибольшее применение при решении поисковых и разведочных задач нефтегазовой геологии.

При поисках и разведке месторождений нефти и газа электроразведка применяется главным образом для изучения структурных условий залегания осадочных пород, в которых находятся залежи нефти и газа (структурная электроразведка). В комплексе с другими геофизическими методами электроразведка находит применение и при прямых поисках нефтегазовых залежей. Важное значение она имеет как метод глубинного изучения земной коры.

В то же время следует иметь в виду, что электроразведка играет большую роль и при поисках и разведке рудных месторождений, поскольку многие рудные тела, являясь хорошими проводниками электрического тока, оказывают существенное влияние на характеристики изучаемых на поверхности Земли электромагнитных полей. Важное значение электроразведка имеет при инженерно-геологических и гидрогеологических исследованиях: при определении глубины залегания коренных пород под основание плотин и других крупных инженерных сооружений, выборе трасс тоннелей, трубопроводов, выявлении и картировании водосодержащих горизонтов при бурении скважин на воду и др.

Глава 7
КРАТКАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

7.1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

7.1.1. Составляющие электромагнитного поля

В электроразведке используют как искусственные, так и естественные переменные и постоянные электромагнитные поля. Искусственно поле возбуждают, например, при пропускании переменного электрического тока через заземленные питающие электроды (гальванический способ) или через электрический провод, уложенный на поверхности земли в виде петли достаточно больших размеров (индукционный способ). Примером естественного переменного электромагнитного поля является магнитотеллурическое поле, наводимое в Земле в результате процессов, протекающих в околоземном космическом пространстве (см. 4.3).

Распределение переменного электромагнитного поля в среде подчинено законам электродинамики. Его необходимо рассматривать как сумму двух полей, изменяющихся во времени,— электрического и магнитного. Электрическое и магнитное поле взаимодействуют друг с другом и образуют единое электромагнитное поле. Процесс взаимодействия электрического и магнитного полей представляет собой распространение в среде электромагнитных волн, характеристики которых (амплитуды, частота, скорость и т. п.) определяются электромагнитными свойствами среды (электрическим сопротивлением, диэлектрической и магнитной проницаемостями).

В вакууме электромагнитное поле характеризуется двумя векторными величинами, зависящими от пространственных координат и времени: напряженностью электрического поля $\vec{E}$ (x, y, z, t) и магнитной индукцией $\vec{B}$ (x, y, z, t). Эти величины определяют силы, действующие со стороны поля на заряды и токи. Распределение последних в пространстве задается плотностью заряда q (зарядом в единице объема) и плотностью тока $\vec{j}$ (зарядом, переносимым в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную движению зарядов). Для описания электромагнитного поля в материальной среде (в веществе), кроме векторов $\vec{E}$ и $\vec{B}$, вводят вспомогательные векторные величины, зависящие от состояния и свойств среды: электрическую индукцию $\vec{D}$ (x, y, z, t) и напряженность магнитного поля $\vec{H}$ (x, y, z, t)

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \tag{7.1}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \tag{7.2}$$

где ε — диэлектрическая, μ — магнитная проницаемости среды.

7.1.2. Уравнения электромагнитного поля Максвелла

Уравнения Максвелла позволяют определить основные характеристики электромагнитного поля ($\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{D}$ и $\vec{H}$) в каждой точке пространства и в любой момент времени, если известны источники поля, плотность тока $\vec{j}$ и плотность заряда q как функции координат и времени. Уравнения Максвелла можно записать в интегральной или дифференциальной форме. В дифференциальной форме, которая оказывается более удобной для решения задач электроразведки, уравнения Максвелла имеют вид

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \partial \vec{D}/\partial t, \tag{7.3}$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B}/\partial t, \tag{7.4}$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \tag{7.5}$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = q. \tag{7.6}$$

Плотность полного тока

$$\vec{j}_{\text{п}} = \vec{j} + \partial \vec{D}/\partial t. \tag{7.7}$$

Первая составляющая полного тока представляет движение зарядов в проводнике и называется **токами проводимости.** Вторая составляющая $\partial \vec{D}/\partial t = j_{\text{см}}$ называется **токами смещения.** Токи смещения не связаны с движением зарядов, а возникают только в результате изменения во времени электрического поля. В вакууме полный ток соответствует лишь скорости изменения напряженности электрического поля во времени и никаким движением электрических зарядов не сопровождается. В материальной среде магнитное поле возбуждается как токами проводимости (движением зарядов), так и токами смещения (скоростью изменения поля $\vec{D}$). Открытие Максвеллом токов смещения привело к созданию радиосвязи и лежит в основе современной электротехники и радиотехники.

Поясним физический смысл уравнений Максвелла. Уравнение (7.3) показывает, что магнитное поле порождается не только токами, текущими в проводнике (токами проводимости), но и переменными электрическими полями в диэлектрике или вакууме (токами смещения). Циркуляция вектора H напряжен-

ности магнитного поля вдоль произвольного замкнутого контура равна полному току сквозь поверхность, натянутую на этот контур (закон полного тока). Уравнение (7.4) является выражением закона электромагнитной индукции Фарадея, согласно которому циркуляция вектора $\vec{E}$ напряженности электрического поля вдоль замкнутого контура (ЭДС индукции) равна величине, обратной скорости изменения потока магнитной индукции через поверхность, ограниченную этим контуром. Уравнение (7.5) отражает экспериментальные данные об отсутствии в природе источников магнитного поля в виде магнитных зарядов, аналогичных электрическим зарядам: магнитное поле возбуждается только электрическими токами. Уравнение (7.6) показывает, что поле $\vec{D}$ определяется плотностью распределения зарядов q и представляет собой обобщение законов взаимодействия неподвижных электрических зарядов (закон Кулона). Согласно закону Кулона электрическое поле $\vec{E}$, создаваемое точечным электрическим зарядом Q в однородной изотропной среде с диэлектрической проницаемостью ε, прямо пропорционально величине этого заряда Q и обратно пропорционально квадрату расстояния до заряда r^2:

$$E = Q/(4\pi\varepsilon r^2). \tag{7.8}$$

Уравнения Максвелла не образуют полной замкнутой системы, позволяющей рассчитывать характеристики электромагнитного поля в материальной среде. Поэтому их дополняют соотношениями, связывающими векторы $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{B}$ и $\vec{H}$ со свойствами среды, которые называются уравнениями состояния или материальными уравнениями:

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E},\ \vec{B} = \mu\vec{H},\ \vec{j} = \sigma_э\vec{E}, \tag{7.9}$$

где $\sigma_э$ — удельная электрическая проводимость (удельная электропроводность) среды.

Третье уравнение (7.9) выражает закон Ома в дифференциальной форме. Величина, обратная $\sigma_э$, называется удельным электрическим сопротивлением среды ρ:

$$\rho = 1/\sigma_э. \tag{7.10}$$

Из уравнений Максвелла вытекает ряд законов сохранения и в том числе закон сохранения электрического заряда (уравнение непрерывности)

$$\operatorname{div}\vec{j}_п = -\partial q/\partial t. \tag{7.11}$$

Как следует из уравнения (7.11), полный ток, протекающий через любую замкнутую поверхность S, равен изменению во

времени заряда внутри объема Ω, ограниченного этой поверхностью. Если ток через поверхность отсутствует, то заряд в объеме остается неизменным.

7.1.3. Граничные условия для векторов электромагнитного поля

На границах между различными слоями Земли параметры ε, μ и $\sigma_э$ могут скачкообразно изменяться. В этом случае, как следует из формул (7.9), будут изменяться и векторы $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{B}$ и $\vec{H}$ электромагнитного поля. Для решения задачи распределения электромагнитного поля в неоднородных средах уравнения Максвелла следует дополнить граничными условиями.

На поверхности раздела двух сред, в каждой из которых параметры среды постоянные (в верхней среде — ε_1, μ_1 и $\sigma_{э1}$, в нижней среде — ε_2, μ_2 и $\sigma_{э2}$), граничные условия будут следующие.

Нормальная составляющая магнитной индукции $\vec{B}$ при переходе через границу непрерывна:

$$B_n^{(2)} = B_n^{(1)}. \tag{7.12}$$

Нормальная составляющая электрического поля $\vec{D}$ терпит разрыв, равный поверхностной плотности электрического заряда:

$$D_n^{(2)} - D_n^{(1)} = \eta, \tag{7.13}$$

где η — поверхностная плотность электрического заряда на границе S, равная количеству электричества, приходящегося на единицу площади.

Касательная составляющая электрического поля $\vec{E}$ при переходе через границу непрерывна:

$$E_\tau^{(2)} = E_\tau^{(1)}. \tag{7.14}$$

Касательная составляющая магнитного поля $\vec{H}$ терпит разрыв, равный плотности поверхностного тока j_τ:

$$H_\tau^{(2)} - H_\tau^{(1)} = j_\tau. \tag{7.15}$$

Поскольку плотность поверхностного тока j_τ отлична от нуля только на поверхности идеального проводника, то для реальных сред условие (7.15) будет иметь вид

$$H_\tau^{(2)} = H_\tau^{(1)}. \tag{7.15'}$$

С помощью условий (7.12)—(7.15) и материальных уравнений (7.9) можно получить полный набор уравнений для нормальных и тангенциальных компонент векторов $\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{D}$ и $\vec{H}$.

7.1.4. Основные модели электромагнитных полей

Запишем уравнения Максвелла (7.3)—(7.6) для однородной изотропной среды, т. е. когда $\varepsilon=\text{const}$, $\mu=\text{const}$, $\sigma_э=\text{const}$. Учитывая, что $\vec{D}=\varepsilon\vec{E}$, $\vec{B}=\mu\vec{H}$ и $\vec{j}=\sigma_э\vec{E}$, и вынося постоянные коэффициенты ε, μ из-под знака дифференцирования, находим

$$\operatorname{rot}\vec{H}=\sigma_э\vec{E}+\varepsilon\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}, \tag{7.3'}$$

$$\operatorname{rot}\vec{E}=-\mu\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \tag{7.4'}$$

$$\operatorname{div}\vec{H}=0, \tag{7.5'}$$

$$\operatorname{div}\vec{E}=0. \tag{7.6'}$$

Плотность свободных зарядов q в уравнении (7.6′) равна нулю, поскольку в однородной среде свободные заряды нигде не могут накапливаться.

Преобразуем уравнения Максвелла (7.3′)—(7.6′) так, чтобы получить раздельные уравнения для электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ полей. Получение указанных уравнений называется **разделением уравнений Максвелла.** Подействуем на обе части уравнения (7.4′) оператором rot и затем подставим в него уравнение (7.3′):

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{E}=-\mu\frac{\partial}{\partial t}(\operatorname{rot}\vec{H})=$$

$$=-\mu\sigma_э\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}-\mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2},$$

или

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{E}+\mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}+\mu\sigma_э\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}=0. \tag{7.16}$$

Воспользовавшись тождеством, справедливым для любого векторного поля,

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{A}=\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{A}-\Delta\vec{A}, \tag{7.17}$$

где $\vec{A}$ — любой вектор, уравнение (7.16) можно записать так:

$$\Delta\vec{E}-\mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}-\mu\sigma_э\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}=0. \tag{7.18}$$

В уравнении (7.18) учтено, что согласно (7.6′) $\operatorname{div}\vec{E}=0$.

Аналогичные преобразования уравнения (7.3′) позволяют привести его к виду

$$\Delta\vec{H} - \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma_э\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} = 0. \qquad (7.19)$$

Уравнения вида (7.18) и (7.19), которым удовлетворяют векторы электрического и магнитного полей в области однородной среды, называются **телеграфными уравнениями.**

Теорию электроразведки обычно рассматривают для упрощенных моделей электромагнитных полей: волновой, квазистационарной и стационарной.

Волновая модель используется при рассмотрении электромагнитного поля в непроводящей среде ($\sigma_э = 0$). В этом случае телеграфные уравнения (7.18) и (7.19) принимают вид

$$\Delta\vec{E} = \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}, \qquad (7.20)$$

$$\Delta\vec{H} = \mu\varepsilon\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}. \qquad (7.21)$$

Уравнения вида (7.20) и (7.21) называются **волновыми уравнениями.**

Квазистационарная модель вводится, когда электромагнитное поле медленно меняется во времени так, что в уравнениях (7.18) и (7.19) можно пренебречь второй производной по времени (*или, что то же самое, токами смещения*):

$$\Delta\vec{E} = \mu\sigma_э\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}, \qquad (7.22)$$

$$\Delta\vec{H} = \mu\sigma_э\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}. \qquad (7.23)$$

Уравнения (7.22) и (7.23) называются **уравнениями диффузии.**

Стационарная модель электромагнитного поля — это когда поле не изменяется во времени. Как следует из уравнений (7.18) и (7.19), уравнения стационарного электромагнитного поля имеют вид

$$\Delta\vec{E} = 0. \qquad (7.24)$$

$$\Delta\vec{H} = 0. \qquad (7.25)$$

Уравнения вида (7.24) и (7.25) называются **уравнениями Лапласа.**

7.2. ПОЛЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

7.2.1. Уравнения поля постоянного электрического тока

Постоянное (стационарное) электромагнитное поле не зависит от времени и, следовательно, в уравнениях Максвелла (7.3), (7.4) производные по времени будут равны нулю, а уравнения примут вид

$$\operatorname{rot}\vec{H}=\vec{j},\ \operatorname{rot}\vec{E}=0,$$

$$\operatorname{div}\vec{B}=0,\ \operatorname{div}\vec{D}=q. \tag{7.26}$$

Запишем уравнения постоянного электрического тока, вытекающие из системы уравнений (7.26) и уравнения непрерывности (7.11).

Для стационарного поля $\partial q/\partial t=0$. Поэтому уравнения Максвелла в случае постоянного электрического поля

$$\operatorname{rot}\vec{E}=0,\ \operatorname{div}\vec{j}=0,\ \vec{j}=\sigma_э\vec{E}. \tag{7.27}$$

Второе уравнение (7.27) представляет закон Кирхгофа в дифференциальной форме (закон сохранения количества электричества и непрерывности его перемещения), а третье уравнение — закон Ома в дифференциальной форме.

Напряженность поля $\vec{E}$ можно выразить через скалярную функцию U, которая называется электрическим потенциалом:

$$\vec{E}=-\operatorname{grad}U. \tag{7.28}$$

Покажем, что потенциал U удовлетворяет уравнению Лапласа (7.24). Из второго и третьего уравнения (7.27) и уравнения (7.28) следует

$$\operatorname{div}\vec{j}=\sigma_э\operatorname{div}\vec{E}=-\sigma_э\operatorname{div}\operatorname{grad}U=0.$$

Поскольку $\operatorname{div}\operatorname{grad}U=\Delta U$, то потенциал поля постоянного электрического тока определяется уравнением Лапласа

$$\Delta U=0. \tag{7.29}$$

В прямоугольной системе координат уравнение Лапласа (7.29) можно записать так:

$$\frac{\partial^2U}{\partial x^2}+\frac{\partial^2U}{\partial y^2}+\frac{\partial^2U}{\partial z^2}=0. \tag{7.30}$$

Уравнения (7.29) и (7.30) — основные уравнения поля постоянного электрического тока и позволяют определять потенциал в любой точке среды, где нет внешних источников поля.

7.2.2. Поле точечного и дипольного источников постоянного тока

Поле постоянного электрического тока в однородном проводящем полупространстве (т. е. при $\rho=\text{const}$) называется **нормальным электрическим полем** постоянного тока. Рассмотрим важную для теории электроразведки на постоянном токе задачу о нормальном электрическом поле, создаваемом расположенным у поверхности земли одиночным точечным электродом (рис. 41), через который в однородную проводящую среду с удельным электрическим сопротивлением ρ пропускается электрический ток I. Второй электрод помещается в бесконечности, и следовательно, его действием можно пренебречь. Токовые линии, выходящие из одиночного точечного электрода,— прямые линии, а поверхности равного потенциала электрического поля (эквипотенциальные поверхности) — полусферы.

Найдем разность потенциалов между двумя близкими эквипотенциальными поверхностями радиусов r и $r+dr$. Начало координат поместим в точечном источнике тока, ось z направим вертикально вниз, оси x и y расположим в горизонтальной плоскости.

Согласно закону Ома

$$dU = IdR = I\rho \frac{dr}{2\pi (r + dr/2)^2}, \tag{7.31}$$

где r — средний радиус полусферических поверхностей.

Учитывая, что $dr \ll r$, выражение (7.31) можно заменить приближенным

$$dU \approx I\rho \frac{dr}{2\pi r^2}. \tag{7.32}$$

Чтобы вычислить потенциал, создаваемый точечным электродом в произвольной точке M среды, необходимо учесть влияние всего полупространства. Для этого в нем следует выделить бесконечно близкие эквипотенциальные поверхности, вычислить согласно формуле (7.32) разности потенциалов между соседними поверхностями и результаты просуммировать. Поскольку радиус

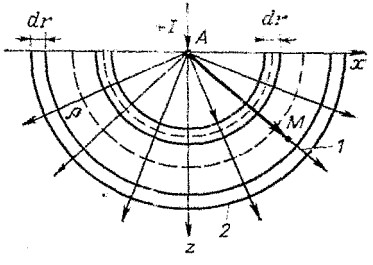


Рис. 41. Нормальное поле точечного электрода:
1 — токовые линии; *2* — эквипотенциальные поверхности; *dr* — полусферический слой

последней поверхности будет равен бесконечности, потенциал в произвольной точке M будет выражен интегралом

$$U_M = \int_r^\infty \frac{I\rho}{2\pi} \frac{dr}{r^2}. \tag{7.33}$$

Решив этот интеграл, получим

$$U_M = \frac{I\rho}{2\pi} \left| -\frac{1}{r} \right|_r^\infty = \frac{I\rho}{2\pi r}. \tag{7.34}$$

Легко убедиться, что выражение (7.34) удовлетворяет уравнению Лапласа (7.30). Учитывая, что $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, продифференцировав (7.34) дважды по x, y и z и подставив вторые производные $\partial^2 U/\partial x^2$, $\partial^2 U/\partial y^2$ и $\partial^2 U/\partial z^2$ в уравнение (7.30), получим тождество.

Напряженность нормального поля постоянного электрического тока, созданного точечным электродом, найдем согласно (7.28). Так как потенциал U_M зависит только от r, вычисление $\mathrm{grad}_r U_M$ сводится к дифференцированию по r, т. е.

$$E_M = -\mathrm{grad}_r U_M = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{I\rho}{2\pi r^2}. \tag{7.35}$$

Плотность тока, как следует из (7.27) с учетом (7.35),

$$j_M = \sigma_э E_M = \frac{E_M}{\rho} = \frac{I}{2\pi r^2} = \frac{I}{S}, \tag{7.36}$$

где S — поверхность полусферы.

Рассмотрим нормальное поле двух точечных электродов, расположенных на поверхности земли в точках A и B и питаемых соответственно токами $+I$ и $-I$ (рис. 42). Потенциал в некоторой произвольной точке M проводящей среды равен сумме потенциалов, созданных каждым из электродов в этой точке. Используя ранее полученное выражение (7.34), запишем

$$U_M = U_{MA} + U_{MB} = \frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{BM}\right). \tag{7.37}$$

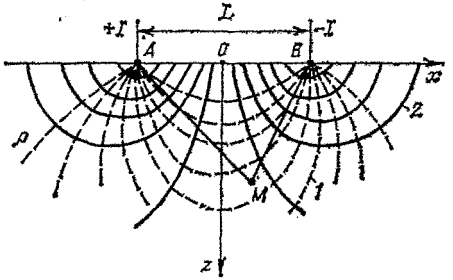


Рис. 42. Нормальное поле двух точечных разнополярных электродов:
1 — токовые линии; *2* — эквипотенциальные поверхности

Если точка, в которой определяется потенциал, находится на прямой x, соединяющей электроды A и B, то формулу (7.37) можно переписать так:

$$U_M = \frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{x} - \frac{1}{L-x}\right), \tag{7.38}$$

где L — расстояние между питающими электродами; x — координата точки M.

В соответствии с (7.35) напряженность поля в точке x

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{I\rho}{2\pi}\left[\frac{1}{x^2} + \frac{1}{(L-x)^2}\right]. \tag{7.39}$$

Силовые линии и эквипотенциальные поверхности нормального поля двух точечных электродов изображены на рис. 42. Эквипотенциальные поверхности определены условием $\frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{x} - \frac{1}{L-x}\right) = \text{const}$. При $x = (L-x)\,U(x) = \text{const} = 0$. Это означает, что вертикальная плоскость, пересекающая ось x посредине интервала между точками A и B (т. е. в точке $L/2$), является поверхностью нулевого потенциала. Силовые линии поля перпендикулярны к эквипотенциальным поверхностям.

7.2.3. Распределение плотности тока с глубиной. Идея вертикального электрического зондирования

Рассмотрим изменение плотности тока с глубиной вдоль вертикальной прямой, проходящей через центр питающего диполя AB (рис. 43). В точке M, расположенной на глубине z, плотность тока j_z равна геометрической сумме плотностей тока j_A и j_B, создаваемых каждым из питающих электродов в отдельности. Из рис. 43, *а* следует, что

$$j_z = 2j_A \cos\theta = \frac{I}{\pi r^2}\cos\theta,$$

где

$$r = \sqrt{z^2 + (L/2)^2}; \quad \cos\theta = \frac{L/2}{r} = \frac{L/2}{[z^2 + (L/2)^2]^{1/2}}.$$

Таким образом, плотность тока

$$j_z = \frac{IL/2}{\pi\left[z^2 + (L/2)^2\right]^{3/2}}. \tag{7.40}$$

Плотность тока j_0 на поверхности земли в точке O найдем, подставив в (7.40) $z = 0$:

$$j_0 = \frac{I}{\pi(L/2)^2}. \tag{7.41}$$

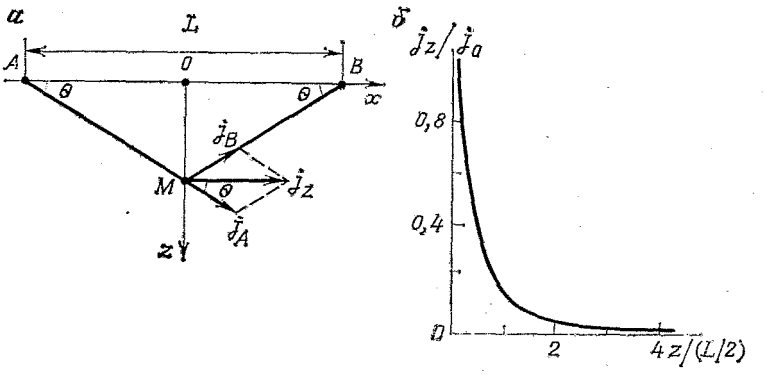


Рис. 43. Распределение плотности тока с глубиной:
а — векторы плотности тока j_A, j_B; *б* — зависимость относительной плотности тока j_z/j_0 от глубины

Относительная плотность тока

$$\frac{j_z}{j_0} = \frac{(L/2)^3}{[z^2+(L/2)^2]^{3/2}} = 1/\left[1+\frac{z^2}{(L/2)^2}\right]^{3/2}. \qquad (7.42)$$

Зависимость относительной плотности тока от отношения глубины z к полудлине питающего диполя $L/2$ показана на рис. 43, *б*. Из выражения (7.42) следует, что при увеличении расстояния между питающими электродами относительная плотность тока возрастает. Стало быть, увеличивая расстояние между питающими электродами AB, можно повысить глубинность изучения разреза. На этом основан один из методов электроразведки — электрические зондирования на постоянном токе.

Расчеты показывают, что до глубины z, равной половине расстояния между питающими электродами $z=L/2=AB/2$, протекает половина полного тока $I/2$, посылаемого в землю. Поэтому величина $AB/2$ получила название глубины проникновения постоянного электрического поля в землю. Однако пока речь шла о нормальном поле, т. е. поле в однородной проводящей среде. Примерно такое же распределение плотности тока будет и в неоднородных средах со слабой дифференциацией удельного электрического сопротивления. Если в разрезе встречаются горизонты с сильно различающимися удельными электрическими сопротивлениями, то закон изменения относительной плотности тока с глубиной оказывается существенно более сложным.

7.3. ГАРМОНИЧЕСКОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

7.3.1. Комплексные векторы гармонического электромагнитного поля

При решении многих задач электроразведки рассматривают поля, изменяющиеся во времени по косинусоидальному или синусоидальному закону. Такие поля называются гармоническими. Любое переменное электромагнитное поле можно представить в виде суперпозиции монохроматических полей с разной частотой — интегралом Фурье (см. 7.4).

Рассмотрим монохроматическое электрическое поле $\vec{E}$, каждая компонента которого меняется по закону косинуса:

$$\vec{E}(t) = E_x \cos(\omega t - \alpha_x)\vec{d}_x + E_y \cos(\omega t - \alpha_y)\vec{d}_y + E_z \cos(\omega t - \alpha_z)\vec{d}_z, \tag{7.43}$$

где $\omega = 2\pi f$ — круговая частота колебаний; E_x, E_y, E_z и α_x, α_y, α_z — амплитуды и фазы соответствующих компонент: $\vec{d}_x$, $\vec{d}_y$, $\vec{d}_z$ — единичные векторы (орты).

В соответствии с формулой Эйлера представим косинус как действительную часть (Re) комплексного гармонического колебания:

$$e^{-i(\omega t - \alpha)} = \cos(\omega t - \alpha) - i \sin(\omega t - \alpha),$$

т. е.

$$\cos(\omega t - \alpha) = \mathrm{Re}\, e^{-i(\omega t - \alpha)}. \tag{7.44}$$

Теперь выражение (7.43) с учетом (7.44) можно переписать в виде

$$\vec{E}(t) = E_x \mathrm{Re}\, e^{-i(\omega t - \alpha_x)}\vec{d}_x + E_y \mathrm{Re}\, e^{-i(\omega t - \alpha_y)}\vec{d}_y +$$

$$+ E_z \mathrm{Re}\, e^{-i(\omega t - \alpha_z)}\vec{d}_z = \mathrm{Re}\left[\left(E_x e^{i\alpha_x}\vec{d}_x + E_y e^{i\alpha_y}\vec{d}_y + \right.\right.$$

$$\left.\left. + E_z e^{i\alpha_z}\vec{d}_z\right) e^{-i\omega t}\right]. \tag{7.45}$$

Обозначим $\tilde{\vec{E}}$ комплексный вектор, находящийся в круглых скобках выражения (7.45):

$$\tilde{\vec{E}} = E_x e^{i\alpha_x}\vec{d}_x + E_y e^{i\alpha_y}\vec{d}_y + E_z e^{i\alpha_z}\vec{d}_z. \tag{7.46}$$

Комплексный вектор $\tilde{\vec{E}}$ не является вектором в обычном смысле, поскольку коэффициенты при ортах в выражении (7.46) представляют комплексные числа.

Подставив (7.46) в выражение (7.45), получим

$$\vec{E}(t) = \mathrm{Re}\left(\tilde{\vec{E}}\, e^{-i\omega t}\right). \tag{7.47}$$

Формула (7.47) показывает, что напряженность гармонического электрического поля $\vec{E}(t)$ равна действительной части произведения комплексного вектора $\tilde{\vec{E}}$ на временной множитель $e^{-i\omega t}$.

Аналогично можно записать другие составляющие гармонического электромагнитного поля:

$$\vec{D} = \mathrm{Re}\left(\tilde{\vec{D}}\, e^{-i\omega t}\right),\ \vec{H} = \mathrm{Re}\left(\tilde{\vec{H}}\, e^{-i\omega t}\right),\ \vec{B} = \mathrm{Re}\left(\tilde{\vec{B}}\, e^{-i\omega t}\right), \qquad (7.47)$$

где комплексные векторы электрического $(\tilde{\vec{D}})$ и магнитного $(\tilde{\vec{H}}$ и $\tilde{\vec{B}})$ полей

$$\tilde{\vec{D}} = D_x e^{i\beta_x}\vec{d}_x + D_y e^{i\beta_y}\vec{d}_y + D_z e^{i\beta_z}\vec{d}_z,$$
$$\tilde{\vec{H}} = H_x e^{i\varphi_x}\vec{d}_x + H_y e^{i\varphi_y}\vec{d}_y + H_z e^{i\varphi_z}\vec{d}_z,$$
$$\tilde{\vec{B}} = B_x e^{i\psi_x}\vec{d}_x + B_y e^{i\psi_y}\vec{d}_y + B_z e^{i\psi_z}\vec{d}_z.$$

Переход к комплексным векторам поля удобен тем, что он избавляет от дифференцирования по времени в уравнениях Максвелла (7.3)—(7.6).

При отсутствии сторонних зарядов (однородная среда) уравнения Максвелла можно записать так:

$$\mathrm{rot}\,\tilde{\vec{H}} = \sigma_э\tilde{\vec{E}} - i\omega\varepsilon\tilde{\vec{E}},\ \mathrm{rot}\,\tilde{\vec{E}} = i\omega\mu\tilde{\vec{H}},\ \mathrm{div}\,(\mu\tilde{\vec{H}}) = 0,\ \mathrm{div}\,(\varepsilon\tilde{\vec{E}}) = 0. \qquad (7.48)$$

В дальнейшем знак «$\sim$» над $\vec{H}$ и $\vec{E}$ ставить не будем и вместо «комплексный вектор поля» будем говорить «вектор поля». Однако следует иметь в виду, что если в уравнениях поля содержится комплексный множитель $i\omega\varepsilon$ или $i\omega\mu$, то мы имеем дело не с реальными векторами поля, а с комплексными. Переход от комплексных векторов к реальным осуществляется по формулам (7.47).

7.3.2. Уравнения монохроматического квазистационарного электромагнитного поля

Квазистационарным называют электромагнитное поле, частота которого меньше 1000 Гц. В этом случае токи смещения малы по сравнению с токами проводимости и ими можно пренебречь [т. е. ω и ε малы, множитель $i\omega\varepsilon$ в первом уравнении

(7.48) можно положить равным нулю], а первые два уравнения Максвелла примут вид

$$\begin{aligned} &\operatorname{rot}\vec{H}=\sigma_э\vec{E},\\ &\operatorname{rot}\vec{E}=i\omega\mu\vec{H}. \end{aligned} \tag{7.49}$$

Выполним разделение уравнений (7.49) так, чтобы поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ в них входили порознь. Для этого подействуем оператором rot на левые и правые части уравнений:

$$\begin{aligned} &\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{H}=\sigma_э\operatorname{rot}\vec{E},\\ &\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{E}=i\omega\mu\operatorname{rot}\vec{H}. \end{aligned} \tag{7.50}$$

Подставив (7.49) в (7.50), получим

$$\begin{aligned} &\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{H}=i\omega\mu\sigma_э\vec{H},\\ &\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{E}=i\omega\mu\sigma_э\vec{E}. \end{aligned} \tag{7.51}$$

Опираясь на векторное тождество (7.17) и уравнения

$$\operatorname{div}\vec{H}=0,\ \operatorname{div}\vec{E}=0, \tag{7.52}$$

вытекающие из (7.48), получаем

$$\begin{aligned} &\Delta\vec{H}+i\omega\mu\sigma_э\vec{H}=0,\\ &\Delta\vec{E}+i\omega\mu\sigma_э\vec{E}=0. \end{aligned} \tag{7.53}$$

Обозначая

$$k^2=i\omega\mu\sigma_э, \tag{7.54}$$

Уравнения (7.53) можно окончательно записать в виде

$$\begin{aligned} &\Delta\vec{H}+k^2\vec{H}=0,\\ &\Delta\vec{E}+k^2\vec{E}=0. \end{aligned} \tag{7.55}$$

Уравнения (7.55) называются **уравнениями Гельмгольца.** Они являются основными уравнениями квазистационарного монохроматического электромагнитного поля.

Параметр

$$k=\sqrt{i\omega\mu\sigma_э} \tag{7.54'}$$

называется **волновым числом среды.**

7.3.3. Плоские электромагнитные волны в однородной среде

Пусть задана однородная изотропная проводящая среда с параметрами $\sigma_э$ и μ, в которой распространяется плоская квазистационарная гармоническая электромагнитная волна. Плоской будем называть электромагнитную волну, у которой векторы напряженности электрического и магнитного полей одинаковы во всех точках любой плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны, в любой момент времени. Для распространяющейся вдоль оси z плоской волны согласно данному выше ее определению должны выполняться условия:

$$\vec{E} = \text{const}, \quad \vec{H} = \text{const} \text{ при } z = \text{const}; \tag{7.56}$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial x} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial y} = \frac{\partial \vec{H}}{\partial x} = \frac{\partial \vec{H}}{\partial y} = 0. \tag{7.57}$$

С учетом условий (7.56) и (7.57) уравнения Гельмгольца (7.55) принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} + k^2 \vec{H} &= 0, \\ \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + k^2 \vec{E} &= 0. \end{aligned} \tag{7.58}$$

Решения дифференциальных уравнений (7.58) в общем виде будут представлять суммы экспонент, характеризующих волны, распространяющиеся как в положительном, так и в отрицательном направлениях оси z:

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \vec{H}^+ e^{ikz} + \vec{H}^- e^{-ikz}, \\ \vec{E} &= \vec{E}^+ e^{ikz} + \vec{E}^- e^{-ikz}. \end{aligned} \tag{7.59}$$

В случае однородной среды волны распространяются только в одном направлении (в данном случае вниз, в положительном направлении оси z). Поэтому

$$\vec{H}^- = 0, \quad \vec{E}^- = 0.$$

Таким образом, решениями уравнений Гельмгольца (7.58) будут векторные функции

$$\vec{H}(z) = \vec{H}^+ e^{ikz}, \quad \vec{E}(z) = \vec{E}^+ e^{ikz}. \tag{7.60}$$

В скалярной форме выражения (7.60) можно записать так:

$$H_x = H_x^+ e^{ikz}, \quad H_y = H_y^+ e^{ikz}, \quad H_z = H_z^+ e^{ikz},$$

или в компактной форме

$$H_{x(y,\,z)} = H^{+}_{x(y,\,z)}\, e^{ikz}. \tag{7.61}$$

Аналогично

$$E_{x(y,\,z)} = E^{+}_{x(y,\,z)}\, e^{ikz}. \tag{7.61}$$

Дифференцируя по z выражения (7.61), получаем

$$\frac{\partial H_{x(y,\,z)}}{\partial z} = ikH^{+}_{x(y,\,z)}\, e^{ikz} = ikH_{x(y,\,z)}$$

$$\frac{\partial E_{x(y,\,z)}}{\partial z} = ikE_{x(y,\,z)}. \tag{7.62}$$

Из уравнений (7.52) с учетом условий (7.57) следует

$$\frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0. \tag{7.63}$$

Подставляя (7.62) в (7.63) и принимая во внимание, что $k \neq 0$, получаем

$$H_z = E_z = 0.$$

Таким образом, векторы поля вертикально падающей плоской волны лежат в горизонтальной плоскости, т. е. электромагнитная волна является поперечной волной.

Проведем анализ полученных решений (7.61). Векторы $\vec{H}$ и $\vec{E}$ — комплексные. Чтобы объяснить их реальный физический смысл, следует применить процедуру (7.47):

$$\mathrm{Re}\left(\vec{H}\, e^{-i\omega t}\right), \quad \mathrm{Re}\left(\vec{E}\, e^{-i\omega t}\right),$$

Покажем, как это можно сделать на примере x-компоненты магнитного поля. Согласно (7.61)

$$\mathrm{Re}\left(H_x\, e^{-i\omega t}\right) = \mathrm{Re}\left(H^{+}_x\, e^{ikz}\, e^{-i\omega t}\right). \tag{7.64}$$

Составляющая поля $H_x{}^{+}$ — комплексная величина:

$$H^{+}_x = \left|H^{+}_x\right| e^{i\varphi_x}. \tag{7.65}$$

Подставляя (7.65) в (7.64), получим

$$\mathrm{Re}\left(\left|H^{+}_x\right| e^{ikz}\, e^{i\varphi_x}\, e^{-i\omega t}\right). \tag{7.66}$$

Представим волновое число k (7.54′) в виде

$$k = \sqrt{i\omega\mu\sigma_э} = \sqrt{i}\,\sqrt{\omega\mu\sigma_э}. \tag{7.67}$$

Для вычисления $\sqrt{i}$ воспользуемся формулой Эйлера

$$i = \cos\pi/2 - i\sin\pi/2 = e^{i\pi/2}.$$

Тогда

$$\sqrt{i} = \sqrt{e^{i\pi/2}} = \pm e^{i\pi/4} = \pm(\cos \pi/4 + i \sin \pi/4) = \pm(1+i)/\sqrt{2}.$$

Принимая $\sqrt{i}$ положительным, получим

$$k = (1+i)\sqrt{\omega\mu\sigma_э/2}. \tag{7.68}$$

Введем обозначение

$$\sqrt{\omega\mu\sigma_э/2} = 2\pi/\lambda. \tag{7.69}$$

Физический смысл λ будет пояснен ниже.

Теперь согласно выражениям (7.68) и (7.69) запишем

$$k = (1+i)\,2\pi/\lambda. \tag{7.70}$$

С учетом (7.70) экспоненту e^{ikz} в выражении (7.66) можно представить в виде

$$e^{ikz} = e^{i(1+i)\frac{2\pi}{\lambda}z} = e^{-\frac{2\pi}{\lambda}z} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}z}. \tag{7.71}$$

Подставляя (7.71) и (7.66), находим

$$\operatorname{Re}(H_x e^{-i\omega t}) = \operatorname{Re}\left(|H_x^+| e^{-\frac{2\pi}{\lambda}z} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}z} e^{i\varphi_x} e^{-i\omega t}\right) =$$

$$= \operatorname{Re}\left[|H_x^+| e^{-\frac{2\pi}{\lambda}z} e^{i\left(\varphi_x + \frac{2\pi}{\lambda}z - \omega t\right)}\right] =$$

$$= |H_x^+| e^{-\frac{2\pi}{\lambda}z} \cos\left(\varphi_x + \frac{2\pi}{\lambda}z - \omega t\right). \tag{7.72}$$

Из выражения (7.72) следует, что амплитуда поля

$$a(z) = |H_x^+| e^{-\frac{2\pi}{\lambda}z}, \tag{7.73}$$

фаза поля

$$\psi(z) = \varphi_x + \frac{2\pi}{\lambda}z - \omega t. \tag{7.74}$$

Таким образом, в каждый момент времени магнитное поле представляет затухающую косинусоиду. Следовательно, можно говорить о волновом движении поля и о плоской электромагнитной волне. Однако следует помнить, что в квазистационарном приближении электромагнитное поле описывается не волновыми уравнениями (7.20), (7.21), а уравнениями диффузии (7.22), (7.23). Это означает, что распространение поля носит диффузный характер. Поэтому термин «электромагнитная волна» в этом случае несколько условен.

Скорость затухания электромагнитного поля определяется величиной $\alpha = 2\pi/\lambda$. Коэффициент α называется **коэффициентом**

затухания электромагнитной волны. Чем больше λ, тем медленнее затухает поле с глубиной и, наоборот, чем меньше λ, тем с глубиной поле затухает быстрее. Таким образом, проникающая способность электромагнитного поля может регулироваться выбором величины λ.

Рассмотрим теперь некоторые характеристики электромагнитной волны. Поверхность, в каждой точке которой колебания находятся в одинаковых фазах, называется **фазовым фронтом электромагнитной волны.** Согласно определению фазы

$$\psi(z)=\varphi_x+\frac{2\pi}{\lambda}z-\omega t=\text{const},$$

откуда

$$z=(\omega t-\varphi_x+\text{const})/\frac{2\pi}{\lambda}. \qquad (7.75)$$

Уравнение (7.75) является уравнением горизонтальной плоскости, на которой значения $\overleftarrow{H}$ и $\vec{E}$ постоянны. С увеличением времени t согласно (7.75) растет и z, т. е. фазовый фронт перемещается сверху вниз с некоторой постоянной скоростью v, называемой **фазовой скоростью электромагнитной волны.**

Фазовую скорость v найдем, продифференцировав по времени выражению (7.75):

$$v=\frac{\partial z}{\partial t}=\frac{\omega\lambda}{2\pi}=\frac{\lambda}{T}, \qquad (7.76)$$

где T — период колебаний; $\omega=2\pi f=2\pi/T$.

Из формулы (7.76) следует, что величина λ, введенная в выражение (7.70), по физическому смыслу представляет собой длину электромагнитной волны. Учитывая, что $\omega=2\pi f=2\pi/T$ (f — в герцах, T — в секундах), $\sigma_э=1/\rho$ (ρ — в ом-метрах), и полагая μ равной магнитной проницаемости вакуума ($\mu=\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$ Гн/м), из (7.69) получаем

$$\lambda=\sqrt{10^7\rho T}. \qquad (7.77)$$

Согласно (7.76) скорость электромагнитной волны

$$v=\sqrt{10^7\rho/T}. \qquad (7.78)$$

7.3.4. Входной импеданс среды

При рассмотрении плоской квазистационарной гармонической электромагнитной волны, распространяющейся в однородной среде вдоль оси z, были получены решения (7.60), удовлетво-

ряющие уравнениям Гельмгольца (7.52). Векторы напряженности электромагнитной волны $\vec{E}(z)$ и $\vec{H}(z)$ лежат в горизонтальной плоскости и имеют отличные от нуля только x- и y-компоненты:

$$\vec{E}(E_x,\ E_y,\ 0);\quad \vec{H}(H_x,\ H_y,\ 0).$$

Запишем второе уравнение Максвелла (7.49) в виде определителя

$$\operatorname{rot}\vec{E}=\begin{vmatrix} \vec{d}_x & \vec{d}_y & \vec{d}_z \\ \dfrac{\partial}{\partial x} & \dfrac{\partial}{\partial y} & \dfrac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & 0 \end{vmatrix}=i\omega\mu(H_x\vec{d}_x+H_y\vec{d}_y), \tag{7.79}$$

где $\vec{d}_x$, $\vec{d}_y$, $\vec{d}_z$ — единичные векторы (орты).

Согласно (7.57) все горизонтальные производные равны нулю и определитель в выражении (7.79) можно переписать так:

$$\begin{vmatrix} \vec{d}_x & \vec{d}_y & \vec{d}_z \\ 0 & 0 & \dfrac{d}{dz} \\ E_x & E_y & 0 \end{vmatrix}=i\omega\mu(H_x\vec{d}_x+H_y\vec{d}_y), \tag{7.80}$$

В выражении (7.80) символ частного дифференцирования $\frac{\partial}{\partial z}$ заменен на символ полного дифференцирования $\frac{d}{dz}$, поскольку в плоской волне поле зависит только от z.

Раскрыв определитель в левой части (7.80) и приравняв коэффициенты при одноименных ортах слева и справа, получим

$$\frac{dE_y}{dz}=-i\omega\mu H_x,\quad \frac{dE_x}{dz}=i\omega\mu H_y. \tag{7.81}$$

Согласно (7.62)

$$\frac{dE_x}{dz}=ikE_x,\quad \frac{dE_y}{dz}=ikE_y.$$

Следовательно, выражения (7.81) можно переписать в виде

$$H_x(z)=-\frac{k}{\omega\mu}E_y,\quad H_y(z)=\frac{k}{\omega\mu}E_x, \tag{7.82}$$

где k — волновое число.

Найдем отношения E_x/H_y и E_y/H_x. Согласно (7.82) имеем

$$E_x/H_y = -E_y/H_x = \omega\mu/k. \tag{7.83}$$

Отношения E_x/H_y, E_y/H_x называются **входным импедансом (волновым сопротивлением) среды** и обозначаются Z. Согласно (7.83) входной импеданс равен

$$Z = \omega\mu/k. \tag{7.83'}$$

Подставив в выражение (7.83') $k = \sqrt{i\omega\mu/\rho}$, получим выражение для удельного электрического сопротивления однородной среды

$$\rho = -\frac{1}{i\omega\mu} Z^2. \tag{7.84}$$

Формулу (7.84) используют в различных модификациях электроразведки для расчета удельного сопротивления среды по наблюденным значениям напряженности электрического и магнитного полей.

7.3.5. Глубина проникновения электромагнитной волны. Идея частотного зондирования

Как следует из выражения (7.73), амплитуда электромагнитной волны $a(z)$ уменьшается с глубиной по экспоненциальному закону. Это уменьшение обусловлено необратимым переходом энергии волны в другие виды энергии (например, в тепловую). Явление необратимого перехода энергии электромагнитной волны в другие виды энергии называется **поглощением электромагнитной волны.** Вследствие поглощения существует некоторая предельная, точнее говоря, эффективная глубина проникновения волны. В электроразведке она определяется как расстояние, на котором амплитуда волны $a(z)$ уменьшается в e раз.

Глубину проникновения волны будем обозначать δ. Согласно определению предельной глубины

$$\frac{a(z)}{a(z+\delta)} = \mathrm{e}. \tag{7.85}$$

Подставим выражение (7.73) в (7.85). После сокращения получим

$$\mathrm{e}^{\frac{2\pi}{\lambda}\delta} = \mathrm{e}.$$

Логарифмируя последнее выражение и разрешая его относительно δ, находим предельную глубину

$$\delta = \lambda/2\pi \approx 0{,}159\lambda. \tag{7.86}$$

Подставляя выражение (7.77) для λ в (7.86), имеем

$$\delta = \sqrt{10^7 \rho T}/2\pi \approx 0{,}159\sqrt{10^7 \rho T}. \qquad (7.87)$$

Как следует из (7.87), глубина проникновения электромагнитной волны тем больше, чем выше удельное сопротивление горных пород: в изоляторе ($\rho = \infty$) волна практически не затухает, т. е. она проникает на сколь угодно большую глубину; в хорошем проводнике ($\rho \to 0$) глубина проникновения волны $\delta \to 0$, т. е. происходит экранирование электромагнитного поля в среде так же, как, например, экранирование радиоволн металлическим проводником. Как следует из формулы (7.87), глубина проникновения электромагнитных волн зависит также от периода (частоты) волны: чем больше период (меньше частота), тем глубже проникает волна и, наоборот, она тем быстрее поглощается, чем короче период (больше частота).

Отмеченное свойство переменного электромагнитного поля позволяет управлять глубиной его проникновения в землю, меняя частоту ω гармонических колебаний. Эта особенность поля находит важное применение в электроразведке в методах частотных электромагнитных зондирований.

7.3.6. Электродинамические потенциалы

Наряду с векторами $\vec{E}$ и $\vec{H}$, измеряемыми непосредственно, монохроматическое квазистационарное электромагнитное поле в однородной изотропной среде можно охарактеризовать векторным $\vec{A}$ и скалярным U электродинамическими потенциалами.

Согласно (7.52) магнитное поле $\vec{H}$ соленоидально. Следовательно, его можно представить в виде

$$\vec{H} = \operatorname{rot} \vec{A}, \qquad (7.88)$$

где поле $\vec{A}$ называется **векторным электродинамическим потенциалом.**

Подставим (7.88) во второе уравнение Максвелла (7.49):

$$\operatorname{rot} \vec{E} = i\omega\mu \operatorname{rot} \vec{A}, \quad \operatorname{rot}(\vec{E} - i\omega\mu\vec{A}) = 0.$$

Выражение в скобках можно записать в виде градиента скалярной функции, которую называют **скалярным электродинамическим потенциалом:**

$$\vec{E} - i\omega\mu\vec{A} = -\operatorname{grad} U,$$

откуда

$$\vec{E} = i\omega\mu\vec{A} - \operatorname{grad} U. \tag{7.89}$$

Выразим теперь первое уравнение Максвелла (7.49) с помощью электродинамических потенциалов:

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{A} = i\omega\mu\sigma_э\vec{A} - \sigma_э \operatorname{grad} U.$$

С учетом векторного тождества (7.17) и обозначения (7.54) последнее уравнение приведем к виду

$$\Delta\vec{A} + k^2\vec{A} = \operatorname{grad}(\operatorname{div}\vec{A} + \sigma_э U). \tag{7.90}$$

Поскольку электромагнитное поле характеризуется двумя потенциальными функциями — векторной $\vec{A}$ и скалярной U, которые определяются несколько произвольно, можно положить (калибровка Лоренца)

$$\operatorname{div}\vec{A} = -\sigma_э U. \tag{7.91}$$

Тогда уравнение (7.90) превращается в уравнение Гельмгольца

$$\Delta\vec{A} + k^2\vec{A} = 0. \tag{7.92}$$

Аналогично, подставляя (7.89) в (7.52), получаем уравнение Гельмгольца для скалярного потенциала

$$\Delta U - k^2 U = 0. \tag{7.93}$$

Использование электродинамических потенциалов позволяет свести задачу с шестью неизвестными (тремя скалярными компонентами вектора $\vec{E}$ и тремя скалярными компонентами вектора $\vec{H}$) к решению задачи с четырьмя неизвестными (тремя скалярными компонентами векторного потенциала $\vec{A}$ и скалярным потенциалом U). Это упрощает решение некоторых задач электроразведки.

7.4. НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

7.4.1. Неустановившееся электромагнитное поле дипольного источника в однородной среде

Наряду с гармоническим режимом возбуждения электромагнитного поля в электроразведке применяют и другой тип возбуждения, основанный на использовании неустановившихся (импульсных) источников поля. На практике наиболее часто возбуждение неустановившегося поля осуществляют посылкой

импульсов включения или выключения постоянного тока в питающем диполе

$$I(t)=I_0F(t)=\begin{cases}0 & \text{при } t<0\\ I_0 & \text{при } T>t>0\\ 0 & \text{при } t>T,\end{cases} \tag{7.94}$$

где T — длительность посылаемого импульса.

Процесс распространения в земле электромагнитного поля, возбуждаемого включением (или выключением) постоянного тока в питающей цепи, называется **процессом становления поля.** На достаточно больших временах после включения тока поле в земле совпадает с полем диполя, питаемого постоянным током. Однако на ранних временах t после включения тока в земле наблюдаются сложные переходные процессы, связанные с волновым характером распространения импульса в проводящей среде, и только на больших временах поле устанавливается, т. е. совпадает с полем постоянного тока.

Для расчета неустановившегося поля можно использовать спектральный (частотный) подход, который подробно рассмотрен ниже (см. 10.3). Согласно такому подходу импульс включения (выключения) можно представить в виде интеграла Фурье (обратное преобразование Фурье).

$$I(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}S(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega. \tag{7.95}$$

Из такого представления следует, что подобный импульс можно рассматривать как интегральную сумму гармонических токов, т. е. токов, меняющихся по закону $e^{i\omega t}$, с комплексными амплитудами $S(\omega)$ и частотами, изменяющимися от $-\infty$ до $+\infty$. Комплексные амплитуды $S(\omega)$ источников образуют комплексный спектр функции $I(t)$, который связан с нею прямым преобразованием Фурье:

$$S(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}I(t)\,e^{-i\omega t}dt. \tag{7.96}$$

Соответственно все компоненты неустановившегося поля диполя можно представить интегралом Фурье:

$$\begin{aligned}\vec{E}(t)&=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{\vec{E}}(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega,\\ \vec{H}(t)&=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{\vec{H}}(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega.\end{aligned} \tag{7.97}$$

где $\tilde{\vec{E}}(\omega)$ и $\tilde{\vec{H}}(\omega)$ — комплексные гармоники поля, т. е. комп-

лексные векторы, описывающие компоненты напряженности электромагнитного поля диполя, питаемого гармоническим изменяющимся во времени электрическим током (такой источник будем называть **гармоническим диполем**). Это позволяет рассчитывать неустановившееся электромагнитное поле, пользуясь решениями, полученными для гармонических во времени полей [3]. Решение задачи расчета гармонического электромагнитного поля дипольного источника, расположенного на поверхности однородного полупространства, будет рассмотрено ниже (см. 8.2).

7.4.2. Параметр становления поля

Параметром становления поля τ называется функция

$$\tau = 2\pi/\sqrt{\mu\sigma_э/2t}. \tag{7.98}$$

Принимая $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, получаем

$$\tau = \sqrt{10^7 \rho 2\pi t}, \tag{7.98'}$$

где ρ — удельное электрическое сопротивление среды; t — время становления поля. Параметр становления поля имеет размерность длины.

В теории неустановившегося электромагнитного поля [3] показано, что характер его ослабления на различных расстояниях от диполя зависит от отношения расстояния r к параметру становления поля τ. Это отношение называется приведенным расстоянием $r_\tau = r/\tau$. В зависимости от приведенного расстояния выделяют ближнюю, среднюю и дальные зоны поля:

ближняя зона определена отношением

$$r_\tau \ll 1, \text{ или } r \ll \tau; \tag{7.99}$$

средняя зона, когда

$$r_\tau \approx 1, \text{ или } r \approx \tau; \tag{7.100}$$

дальняя зона при

$$r_\tau \gg 1, \text{ или } r \gg \tau. \tag{7.101}$$

Как следует из формул (7.98) и (7.98'), условие ближней зоны (7.99) эквивалентно рассмотрению поля на больших временах становления t, иными словами, ближней зоне источника отвечает поздняя стадия становления поля. Наоборот, условие дальней зоны (7.100) эквивалентно рассмотрению поля на малых временах становления t, т. е. дальней зоне источника отвечает ранняя стадия становления поля.

7.4.3. Глубина проникновения неустановившегося поля в земле. Идея зондирования становлением поля

В любую точку наблюдения возбуждение поля передается двумя путями — по воздуху и через землю. Первая часть поля распространяется по воздуху в виде магнитного поля практически мгновенно и без поглощения и лишь затем проникает в землю через ее поверхность. Вторая часть поля распространяется от источника по земле с поглощением и конечной скоростью. На ранней стадии становления поля (дальняя зона) электромагнитное поле формируется за счет его опережающей части, распространяющейся по воздуху. На поздней стадии (ближняя зона) электромагнитное поле формируется равномерно затухающей частью распространяющегося в земле электрического импульса, т. е. за счет второй части поля, которая передается через землю с некоторым запаздыванием по отношению к его первой части.

Рассмотрим особенности становления поля в дальней зоне. Как было сказано выше, в дальней зоне наблюдается, по существу, только первая часть поля, причем во всех точках этой зоны поле проникает в землю практически одновременно в виде распространяющейся вертикально вниз электромагнитной волны.

Определим глубину проникновения плоской электромагнитной волны в землю. Очевидно, что плотность тока j уменьшается с увеличением глубины z. Теоретически показано [3], что график уменьшения плотности тока с глубиной имеет точку перегиба при $z=\tau/2\pi$. Эта глубина условно принята за эффективную глубину проникновения неустановившегося электромагнитного поля в землю:

$$\delta_{эф}=\tau/2\pi. \qquad (7.102)$$

Как видим [см. 7.86], определение глубины проникновения неустановившегося поля позволяет установить аналогию между параметром становления поля τ и длиной электромагнитной волны λ в случае гармонического поля.

Подставляя (7.98′) в (7.102), получаем

$$\delta_{эф}=\sqrt{10^7\rho 2\pi t}/2\pi. \qquad (7.103)$$

Как следует из (7.103), глубина проникновения неустановившегося поля в землю определяется временем становления t: бóльшим временам становления отвечает бóльшая глубина исследования, меньшим — меньшая. На этом принципе основан метод зондирования становлением поля.

7.5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД. ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЕЗ

Основными параметрами горных пород, определяющими поведение в них электромагнитного поля, являются удельное электрическое сопротивление ρ, диэлектрическая и магнитная проницаемости ε и μ.

7.5.1. Удельное электрическое сопротивление

Удельное электрическое сопротивление горной породы определено как сопротивление изготовленного из нее куба с ребром 1 м при пропускании через него постоянного тока. Из формулы

$$R = \rho \frac{h}{S} \tag{7.104}$$

получаем следующую размерность для удельного электрического сопротивления:

$$[\rho] = \frac{[R]\,[S]}{[h]} = \frac{\text{Ом} \cdot \text{м}^2}{\text{м}} = \text{Ом} \cdot \text{м}.$$

Не только различные породы, но и одни и те же их разности характеризуются большим диапазоном изменения удельного сопротивления от 10^{-3} до 10^{15} Ом·м. Горные породы с удельным электрическим сопротивлением 10^{-3}—10 Ом·м по принятой классификации относятся к проводникам: 10^2—10^7 Ом·м — к полупроводникам, свыше 10^8 Ом·м — к диэлектрикам.

Значения удельного сопротивления некоторых минеральных и горных пород

Минералы	
Пирит	0,1
Магнетит	0,6—1
Графит	0,03
Соль (нечистая)	$(3—500) \cdot 10^3$
Серпантин	$2 \cdot 10^4$
Сидерит	$7 \cdot 10^3$
Магматические горные породы	
Гранит	10^8
Диорит	10^6
Габбро	10^7—10^9
Диабаз	$31 \cdot 10^4$
Метаморфические горные породы	
Гранито-гнейсы	$2 \cdot 10^7$
Сланцы	$(64—6500) \cdot 10^3$
Биотитовые гнейсы	10^8—10^9

Осадочные горные породы (сухие)

Глина (сухая)	$(2—200)\cdot 10^3$
Галька (конгломерат)	$(2—20)\cdot 10^5$
Песчаник (сухой)	$7\cdot 10^5$
Известняк	$10^4—10^6$
Нефтенасыщенный песок	$(4—220)\cdot 10^2$

Из приведенных данных следует, что значения удельного сопротивления у изверженных, метаморфических и сухих осадочных пород существенно не различаются. В условиях естественного залегания некоторые осадочные породы имеют низкое удельное сопротивление, т. е. являются хорошими проводниками постоянного электрического тока, к ним относятся породы со значительной пористостью и залегающие ниже уровня грунтовых вод. Удельное электрическое сопротивление таких пород определяется концентрацией и химическим составом минеральных растворов, а также степенью заполнения этими растворами порового пространства горной породы. Особенно низким удельным сопротивлениям характеризуются песчано-глинистые породы, удельное сопротивление которых $10^{-2}—10^2$ Ом·м. В то же время осадочные породы с малой пористостью и, следовательно, малой влагонасыщенностью имеют весьма высокое удельное сопротивление — до $10^4—10^5$ Ом·м и более. К таким породам, в частности, относятся ангидриты, гипсы, соль, а также плотные разности известняков, доломитов и др.

Удельное сопротивление пород, насыщенных нефтью или газом, оказывается существенно более высоким по сравнению с удельным сопротивлением тех же пород, но насыщенных минеральными растворами. Это важное электрическое свойство нефтегазонасыщенных пород используется для выявления в разрезе нефтегазонасыщенных пород при электрических измерениях в глубоких скважинах, а также при наземных электроразведочных исследованиях (прямые поиски).

Величина удельного сопротивления зависит от направления пропускания постоянного тока через горную породу. Это явление называется **анизотропией удельного электрического сопротивления.** Чаще всего анизотропия вызвана тонкой слоистостью разреза, причем при пропускании тока перпендикулярно слоистости сопротивление оказывается больше, чем при пропускании тока вдоль слоистости. Степень этого различия характеризуется **коэффициентом анизотропии**

$$\alpha_a = \sqrt{\rho_n/\rho_\tau}, \qquad (7.105)$$

где ρ_n и ρ_τ — удельное электрическое сопротивление при пропускании постоянного тела вкрест и вдоль слоистости соответственно.

Коэффициент анизотропии удельного сопротивления для большинства горных пород находится в пределах 1—2.

7.5.2. Диэлектрическая и магнитная проницаемости

Если любое вещество поместить в электрическое поле, то имеющиеся в нем электрические заряды начинают взаимодействовать с этим полем. В результате одна часть зарядов направленно перемещается, образуя электрический ток, а другая часть перераспределяется таким образом, что центры положительных и отрицательных зарядов только смещаются относительно друг друга (процесс поляризации зарядов). В средах с низким удельным электрическим сопротивлением (проводники) преобладает процесс электропроводности, а в средах с очень высоким сопротивлением, порядка 10^8 Ом·м и выше — процесс поляризации зарядов. Имеется также промежуточный класс материалов — полупроводников, свойства которых определяются как процессом электропроводности, так и поляризации.

Схематически механизм поляризации зарядов можно объяснить так. Атомы и молекулы любого вещества рассматриваются как электрические диполи. При отсутствии внешнего поля эти диполи ориентируются хаотически, а когда приложено поле — они ориентируются (поляризуются) вдоль него. Поляризационные свойства среды характеризуются **вектором поляризаций** $\vec{\mathscr{P}}_э$, который представляет дипольный момент единицы объема среды. Величина вектора $\vec{\mathscr{P}}_э$ зависит от напряженности приложенного электрического поля. При слабых полях она пропорциональна величине $\vec{E}$:

$$\vec{\mathscr{P}}_э = \varepsilon_0 \varkappa_э \vec{E}, \tag{7.106}$$

где коэффициент пропорциональности $\varkappa_э$ называется **диэлектрической восприимчивостью;** ε_0 — электрическая постоянная; $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Кл/(Вм).

Обычно поляризационные свойства среды характеризуют вектором электрической индукции

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{\mathscr{P}}_э = \varepsilon_0 (1 + \varkappa_э) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}. \tag{7.107}$$

Коэффициент пропорциональности

$$\varepsilon = 1 + \varkappa_э \tag{7.108}$$

называется **диэлектрической проницаемостью.** Диэлектрическая проницаемость показывает во сколько раз уменьшается сила взаимодействия электрических зарядов при переносе их из вакуума в данную среду.

В случае поля постоянного тока этот параметр, как следует из общих законов электромагнетизма, не влияет на результаты наблюдений. Если электрическое поле переменное, то диэлектрическая проницаемость является комплексной величиной и

зависит от частоты поля. Однако используемые в электроразведке переменные поля характеризуются не слишком большой частотой — не более 1000 Гц (квазистационарное поле), и при таких частотах величина ε практически не влияет на результаты наблюдений.

Для воздуха диэлектрическая восприимчивость $\varkappa_э = 0$, а проницаемость $\varepsilon = \varepsilon_0$. Диэлектрическая проницаемость у большинства горных пород изменяется от 1 до 100.

Третий электромагнитный параметр — **магнитная проницаемость горных пород** μ показывает во сколько раз увеличивается сила взаимодействия электрических токов при переносе их из вакуума в данную среду. Практически для всех горных пород (кроме пород с вкрапленностью ферромагнитных минералов) эта величина мало отличается от μ_0 — магнитной проницаемости вакуума, равной $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Поэтому для нефтяной (структурной) электроразведки можно принять μ постоянной для всего геологического разреза и, следовательно, не влияющей на особенности распределения электромагнитного поля в земле.

7.5.3. Геоэлектрический разрез

Как было показано выше, основное влияние на распределение электромагнитного поля в Земле оказывает удельное электрическое сопротивление ρ горных пород. Этот параметр и определяется главным образом по результатам электромагнитных наблюдений.

В реальных геологических разрезах удельное сопротивление весьма быстро изменяется с глубиной. Такое изменение обусловлено многими факторами: условиями осадконакопления, температурным и гидродинамическим режимами, давлением и т. п. Однако нередко можно установить, что в определенных интервалах глубин электрические свойства горных пород оказываются примерно постоянными (незначительно варьируют около некоторых средних значений). В этом случае геологический разрез можно представить в виде отдельных слоев, в каждом из которых удельное электрическое сопротивление ρ постоянно. Таким образом, мы пришли к очень важному понятию в электроразведке — **геоэлектрическому разрезу** как совокупности отдельных слоев конечной мощности и постоянного внутри каждого слоя удельного электрического сопротивления. Конечно, такое представление является только некоторой физической моделью реального геологического разреза.

Наиболее простая модель геоэлектрического разреза — разрез с горизонтальными границами раздела слоев, называемый горизонтально-слоистым. В зависимости от числа толстых слоев в нем геоэлектрический разрез называют однослойным (однородная среда), двухслойным (верхний пласт — конечной, вто-

рой — бесконечной мощности), трехслойным (первые два слоя — конечной, третий — бесконечной мощности) и т. д.

Введем некоторые электрические характеристики горизонтально-слоистой среды. С этой целью вырежем в ней призму с квадратным основанием 1×1 м. Проводимость призмы в направлении, перпендикулярном ее боковым граням (т. е. при протекании тока вдоль напластования), называется **суммарной продольной проводимостью** слоистого разреза и обозначается S_Σ. Она равна сумме продольных проводимостей отдельных слоев:

$$S_\Sigma = h_1/\rho_1 + h_2/\rho_2 + \ldots + h_m/\rho_m = \sum_{j=0}^{m} h_j/\rho_j. \qquad (7.109)$$

и измеряется в сименсах (1 См = 1 Ом$^{-1}$).

Если ток течет перпендикулярно напластованию, то призму следует рассматривать как систему последовательно включенных сопротивлений. Полное ее сопротивление, называемое **суммарным поперечным сопротивлением пачки слоев,** обозначается T_Σ и равно сумме поперечных сопротивлений отдельных ее составляющих:

$$T_\Sigma = h_1\rho_1 + h_2\rho_2 + \ldots + h_m\rho_m = \sum_{j=0}^{m} h_j\rho_j. \qquad (7.110)$$

Если в геоэлектрическом разрезе имеется достаточно мощный слой с аномально высоким или аномально низким значением удельного сопротивления, то такой слой называется опорным геоэлектрическим горизонтом. Наибольший интерес представляет высокоомный опорный электрический горизонт. Высокоомными горизонтами, в частности, являются кристаллический фундамент, мощная соленосная толща или мощный слой твердого известняка и т. п. Изучение поведения опорного геоэлектрического горизонта — одна из наиболее важных разведочных задач структурной электроразведки.

7.6. КЛАССИФИКАЦИЯ МЕТОДОВ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ

Классификация методов электроразведки, используемых при изучении глубинного строения верхней части земной коры (структурная электроразведка), дана на рис. 44. Все методы сгруппированы по способу возбуждения электромагнитного поля.

Электроразведка с искусственным возбуждением электромагнитного поля включает методы (модификации) как постоянного, так и переменного поля. Метод постоянного тока (метод сопротивлений) имеет модификации: вертикальное электрическое зондирование (ВЭЗ), дипольное электрическое зондирование (ДЭЗ), электрическое профилирование (ЭП). На изучении

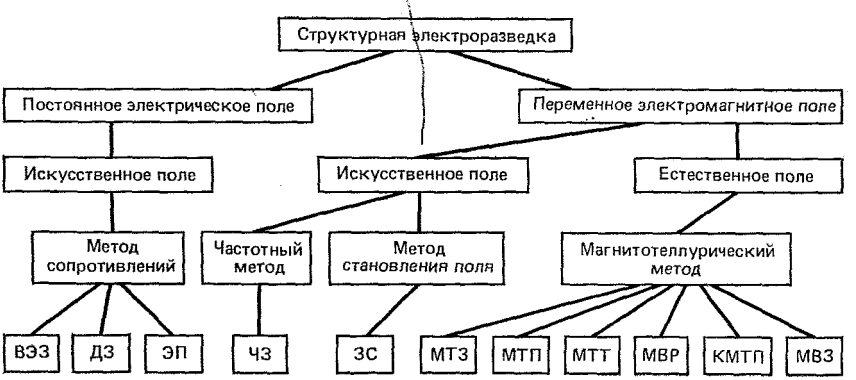


Рис. 44. Классификация методов электроразведки

переменного электромагнитного поля основаны метод частотного зондирования (ЧЗ) и метод зондирования становлением электромагнитного поля (ЗС). Естественное магнитотеллурическое поле Земли изучается магнитотеллурическим методом, включающем много различных модификаций, из которых основными являются магнитотеллургическое зондирование (МТЗ), магнитотеллурическое профилирование (МТП) и метод теллурических токов (МТТ). Остановимся на краткой характеристике основных методов электроразведки.

Вертикальное электрическое зондирование (ВЭЗ). Основано на измерении поля постоянного тока четырехэлектродной установкой, в которой питающие A и B и измерительные M и N электроды расположены на одной прямой линии симметрично относительно общего центра O, называемого центром установки, при этом $MN \ll AB$. В процессе выполнения полевых работ методом ВЭЗ измерения производят, последовательно увеличивая расстояние между питающими электродами (разнос $AB/2$), которое определяет глубину исследования разреза.

Дипольное электрическое зондирование (ДЭЗ). Для измерения применяется дипольная установка, которая состоит из двух пар сближенных электродов: питающих A и B и измерительных M и N. Центры питающего AB и измерительного MN диполей удалены друг от друга на расстояния, существенно превышающие их размеры. Расстояние между центрами питающего и измерительного диполей (разнос дипольной установки) определяет глубину исследования разреза.

Электрическое профилирование. Изучают распределение поля постоянного тока при постоянных разносах питающих электродов A и B или расстояниях между центрами питающего и измерительного диполей. Установку перемещают вдоль линии

(профиля) наблюдений через определенный интервал (шаг профилирования). В результате измерений получают сведения об изменении геоэлектрического разреза в горизонтальном направлении, тогда как глубинность освещения разреза остается примерно постоянной.

Частотное зондирование (ЧЗ). Возбуждают гармоническое во времени электромагнитное поле и измеряют электрическую и магнитную его компоненты разной частоты. Изменяя частоту тока в питающем диполе AB или петле, можно управлять глубиной изучения разреза: с уменьшением частоты питающего тока возбуждаемая гармоническая электромагнитная волна проникает все глубже в землю, позволяя тем самым получать информацию об изменении параметров геоэлектрического разреза в вертикальном направлении.

Зондирование становлением электромагнитного поля (ЗС). Используют те же установки, что и в методе частотного зондирования, но диполь AB или петлю питают нестационарным электрическим током. Глубину проникновения электромагнитной волны в землю определяет время становления поля, прошедшее с момента включения (или выключения) тока в питающей цепи. В зависимости от отношения расстояния между центрами питающего AB и измерительного MN диполей к параметру становления поля различают модификации ЗС в дальней (ЗСДЗ) и ближней (ЗСБЗ) зонах.

Магнитотеллурическое зондирование (МТЗ). В этом методе производят попарную синхронную регистрацию горизонтальных составляющих естественного магнитотеллурического поля E_x и H_y, E_y и H_x в диапазоне периодов от долей секунды до нескольких часов и вычисляют входной импеданс среды. Поскольку период вариаций определяет глубину проникновения электромагнитной волны в землю, то величину входного импеданса используют для получения сведений о геоэлектрическом разрезе на различных глубинах.

Магнитотеллурическое профилирование (МТП). Как и в МТЗ, изучают вариации магнитотеллурического поля, но в узком диапазоне периодов. Следовательно, глубина изучения разреза сохраняется примерно постоянной и это позволяет устанавливать изменение свойств геоэлектрического разреза по профилю или площади.

Метод теллурических токов (МТТ). Регистрируют только электрические компоненты магнитотеллурического поля. Наблюдения выполняют синхронно в двух точках, базисной и полевой. Отношение напряженностей поля теллурических токов в полевой и базисных точках не зависит от времени, а определяется только геоэлектрическими свойствами разреза. МТТ позволяет изучать, так же как и МТП, изменение свойств геоэлектрического разреза по профилю или площади.

Разведочное значение различных методов электроразведки неодинаково. Глубинность электроразведки постоянным током практически ограничена глубиной залегания первого достаточно мощного высокоомного горизонта. Поскольку при поисках месторождений нефти и газа на современном этапе требуется большая глубинность изучения разреза, объемы работ методами постоянного тока сокращаются. Однако метод сопротивлений не утратил своего значения при изучении районов, где нефтегазоносные отложения перекрыты хорошо проводящими отложениями.

Присутствующие в разрезе высокоомные мощные экраны не оказывают отрицательного влияния на глубинность электроразведки переменным электромагнитным полем. Методы частотного зондирования и зондирования становлением электромагнитного поля позволяют детально изучать подэкранные нефтегазоперспективные отложения. Низкочастотные модификации магнитотеллурического метода используют преимущественно с целью изучения регионального глубинного строения нефтегазоносных бассейнов.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 7

1. Какой физический смысл имеют уравнения Максвелла?
2. Как ведет себя нормальная составляющая вектора магнитной индукции на границе раздела двух сред?
3. Выведите уравнение Лапласа.
4. Запишите уравнения Максвелла для стационарного поля.
5. Проанализируйте характерные особенности потенциала в середине двухполюсной разнополярной установки АВ.
6. Объясните, как зависит распределение плотности тока с глубиной от расстояния между источником и точкой измерения?
7. При каких условиях можно пренебречь токами смещения?
8. Запишите уравнения Максвелла для гармонических колебаний электромагнитного поля.
9. Дайте определение плоского поля и объясните, в каких методах электроразведки используется модель плоского поля?
10. Объясните понятие эффективной глубины проникновения электромагнитного поля.
11. Выведите формулу импеданса.
12. Объясните принципы создания неустановившегося электромагнитного поля в электроразведке.
13. От каких величин зависит параметр становления поля?
14. Какие типы полей используются в электроразведке?

Глава 8
ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА С ИСКУССТВЕННЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ ПОЛЯ

8.1. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ПОСТОЯННОГО ТОКА В ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

Рассмотрим поле источников постоянного тока в случае геоэлектрической модели среды, состоящей из конечного числа N горизонтально-однородных слоев с постоянными удельными электрическими сопротивлениями ρ_j ($j=1, 2, \ldots, N$) и толщинами h_j ($j=1, 2, \ldots, N-1$), $h_N \to \infty$. Такая горизонтально-слоистая модель среды оправдана тем, что электрические зондирования применяют для изучения разрезов с пологими границами геологических напластований.

Пусть на поверхности земли (при $z=0$) в точке A находится точечный источник постоянного электрического тока I. Электрическое поле такого источника можно рассчитать интегрированием уравнения Лапласа (7.30). Другой путь решения этой задачи, более наглядный и в некоторых случаях более простой,— использование способа зеркальных изображений. В способе зеркальных изображений скалярный потенциал U в первом слое представляют как сумму потенциалов, созданных в однородном полупространстве действительными и фиктивными (дополнительными) источниками, которые вводятся для учета влияния горизонтальных границ, ограничивающих каждый однородный слой:

$$U(r) = \frac{I\rho_1}{2\pi r} + U_a(r), \tag{8.1}$$

где $U_a(r)$ — часть электрического потенциала, обусловленная слоистостью разреза.

Сущность способа зеркальных изображений состоит в том, что слоистую среду заменяют однородной, но в ней помещают фиктивные источники тока, интенсивности которых, как и интенсивности источников света, зеркально отраженных плоскими полупрозрачными зеркалами, зависят от отражающих и пропускающих свойств границ. При этом исходят из следующих правил. Если вычисляют потенциал в той же среде, где находится источник тока, то считают, что все пространство заполнено однородной средой, в которой кроме действительного источника тока в точке его зеркального изображения A^* находится второй — фиктивный источник $I^* = k_{11} I$. Коэффициент k_{11} называется **коэффициентом отражения тока.** Если вычисляют потенциал в среде, в которой нет источника, то в ней действует только один фиктивный источник A^{**}, находящийся в той же точке, где и действительный источник, и заменяющий его.

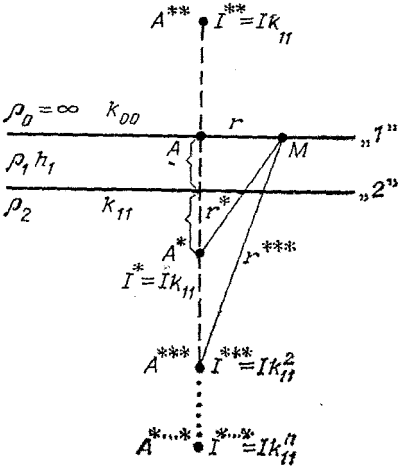


Рис. 45. К расчету электрического поля в горизонтально-слоистой среде способом зеркальных изображений

Интенсивность фиктивного источника $I^{**}=(1-k_{11})I=k_{12}I$. Коэффициент k_{12} называется **коэффициентом прохождения тока.** Коэффициенты k_{11} и k_{12} зависят только от удельного электрического сопротивления слоев ρ_1 и ρ_2 и вычисляются по формулам:

коэффициент отражения тока (фиктивный источник помещен в слой с удельным сопротивлением ρ_2)

$$k_{11}=(\rho_2-\rho_1)/(\rho_1+\rho_2); \quad (8.2)$$

коэффициент прохождения тока (фиктивный источник помещен в слой с удельным сопротивлением ρ_1)

$$k_{12}=2\rho_1/(\rho_1-\rho_2). \quad (8.3)$$

Проиллюстрируем применение способа зеркальных изображений при расчете поля в двухслойной горизонтально-слоистой среде (рис. 45). Среду будем называть двухслойной, если кроме слоя воздуха с $\rho_0=\infty$ она представлена двумя слоями с удельными сопротивлениями ρ_1 и ρ_2. Первый слой имеет конечную толщину h_1, а второй — бесконечную толщину $h_2=\infty$. Поле будем определять для точек, находящихся на поверхности раздела воздух—первый слой. Для учета влияния границы раздела между первым и вторым слоями требуется поместить фиктивный источник в точке A^*, зеркально симметричный относительно этой границы источнику A (см. рис. 45), интенсивностью $I^*=k_{11}I$. Однако поскольку первый слой ограничен еще и сверху, помещение источника в точку A^* вызовет необходимость учета границы раздела воздух—первый слой. Это можно сделать, поместив в точку A^{**} зеркального изображения фиктивного источника A^* новый фиктивный источник интенсивностью $I^{**}=k_{00}k_{11}I=k_{11}I$, так как $k_{00}=(\rho_0-\rho_1)/(\rho_0+\rho_1)=1$ (фиктивный источник находится в слое с удельным сопротивлением $\rho_0=\infty$).

Введение источника A^{**} вновь требует учета границы раздела между первым и вторым слоями, т. е. необходимо в точку A^{***} поместить следующий фиктивный источник $I^{***}=k_{11}{}^2I$ и т. д. до бесконечности. Поскольку коэффициент отражения на границе первой слой — второй слой $k_{11}<1$, то интенсивность каждого нового вводимого фиктивного источника уменьшается и одновременно увеличивается расстояние от него до точки, в которой измеряется потенциал.

Совокупности фиктивных источников, расположенных по обе стороны от точки M (выше и ниже), в которой определяется потенциал, полностью эквиваленты по своему суммарному действию. Поэтому потенциал в точке M можно вычислить, учитывая только действительный и все фиктивные источники, находящиеся, например, под поверхностью раздела воздух—первый слой:

$$U_M^A = U_M^A + U_M^{A^*} + U_M^{A^{***}} + \ldots . \tag{8.4}$$

Следовательно, он представлял собой бесконечный ряд

$$U_M = \frac{I\rho_1}{4\pi r}\left[1 + \frac{k_{11}}{[1+(2h_1/r)^2]^{1/2}} + \frac{k_{11}^2}{[1+(4h_1/r)^2]^{1/2}} + \right.$$
$$\left. + \frac{k_{11}^3}{[1+(6h_1/r)^2]^{1/2}} + \ldots\right]. \tag{8.5}$$

Аналогично можно вычислить потенциал, созданный источником A, в случае трехслойной среды. Однако для учета влияния границ раздела между первым и вторым, вторым и третьим, первым и третьим слоями потребуется введение дополнительных фиктивных источников и формула (8.5) примет еще более сложный вид.

Выражения вида (8.5) для потенциала, создаваемого точечным источником постоянного тока в горизонтально-слоистой среде, лежат в основе расчета теоретических кривых вертикального электрического зондирования (см. 8.5).

8.2. ГАРМОНИЧЕСКОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ДИПОЛЬНОГО ИСТОЧНИКА, РАСПОЛОЖЕННОГО НА ПОВЕРХНОСТИ ОДНОРОДНОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

Предположим, что диполь длиной dl помещен в начале координат O, направлен по единичному вектору $\vec{d}$ (рис. 46) и питается гармоническим электрическим током $I = I_0 e^{-i\omega t}$, где $I_0 = \text{const}$ — амплитуда тока. Параметры среды $\sigma_э$ и μ постоянны и известны. Требуется определить напряженности $\vec{E}$ и $\vec{H}$ электромагнитного поля дипольного источника в любой точке пространства.

Для решения этой задачи воспользуемся электродинамическими потенциалами (см. 7.3.6). Согласно (7.88), (7.89) и (7.91) электромагнитное поле диполя с помощью вектора-потенциала $\vec{A}$ можно выразить так:

$$\vec{H} = \text{rot}\vec{A}, \quad \vec{E} = i\omega\mu\vec{A} + \frac{1}{\sigma_э}\text{grad div}\vec{A}, \tag{8.6}$$

где $\vec{A}$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца (7.92).

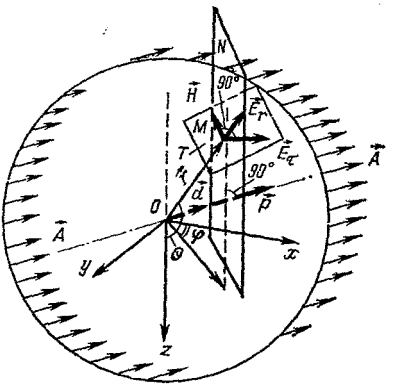


Рис 46. К расчету гармонического электромагнитного поля, создаваемого диполем

В сферической системе координат r, φ, θ (см. рис. 46) вследствие сферической симметрии поле зависит только от r, т. е. производные по долготе θ и широте φ пропадают и уравнение (7.92) принимает вид

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial \vec{A}}{\partial r}\right)+k^2\vec{A}=0, \tag{8.7}$$

или

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\vec{A})+k^2 r\vec{A}=0. \tag{8.7'}$$

Уравнение (8.7′) аналогично уравнениям Гельмгольца (7.58). Его решение в общем случае будет представлено суммой экспонент, характеризующих волны, распространяющиеся в среде:

$$r\vec{A}=\vec{C}_1 e^{ikr}+\vec{C}_2 e^{-ikr}, \tag{8.8}$$

где $\vec{C}_1$ и $\vec{C}_2$ — произвольные постоянные векторы.

Как и при решении уравнений (7.58), в случае однородной среды следует положить $\vec{C}_2=0$. Тогда решение уравнения (8.7′) можно записать в виде

$$\vec{A}(r)=\frac{\vec{C}_1}{r}e^{ikr}. \tag{8.9}$$

Постоянный вектор $\vec{C}_1$ в уравнении (8.9) найдем из условия предельности, когда $\omega\to 0$, т. е. $k=0$. Для постоянного тока ($\omega=0$) поле $\vec{E}$ в соответствии с выражением (8.6) определяется

векторным потенциалом $\vec{A}/\sigma_э$, который связан со скалярным потенциалом U выражением

$$\frac{\vec{A}}{\sigma_э} = U\vec{dl} = \frac{I\rho}{4\pi r}\vec{dl}, \tag{8.10}$$

где $\vec{d}$ — орт диполя.

Следовательно

$$\vec{A} = \frac{I}{4\pi r}\vec{dl} = \frac{\vec{p}}{4\pi r}, \tag{8.11}$$

где

$$\vec{p} = Id\vec{l} \tag{8.12}$$

— момент тока в диполе.

Теперь можно записать

$$\lim \vec{A}(r) = \frac{\vec{C}_1}{r} = \frac{\vec{p}}{4\pi r},$$

откуда

$$\vec{C}_1 = \vec{p}/4\pi. \tag{8.13}$$

Подставляя (8.12) в (8.9), окончательно получаем

$$\vec{A}(r) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r}\vec{p}. \tag{8.14}$$

Выражение (8.14) определяет векторный потенциал гармонического электромагнитного поля электрического диполя в безграничной изотропной среде.

Для нахождения векторов поля $\vec{E}$, $\vec{H}$ выражение (8.14) следует подставить в (8.6):

$$\vec{H}(r) = \frac{1}{4\pi}\operatorname{rot}\left(\frac{e^{ikr}}{r}\vec{p}\right),$$

$$\vec{E}(r) = \frac{i\omega\mu}{4\pi}\frac{e^{ikr}}{r}\vec{p} + \frac{1}{4\pi\sigma_э}\operatorname{grad}\operatorname{div}\left(\frac{e^{ik}}{r}\vec{p}\right).$$

Окончательно (промежуточные выкладки опускаем) получим [3]

$$\vec{H}(r) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r^2}(1 - ikr)[\vec{p}\times\vec{r}], \tag{8.15}$$

$$\vec{E}(r) = -\frac{e^{ikr}}{4\pi\sigma_э r^3}(1 - ikr - k^2r^2)\vec{p} + \frac{e^{ikr}}{4\pi\sigma_э r^3}(3 - 3ikr - k^2r^2)\left(\vec{p}\frac{\vec{r}}{r}\right)\frac{\vec{r}}{r}. \quad (8.16)$$

Проанализируем решения (8.15) и (8.16). Вектор-потенциал $\vec{A}$, описываемый формулой (8.14), обладает сферической симметрией. Его величина зависит только от расстояния r от диполя, а направление всюду совпадает с направлением вектора $\vec{p}$, т. е. с направлением диполя. Магнитное поле $\vec{H}$ в любой точке пространства ортогонально вектору $\vec{p}$ и радиусу-вектору $\vec{r}$. Последнее утверждение вытекает из свойства векторного произведений $[\vec{p}\times\vec{r}]$. Геометрически это означает, что вектор магнитного поля $\vec{H}$ лежит в плоскости T, касательной в точке M к сфере, центр которой совпадает с источником поля (см. рис. 46).

Чтобы выяснить, как ориентирован вектор $\vec{E}$ электрического поля, разложим момент тока в диполе $\vec{p}$ на две составляющие — радиальную $\vec{p}_r$ и тангенциальную $\vec{p}_\tau$, параллельную плоскости T:

$$\vec{p} = \vec{p}_r + \vec{p}_\tau, \quad (8.17)$$

где

$$\vec{p}_r = (\vec{p}\vec{r}/r)\vec{r}/r; \quad (8.18)$$

$$\vec{p}_\tau = \vec{p} - \vec{p}_r = \vec{p} - (\vec{p}\vec{r}/r)\vec{r}/r. \quad (8.19)$$

Подставляя (8.17) и (8.18) в (8.16), получим

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\frac{e^{ikr}}{4\pi\sigma_э r^3}(1 - ikr - k^2r^2)\vec{p}_\tau + \frac{e^{ikr}}{4\pi\sigma_э r^3}(1 - ikr)\vec{p}_r = \vec{E}_\tau(\vec{r}) + \vec{E}_r(\vec{r}), \quad (8.20)$$

где $\vec{E}_\tau(\vec{r})$ — тангенциальная составляющая электрического поля, лежащая в плоскости T; $\vec{E}_r(\vec{r})$ — радиальная составляющая, направленная по радиусу-вектору. Составляющая $\vec{E}_\tau$ всегда ортогональна к вектору магнитного поля $\vec{H}$ и лежит, как и вектор $\vec{H}$, в касательной плоскости T (см. рис. 46).

Найдем вещественную часть вектора-потенциала (8.14)

$$\mathrm{Re}\,(\vec{A}\,e^{-i\omega t}) = \frac{\vec{p}}{4\pi r}\,\mathrm{Re}\,(e^{-ikr-i\omega t}) =$$

$$= \frac{\vec{p}}{4\pi r}\,e^{-\frac{2\pi}{\lambda}r}\,\mathrm{Re}\left[e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}r-\omega t\right)}\right] = \frac{\vec{p}}{4\pi r}\,e^{-\frac{2\pi}{\lambda}r}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}r-\omega t\right). \tag{8.21}$$

Амплитуда вектора-потенциала

$$a(r) = \frac{p}{4\pi r}\,e^{-\frac{2\pi}{\lambda}r}, \tag{8.22}$$

фаза

$$\psi(r) = \frac{2\pi}{\lambda}\,r - \omega t. \tag{8.23}$$

Согласно определению фазового фронта (см. 7.3.3) его уравнение можно записать так:

$$\psi(r) = \frac{2\pi}{\lambda}\,r - \omega t = \mathrm{const},$$

откуда

$$r = (\omega t + \mathrm{const})/\frac{2\pi}{\lambda}. \tag{8.24}$$

Уравнение (8.24) является уравнением сферы с центром в начале координат. Таким образом, гармоническое электромагнитное поле дипольного источника, расположенного на поверхности однородного полупространства, представляет сферическую электромагнитную волну. Если время t растет, то согласно (8.24) увеличивается и r, т. е. сферический фронт расширяется с фазовой скоростью

$$v = dr/dt = \lambda/T = \sqrt{10^7\rho/T}. \tag{8.25}$$

Из сравнения выражений (8.25), (7.76) и (7.78) видно, что скорость распространения и длина сферической электромагнитной волны совпадают со скоростью распространения и длиной плоской волны.

Согласно (8.14) — (8.16) электромагнитное поле зависит от произведения kr. Величина

$$r_\lambda = r/\lambda \tag{8.26}$$

называется **приведенным расстоянием.** Учитывая (7.70), легко показать, что

$$r_\lambda = \frac{1}{2\pi\sqrt{2}}\,|kr|. \tag{8.26'}$$

В зависимости от приведенного расстояния r_λ в поле любого источника выделяют три зоны:

ближняя зона

$|kr| \ll 1$ или $r \ll \lambda$;

средняя (или промежуточная) зона

$|kr| \approx 1$ или $r \approx \lambda$;

дальняя зона

$|kr| \gg 1$ или $r \gg \lambda$.

В средней зоне электромагнитное поле диполя описывается строгими формулами (8.15) и (8.16).

В ближней зоне $|kr| \to 0$ и формулы (8.15) и (8.20) упрощаются:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_\tau(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi r^3}[\vec{p} \times \vec{r}], \tag{8.27}$$

$$\vec{E}_\tau(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi\sigma_э r^3}\vec{p}_\tau, \tag{8.28}$$

$$\vec{E}_r(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi\sigma_э r^3}\vec{p}_r, \tag{8.29}$$

т. е. электромагнитное поле диполя, питаемого переменным током, формально эквивалентно полю диполя, питаемого постоянным током.

В дальней зоне $|kr| \gg 1$, и пренебрегая в формулах (8.15) и (8.20) в выражениях в круглых скобках единицей по сравнению с kr и единицей и kr по сравнению с $(kr)^2$, получаем

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_\tau(\vec{r}) = -ik\frac{e^{ikr}}{4\pi r^2}[\vec{p} \times \vec{r}], \tag{8.30}$$

$$\vec{E}_\tau(\vec{r}) = k^2\frac{e^{ikr}}{4\pi\sigma_э r}\vec{p}_\tau = \frac{i\omega\mu}{4\pi}\frac{e^{ikr}}{r}\vec{p}_\tau, \tag{8.31}$$

$$\vec{E}_r(\vec{r}) = -ik\frac{e^{ikr}}{2\pi\sigma_э r^2}\vec{p}_r. \tag{8.32}$$

Выражения (8.30) — (8.32) свидетельствуют о том, что в дальней зоне радиальная компонента электрического поля $\vec{E}_r(\vec{r})$ убывает быстрее, чем тангенциальная $\vec{E}_\tau(\vec{r})$, и поэтому при больших расстояниях r первой можно пренебречь. Следовательно, при большом r сферическая электромагнитная волна состоит только из двух взаимно перпендикулярных векторов электрического и магнитного поля, колеблющихся в касательной по отношению к любому радиальному лучу плоскости.

Таким образом, структура сферической волны становится похожей на структуру плоской электромагнитной волны. Дальнюю зону часто называют **волновой зоной источника.**

8.3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЗОНДИРОВАНИЯ

8.3.1. Вертикальное и дипольное электрические зондирования

В зависимости от взаимного расположения питающих и приемных электродов электроразведка постоянным током может выполняться в модификациях вертикального электрического зондирования (ВЭЗ) или дипольного электрического зондирования (ДЭЗ). Вертикальное электрическое зондирование выполняют с помощью симметричных четырехэлектродных установок (рис. 47, *а*). В симметричной установке приемные электроды располагают между питающими электродами на линии, их соединяющей, так, чтобы расстояния от положительного и отрицательного электродов до центра установки были одинаковые, т. е. $AO=BO$ и $MO=NO$. Всегда берут $MN \ll AB$, что позволяет результаты измерений относить к центру установки. Применяемые в дипольном электрическом зондировании установки подразделяются (рис. 47, *б*) на азимутальные, радиальные, параллельные, перпендикулярные, осевые и экваториальные. На практике наиболее часто используют экваториальные установки. При работах на море чаще применяют осевые установки. К питающим электродам A и B подключают какой-либо источник постоянного тока (батарею, генератор и т. п.), измеряют разность потенциалов ΔU_{MN} между измерительными электродами M и N.

Кажущееся удельное электрическое сопротивление. Вычислим разность потенциалов ΔU_{MN}, когда через электрод A в землю втекает ток $+I$, а через электрод B вытекает ток $-I$:

$$\Delta U_{MN}=U_M-U_N, \tag{8.33}$$

где U_M и U_N — потенциалы, созданные электродами A и B в точках M и N.

Потенциал в точке N согласно (7.37)

$$U_N=U_{NA}+U_{NB}=\frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{AN}-\frac{1}{BN}\right). \tag{8.34}$$

Разность потенциалов ΔU_{MN} найдем, подставив (7.37) и (8.34) в (8.33):

$$\Delta U_{MN}=\frac{I\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{AM}-\frac{1}{BM}-\frac{1}{AN}+\frac{1}{BN}\right). \tag{8.35}$$

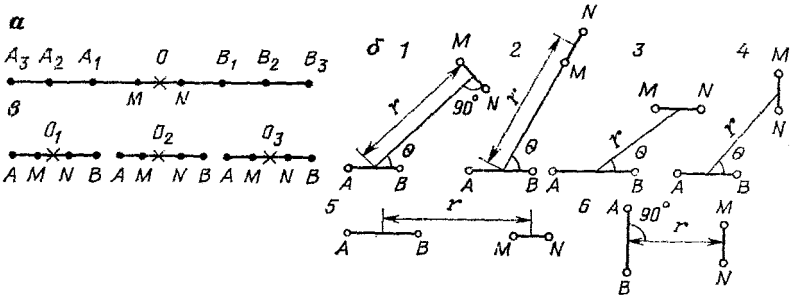


Рис. 47. Схемы размещения питающей AB и измерительной линии:
а — ВЭЗ (симметричная); *б* — ДЭЗ (*1* — азимутальная, *2* — радиальная, *3* — параллельная, *4* — перпендикулярная, *5* — осевая, *6* — экваториальная); *в* — ЭП (симметричная)

В выражение (8.35) входит множитель, который зависит только от взаимного расположения измерительных и питающих электродов:

$$K = 2\pi/\left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{BM} - \frac{1}{AN} + \frac{1}{BN}\right). \qquad (8.36)$$

Этот множитель называется **коэффициентом четырехэлектродной установки.** Теперь выражение (8.35) можно записать в виде

$$\Delta U_{MN} = I\rho/K. \qquad (8.37)$$

Если измерены разность потенциалов ΔU_{MN} и ток I, то можно вычислить удельное электрическое сопротивление среды, воспользовавшись формулой (8.37):

$$\rho = K\Delta U_{MN}/I. \qquad (8.38)$$

В условиях естественного залегания удельное электрическое сопротивление горных пород обычно изменяется в широких пределах как в вертикальном, так и горизонтальном направлениях. В случае неоднородных по сопротивлению разрезов формула (8.38) не позволяет определить истинное удельное сопротивление пород, а дает некоторую расчетную величину, имеющую размерность удельного сопротивления и называемую **кажущимся удельным электрическим сопротивлением пород** или, сокращенно, кажущимся сопротивлением, которое обозначается $\rho_к$:

$$\rho_к = K\Delta U_{MN}/I. \qquad (8.39)$$

Кажущееся сопротивление зависит от геометрической формы и удельного электрического сопротивления отдельных слоев, составляющих изучаемую часть геологического разреза, также от соотношения между мощностью этих слов и размерами измерительной установки и др.

Выполнение электрических зондирований. Глубинность геометрических зондирований (ВЭЗ, ДЭЗ) зависит от расстояния между источником и точкой приема (разноса). В процессе выполнения электрических зондирований разносы зондирования последовательно увеличивают примерно в геометрической прогрессии с коэффициентом, близким к 1,5. В ВЭЗ разносят электроды A и B по профилю. В ДЭЗ питающий диполь вместе с генераторной группой обычно остается неподвижным, а измерительный диполь вместе с измерительной лабораторией перемещается вдоль линии зондирования. Для создания достаточной для измерения электроразведочной аппаратурой разности потенциалов ΔU_{MN} по мере увеличения разносов зондирований увеличивают и базу приемной линии. С целью увязки наблюдений с разными приемными линиями измерения производят при двух смежных разносах. При разносах больше 1 км выполняют контрольные измерения: ток в питающей цепи AB изменяют не менее чем на 25 % и повторно измеряют ΔU_{MN}.

По результатам полевых измерений разности потенциалов ΔU_{MN} и тока I вычисляют согласно формуле (8.39) $\rho_к$ и строят в двойном логарифмическом масштабе кривую электрического зондирования — зависимость кажущегося удельного сопротивления от разносов (рис. 48). Участки кривой зондирований с различными приемными линиями MN изображены на рис. 48 в виде отдельных отрезков. Разрывы между отрезками обусловлены изменением приемной линии и влиянием локальных неоднородностей, расположенных вблизи приемных электродов.

Выполнение электрических зондирований целесообразно лишь в тех районах, где наблюдается пологое (не более 20°) залегание слоев, а изучаемый горизонт (опорный) резко отличается по удельному электрическому сопротивлению от перекрывающих его слоев. Необходимо, чтобы в разрезе не было относительно мощных промежуточных слоев с высокими значениями удельного сопротивления (экранов) — таких, как гипс, соль, известняк и т. п.

Полевые работы выполняют по системе профилей, проложенных вкрест предполагаемого простирания структурных элементов. Расстояния между точками зондирований (за центр

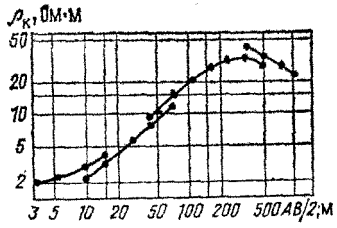


Рис. 48. Полевая кривая ВЭЗ

зондирования принимают середину разноса установки) берут примерно равными глубине исследования, и они в среднем составляют 0,3—0,5 от величины разноса. В необходимых случаях точки зондирования сгущают.

8.3.2. Частотные электромагнитные зондирования

Частотным электромагнитным зондированием (ЧЗ) называется дипольное зондирование, основанное на изучении искусственных переменных гармонически меняющихся полей в дальней зоне дипольных источников.

Применяют два способа возбуждения переменного электромагнитного поля: в первом — гальваническом способе — переменный электрический ток пропускают через погруженные в землю питающие электроды, во втором — индукционном способе — через уложенный на поверхности земли электрический провод в виде петли достаточно большой площади (например, в форме квадрата, размеры сторон которого составляют 100—300 м и более). Достоинство индукционного способа возбуждения поля состоит в том, что дает возможность возбуждать электромагнитное поле в условиях высокого удельного сопротивления верхнего слоя разреза, когда гальваническое возбуждение в земле затруднено.

Измеряют компоненты поля с помощью приемного диполя MN (как и в методе сопротивления), или с помощью измерительной петли $S_и$. В первом случае переменная разность потенциалов ΔU_{MN}, поделенная на длину диполя MN, дает приближенное значение напряженности электрического поля в центре диполя; во втором случае измеряется ЭДС индукции, наводимой в петле пронизывающим ее переменным электромагнитным полем. По закону Фарадея она пропорциональна вертикальной компоненте напряженности магнитного поля H_z. Измеренное значение H_z относится к центру петли.

На практике могут применяться разнообразные сочетания возбуждающих и приемных установок. Например, при гальваническом способе можно использовать установки типа «диполь—диполь» или «диполь—петля»; при индуктивном способе — «петля—диполь» или «петля—петля».

Напряженности электромагнитного поля измеряют в довольно широком диапазоне частот — от нескольких сотен герц до сотых долей герца. Источником переменного тока в диполе AB или петле $S_п$ служит генераторная станция. Электрическую составляющую поля измеряют приемным диполем MN длиной 0,5—1 км между заземленными на концах диполя неполяризующимися электродами. Наиболее часто ЧЗ выполняют с дипольно-экваториальными установками, в отдельных случаях — с дипольно-осевыми. Работы выполняют с разносами до 10—20 км,

причем разнос должен быть примерно в 3—5 раз больше глубины изучаемого опорного горизонта (дальняя зона). В процессе работ разнос установки сохраняется постоянным. Магнитную составляющую поля измеряют при помощи квадратной рамки (петли) $S_и$ со сторонами 100—200 м, которая содержит 15—20 витков провода и раскладывается на поверхности земли (горизонтальная петля). Регистрируют также амплитуду тока в питающей линии AB или в петле $S_п$.

Основным параметром разреза, изучаемым в методе ЧЗ, является (так же, как и в методе постоянного тока) кажущееся удельное электрическое сопротивление

$$\rho_к = K_{чз}\Delta U\,(f)/I\,(f), \tag{8.40}$$

где ΔU — амплитуда разности потенциалов между электродами M и N или ЭДС индукции, наводимой в петле $S_и$; I — амплитуда гармонических колебаний тока, питающего диполь AB или петлю $S_п$; $K_{чз}$ — геометрический коэффициент, зависящий от вида измерительной установки и ее геометрии, т. е. разносов электродов AB и MN, размеров питающей $S_п$ и измерительной $S_и$ петель и расстояний между ними; f — частота тока в питающей цепи.

Согласно (7.87) глубина проникновения электромагнитной волны δ пропорциональна $\sqrt{T}$, где $T = 1/f$ — период гармонических колебаний. Таким образом, уменьшая частоту f питающего тока, мы получаем информацию о все более глубоких частях геоэлектрического разреза. При этом уменьшение частоты приводит к такому же эффекту, как и увеличение разносов $AB/2$ или r в методах ВЭЗ и ДЭЗ.

Обработка полевых записей ЧЗ состоит в измерении амплитуд, а в отдельных случаях и фаз электрической и магнитной составляющих поля на каждой рабочей частоте. Если разрез не содержит высокоомных экранов, то результаты измерений этих составляющих практически совпадают и поэтому можно ограничиться измерением только одной из них. По амплитудным значениям зарегистрированных сигналов вычисляют согласно формуле (8.40) кажущееся сопротивление $\rho_к$ и строят амплитудные кривые ЧЗ на бланках с двойным логарифмическим масштабом: по оси ординат откладывают значения $\rho_к$, а по оси абсцисс — $1/\sqrt{f} = \sqrt{T}$.

Преимущества ЧЗ перед электрическими зондированиями на постоянном токе следующие: возможность выполнения зондирования на одном фиксированном разносе; использование переменного тока позволяет вести разведку под слоями-изоляторами; при работе на фиксированных частотах устраняется влияние индустриальных и естественных помех.

8.3.3. Зондирования методом становления поля

Зондированиями методом становления поля (ЗС) называют электромагнитные зондирования, основанные на изучении переходных процессов, происходящих в проводящей среде при искусственном возбуждении поля длительными прямоугольными импульсами постоянного тока. Как было показано выше (см. 7.4), глубина проникновения нестационарного магнитного поля в землю определяется временем t, прошедшим с момента выключения (или включения) тока в питающей цепи. Это свойство поля обусловливает возможность зондирования разреза, изучения зависимости компонент поля от времени становления.

Основным параметром разреза, изучаемым в методе ЗС, как и во всех других электромагнитных зондированиях, является кажущееся удельное электрическое сопротивление

$$\rho_к = K_{ЗС}\Delta U\,(t)/I\,(t), \tag{8.41}$$

где ΔU — разность потенциалов, измеряемая между электродами M и N или ЭДС индукции, наводимой в петле $S_и$, I — постоянный ток, посылаемый в диполь AB или петлю $S_п$; $K_{ЗС}$ — геометрический коэффициент, зависящий от вида установки и ее геометрии; t — время, прошедшее с момента выключения (или включения).

В теории метода ЗС показано (см. 7.4), что глубина проникновения нестационарного поля в землю пропорциональна $\sqrt{2\pi t}$. Поэтому значение $\rho_к$, определенное для малых времен становления, характеризует верхний слой земли. Вычисляя $\rho_к$ для больших значений t, мы получаем информацию о более глубоких слоях разреза. Таким образом, величина $\sqrt{2\pi t}$ играет в методе ЗС такую же роль, как $1/\sqrt{f} = \sqrt{T}$ в ЧЗ или $AB/2$ в ВЭЗ. По результатам полевых наблюдений согласно формуле (8.41) вычисляют значения $\rho_к$ и в билогарифмическом масштабе строят график зависимости $\rho_к$ от $\sqrt{2\pi t}$. Этот график называется полевой кривой ЗС.

В зависимости от отношения разноса r к изучаемым временам становления τ различают две модификации ЗС — в дальней (ЗСДЗ) и ближней (ЗСБЗ) зонах. При работах методом ЗСБЗ используют те же схемы измерений, что и в методах ЧЗ и ЗСДЗ, но наблюдения выполняют вблизи источника на расстоянии $r < H$, где H — глубина изучаемого опорного горизонта. Обычно в методе ЗСБЗ применяют измерительную установку «петля в петле», а измеряют скорость изменения вертикальной составляющей магнитного поля H_z:

$$\Delta U_{B_z} = -\mu_0 S \frac{\partial H_z}{\partial t}, \tag{8.42}$$

где S — площадь петли $S_и$.

Полевые кривые ЗСБЗ рассчитывают по формуле [3]:

$$\rho_к = K_{ЗС}(\mu_0/t)^{5/3}(|\Delta U_{B_z}|/I)^{-2/3}. \quad (8.43)$$

Метод ЗС сочетает в себе достоинства, отмеченные выше у ЧЗ, и практическую простоту возбуждения поля импульсом выключения или включения тока. Кроме того, в методе ЗСБЗ приемник и источник практически совмещены, что обусловливает значительно бóльшую локальность исследования, чем в методах ВЭЗ, ДЭЗ, ЧЗ и ЗСДЗ, бóльшую глубинность исследования, более высокую разрешающую способность по отношению к параметрам разреза, более простую технологию работ.

Все это определило ведущую роль метода ЗСБЗ в электроразведке с искусственным возбуждением поля.

8.4. ЭЛЕКТРОРАЗВЕДОЧНАЯ АППАРАТУРА И ОБОРУДОВАНИЕ

В методах электроразведки, основанных на изучении искусственного электромагнитного поля, используют установки для возбуждения поля и аппаратуру для измерения (регистрации) изучаемых компонент поля. Установка для возбуждения электромагнитного поля включает генератор (или излучатель поля) и питающую линию (или излучающую рамку). Регистрирующая аппаратура содержит измерительную установку (приемную линию или приемную рамку) и устройства для измерения (или для записи на какой-либо носитель) характеристик поля.

Электроразведочная аппаратура подразделяется на переносную (портативную) и электроразведочные станции. Переносная аппаратура имеет небольшие габариты и малую массу, ее применяют при электрической разведке на небольшие глубины (до 0,5 км). В электроразведочных станциях измерительная аппаратура установлена в салоне автомашины, как правило, повышенной проходимости. В комплект электроразведочной станции входят также источники питания, которые размещены в кузове другой автомашины.

Кажущееся удельное электрическое сопротивление измеряют компенсационным или компарационным способом.

Сущность компенсационного способа измерений заключается в сравнении измеряемой и известной разностей потенциалов. Принцип измерений этим способом иллюстрирует рис. 49. Компенсационное устройство включает гальванический элемент E, нагруженный на потенциометрический делитель напряжения. В компенсационном контуре, образованном измерительными электродами M и N и участком делителя напряжений между точками m и n, действуют две разности потенциалов — измеряемая ΔU_{MN} и компенсирующая ΔU_{mn}. Суммарная разность потенциалов в компенсирующем контуре равна $\Delta U_{MN} - \Delta U_{mn}$. Изменяя компенсирующий ток $i_к$ и сопротивление r_{mn}, уравни-

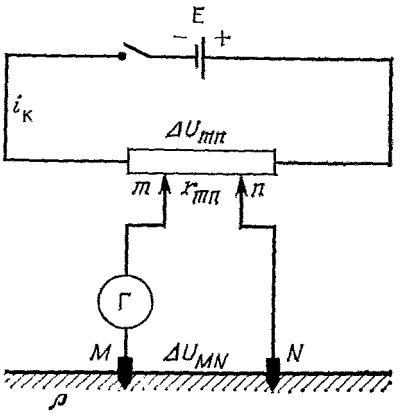


Рис. 49. Принцип компенсационного способа измерения разности потенциалов в электроразведке постоянным током

вают компенсирующую и измеряемую разности потенциалов. В случае полной компенсации гальванометр Г, включенный в компенсационный контур, отметит отсутствие тока в цепи.

В компарационном способе измеряемый сигнал (разность потенциалов, ток) сравнивается с опорным сигналом (градуировочным импульсом), величина которого точно известна.

8.4.1. Переносные электроразведочные приборы

При электроразведке на небольшие глубины используют портативные электроразведочные приборы — аппаратуру низкой частоты (АНЧ) и др. Современные портативные электроразведочные приборы работают на переменном электрическом токе низкой частоты. При низкой частоте кажущееся сопротивление измеряют так же, как в методах постоянного поля. В то же время применение переменного тока в техническом отношении оказывается более выгодным, поскольку позволяет исключать влияние ЭДС поляризации приемных электродов, промышленных помех, усиливать измеряемые поля и тем самым существенно повышать чувствительность прибора и др.

Комплект аппаратуры низкой частоты работает на переменном токе инфранизкой частоты 4,88 Гц. Переход на еще более низкую частоту по сравнению с ранее применявшейся позволяет уменьшить влияние скин-эффекта и, следовательно, увеличить глубинность исследований, ослабить индукционные связи между питающей и приемной линиями, повысить помехоустойчивость к электрическим полям промышленной частоты и др. Комплект АНЧ (рис. 50) включает два генератора (переносной и стационарный) и три милливольтметра. Измерение производится на основе принципа автокомпенсации. Значения $\rho_к$ считывают не-

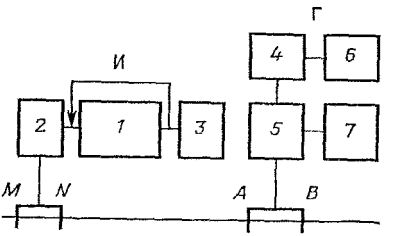


Рис. 50. Блок-схема аппаратуры низкой частоты (АНЧ):
И — измеритель; Г — генератор; *1* — измерительный усилитель; *2* — переключатель пределов измерения; *3* — измеритель напряжения; *4* — задающий мультивибратор со стабилизацией частоты; *5* — усилитель мощности; *6* — внешний источник постоянного тока; *7* — измеритель тока

посредственно со шкалы прибора без дополнительных вычислений. Наличие трех милливольтметров позволяет выполнять измерения сразу же в нескольких точках изучаемой площади или с несколькими разносами *AB*.

8.4.2. Электроразведочные станции

При электроразведке на большие глубины (более 0,5 км) полевые измерения выполняют при помощи электроразведочной станции. Электроразведочная станция универсальна, т. е. ее можно использовать при полевых работах разными методами электроразведки (ВЭЗ, ДЭЗ, ЧЗ и ЗС). Она состоит из двух передвижных лабораторий — генераторной установки (группы) и измерительной лаборатории, которые автономны и размещаются в кузовах двух автомашин. Генераторная установка — это два генератора постоянного (при работах ЧЗ — переменного) тока, которые могут подключаться параллельно или последовательно. Они приводятся во вращение двигателем автомобиля через коробку отбора мощности. Генераторная установка снабжена пультом управления, электроразведочным устройством для регистрации тока в питающей цепи и переговорным устройством для связи с измерительной лабораторией.

В настоящее время при электроразведочных работах применяют цифровую регистрацию составляющих электрического и магнитного полей. При работах на нефть и газ методами ЗС, ЧЗ, МТЗ и ВЭЗ-ВП, а также при региональных исследованиях магнитотеллурическими методами применяется компьютизированная цифровая электроразведочная станция ЦЭС-3, блок-схема которой показана на рис. 51. ЦЭС-3 имеет восемь регистрирующих каналов для измерения в двух или более точках электрических (E_x, E_y) и магнитных (H_x, H_y, H_z и $\partial B_z/\partial t$) компонент и их разных комбинаций. Частотный диапазон измеряемых сигналов составляет 0,001—100 Гц. Датчиками электрического поля являются заземленные электрические линии *MN*, а магнитного поля — датчики индукционного типа. Датчики с выносными усилителями могут располагаться на расстоянии до 3 км от компьютизированной части ЦЭС. Сигналы записы-

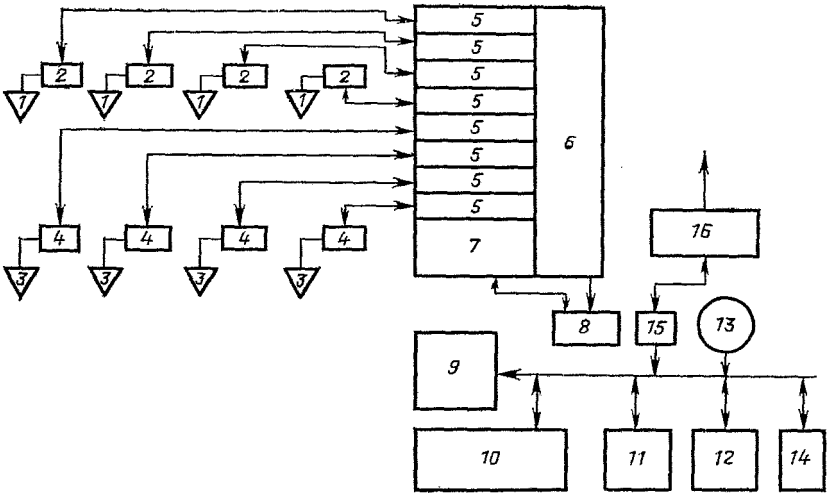


Рис. 51. Блок-схема цифровой электроразведочной станции ЦЭС-3:

1, 3 — датчики электрического и магнитного поля; *2, 4* — выносные усилители; *5* — усилитель с фильтрами; *6* — преобразователь аналог — код (ПАК); *7* — устройство управления; *8* — устройство связи с микро-ЭВМ; *9* — микро-ЭВМ; *10* — терминал микро-ЭВМ; *11* — графический терминал; *12* — двухкоординатный графопостроитель; *13* — магнитофон; *14* — блок памяти ЭВМ; *15* — схема синхронизации и телекоманд; *16* — радиостанция

ваются в мультиплексном виде 16-разрядным цифровым кодом (подробно принципы цифровой регистрации геофизической информации рассмотрены в 12.4). Мини-ЭВМ (типа «Электроника-60») позволяет осуществлять программный режим автоматизированной работы ЦЭС, а также по окончании процесса измерений, по желанию оператора, выполнять экспресс-обработку полученных данных.

Станция ЦЭС-3 работает совместно с генераторной группой УГЭ-50.

В настоящее время в практике электроразведочных работ используют источники возбуждения поля, мощность которых не превышает 60—150 кВт, а ток в нагрузке — не более 50—100 А. С такими источниками изучают разрезы на глубину только нескольких километров, тогда как поиски нефтяных и газовых месторождений проводят на глубинах, уже превышающих 5—6 км. Для увеличения глубинности электроразведки требуются принципиально новые мощные источники электромагнитного поля, какими являются магнитогидродинамические генераторы (МГД-генераторы). МГД-генераторы позволяют посылать в землю импульсы длительностью 10 с и более, подавать на нагрузку мощности до 80—100 МВт и посылать ток до 5—20 кА [3]. Первые опытные электромагнитные зондирова-

ния, выполненные с МГД-генераторами, показали, что их применение обеспечивает значительно бóльшую глубинность исследований, позволяет существенно повысить разрешающую способность за счет высокоточного выделения мощного импульсного сигнала на фоне помех, дает возможность выявлять горизонтальные неоднородности разрезов, обусловленные петрофизическими особенностями пород, что имеет важное значение для прогнозирования нефтегазоносности и др. Разработка методики электромагнитных зондирований с МГД-генераторами — одно из важнейших направлений дальнейшего развития электроразведки.

8.5. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ МАТЕРИАЛОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ

Интерпретация данных электроразведки зависит от метода разведки и поставленной геологической задачи. Она может быть количественной или качественной. Основной является количественная интерпретация, которая состоит в определении мощности и удельного сопротивления слоев изучаемого геологического разреза. В геоэлектрическом отношении геологические разрезы представляют собой неоднородные среды, в которых законы распределения электромагнитных полей очень сложные. Поэтому при теоретическом рассмотрении вопросов интерпретации пользуются более или менее упрощенными моделями реальных разрезов. Наиболее простая и часто используемая — модель горизонтально-слоистой среды в виде совокупности однородных слоев бесконечного простирания с постоянными в каждом отдельном слое удельным электрическим сопротивлением ρ_i, мощностью h_i и другими параметрами. В частности, на такую модель среды рассчитаны применение электромагнитных зондирований и интерпретация их данных. Естественно, что в реальных геологических разрезах, которые часто представляют собой горизонтально-неоднородные среды, распределение электромагнитных полей оказывается более сложным. Поэтому необходимо оценивать возможные искажения, вносимые в распределение электромагнитного поля горизонтальными неоднородностями разреза.

1. Теоретические кривые вертикального трического зондирования

Как было сказано выше, количественная интерпретация кривых электромагнитных зондирований состоит в определении удельных сопротивлений и мощностей слоев, слагающих геоэлектрические разрезы (обратная задача электроразведки). В основу решения обратных задач положен анализ теоретических кривых зондирования. Расчет теоретических кривых зондирований (прямая задача электроразведки) производится для

моделей горизонтально-слоистой среды. Рассмотрим теоретические кривые зондирований для простейших моделей геоэлектрических разрезов (двухслойных и трехслойных).

Двухслойные теоретические кривые ВЭЗ. Для расчета двухслойных теоретических кривых ВЭЗ воспользуемся решением, полученным при вычислении потенциала, создаваемого точечным источником в горизонтально-слоистой среде. По формуле (8.5) можно вычислить значения потенциалов, созданных источниками A и B в точках M и N. После этого нетрудно получить выражение для кажущегося удельного электрического сопротивления. В случае симметричной четырехэлектродной установки все измерения относят к центру установки (поскольку $MN \ll AB$):

$$\rho_к = K\frac{\Delta U_{MN}}{I} = \rho_1\left\{1 + 2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{k_{11}^n (r/h_1)^3}{\left[(r/h_1)^2 + 4n^2\right]^{3/2}}\right\}, \tag{8.44}$$

где

$k_{11} = (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_1 + \rho_2)$; $r = AB/2$.

Как следует из выражения (8.44), отношение

$$\frac{\rho_к}{\rho_1} = 1 + 2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{[(\mu_2 - 1)/(\mu_2 + 1)]^n (r/h_1)^3}{\left[(r/h_1)^2 + 4n^2\right]^{3/2}}. \tag{8.45}$$

Здесь μ_2 называется модулем двухслойного разреза:

$$\mu_2 = \rho_2/\rho_1. \tag{8.46}$$

Выразим зависимость $\rho_к/\rho_1$ от μ_2 и r/h_1 в схематическом виде:

$$\rho_к/\rho_1 = F(\mu_2,\ r/h_1). \tag{8.47}$$

Возьмем логарифм от обеих частей выражения (8.47):

$$\lg \rho_к - \lg \rho_1 = \lg F(\mu_2,\ r/h_1).$$

Таким образом, форма кривой ВЭЗ в логарифмическом масштабе не зависит (при постоянном значении μ_2) от ρ_1. Если взять логарифм и от r/h_1, то форма кривой ВЭЗ не будет зависеть также и от мощности первого пласта h_1:

$$\lg \rho_к - \lg \rho_1 = \lg F[\mu_2,\ (\lg r - \lg h_1)]. \tag{8.48}$$

Изменение ρ_1 или h_1 приводит лишь к параллельному смещению кривой вдоль оси $\rho_к$, на отрезок $\lg \rho_1$ или вдоль оси r на отрезок $\lg h_1$. Изображение кривых в двойном логарифмическом масштабе позволяет обойтись меньшим числом моделей разреза при расчете теоретических кривых.

Семейство теоретических кривых, рассчитанных по формуле (8.45) и изображенных в двойном логарифмическом масштабе на одном листе бумаги, называется **палеткой теоретических кривых ВЭЗ**. На палетку наносится пересечение линий $\rho_к/\rho_1=1$ и $r/h_1=1$, называемое **крестом палетки.**

Анализ выражения (8.45) позволяет получить асимптотические значения $\rho_к/\rho_1$: при $r/h_1\to 0$ значение $\rho_к/\rho_1=1$, т. е. левой асимптотой будет ось абсцисс; при $r/h_1\to\infty$ значение $\rho_к/\rho_1=\rho_2/\rho_1$, т. е. правыми асимптотами будут горизонтальные прямые, отсекающие на оси ординат отрезки ρ_2/ρ_1.

В зависимости от величины модуля μ_2 двухслойные кривые подразделяются на два типа: кривые первого типа, у которых $\mu_2>1$, и кривые второго типа — с $\mu_2<1$. На рис. 52 показана палетка теоретических двухслойных кривых $\rho_к$ с разными значениями параметра μ_2.

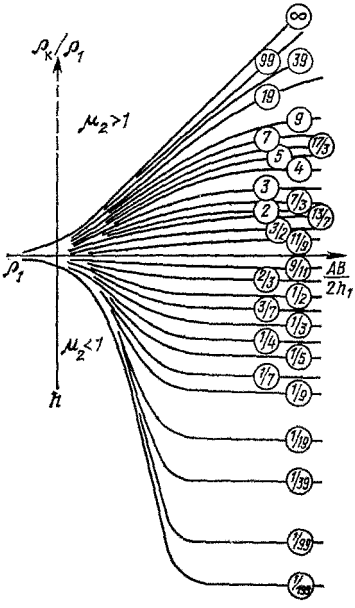


Рис. 52. Палетка двухслойных кривых ВЭЗ (шифр кривых $\mu_2=\rho_2/\rho_1$)

Теоретические трехслойные кривые ВЭЗ. Трехслойным называется разрез, в котором два слоя с удельными сопротивлениями ρ_1 и ρ_2 и мощностями h_1 и h_2 залегают на третьем слое с сопротивлением ρ_3 бесконечной мощности ($h_3=\infty$). Для симметричной четырехэлектродной установки AMNB кажущееся сопротивление вычисляют по формуле

$$\rho_к=\rho_1\left\{1+2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{q_n\,(r/h_1)^3}{\left[(r/h_1)^2+4n^2\right]^{3/2}}\right\}, \qquad (8.49)$$

где коэффициент q_n — некоторая сложная функция коэффициентов отражения на первой (k_{11}) и второй (k_{22}) поверхностях и отношения слоев $h_2/h_1=\nu_2$.

Анализируя выражение (8.49), можно получить асимптотические значения кривых: при $r/h_1\to 0$ $\rho_к/\rho_1=1$, при $r/h_1\to\infty$ $\rho_к/\rho_1=\rho_3/\rho_1$. Влияние второго слоя проявляется в усложнении кривой, характер которого зависит от соотношения удельных сопротивлений и мощностей первого и второго слоев.

Выражение (8.49) можно представить в схематическом виде

$$\rho_к/\rho_1 = F(\mu_2,\ \mu_3,\ \nu_2,\ r/h_1). \tag{8.50}$$

Здесь $\mu_2=\rho_2/\rho_1$, $\mu_3=\rho_3/\rho_1$ и $\nu_2=h_2/h_1$ называются модулями трехслойного разреза.

Трехслойные кривые ВЭЗ, как и двухслойные, изображают в двойном логарифмическом масштабе ($\lg \rho_к/\rho_1$ и $\lg r/h_1$), что позволяет избежать влияния на форму кривых параметров первого пласта ρ_1 и h_1.

В зависимости от соотношения между удельными сопротивлениями слоев, трехслойные кривые ВЭЗ подразделяют на четыре типа (рис. 53): типа Н при $\rho_1>\rho_2<\rho_3$; типа К при $\rho_1<\rho_2>\rho_3$; типа А при $\rho_1<\rho_2<\rho_3$ и типа Q при $\rho_1>\rho_2>\rho_3$.

Поскольку теоретические трехслойные кривые ВЭЗ имеют три параметра (μ_2, μ_3 и ν_2), все их поместить на одной палетке не представляется возможным. Поэтому рассчитаны и опубликованы альбомы палеток, в которых использованы различные принципы группирования кривых. Наиболее часто применяются палетки, на которых собраны кривые с разными значениями параметра $\nu_2=h_2/h_1$ и фиксированными значениями параметров $\mu_2=\rho_2/\rho_1$ и $\mu_3=\rho_3/\rho_1$ (рис. 54).

Теоретические двухслойные и трехслойные кривые зондирований для применяемых на практике экваториальных дипольных установок рассчитываются по тем же формулам, что и для симметричной четырехэлектродной установки AMNB.

Асимптоты теоретических двухслойных и трехслойных кривых ВЭЗ, когда подстилающий слой — изолятор. Этот случай имеет важное практическое значение, так как нередко хорошо проводящие осадочные породы залегают на непроводящем основании (соленосных отложениях, породах кристаллического фундамента и т. п.). Когда $\rho_2=\infty$, то $k_{11}=1$ и на достаточно большом удалении от источника ток течет параллельно поверхности земли. Из формулы (8.44) для $r \gg h_1$, получаем

$$\rho_к = \rho_1 r/h_1. \tag{8.51}$$

Отношение

$$h_1/\rho_1 = S_1 \tag{8.52}$$

называется продольной проводимостью первого пласта. После подстановки выражения (8.52) в (8.51) имеем

$$\rho_к = r/S_1. \tag{8.53}$$

Логарифмируя последнее уравнение, получаем

$$\lg \rho_к = \lg r - \lg S_1. \tag{8.54}$$

Уравнение (8.54) является уравнением прямой в системе координат $\log \rho_к$, $\log r$. Прямая (8.54) смещена вниз на отрезок, равный $\log S_1$, и наклонена к оси абсцисс под углом 45°.

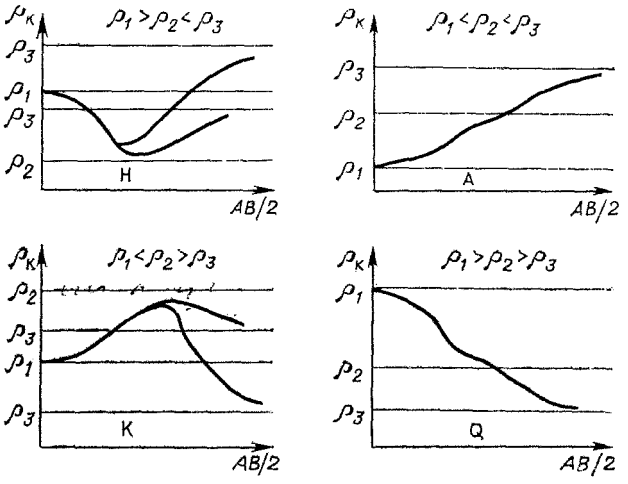


Рис. 53. Типы трехслойных кривых ВЭЗ

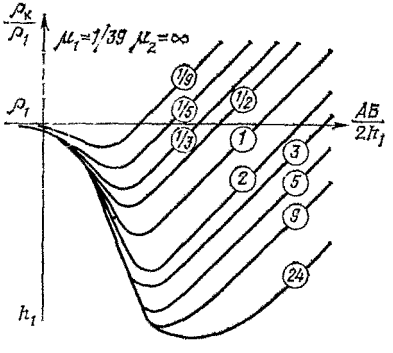


Рис. 54. Палетка трехслойных кривых ВЭЗ (шифр кривых $\nu_2 = h_2/h_1$)

Если $\rho_2 = \infty$, то кривые зондирований при $r \to \infty$ выходят на эту прямую как на асимптоту (рис. 55, *а*). На оси абсцисс асимптота отсекает отрезок $S_1 = h_1/\rho_1$.

Если $\rho_3 = \infty$, то трехслойная кривая ВЭЗ, как и в рассмотренном выше случае, выходит на асимптоту, наклоненную под углом 45° к оси абсцисс (рис. 55, *б*). Отрезок, отсекаемый асимптотой на оси абсцисс, численно равен суммарной продольной проводимости пачки двух слоев

$$S_{12} = S_1 + S_2 = h_1/\rho_1 + h_2/\rho_2, \qquad (8.55)$$

где $S_1 = h_1/\rho_1$ и $S_2 = h_2/\rho_2$ — продольные проводимости первого и второго слоев.

На этой особенности кривых ВЭЗ основано качественное и количественное изучение рельефа непроводящего основания методом ВЭЗ.

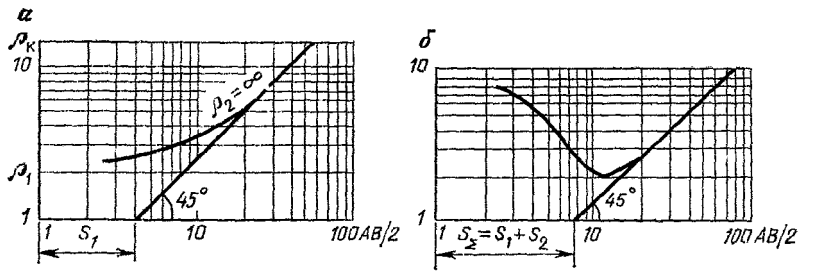


Рис. 55. Асимптоты кривых ВЭЗ, когда подстилающий слой — изолятор: *а* — двухслойная кривая ($\rho_2=\infty$); *б* — трехслойная кривая ($\rho_3=\infty$)

Эквивалентность теоретических кривых ВЭЗ. Можно показать, что форма теоретических трехслойных кривых зондирования для разрезов $\rho_1>\rho_2<\rho_3$ (кривые типа Н) при относительно небольшой мощности второго слоя определяется его проводимостью h_2/ρ_2. Другими словами, форма кривой ВЭЗ не изменится, если второй слой заменить новым слоем, имеющим в m раз меньшую мощность и соответственно в m раз меньшее удельное сопротивление, т. е. если $h_2/\rho_2=h_{2э}/\rho_{2э}$. Совпадение кривых ВЭЗ для различных слоистых разрезов называется эквивалентностью кривых.

Для разрезов $\rho_1<\rho_2>\rho_3$ (кривые типа К) при относительно малой мощности и большом удельном сопротивлении промежуточного пласта кривые ВЭЗ будут эквивалентны, если второй слой заменить другим, имеющим в m раз меньшую мощность и в m раз большее сопротивление, т. е. если $h_2\rho_2=h_{2э}\rho_{2э}$ (не меняется поперечное сопротивление второго слоя).

Свойство эквивалентности кривых ВЭЗ проявляется и в случае многослойного разреза: при относительно малых мощностях промежуточных пластов (если их больше двух) форма кривой ВЭЗ определяется не удельным сопротивлением и мощностью каждого промежуточного слоя, а их продольной проводимостью $S_j=h_j/\rho_j$ (S-эквивалентность) или поперечным сопротивлением $T_j=h_j\rho_j$ (T-эквивалентность), где индекс j — порядковый номер слоя.

Эквивалентность кривых ВЭЗ необходимо учитывать при интерпретации полевых материалов.

8.5.2. Теоретические кривые частотных электромагнитных зондирований (ЧЗ)

Как было показано выше (см. 7.3), характеристики электромагнитного поля — комплексные величины. Следовательно, комплексной величиной будет и удельное электрическое сопротив-

ление ρ, которое в этом случае можно характеризовать модулем $|\rho|$ и аргументом (углом к реальной оси) ψ. Соответствующие теоретические кривые частотных электромагнитных зондирований называются амплитудными и фазовыми. Они несут примерно одинаковую информацию о геоэлектрическом разрезе, поэтому часто ограничиваются интерпретацией только амплитудных кривых.

Мы рассмотрим амплитудные кривые, но для краткости термин «амплитудная» опустим.

Для расчета теоретических кривых ЧЗ требуется определить поле электрического или магнитного диполя, расположенного на поверхности и горизонтально-слоистой среды. Эта задача имеет сложное математическое решение и в данной книге оно не рассматривается. Зная выражения для горизонтальной компоненты E_x электрического поля и вертикальной компоненты H_z магнитного поля, можно найти кажущееся сопротивление по одной из формул:

$$\rho_к = \rho_\omega = K_{E_x}\frac{\Delta U_{E_x}}{I}; \quad \rho_к = K_{H_z}\frac{\Delta U_{B_z}}{I}. \tag{8.56}$$

Здесь $\Delta U_{E_x} = E_x MN$ — ЭДС в измерительном диполе MN; ΔU_{H_z} — ЭДС в измерительной рамке (петле); I — ток в питающем диполе; K_{E_x} и K_{H_z} — коэффициенты соответствующих установок.

В методе ЧЗ обычно используют большие разносы, $r \gg H$. Часть кривой ЧЗ, относящаяся к дальней (волновой) зоне, когда $\lambda \ll r$, называется **волновой.** Для дальней зоны характерна пренебрежимо малая доля энергии поля, передаваемая через проводящую среду. Практически вся энергия передается по воздуху и изолирующему основанию. Но с увеличением λ затухание поля в проводящей части разреза становится незначительным, а поле во всем проводящем слое — однородным, с практически одинаковой плотностью тока от поверхности до изолирующего основания. При таких λ проводящую часть разреза можно рассматривать как проводящую плоскость с суммарной продольной проводимостью S_Σ, равной суммарной продольной проводимости всего разреза. Поэтому область, когда $\lambda \geqslant H$, называют **зоной** S, а соответствующую часть кривой ЧЗ — **кривой в зоне** S. Форма кривых ЧЗ в волновой части не зависит от того, по какой компоненте (E_x или H_z) рассчитано кажущееся сопротивление, тогда как в зоне S кривые, рассчитанные по электрической E_x и магнитной H_z компонентам поля, существенно различны.

В волновой зоне теоретические кривые ЧЗ рассчитывают в соответствии с формулой (7.84), для чего необходимо знать

величину входного импеданса Z. Для его вычисления в теории электромагнитного поля [3] получены следующие выражения:

для импедансов двухслойной среды

$$Z_2 = -\frac{i\omega\mu_0}{k_1}\operatorname{cth}\left(k_1 h_1 + \operatorname{arcth}\sqrt{\rho_2/\rho_1}\right), \tag{8.57}$$

для импедансов трехслойной среды

$$Z_3 = -\frac{i\omega\mu_0}{k_1}\operatorname{cth}\left[k_1 h_1 + \operatorname{arcth}\sqrt{\rho_2/\rho_1}\,\operatorname{cth}\left(k_2 h_2 + \operatorname{arcth}\sqrt{\rho_3/\rho_1}\right)\right], \tag{8.58}$$

где $k_1 = \sqrt{i\omega\mu_0/\rho_1}$; $k_2 = \sqrt{i\omega\mu_0/\rho_2}$; $\operatorname{cth}\alpha = (e^{\alpha} + e^{-\alpha})/(e^{\alpha} - e^{-\alpha})$ — гиперболический котангенс; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Для низких частот выражения (8.57) и (8.58) можно представить в виде

$$Z_N \approx 1/\left[S_\Sigma + e^{i\pi/4}\sqrt{T/(2\pi\mu_0\rho_N)}\right], \tag{8.59}$$

где S_Σ — суммарная продольная проводимость, равная $S_1 = h_1/\rho_1$ для двухслойного разреза ($N=2$), $S_2 = h_1/\rho_1 + h_2/\rho_2$ — для трехслойного разреза ($N=3$) и т. д.; T — период колебаний гармонического электромагнитного поля.

Выражения (8.57) — (8.59) позволяют рассчитать по формуле (7.84) кажущееся сопротивление $\rho_к$. Обычно такие расчеты выполняют на ЭВМ.

Кривые ЧЗ изображают в двойном логарифмическом масштабе. По оси ординат откладывают $\lg(|\rho_к|/|\rho_1|)$, а по оси абсцисс $\lg(\lambda_1/h_1)$, где λ_1 — длина волны в первом слое. Пересечение линий $|\rho_к|/|\rho_1| = 1$ и $\lambda_1/h_1 = 8$ называется крестом палетки кривых ЧЗ.

Об особенностях волновых кривых ЧЗ можно получить представление по асимптотическим значениям $|\rho_к|/|\rho_1|$. При $\lambda_1/h_1 \to 0$ (высокие частоты) поле распространяется лишь в верхнем слое и $|\rho_к|/|\rho_1| = 1$. При $\lambda_1/h_1 \to \infty$ (низкие частоты) асимптоты кривых ЧЗ будут горизонтальными прямыми, отсекающими на оси ординат отрезки $|\rho_к|/|\rho_1| = \rho_N/\rho_1$ (рис. 56, *а*).

Существенно иные особенности имеют кривые ЧЗ в зоне S (вся кривая ЧЗ оказывается в зоне S при $r \to 0$). Величина $\rho_к$ в зоне S зависит только от обобщенного параметра разреза — суммарной продольной проводимости S_Σ надопорной толщи (рис. 56, *б*). Левой асимптотой кривой в зоне S, независимо от компоненты поля (E_x или H_z), является линия S. Правые асимптоты кривых, рассчитанных по электрической и магнитной компонентам поля, существенно различны (сравните кривые *1* и *3* на рис. 56, *б*). Это различие объясняется тем, что при $\lambda_1/h_1 \to \infty$ электрическое поле мало отличается от поля постоянного тока

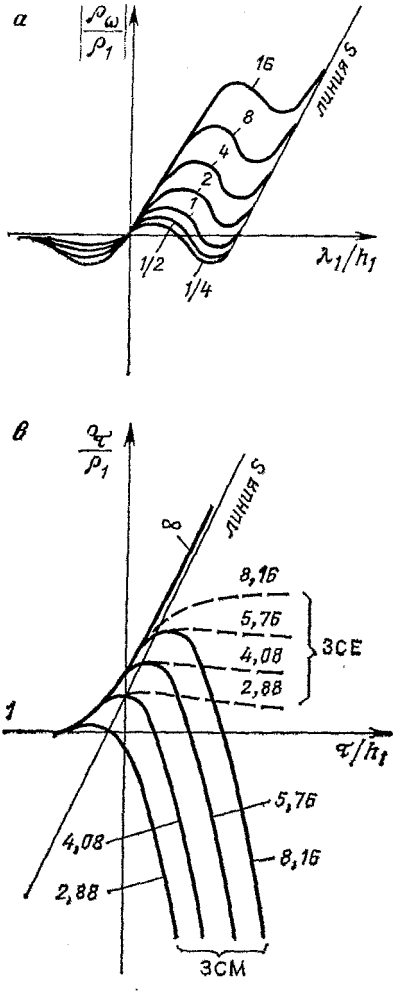


Рис. 56. Теоретические кривые частотных зондирований (*а*, *б*) и зондирований становлением электромагнитного поля (*в*):
а — волновые кривые ($\rho_1=\rho_3$, $\rho_2=\rho_1=\infty$; шифр кривых $\nu_2=h_2/h_1$); *б* — кривые в зоне *S* (*1* — осевая компонента E_x; *2* — экваториальная компонента E_x; *3* — вертикальная магнитная компонента H_z); *в* — двухслойные кривые ЗС ($\rho_2=\infty$; ЗСЕ — кривые для компоненты E_x; ЗСМ — кривые для компоненты H_z; шифр кривых r/h_1)

и кривая ЧЗ начинает проявлять свойства кривой ВЭЗ. Следовательно в зоне *S* предельное значение $\rho_{к E_x}$ равно значению $\rho_к(r)$, измеряемого установкой на постоянном токе при том же разносе *r*. Поэтому правыми асимптотами $\rho_{к E_x}$ в зоне *S* являются горизонтальные прямые линии, отсекающие на оси ординат отрезки, равные значениям $\rho_к(r)$. В подобных же условиях, когда $\lambda_1/h_1 \to \infty$, магнитное поле становится стационарным и, следовательно, не индуцирует в среде электрический ток. Поэтому среда не оказывает такому полю электрического сопротивления, т. е. $\rho_{к Hz} \to 0$. Как будет показано ниже пра-

выми асимптотами магнитных кривых ЧЗ являются прямые, наклоненные к оси абсцисс под углом — 63°26′.

Кривые ЧЗ для конечных разносов установки представляют комбинацию из левой части волновой кривой и правой части соответствующей кривой в зоне S.

Теоретические кривые ЧЗ для установки $r/h_1 = 2 \div 10$ рассчитаны на ЭВМ для двух-, трех- и четырехслойных разрезов с непроводящим основанием и изданы в виде альбома палеток.

Асимптоты теоретических кривых ЧЗ. Если в основании разреза находится пласт-изолятор ($\rho_N = \infty$), то поле в дальней зоне формируется двумя плоскими волнами, распространяющимися сверху вниз и снизу вверх. Для этого случая выражение (7.84) можно переписать в виде

$$\rho_к = -\frac{1}{i\omega\mu}(Z^{(+)2} + Z^{(-)2}), \tag{8.60}$$

где $Z^{(+)}$ — входной импеданс разреза для волны, идущей сверху вниз, а $Z^{(-)}$ — входной импеданс разреза для волны, идущей снизу вверх.

Если подстилающий пласт — изолятор ($\rho_N = \infty$), то из формулы (8.59) следует

$$Z_{\omega \to 0} \approx 1/S_\Sigma, \tag{8.61}$$

где S_Σ — суммарная проводимость слоев, расположенных выше изолятора. Очевидно, эта формула справедлива как для импеданса «сверху» $Z^{(+)}$, так и для импеданса «снизу» $Z^{(-)}$, поскольку суммарное значение продольной проводимости S_Σ не зависит от того, как волна проходит слои разреза — сверху вниз или снизу вверх. Таким образом, можно записать

$$Z^{(+)} = Z^{(-)} = 1/S_\Sigma. \tag{8.62}$$

Подставляя (8.61) и (8.62) в (8.60), получаем

$$\rho_к = -\frac{2}{i\omega\mu}/S_\Sigma^2 \tag{8.63}$$

или

$$|\rho_к| = \frac{2}{\omega\mu_0}/S_\Sigma^2 = T/(\pi\mu_0 S_\Sigma^2) = (\sqrt{T})^2/(\pi\mu_0 S_\Sigma^2). \tag{8.64}$$

На билогарифмическом бланке в системе координат $\log\rho_к$ и $\log\sqrt{T}$ мы имеем наклоненную вверх под углом 63°26′ ($\operatorname{arctg} 2 = 63°26'$) к оси абсцисс асимптоту

$$\log|\rho_к| = 2\log\sqrt{T} - \log(\pi\mu_0 S_\Sigma^2). \tag{8.65}$$

Эта асимптота называется ***S*-линией кривой ЧЗ.**

Обозначим $\sqrt{T_S}$ абсциссу пересечения асимптоты (8.65) с осью периодов $\sqrt{T}$. Для этого случая

$$\log\left[|\rho_к|\left(\sqrt{T_S}\right)\right]=0. \tag{8.66}$$

Из (8.65) с учетом (8.66) получаем

$$S_\Sigma=\sqrt{T_S}/\sqrt{\pi\mu_0}\approx 503\sqrt{T_S}. \tag{8.67}$$

В (8.67) $\mu_0=4\pi\cdot 10^{-7}$ Гн/м, период T — в секундах, S — в сименсах.

В случае идеально проводящего основания ($\rho_N=0$) для низкочастотной асимптотики входного импеданса получено выражение [3]

$$Z_{\omega\to 0}\approx i\omega\mu_0 D_\Sigma, \tag{8.68}$$

где D_Σ — глубина залегания кровли идеального проводника.

Выполняя преобразования, как и в случае, когда в основании находится пласт-изолятор, получаем

$$D_\Sigma=\sqrt{T_D}/\sqrt{2\pi\mu_0}\approx 356\sqrt{T_D}, \tag{8.69}$$

где $\sqrt{T_D}$ — абсцисса пересечения линии D с осью периодов $\sqrt{T}$. Линия D наклонена под углом 63°26′ к оси абсцисс, но уже вниз.

8.5.3. Теоретические кривые зондирований становлением поля (ЗС)

Рассмотрим принципы построения теоретических кривых зондирований становлением поля. Согласно теории неустановившегося электромагнитного поля (см. 7.4), кривые ЗСДЗ связаны с кривыми частотных зондирований преобразованием Фурье. В начале процесса становления электрическое поле содержит полный частотный спектр. По мере увеличения времени становления поле распространяется на все бо́льшие глубины, при этом вследствие поглощения происходит обеднение спектра поля высокочастотными составляющими. К концу процесса становления в спектре поля остаются только низкочастотные составляющие. Таким образом, время становления t в методе ЗС играет такую же роль, как период $T=1/f$ в методе ЧЗ, и в кривых ЗС и ЧЗ в принципе содержится одинаковая информация о геологическом разрезе.

Теоретические кривые ЗС изображают в двойном логарифмическом масштабе: по оси абсцисс откладывают отношение параметра становления поля τ_1 к мощности первого пласта h_1, где $\tau=\sqrt{10^7\rho_1 2\pi t}$; по оси ординат — $|\rho_к|/\rho_1$. Крест палетки находится на пересечении линий $\rho_к/\rho_1=1$ и $\tau_1/h_1=8$. Пример кривых ЗС приведен на рис. 56, *в*.

Асимптоты кривых ЗС. Асимптотические формулы кривых ЗС определяются так же, как и кривых ЧЗ. В дальней зоне (ЗСДЗ) для разреза с изолятором в основании ($\rho_N=\infty$) получено выражение [3]

$$\rho_к = 2\pi t/(\pi\mu_0 S_\Sigma^2). \tag{8.70}$$

В билогарифмическом масштабе формулу (8.70) можно переписать в виде

$$\log\rho_к = 2\log\sqrt{2\pi t} - \log(\pi\mu_0 S_\Sigma^2). \tag{8.71}$$

Выражение (8.71) совпадает с выражением (8.65) при замене в последнем $\rho_{к\,чз}$ на $\rho_{к\,зс}$ и $\sqrt{T}$ на $\sqrt{2\pi t}$. Следовательно, суммарную продольную проводимость разреза можно найти по формуле, аналогичной (8.67):

$$S_\Sigma = \sqrt{2\pi t}/\sqrt{\pi\mu_0} \approx 503\sqrt{2\pi t_S}, \tag{8.72}$$

где $\sqrt{2\pi t_S}$ — абсцисса точки пересечения асимптоты (8.71) с осью времен $\sqrt{2\pi t}$.

В разрезах, в основании которых находится идеальный проводник ($\rho_N=0$), кривая ЗСДЗ круто опускается, стремясь к $\rho_к=0$, и не имеет какой-либо линейной асимптоты.

В ближней зоне (ЗСБЗ) асимптоты кривых определяются выражением

$$\rho_\tau = (a\sqrt{2\pi t}/S_\Sigma)^2, \tag{8.73}$$

где $a = \left(\frac{\pi}{30}\right)^{2/3}\frac{2}{\pi^2}\frac{1}{\mu_0} \approx 189{,}3.$

Логарифмируя левую и правую части выражения (8.73), получаем

$$\log\rho_к = 2\log\sqrt{2\pi t} - 2\log(S_\Sigma/a). \tag{8.74}$$

Согласно формуле (8.74) и с учетом $a=189{,}3$ суммарная продольная проводимость

$$S_\Sigma = 189{,}3\sqrt{2\pi t_S}. \tag{8.75}$$

Эквивалентность теоретических кривых электромагнитных зондирований. Теоретические кривые ЧЗ и ЗС так же, как и кривые ВЭЗ, обладают свойством эквивалентности (см. 8.5.1). Однако в связи с тем, что свойства кривых зондирований ЧЗ и ЗС в волновой части дальней зоны, в зоне S и ближней зоне существенно различны, эквивалентность в разных частях кривых проявляется по-разному. Поскольку в зоне S электрическое поле проявляет себя как поле постоянного тока, кривые зондирования в этой зоне характеризуются S- и T-эквивалентностью, как и кривые ВЭЗ. Это означает, что кривые ЧЗ и ЗС в зоне S (поздней стадии становления поля) аналогичны по виду кри-

вым ВЭЗ, полученным для разрезов с промежуточными слоями небольшой мощности и одинаковыми продольными проводимостями S_j или поперечными сопротивлениями T_j (j — номер промежуточного пласта). В волновой зоне (ранней стадии становления поля) кривые зондирований ЧЗ и ЗС характеризуются S- и D-эквивалентностью, т. е. они совпадают при небольшой мощности промежуточных слоев, имеющих одинаковые продольные проводимости S_j или одинаковые мощности h_j.

8.5.4. Качественная интерпретация

Качественная интерпретация заключается в анализе кривых электромагнитных зондирований в районе исследований. На этапе качественной интерпретации строят карты типов кривых зондирований, карты равных значений продольной проводимости, карты равных значений кажущегося сопротивления и др.

Карта типов кривых зондирований. Тип кривой зондирования определяется геоэлектрическим разрезом. Это позволяет классифицировать полученные на данной площади кривые зондирований по совокупности признаков: числу слоев, соотношению удельных сопротивлений и т. п. Каждому типу кривых присваивают свое условное обозначение, которое наносят на план расположения точек зондирования. Точки, в которых получены кривые одного и того же типа, соединяют линиями, а области с кривыми одного типа выделяют штриховкой или каким-либо другим знаком. Схематические карты, показывающие зоны распределения кривых разного типа, несут информацию об особенностях геологического строения площади исследований.

Карты равных значений продольной проводимости. Если по кривым зондирований определена продольная проводимость S_Σ надопорной толщи, то можно построить карту равных значений продольной проводимости. Продольная проводимость S_Σ связана со средним продольным сопротивлением ρ_l надопорной толщи и ее суммарной мощностью H соотношением

$$S_\Sigma = H/\rho_l. \tag{8.76}$$

При условии постоянства ρ_l карта продольной проводимости отражает глубину залегания опорного электрического горизонта на площади исследований: большим значениям S_Σ соответствуют точки глубокого залегания опорного горизонта и наоборот. Карту S_Σ легко преобразовать в структурную карту глубины залегания опорного горизонта простым умножением значений S_Σ на ρ_l. Однако если сопротивление ρ_l в пределах площади работ изменяется, то прямого соответствия поведения изолиний на картах S_Σ и H не будет. Поэтому для интерпретации карты S_Σ необходимо располагать также и картой ρ_l.

Карта равных значений кажущегося сопротивления (карта изоом). На кривых зондирований, полученных в пределах площади работ, определяют значение $\rho_к$ при постоянном разносе, который выбирают таким образом, чтобы интересующий горизонт оказывал существенное влияние на величину кажущегося сопротивления. Снятые с кривых зондирований значения относят к центрам зондирований и строят карту равных значений кажущегося сопротивления (карту изоом), которая качественно отражает изменение глубины залегания опорного электрического горизонта на площади исследования.

На этапе качественной интерпретации производят и другие графические построения, отражающие особенности полученных кривых зондирований.

8.5.5. Количественная интерпретация кривых электромагнитных зондирований

Сущность количественной интерпретации полевых кривых электромагнитных зондирований (обратная задача электромагнитных зондирований) состоит в определении модели геоэлектрического разреза, наилучшим образом согласующейся с экспериментальными данными, т. е. требуется определить удельные сопротивления ρ_1, ρ_2 и т. д. и мощности h_1, h_2 и т. д. слоев модели. Вследствие эквивалентности кривых зондирований (см. выше) эта задача не имеет однозначного решения. Для корректного решения обратной задачи необходимо привлечение дополнительных данных (например, сведений об удельном сопротивлении промежуточных пластов и т. п.).

Способы решения обратной задачи основаны на определении суммарной продольной проводимости разреза по асимптотам кривых зондирований и с помощью теоретических кривых.

Если в основании разреза лежит пласт высокого сопротивления, то по асимптотам кривых зондирований можно определить суммарную продольную проводимость S_Σ вышележащей толщи. Параметр S_Σ, определяемый по кривым зондирований однозначно, является важной характеристикой геоэлектрических разрезов. В другом способе интерпретации полевая кривая сравнивается с разными теоретическими кривыми зондирований, у которых параметры модели геоэлектрического разреза известны. За решение обратной задачи принимают такие параметры модели, при которых полевая и одна из теоретических кривых совпадают наилучшим образом. Теоретическую кривую подбирают с помощью палеток теоретических кривых (палеточный способ интерпретации) или с помощью ЭВМ (автоматическая интерпретация).

Количественная интерпретация результатов зондирований на постоянном токе. Вначале рассмотрим интерпретацию двух-

слойных кривых ВЭЗ. Двухслойную кривую ВЭЗ накладывают на соответствующую палетку и, сохраняя параллельность осей абсцисс и ординат полевой и теоретической кривых, перемещают полевую кривую вверх и вниз, вправо и влево до тех пор, пока она не совместится с одной из теоретических кривых или не расположится закономерно между соседними теоретическими кривыми. Совмещение кривых показано на рис. 57, *а*. Сопротивление ρ_1 и мощность h_1 первого слоя численно равны ординате и абсциссе креста палетки. Зная сопротивление первого слоя и модуль $\mu_2=\rho_2/\rho_1$ теоретической кривой *2*, с которой совмещена наблюденная кривая *1*, легко вычислить удельное сопротивление второго слоя $\rho_2=\mu_2\rho_1$.

Если удельное сопротивление $\rho_2=\infty$ (практически, если величина ρ_2 в несколько сот раз больше ρ_1), то интерпретация кривых зондирований упрощается. Определив продольную проводимость S_1, сопротивление ρ_1, можно найти мощность первого слоя: $h_1=S_1\rho_1$.

При интерпретации трехслойных кривых ВЭЗ необходимо учитывать принцип эквивалентности. В соответствии с этим принципом совмещение теоретической и наблюденной кривых свидетельствует лишь о совпадении продольной проводимости S_2 или поперечного сопротивления T_2 теоретического и реального геоэлектрических разрезов. Для определения действительных значений мощности второго пласта h_2 необходимо заранее знать сопротивление ρ_2.

Интерпретацию трехслойных кривых выполняют в следующем порядке. Вначале с помощью палетки двухслойных теоретических кривых по правилам, изложенным выше, интерпретируют левую часть кривой и находят приближенные значения параметров первого пласта ρ_1 и h_1 (рис. 57, *б*). По значениям сопротивления подстилающих слоев ρ_2 и ρ_3 (значение ρ_3 оценивают по правой ветви интерпретируемой кривой) вычисляют модули μ_2 и μ_3. В альбоме палеток трехслойных теоретических кривых находят палетку с вычисленными (*или наиболее близ-*

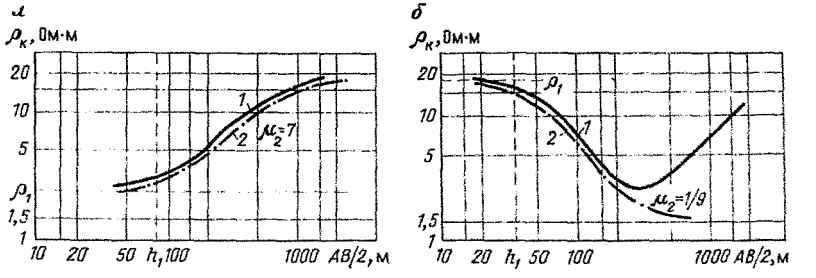


Рис. 57. Интерпретация двухслойной (*а*) и трехслойной (*б*) кривых ВЭЗ.
Кривые: *1* — наблюденная; *2* — теоретическая

кими к ним) значениями модулей μ_2 и μ_3. Совмещая интерпретируемую кривую с найденной кривой на палетке, получают значение параметра v_2. По кресту трехслойной палетки уточняют параметры первого пласта ρ_1 и h_1. Согласно принципу эквивалентности совмещение кривых свидетельствует лишь о равенстве $\mu_2/v_2=\mu_{2э}/v_{2э}$ (для кривых типов H и A) или $\mu_2 v_2=\mu_{2э}v_{2э}$ (для кривых типов K и Q). Пользуясь одним из этих соотношений, а также известной величиной μ_2, находят действительное значение параметра v_2, затем и $h_2=v_2h_1$.

Интерпретация трехслойных кривых типа H для $\rho_3=\infty$ проще. Вначале по левой части кривой с помощью двухслойной палетки определяют параметры первого пласта ρ_1 и h_1. Далее проводят асимптоту к правой ветви кривой и получают суммарную продольную проводимость надопорной толщи

$$S_\Sigma=h_1/\rho_1+h_2/\rho_2, \tag{8.77}$$

откуда

$$h_2=(S_\Sigma-h_1/\rho_1)\,\rho_2. \tag{8.77'}$$

Глубина залегания опорного горизонта $H=h_1+h_2$.

При интерпретации многослойных кривых кривую последовательно расчленяют на трехслойные и интерпретируют по частям с помощью палетки теоретических трехслойных кривых. Вначале определяют параметры первого и второго пластов, принимая при этом мощность третьего пласта равной бесконечности. Затем первые два слоя объединяют в один и находят для него эквивалентные параметры $h_э$ и $\rho_э$. Для трехслойных кривых типа H эквивалентные параметры определят по формулам

$$H_э=h_1+h_2,\ \rho_э=\frac{h_1+h_2}{h_1/\rho_1+h_2/\rho_2}. \tag{8.78}$$

В учебнике [3] приведены и другие формулы, которые позволяют вычислить $H_э$ и $\rho_э$ для трехслойных кривых других типов. Объединение первых двух слоев в один слой позволяет интерпретировать следующую часть многослойной кривой ВЭЗ как трехслойную с параметрами $H_э$, $\rho_э$, ρ_3 и ρ_4. Это дает возможность найти мощность третьего слоя h_3. Далее процесс интерпретации повторяют. Мощности всех промежуточных слоев необходимо находить с учетом эквивалентности разрезов, при этом должны быть известны значения удельного сопротивления промежуточных слоев.

Интерпретация кривых зондирований с помощью ЭВМ. Применение ЭВМ позволяет автоматизировать процесс определения по полевым кривым зондирований параметров геоэлектрического разреза. Разработаны различные способы (алгоритмы) решения этой задачи. В одном из них используют тот же прием,

что и при палеточной интерпретации — подбор к наблюденной кривой ВЭЗ теоретической, параметры которой наилучшим образом соответствуют параметрам изучаемого геоэлектрического разреза. Но в отличие от палеточной интерпретации в памяти ЭВМ не содержится альбома палеток, а расчет теоретических кривых производится непосредственно в процессе интерпретации по специально заложенным программам. Пусть, например, одна из теоретических кривых, с которой сравнивается наблюденная кривая, соответствует N-слойному разрезу с параметрами $h_1, h_2, \ldots, h_N=\infty$; $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \ldots, \rho_N$. Обозначим величину $\rho_к$ в m-й отсчетной точке полевой кривой (т. е. при некотором фиксированном значении разноса $AB/2$) $\rho_{кm}$, а на теоретической кривой, при том же разносе,— $\rho_{кm}^т$. Задача нахождения параметров геоэлектрического разреза сводится к минимизации по параметрам ρ_1, h_1, ρ_2, h_2 и т. д. функции F, равной сумме квадратов разностей $\rho_{кm}$ и $\rho_{кm}^т$:

$$F(h_1, \rho_1, h_2, \rho_2, \ldots, \rho_N) = \sum_{m=1}^{M} (\rho_{к\,m} - \rho_{к\,m}^{т})^2 = \min, \qquad (8.79)$$

где M — общее число отсчетных точек кривой.

ЭВМ автоматически находит такие значения ρ_1, h_1, ρ_2, h_2 и т. д., при которых функция F минимальна.

Количественная интерпретация результатов электромагнитных зондирований. Количественная интерпретация результатов частотного зондирования и зондирования становлением поля во многом сходна с интерпретацией данных зондирования на постоянном токе. Она заключается в решении обратных задач в рамках заданных геоэлектрических моделей среды. Обычно в качестве такой модели принимают модель горизонтально-слоистой среды. Обратную задачу решают теми же приемами, которые были рассмотрены выше применительно к интерпретации зондирований на постоянном токе.

Суммарная продольная проводимость S_Σ разреза и глубина залегания изолирующего основания определяются по асимптотам полевых кривых ЧЗ или ЗС по формулам (8.67) или (8.72). Глубину опорного горизонта вычисляют при известном среднем продольном удельном сопротивлении надопорной толщи ρ_l по формуле $H=S\rho_l$.

Приемы интерпретации кривых ЧЗ и ЗС с помощью наборов теоретических кривых (палеток) такие же, как и кривых зондирований на постоянном токе. Различие состоит лишь в величинах, отложенных по оси абсцисс (на полевых кривых ВЭЗ, ДЭЗ отложена величина разноса r, на кривых ЧЗ — $\sqrt{T}$, на кривых ЗС — $\sqrt{2\pi t}$; на теоретических кривых — r/h_1, λ/h_1 и τ/h_1 соответственно. По оси ординат на всех кривых отложены одинаковые величины ($\rho_к$ — на полевых кривых и $\rho_к/\rho_1$ — на теоре-

тических). В качестве примера рассмотрим интерпретацию кривых ЧЗ. Добившись совмещения наблюденной и одной из теоретических кривых ЧЗ, по кресту палетки определяют на оси ординат величину $\rho_к = \rho_1$, а на оси абсцисс — $\sqrt{T_1}$. Мощность первого пласта (в км) определяют по соотношению $h_1 = \sqrt{10\rho_1 T}/8$. Остальные параметры геоэлектрического разреза находят так же, как при интерпретации кривых ВЭЗ и ДЭЗ. Аналогично интерпретируют и кривые ЗС.

Автоматическая интерпретация электромагнитных зондирований на ЭВМ такая же, как и зондирований на постоянном токе, но существенно возрастают затраты машинного времени на расчет теоретических кривых ЧЗ или ЗС. В настоящее время имеются лишь опытные варианты программ автоматической интерпретации кривых электромагнитных зондирований. Создание производственного пакета таких программ — одна из актуальных задач теории интерпретаций данных электромагнитных зондирований.

При интерпретации кривых электромагнитных зондирований необходимо учитывать действие принципа эквивалентности (см. выше).

Построение геоэлектрических разрезов и структурных карт. Окончательными результатами количественной интерпретации данных зондирований являются геоэлектрические разрезы и структурные карты.

При построении геоэлектрического разреза на линию профиля наносят центры зондирований, для которых по вертикали вниз в выбранном масштабе откладывают мощности отдельных слоев, характеризуя каждый из слоев соответствующими значениями удельного сопротивления. Слои с примерно одинаковым удельным сопротивлением объединяют в протяженные геоэлектрические горизонты. На геоэлектрический разрез наносят данные о стратиграфии и литологии пород разреза.

Структурные карты строят по кровле опорного горизонта. Абсолютные отметки залегания кровли горизонта вычисляют с учетом превышений точек зондирований, суммируя мощности отдельных слоев. Отметки выписывают на плане центров зондирований и интерполируя проводят линии равных значений глубины залегания опорного горизонта; сечение изолиний не должно быть менее удвоенной погрешности определения глубины горизонта.

8.6. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ

При электрическом профилировании кажущееся сопротивление измеряют установками, разносы у которых остаются постоянными, а сами установки перемещают вдоль профиля. По-

скольку глубинность исследований зависит от величины разноса, то с помощью профилирования геоэлектрический разрез изучают вдоль профиля на некоторой приблизительно постоянной глубине.

Профилирование обычно выполняют симметричной или дипольной четырехэлектродной установкой AMNB. Результаты профилирования изображают в виде графиков или карт $\rho_к$.

Большое значение в методике полевых работ имеет правильный выбор разноса AB. Выбрать правильный разнос можно двумя способами. Первый способ заключается в том, что на исследуемой площади вдоль профиля с известным геологическим строением (например, по данным сейсморазведки или бурения) выполняют наблюдения с различными разносами профилирования. Сопоставляя графики $\rho_к$, полученные при разных разносах, с геоэлектрическим разрезом, определяют тот, при котором наиболее полно отражены особенности интересующего геоэлектрического горизонта. В другом способе величину разноса выбирают по кривой ВЭЗ, т. е. определяют такой разнос, при котором изучаемый горизонт оказывает существенное влияние на величину $\rho_к$. Для этого, например, можно кривую ВЭЗ разделить на участки, соответствующие отдельным слоям с разными удельными сопротивлениями.

Границы между участками кривой определяют по точкам с максимальными градиентами кривой $\rho_к$. По точке, которая соответствует изучаемому геоэлектрическому горизонту, определяют требуемый разнос.

Интерпретация данных электрического профилирования, применяемого главным образом для изучения крутопадающих границ раздела пород с разными удельными сопротивлениями, носит в основном качественный характер.

Рассмотрим график $\rho_к$ электрического профилирования над вертикальным контактом двух слоев бесконечной мощности и удельных сопротивлений ρ_1 и ρ_2. Значения $\rho_к$ при различных положениях установки AMNB относительно контакта можно рассчитать, воспользовавшись способом зеркальных изображений (см. 8.1). Теоретический график $\rho_к(x)$ показан на рис. 58. В точках наблюдений, расположенных далеко от контакта пород, в зависимости от того, с какой стороны от контакта находится установка, величина $\rho_к$ стремится к значению ρ_1 или ρ_2. При приближении установки к контакту с породами более высокого сопротивления $\rho_к$ возрастает, при приближении к контакту с породами более низкого сопротивления — уменьшается. Положение вертикального контакта отмечается на графике скачкообразным изменением значений $\rho_к$.

Расчет графика $\rho_к$ при наклонных и криволинейных границах представляет сложную математическую задачу. Поэтому ограничимся лишь общими соображениями о поведении графика

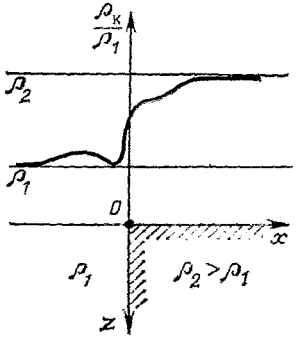


Рис. 58. График электрического профилирования над вертикальным контактом (симметричная установка AMNB)

$\rho_к(x)$ над антиклинальной складкой. На рис. 59, *а* показаны три последовательных положения установки AMNB. В точке 1 установка находится далеко за пределами складки, т. е. она расположена высоко над границей раздела пород с разными удельными сопротивлениями; граница оказывает небольшое влияние на распределение создаваемого установкой поля, поэтому $\rho_к$ близко к ρ_1. По мере приближения установки к своду складки начнет сказываться влияние пород, слагающих ядро складки. Если складка сложена породами, сопротивление ρ_2 которых больше сопротивления ρ_1 перекрывающих ее пород, то в направлении к своду складки происходит увеличение плотности тока и измеряемой разности потенциалов ΔU_{MN}, а, следовательно, и кажущегося сопротивления. Максимальное значение $\rho_к$ — в точке 2, так как центр установки здесь находится над осью складки. По мере удаления установки от оси складки влияние границы раздела пород уменьшается, и в дальней точке 3 значение $\rho_к$ вновь оказывается близким к значению ρ_1.

Если ядро антиклинальной складки сложено породами, имеющими более низкое удельное сопротивление, чем сопротивление перекрывающих пород, то график кажущегося сопротивления над сводовой частью складки будет охарактеризован минимальными значениями $\rho_к$. Следовательно, когда соотношение удельных сопротивлений пород разреза в районе исследований неизвестно, интерпретация результатов электрического профилирования становится неоднозначной. В подобных ситуациях полезно выполнять совместный анализ графиков $\rho_к$, полученных на одном и том же профиле с двумя разными разносами установки. На рис. 59, *б* изображены графики $\rho_к$ над антиклинальной (при $\rho_2 > \rho_1$) и синклинальной (при $\rho_2 < \rho_1$) складками, которые оказываются сходными. Данные электропрофилирования с двойными разносами ($AB < A'B'$) позволяют использовать дополнительную информацию об изменении геоэлектрического разреза в вертикальном направлении и по возможности установить, к какому из двух разрезов относится каждый из полученных графиков.

По особенностям графиков $\rho_к(x)$ можно выявлять горизонтальные неоднородности геоэлектрических разрезов, например, линзы водонасыщенных песчанистых пород, которые являются хорошими проводниками и отображаются аномалиями низких

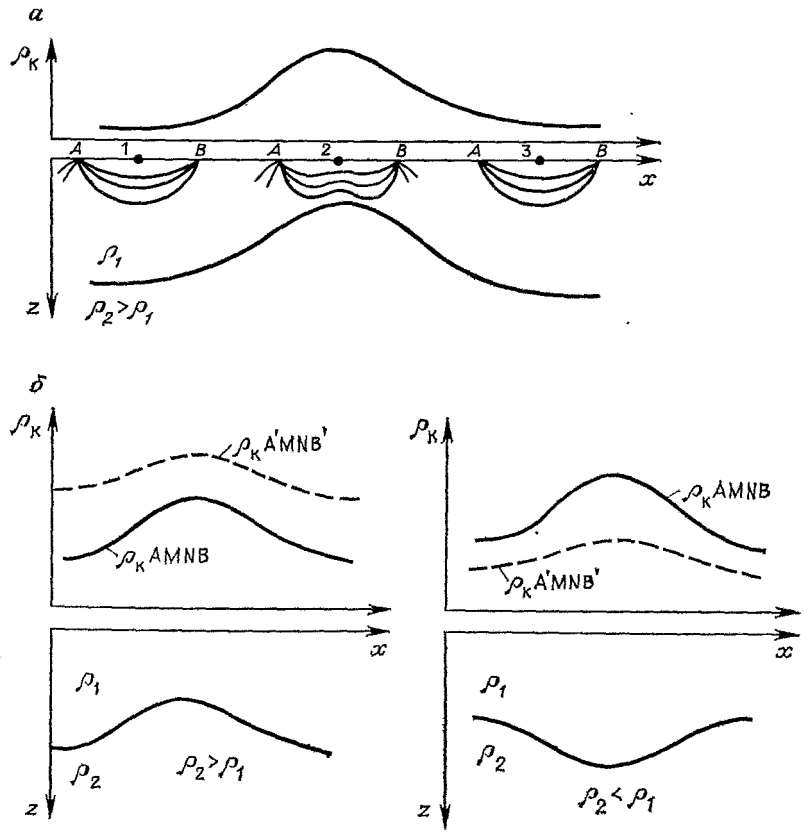


Рис. 59. Графики электропрофилирования:
а — над антиклинальной складкой; *б* — над антиклинальной и синклинальной складками при различных размерах установки

значений $\rho_к$, карстовые пустоты в известняках — по аномалиям больших значений кажущегося сопротивления и т. д.

Кроме графиков $\rho_к$, по результатам электропрофилирования составляют карты графиков кажущегося сопротивления, карты изоом кажущегося сопротивления и т. п. Карту графиков $\rho_к$ строят следующим образом: на плане по каждому профилю вычерчивают полученные графики кажущегося сопротивления; на каждом графике выделяют сходные аномалии и прослеживают их на площади работ подобно прослеживанию гравитационных или магнитных аномалий. По картам графиков $\rho_к$ нередко удается выявить простирание структурных элементов, протрассировать линии тектонических нарушений и т. п. Карту кажущегося сопротивления в изоомах строят и интерпретируют

способами, аналогичными тем, которые были рассмотрены выше при описании качественной интерпретации данных электроразведки (см. 8.5.4).

8.7. ГЕОЛОГОРАЗВЕДОЧНЫЕ ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКОЙ С КОНТРОЛИРУЕМЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Электрические зондирования применяют главным образом для решения геоструктурных задач — регионального изучения рельефа опорного электрического горизонта, а при благоприятных условиях — для поисков и картирования антиклинальных складок. В комплексе с другими геофизическими методами, прежде всего с сейсморазведкой, электрические зондирования можно использовать для обнаружения нефтегазовых залежей (прямые поиски).

Глубинность электрических зондирований на постоянном токе даже в благоприятных условиях не превышает 2—2,5 км. Она лимитируется техническими возможностями самого метода сопротивления, также сильными искажениями кривых зондирований, вызванными изменениями разреза в горизонтальном направлении (горизонтальными неоднородностями разреза).

При инженерно-геологических исследованиях электрические зондирования применяют для изучения глубины залегания коренных пород. Существенную помощь они оказывают при поисках подземных вод: по данным ВЭЗ и ДЭЗ могут быть выявлены зоны, благоприятные для водонакопления, а в отдельных случаях — выявлены и оконтурены водоносные горизонты.

Метод частотных зондирований применяют для изучения осадочного чехла, в том числе и при наличии в нем непроводящих горизонтов (экранов), для поисков и разведки структур, перспективных в отношении нефтегазоносности. При благоприятных условиях данные ЧЗ можно использовать для выявления геоэлектрических неоднородностей, обусловленных залежами нефти и газа (прямые поиски). Для постановки работ методом ЧЗ благоприятен выдержанный в горизонтальном направлении геоэлектрический разрез, в котором опорные электрические горизонты резко отличаются по удельному сопротивлению от вмещающих пород.

Метод ЗС применяют при региональном изучении геологического строения районов, перспективных в отношении нефтегазоносности. Его можно также использовать при детальных структурно-поисковых работах (особенно ЗСБЗ), а в комплексе с другими геофизическими методами — при прямых поисках нефтегазовых залежей. Глубинность исследований методом ЗС колеблется от 1 до 5 км. Наиболее часто методом ЗС изучают рельеф поверхности кристаллического фундамента. В благопри-

ятных геоэлектрических условиях (наличие над фундаментом мощной проводящей толщи, отсутствие крупных горизонтальных геоэлектрических неоднородностей, сравнительно пологие границы залегания горизонтов, а также отсутствие индустриальных электрических помех) погрешности определения глубины фундамента не превышают 10 %.

При отсутствии выше фундамента высокоомных экранов данные ЗС, полученные по результатам измерений электрической и магнитной компонент поля, лишь контролируют друг друга. Если же имеются галогенные или карбонатные слои высокого сопротивления, то они хорошо проявляются на кривых, полученных по электрической компоненте поля, в то время как на кривых, полученных по магнитной компоненте поля, они могут не фиксироваться. В подобных условиях совместные измерения электрической и магнитной компонент поля позволяют изучать не только поверхность фундамента, но и картировать высокоомные горизонты в осадочном чехле, а также выявлять зоны развития песчано-глинистых пород.

Одна из основных задач электропрофилирования — изучение перекрытых рыхлыми отложениями контактов коренных пород различного петрографического состава, выявление зон тектонических нарушений и т. п. Значительный объем электропрофилирования выполняют с целью поисков рудных месторождений — кварцевых, баритовых, пегматитовых и полевошпатовых жильных тел, обычно обладающих повышенными значениями удельного сопротивления по сравнению с вмещающими их породами, а также хорошо проводящих тел, например, сульфидных жил и др. При инженерно-геологических исследованиях профилирование применяют для картирования под толщей рыхлых отложений контактов коренных пород, а также изучения их трещиноватости. При изучении карста по данным электропрофилирования не только выявляют закарстованные зоны, но при благоприятных условиях и картируют отдельные карстовые полости. В районах многолетней мерзлоты профилирование позволяет оконтурить площади распространения мерзлых пород.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 8

1. Объясните особенности распространения электромагнитного поля в дальней зоне.
2. Дайте определение ближней зоны дипольного источника.
3. Объясните, от каких параметров зависит глубина проникновения электромагнитного поля в частотных зондированиях?
4. В чем различие установок, применяемых в методе зондирования становлением поля в дальней и ближней зонах?
5. Проанализируйте особенности зондирования становлением поля в ближней зоне.
6. Объясните, почему ВЭЗ и ДЭЗ называются геометрическими зондированиями.

7. От каких параметров зависит кажущееся сопротивление на теоретических палетках электрических зондирований, электромагнитных зондирований с искусственным возбуждением поля?
8. Объясните принцип построения палеток вертикального электрического зондирования.
9. Какие обобщенные параметры разреза определяют по асимптотическим формулам?
10. Объясните сущность качественной интерпретации кривых электромагнитных зондирований?
11. Поясните основные принципы количественной интерпретации кривых электромагнитных зондирований.
12. Какие геологоразведочные задачи решает электроразведка методами постоянного и переменного тока?

Глава 9
МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РАЗВЕДКИ

Магнитотеллурические методы разведки основаны на использовании естественного переменного электромагнитного (магнитотеллурического) поля Земли. При их применении не требуются источники для возбуждения поля.

9.1. ФИЗИКО-ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

Магнитотеллурическое поле наводится в Земле в результате электрических процессов, происходящих в ионосфере (см. 4.3.2). Оно состоит из двух частей — электрического (теллурического) поля $\vec{E}$ и магнитного поля $\vec{H}$. Изменения поля во времени называются магнитотеллурическими вариациями. Частотный диапазон вариаций весьма широк и изменяется от долей секунды до многих часов, суток и лет. В магнитотеллурических методах изучают вариации поля в диапазоне от сотых долей секунды до нескольких часов. Глубина проникновения магнитотеллурического поля в Землю в этом диапазоне периодов вариаций составляет от нескольких десятков метров до сотен километров, что позволяет изучать не только осадочный чехол, но и кристаллический фундамент и верхнюю мантию. Магнитотеллурические методы разведки имеют наибольшую глубинность изучения Земли по сравнению со всеми другими методами электроразведки.

9.1.1. Плоские волны в горизонтально-слоистой среде

Модель Тихонова — Каньяра. Характеристики наводимого из ионосферы электромагнитного поля на поверхности Земли определяются не только внешними источниками, но и электропроводностью внутри Земли. В теории магнитотеллурических

методов показано [3], что характер поведения поля на поверхности Земли оказывается таким же, как если бы оно возбуждалось плоской электромагнитной волной, падающей из ионосферы. Следует, однако, понимать, что термин «волна» применительно к магнитотеллурическим вариациям в Земле является условным. В действительности из ионосферы на поверхность Земли никакая волна не падает, поскольку в используемом диапазоне периодов вариаций ее длина в атмосфере в сотни и тысячи раз превышает диаметр Земли. Речь идет только о том, что изучать распределение магнитотеллурического поля на поверхности Земли оказывается возможным, моделируя его возбуждение плоской электромагнитной волной и рассматривая Землю в виде геоэлектрической модели горизонтально-слоистой среды с заданным внутри нее распределением электропроводности. Модель магнитотеллурического поля, в которой вертикально падающая плоская электромагнитная волна возбуждает электромагнитное поле в горизонтально-слоистой Земле, называется моделью Тихонова—Каньяра (рис. 60) в честь предложивших ее советского ученого А. Н. Тихонова и французского ученого Л. Каньяра. Достоинство такой модели — простота и возможность описания реальных электромагнитных полей, возбуждаемых в Земле.

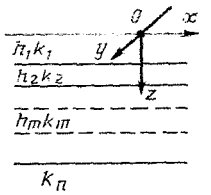


Рис. 60. Модель Тихонова — Каньяра

Плоские электромагнитные волны в горизонтально-слоистой среде. Рассмотрим поле плоской электромагнитной волны, распространяющейся в Земле, заданной моделью Тихонова — Каньяра. В этой модели (см. рис. 60) проводящая Земля при $z=0$ граничит с однородной непроводящей атмосферой и состоит из N однородных горизонтальных слоев с удельными электропроводностями $\sigma_{э1}$, $\sigma_{э2}$, ..., $\sigma_{эN}$ и мощностями h_1, h_2, ..., h_{N-1}. Квазистационарное электромагнитное поле возбуждается гармонической вертикально падающей плоской волной. Магнитная проницаемость повсеместно равна проницаемости вакуума $\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$ Гн/м.

Как было показано в 7.3.2, в пределах каждого однородного слоя векторы электрического и магнитного полей гармонической плоской электромагнитной волны удовлетворяют уравнениям Гельмгольца (7.58), которые для j-го слоя можно записать в виде

$$\partial^2\vec{H}/\partial z^2+k_j^2\vec{H}=0,$$

$$\partial^2\vec{E}/\partial z^2+k_j^2\vec{E}=0, \qquad (9.1)$$

где $k_j=\sqrt{i\omega\mu_0\sigma_{э\,j}}$ — волновое число j-го слоя.

Согласно (7.59) решениями этих уравнений теперь будут выражения

$$\vec{H}(z) = \vec{H}_j^+ e^{ik_j z} + \vec{H}_j^- e^{-ik_j z},$$

$$\vec{E}(z) = \vec{E}_j^+ e^{ik_j z} + \vec{E}_j^- e^{-ik_j z}, \qquad (9.2)$$

где $\vec{H}_j^+$, $\vec{H}_j^-$, $\vec{E}_j^+$, $\vec{E}_j^-$ $(j=1, 2, \ldots, N)$ — некоторые постоянные векторы.

Поскольку среда неоднородная, в правой части уравнений (9.2) имеют силу оба слагаемых.

Как было показано в 7.3.3, векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ лежат в горизонтальной плоскости и имеют отличные от нуля лишь x- и y-компоненты:

$$\vec{E}(E_x, E_y, 0); \quad \vec{H}(H_x, H_y, 0).$$

Согласно основному свойству плоских волн все компоненты поля не меняются в горизонтальном направлении, т. е. их горизонтальные производные равны нулю.

9.1.2. Магнитотеллурический входной импеданс

При рассмотрении квазистационарной гармонической плоской электромагнитной волны, распространяющейся в однородной среде вдоль оси z, были получены выражения (7.83), связывающие отношения E_x/H_y и $-E_y/H_x$ с удельным сопротивлением среды. Эти отношения называются входным импедансом среды.

По аналогии можно ввести понятие о магнитотеллурическом входном импедансе. В магнитотеллурических методах имеются два типа импеданса:

$$Z_{xy} = E_x/H_y, \quad Z_{yx} = -E_y/H_x. \qquad (9.3)$$

В модели Тихонова — Каньяра на поверхности земли

$$Z_{xy} = Z_{yx} = Z. \qquad (9.4)$$

Магнитотеллурический импеданс Z, определяемый на поверхности земли, называется **входным импедансом горизонтально-слоистого разреза.** Он зависит только от параметров геоэлектрического разреза:

$$Z = \omega\mu_0 R_N/k_1, \qquad (9.5)$$

где R_N — так называемый приведенный импеданс слоистого разреза, который вычисляют по сложным рекуррентным формулам, приведенным в специальной литературе (например [3]).

В простейшем случае, когда разрез однороден и характеризуется постоянной удельной электропроводностью $\sigma_э$, выражение для импеданса (9.5) принимает вид

$$Z = \omega\mu_0/k, \tag{9.6}$$

так как приведенный импеданс $R_1 = 1$.

9.1.3. Понятие кажущегося сопротивления. Идея магнитотеллурического зондирования

Формула (9.6) позволяет вычислить удельное электрическое сопротивление $\rho_1 = 1/\sigma_{э1}$ однородного разреза. Учитывая, что $k_1 = \sqrt{i\omega\mu_0/\rho_1}$, имеем

$$\rho = \frac{1}{\omega\mu_0}|Z|^2. \tag{9.7}$$

Если формулу (9.7) применить к неоднородной, например, горизонтально-слоистой среде, то получим некоторую расчетную величину, называемую кажущимся удельным электрическим сопротивлением

$$\rho_к = \frac{1}{\omega\mu_0}|Z|^2 = \frac{T}{2\pi\mu_0}\left|\frac{E}{H}\right|^2. \tag{9.8}$$

Кажущееся удельное сопротивление характеризует сопротивление не какого-либо отдельного пласта, а проводящую часть среды, в которую проникло магнитотеллурическое поле. Поскольку глубина проникновения поля (см. 7.3.5) зависит от частоты (периода), то для больших частот (малых периодов) измеренное кажущееся удельное сопротивление будет характеризовать близко залегающую к поверхности часть разреза. С уменьшением же частоты (увеличение периода) глубина проникновения волны будет соответственно возрастать и кажущееся удельное электрическое сопротивление будет характеризовать все возрастающую по мощности часть разреза. Таким образом, кажущееся сопротивление в магнитотеллурических методах так же, как и в методах ЧЗ и ЗС, является сложной характеристикой геоэлектрического разреза.

Описанные выше свойства кажущегося сопротивления позволяют сформулировать основную идею магнитотеллурического зондирования (МТЗ). На поверхности земли в некоторой точке регистрируют горизонтальные компоненты магнитотеллурического поля и по ним согласно формулам (9.3) вычисляют входной импеданс. По входному импедансу согласно формуле (9.8) вычисляют кажущееся сопротивление $\rho_к$ как функцию периода T. График зависимости $\rho_к$ от $\sqrt{T}$ называется полевой кривой МТЗ. Основная задача интерпретации полевых кривых МТЗ — определение модели геоэлектрического разреза.

9.2. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА РАБОТ

9.2.1. Магнитотеллурическое зондирование

В методе магнитотеллурического зондирования (МТЗ) синхронно регистрируют на поверхности земли взаимно перпендикулярные пары горизонтальных составляющих электрического (теллурического) и магнитного полей: E_x и H_y или E_y и H_x. Обычно регистрацию производят таким образом, чтобы были возможны наблюдения вариаций примерно следующих периодов: 1, 2, 5, 8, 10, 15, 25, 40, 80, 150, 300 и 500 с.

Для измерения электрических составляющих используют измерительную установку с двумя неполяризующимися электродами — заземлителями M и N. Между электродами, находящимися в поле теллурических токов (ТТ), возникает разность потенциалов. Мерой интенсивности поля ТТ служит величина $E_{MN}=\Delta U_{MN}/MN$, которая является составляющей вектора напряженности поля ТТ по направлению измерительной линии. Магнитные составляющие измеряют специальными магнитометрами, которые устанавливают в неглубоких ямках на твердых магнитных основаниях на расстоянии не менее 25 м от станции. Магнитометры ориентируют по буссоли и нивелируют.

Вариации магнитотеллурического поля регистрируют с помощью магнитотеллурической лаборатории (МТЛ) или цифровой электроразведочной станции (ЦЭС). Чувствительность каналов при записи вариаций выбирают такой, чтобы амплитуды зарегистрированных колебаний были не менее 2—4 см. В начале и в конце записи в каждый канал подают по нескольку градуировочных импульсов разной полярности, длительностью порядка 10 с и амплитудой не менее 4—6 см. По величине градуировочных импульсов определяют чувствительность регистрирующих каналов. Не менее 8—10 % от общего количества полевых записей контролируется, т. е. записи повторяются, в одних и тех же точках наблюдений и с теми же приемными линиями. Расхождения между измеренными параметрами поля на контрольных и контролируемых записях не должны превышать 10 %.

Наблюдения выполняют в пунктах, размещенных на одинаковых расстояниях по профилю или равномерно на площади работ. В зависимости от масштаба съемки расстояния между пунктами наблюдений составляют 1—10 км.

Обработка записей магнитотеллурического зондирования заключается в выделении квазисинусоидальных импульсов с амплитудами не менее 10 мм и периодами, различающимися не более чем на 10—20 %, измерении по ним видимых амплитуд и периодов (а если необходимо и фаз) колебаний (рис. 61). По измеренным амплитудам колебаний согласно формуле (9.3)

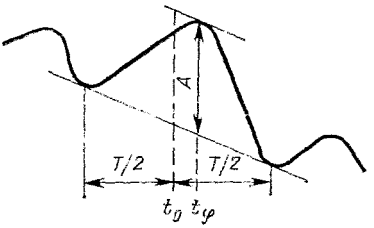


Рис. 61. Запись одиночного импульса МТЗ

вычисляют импедансы Z и по формуле (9.8) рассчитывают кажущееся сопротивление $\rho_к$. Результаты обработки данных МТЗ представляют в виде амплитудных кривых $\rho_к$ на бланке с двойным логарифмическим масштабом. По оси ординат откладывают значения $\rho_к$, а по оси абсцисс $-\sqrt{T}$. По виду кривая МТЗ похожа на кривую ЧЗ.

9.2.2. Магнитотеллурическое профилирование

В магнитотеллурическом профилировании (МТП) изучают вариации электрических E_x и E_y и магнитных H_x и H_y составляющих на каком-либо одном периоде или в узком диапазоне периодов. Обычно регистрируют вариации на относительно больших периодах (10—80 с). Поскольку частота поля определяет глубину его проникновения в изучаемую среду, магнитотеллурическим профилированием изучают геоэлектрический разрез на некоторой постоянной глубине. Особенно благоприятны для работы МТП районы, в которых опорный электрический горизонт перекрыт хорошо проводящими отложениями осадочной толщи.

Полевые работы при магнитотеллурическом профилировании выполняют с той же аппаратурой и установками, что и при магнитотеллурическом зондировании. Существенное отличие состоит лишь в том, что при МТП длительность регистрации магнитотеллурического поля значительно меньше.

Обработка получаемых записей вариаций электрических и магнитных составляющих поля заключается в вычислении значений импедансов Z и определении по ним продольной проводимости S_Σ надопорной толщи.

9.2.3. Метод теллурических токов

В методе теллурических токов (МТТ) изучают среднепериодные вариации поля ТТ с периодом от нескольких секунд до нескольких сотен секунд. Производят синхронную регистрацию взаимно перпендикулярных составляющих E_x и E_y теллурического поля в двух точках площади работ. В процессе выполнения полевых работ одна точка, называемая базисной (Б),

остается закрепленной, а вторая, называемая полевой (П), перемещается по площади работ. Расстояние между полевой и базисной точками не превышает 60—80 км в районах со спокойным залеганием высокоомного опорного горизонта и уменьшается до 20—25 км в районах с большими углами залегания горизонта.

Составляющие E_x и E_y поля теллурических токов измеряют взаимно перпендикулярными приемными установками. Длина их в зависимости от интенсивности поля ТТ в конкретном районе колеблется от 0,2 до 1 км. Измерительные установки размещают на поверхности в виде букв Г или Т (в зависимости от топографии и других особенностей района полевых работ), по возможности, в условиях наиболее спокойного рельефа. Ориентируют их так, чтобы ось x оказывалась ближе к широтному направлению, а ось y — к меридиональному, при этом желательно, чтобы одна из осей совпадала с простиранием изучаемой структуры.

Для регистрации вариаций поля ТТ применяется комплекс аппаратуры, включающий осциллограф, радиостанцию и телевключатель. При каждом положении полевой точки осуществляют синхронную регистрацию пространственных составляющих поля ТТ на полевой и базисной точках. Перед началом и концом регистрации оба канала E_x и E_y градуируют, подавая в них прямоугольные импульсы напряжения заданной величины. По величине градуировочных импульсов определяют чувствительность регистрирующих каналов к входному напряжению. Длительность регистрации на каждой точке зависит от интенсивности поля ТТ в районе работ и обычно составляет 10—15 мин. За это время удается записать 10—15 вариаций поля ТТ, которые подлежат дальнейшей обработке.

Обработка полевых записей ТТ (теллурограмм) состоит в выделении синхронных вариаций на полевой и базисной точках, измерении амплитуд этих вариаций и нахождении теллуропараметра — относительной напряженности поля ТТ в полевой и базисной точках (см. 9.3.3). Относительная напряженность поля ТТ растет, если высокоомный горизонт (непроводящее основание) приближается к поверхности земли (высокоомный горизонт как бы «прижимает» теллурическое поле к поверхности земли) и, наоборот, падает, если мощность проводящей толщи разреза увеличивается.

9.2.4. Другие магнитотеллурические методы

Кратко рассмотрим другие модификации магнитотеллурического метода [3].

При магнитовариационном зондировании (МВЗ) регистрируют вариации вертикальной H_z и горизонтальной $H_r=$

$= \sqrt{H_x^2 + H_y^2}$ составляющих магнитотеллурического поля. Как и в МТЗ, вариации регистрируют в широком диапазоне частот. В результате обработки записей вариаций магнитной составляющей поля получают графики $H_z/H_r = F(\sqrt{T})$, которые называются кривыми МВЗ. По особенностям кривых МВЗ можно сделать заключение об изменении электромагнитных параметров разреза с глубиной. МВЗ как самостоятельный вид геофизических исследований применяется только для изучения глубинных границ земной коры.

При магнитовариационной разведке (МВР) изучают синхронные вариации двух магнитных составляющих H_x и H_y магнитотеллурического поля. По синхронным записям вариаций в полевом и базисном пунктах определяют относительное значение напряженности магнитного поля. Величина этого параметра подобно теллуропараметру (см. 9.3.3) в методе теллурических токов связана с мощностью проводящей толщи (глубиной залегания опорного высокоомного горизонта).

Комбинированное магнитотеллурическое профилирование (КМТП) объединяет МТП, МТТ и МВР. В полевой и базисной точках осуществляют синхронную регистрацию горизонтальных составляющих электрического и магнитного поля. Материалы обрабатывают так же, как в МТП, МТТ и МВР.

9.2.5. Магнитотеллурические станции

При производственных работах магнитотеллурическими методами применяются специализированные магнитотеллурические лаборатории (МТЛ) и универсальные цифровые электроразведочные станции (ЦЭС).

Магнитотеллурическая лаборатория (МТЛ) предназначена для регистрации вариаций составляющих магнитотеллурического поля в аналоговой форме. Она имеет пять измерительных каналов — два электрических (E_x и E_y) и три магнитных (H_x, H_y и H_z). Блок-схема магнитотеллурической лаборатории показана на рис. 62.

Для регистрации составляющих E_x и E_y используют приемные линии с неполяризующими электродами, подключенными к осциллографу через блок питания и пульт управления. В случае небольшой интенсивности вариаций теллурических токов производится их усиление при помощи усилителей.

Магнитные составляющие поля (H_x, H_y, H_z) измеряют с помощью трех магнитометров, подключаемых к осциллографу через пульт управления. Чувствительным элементом магнитометра является магнит-индикатор — прямоугольная пластина, изготовленная из специального магнитного сплава. Пластина укреплена на металлической растяжке в герметичном корпусе

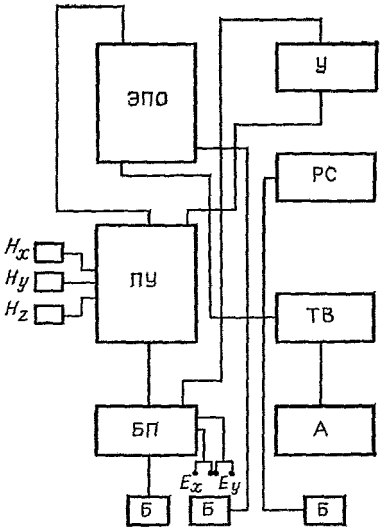


Рис. 62. Блок-схема магнитотеллурической лаборатории:

БП — блок питания; ПУ — пульт управления; ЭПО — осциллограф; У — усилители; РС — радиостанция; ТВ — телевключатель; А, Б — источники питания

с линзой, через которую на зеркальную поверхность пластины падает свет от осветителя. Это устройство, называемое магнитным датчиком, помещено между обмотками колец Гельмгольца. Вариации составляющих магнитного поля измеряют способом автоматической компенсации. Отраженный от зеркала магнитного индикатора пучок света падает на находящийся в магнитометре фотоэлемент, включенный в цепь усилителя фототока. При отклонении чувствительного элемента от исходного положения происходит изменение освещенности поверхности зеркал, которое зафиксирует фотоэлемент. Протекающий в цепи фотоэлемента ток усиливается и поступает в обмотки компенсации колец Гельмгольца. Создаваемое при этом магнитное поле возвращает чувствительный элемент в исходное положение. Фототок записывается в осциллографе и является мерой вариаций составляющих магнитного поля.

При работах методом теллурических токов используют два комплекта измерительной аппаратуры для одновременной регистрации вариаций поля в полевой и базисной точках. Для связи между станциями и синхронизации наблюдений имеются радиостанция и телевключатель каналов, которые также служат для передачи марок времени.

Все блоки лаборатории смонтированы в кузове автомашины повышенной проходимости или в кузове тягача. При необходимости аппаратуру можно транспортировать в виде отдельных блоков. Питание лаборатории осуществляется от аккумуляторов и батарей сухих элементов.

Цифровая регистрация магнитотеллурического поля производится ЦЭС (см. 8.4.2) раздельно в трех частотных диапазонах: высокочастотном (10—1 Гц), среднечастотном (1—0,1 Гц) и низкочастотном (<0,1 Гц). Предусмотрена работа ЦЭС как в автономном режиме (работа одной станции), так и в режиме синхронных наблюдений двумя или несколькими станциями. Синхронизация осуществляется по команде, поступаю-

щей в панель управления от задающего генератора ЗГ-ЦЭС по радиоканалу синхронизации радиостанции или по проводам.

Применение ЦЭС позволяет значительно повысить производительность работ в методе МТЗ, точность и достоверность получаемых результатов.

9.3. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ МАТЕРИАЛОВ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

9.3.1. Интерпретация полевых кривых МТЗ

Принципы интерпретации полевых кривых МТЗ во многом аналогичны принципам интерпретации кривых электромагнитных зондирований с контролируемыми источниками возбуждения (ВЭЗ, ЧЗ и ЗС). Способы интерпретации так же подразделяются на качественные и количественные. Качественную интерпретацию проводят по такой же схеме, как, например, и интерпретацию кривых ВЭЗ (см. 8.5.1). Количественную интерпретацию проводят с помощью наборов теоретических кривых МТЗ.

Теоретические кривые МТЗ. Чтобы вычислить кажущееся сопротивление на поверхности проводящей горизонтально-слоистой среды, необходимо знать входной импеданс Z, который связан с кажущимся сопротивлением выражением (9.8).

Поскольку в МТЗ источник электромагнитного поля находится в ионосфере на расстоянии 800—1000 км от поверхности земли, то можно считать, что в МТЗ разнос $r \to \infty$. Это означает, что теоретическая кривая МТЗ совпадает с волновой кривой ЧЗ, т. е. теоретическую кривую МТЗ можно рассматривать как кривую ЧЗ при $r \to \infty$. Поэтому для расчета теоретических кривых МТЗ можно воспользоваться формулами расчета теоретических кривых ЧЗ (8.57), (8.58) и (8.59). Кривые МТЗ имеют те же особенности, что и волновые кривые ЧЗ (см. 8.5).

Теоретические кривые МТЗ, как и кривые любых зондирований, подразделяются на двухслойные (для $\mu_2=\rho_2/\rho_1>1$ и $\mu_2<1$), трехслойные (четырех типов — H, K, A и Q) и т. д. На кривых МТЗ проявляется действие принципа эквивалентности (см. 8.3 и 8.5). Все рассчитанные теоретические кривые МТЗ сгруппированы в палетки. Принцип группировки теоретических кривых МТЗ такой же, как и теоретических кривых любых зондирований. На палетках нанесено пересечение линий $|\rho_T|/|\rho_1|=1$ и $\lambda_1/h_1=8$, называемое крестом палетки.

Палетка теоретических трехслойных кривых МТЗ для разрезов типа К изображена на рис. 63.

Асимптоты кривых МТЗ. В МТЗ расчет теоретических кривых выполняют согласно формуле (9.8). Низкочастотные ветви кривых МТЗ асимптотически сливаются с прямыми линиями:

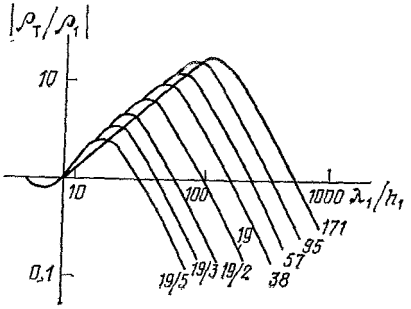


Рис. 63. Теоретические кривые МТЗ:
$\mu_2=\rho_2/\rho_1=19$; $\mu_3=\rho_3/\rho_1=0$;
шифр кривых $\nu_2=h_2/h_1$

для разреза, в основании которого находится пласт-изолятор ($\rho_N=\infty$),

$$\log\rho_к=2\log\sqrt{T}-\log(2\pi\mu_0 S_\Sigma^2); \tag{9.9}$$

для разреза с непроводящим основанием ($\rho_N=0$)

$$\log\rho_к=-2\log\sqrt{T}+\log(2\pi\mu_0 D_\Sigma^2). \tag{9.10}$$

Теперь из (9.9) и (9.10) легко вычислить

$$S_\Sigma=\sqrt{T_S}/\sqrt{2\pi\mu_0},\quad D_\Sigma=\sqrt{T_D}/\sqrt{2\pi\mu_0}, \tag{9.11}$$

где $\sqrt{T_S}$ и $\sqrt{T_D}$ — абсциссы точек, в которых линии S и D пересекают линию $\rho_к=1$.

Подставив в (9.11) $\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$ Гн/м, получаем

$$S_\Sigma=356\sqrt{T_S},\quad D_\Sigma=356\sqrt{T_D}. \tag{9.12}$$

Отличие коэффициентов в формулах для определения S_Σ по кривым ЧЗ и МТЗ обусловлено тем, что в исходной формуле ЧЗ (8.64) есть множитель $2/(\omega\mu_0)$, а в исходной формуле МТЗ (9.8) — множитель $1/(\omega\mu_0)$.

Интерпретация кривых МТЗ. Рассмотрим вначале определение параметров геоэлектрического разреза по асимптотическим формулам. Если пачка слоев с суммарной продольной проводимостью S_Σ лежит на непроводящем основании (изоляторе), то согласно (9.12) можно найти величину суммарной продольной проводимости осадочного чехла, а при известном продольном сопротивлении ρ_l — мощность чехла согласно формуле $H=S_\Sigma\rho_l$.

Методика интерпретации кривых МТЗ с помощью палеток теоретических кривых МТЗ аналогична методике палеточной интерпретации кривых электромагнитных зондирований с контролируемыми источниками возбуждения поля (см. 3.5) и в дополнительном ее рассмотрении нет необходимости.

Интерпретация кривых МТЗ с помощью ЭВМ основана на тех же принципах, что и автоматическая интерпретация кри-

вых ВЭЗ, ЧЗ и ЗС и заключается в минимизации невязки между интерпретируемой $\rho_к$ и рассчитанной $\rho_к^т$ кривыми согласно формуле (8.79).

9.3.2. Определение суммарной продольной проводимости по данным МТП

Основным параметром геоэлектрического разреза, определяемым по данным магнитотеллурического профилирования, является суммарная продольная проводимость надопорной толщи S_Σ.

Для низкочастотной асимптотики и для $\rho_N = \infty$ суммарная продольная проводимость связана с импедансом формулой (8.61). Суммарную продольную проводимость в магнитотеллурическом профилировании вычисляют по формуле

$$S_\Sigma = 1/Z_N. \tag{9.13}$$

В результате обработки данных МТП по формуле (9.3) вычисляют значения входного импеданса, а затем по формуле (9.13) — значения продольной проводимости S_Σ. По значениям S_Σ строят графики и карты, которые качественно отражают глубину залегания опорного электрического горизонта. Если известно среднее продольное сопротивление надопорной толщи и закономерности его изменения по площади, карту S_Σ пересчитывают в карту глубин залегания опорного горизонта $H = \rho_l S_\Sigma$.

Опорным геоэлектрическим горизонтом чаще всего служит кристаллический фундамент или высокоомные отложения, залегающие непосредственно на фундаменте.

9.3.3. Интерпретация данных метода теллурических токов

По измеренным амплитудам E_x, E_y синхронных импульсов, зарегистрированных на двух взаимно перпендикулярных установках xx и yy, можно построить вектор $\vec{E}$ напряженности поля TT. Такие построения выполняют для импульсов, выделяемых через определенный интервал времени. В результате получают диаграмму векторов вариации поля ТТ (рис. 64), цифрами обозначены номера векторов для различных моментов времени. Если соединить концы векторов вариаций, то полученная неправильная фигура некоторой площадью Q характеризует среднюю напряженность поля ТТ $E_{ср} \approx \sqrt{Q}$. Подобные построения выполняют для полевой и базисной точек. По отношению площадей фигур $Q_П$ и $Q_Б$ определяют среднюю относительную напряженность поля ТТ, называемую **теллуропараметром;**

$$K_{ТТ} = \sqrt{Q_П / Q_Б}. \tag{9.14}$$

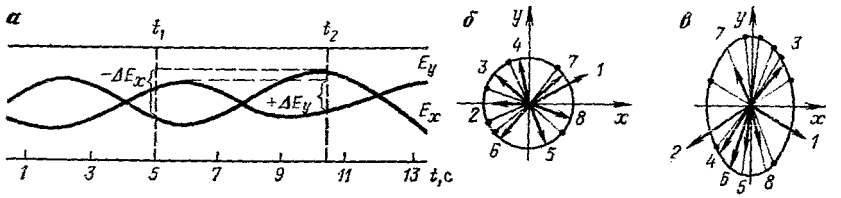


Рис. 64. Обработка данных метода ТТ:
а — определение приращений ΔE_x и ΔE_y по теллурограмме; *б, в* — диаграммы векторов вариаций в базисной и полевой точках соответственно

Поскольку площади неправильных фигур с достаточной точностью определить затруднительно, то предварительно их преобразуют в фигуры правильной формы. Для этого на базисной векторной диаграмме вычерчивают круг произвольным радиусом R, а на полевой векторной диаграмме по направлениям векторов вариаций E_1, E_2 и т. д. откладывают пропорционально преобразованные величины вектора $(E_Б/E_П)R$, где $E_Б$ и $E_П$ — модули синхронных векторов вариаций в базисной и полевой точках, а R — выбранный радиус окружности, играющий роль масштабного коэффициента. Соединяя концы преобразованных векторов, получают фигуру, близкую к эллипсу (полевой эллипс).

Теперь формулу (9.14) можно преобразовать к виду

$$K_{TT} = \sqrt{\frac{\pi ab}{\pi R^2}} = \sqrt{\frac{ab}{R^2}}, \qquad (9.15)$$

где a и b — полуоси полевого эллипса.

Результаты электроразведки методом ТТ представляют в виде графиков и карт теллуропараметра, которые отражают изменение глубины залегания высокоомного опорного электрического горизонта. Их геологическая интерпретация чаще всего носит качественный характер. В районах, где проводящие породы перекрывают непосредственно кристаллический фундамент, карты средней напряженности поля ТТ характеризуют глубину залегания фундамента: приподнятый блокам фундамента соответствуют максимумы значений теллуропараметра, а опущенным — минимумы. Иногда проводят также количественную интерпретацию данных метода ТТ. С этой целью, используя имеющиеся данные глубокого бурения, сейсморазведки, а также электроразведки МТЗ, ЗС и др., выявляют наличие статистической связи между средней напряженностью поля ТТ и продольной проводимостью S_Σ или мощностью H надопорной толщи. Если такая связь установлена, то карту

теллуропараметра можно пересчитать в карту S_Σ, а при известном значении среднего сопротивления проводящей толщи ρ_l — в карту глубин залегания опорного горизонта.

9.4. ГЕОЛОГОРАЗВЕДОЧНЫЕ ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Магнитотеллурические методы широко применяют при региональном изучении крупных геологических регионов. Их данные позволяют получить важную геологическую информацию о глубинном строении нефтегазоперспективных районов. Главное достоинство магнитотеллурических методов заключается в большой глубинности исследований, относительной простоте и низкой стоимости полевых наблюдений. Это определяет высокую экономическую эффективность магнитотеллурических методов, особенно в труднодоступных районах и в районах с мощным осадочным чехлом.

Магнитотеллурические методы используют для решения геоструктурных задач при поисках и разведке нефтяных и газовых месторождений: для регионального изучения рельефа кристаллического фундамента и строения осадочного чехла, а при благоприятных условиях — и для поисков в осадочной толще локальных структур, перспективных на нефть и газ. Эти методы также применяются для изучения глубинного строения Земли — границ раздела в земной коре и мантии Земли. Данные МТЗ позволяют получать информацию о мощностях осадочных отложений, перекрывающих кристаллический фундамент, а также судить о литолого-фациальных особенностях отложений по характеру изменения удельного электрического сопротивления в разрезе. По результатам работ МТЗ строят структурные схемы поверхности высокоомного электрического горизонта. Эти структурные схемы используют для оценки перспектив нефтегазоносности и определения направления дальнейших геолого-геофизических исследований. С привлечением данных других геофизических методов и глубокого бурения строят геолого-геофизические разрезы, на которых находят отражение особенности строения крупных тектонических элементов и поведение основных литологических комплексов.

Глубинные магнитотеллурические исследования позволяют выявлять неоднородности строения земной коры и верхней мантии, разломную тектонику фундамента и другие особенности глубинного строения, представляющие большую ценность для прогноза районов, перспективных на поиски месторождений нефти и газа и других полезных ископаемых.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 9

1. Какие компоненты магнитотеллурического поля изучаются в методе МТЗ?
2. Поясните сущность метода МТЗ.
3. Как построены палетки магнитотеллурического зондирования?
4. Как определяется кажущийся магнитотеллурический импеданс? Как он связан с кажущимся сопротивлением?
5. Как определяется суммарная продольная проводимость в методе МТЗ?
6. Поясните сущность магнитотеллурического профилирования.
7. Как определяется продольная проводимость в методе МТП?
8. В чем сущность метода теллурических токов?
9. Поясните сущность обработки данных метода теллурических токов способом эллипсов.
10. Какой параметр определяется в методе ТТ, его геологическое истолкование?
11. При решении каких геологических задач применяются магнитотеллурические методы?

Раздел четвертый
СЕЙСМОРАЗВЕДКА

Сейсмическая разведка — ведущий полевой геофизический метод. Он позволяет решать разнообразные геологические задачи с наибольшей детальностью и точностью по сравнению с любым другим полевым геофизическим методом.

Сущность сейсморазведки состоит в том, что вблизи земной поверхности при помощи взрывов или невзрывных источников (ударов, вибраций и т. п.) искусственно возбуждают поле упругих (сейсмических) волн. Используют также естественное сейсмическое поле Земли, возникающее вследствие землетрясений.

Распространяясь в Земле по всевозможным направлениям, упругие волны отражаются и преломляются на границах сред с различными физическими свойствами. Отраженные и головные (преломленные) волны регистрируют с помощью специальной высокочувствительной аппаратуры вблизи поверхности земли или во внутренних точках среды (скважинах, шахтах и т. п.). Время прихода отраженных и головных волн зависит от глубины залегания границ, на которых они образовались и скорости распространения упругих колебаний в горных породах. Эта зависимость позволяет применять сейсморазведку для изучения структурных особенностей геологических разрезов (картирования антиклинальных складок, выявления тектонических нарушений и т. п.). При решении структурной задачи на полученных сейсмических записях прослеживают волны от реперных горизонтов и определяют времена их регистрации. Для этого достаточно добиться лишь необходимого усиления слабых полезных волн. Изменения их интенсивностей (истинных амплитуд) и формы колебаний преднамеренно устраняют с целью улучшения визуальной выразительности получаемых сейсмических записей.

В настоящее время установлена высокая геологическая информативность динамических параметров волн (истинных амплитуд, частот и др.). По этой информации можно выявлять литологические изменения изучаемых разрезов, определять границы пласт — коллектор, устанавливать изменения типа флюида (вода, нефть и газ и т. д.).

Наиболее широкое применение сейсморазведка находит при поисках и разведке месторождений нефти и газа, так как позволяет резко сократить объем глубокого разведочного бурения.

Сейсморазведка — один из наиболее быстро развивающихся и автоматизированных геофизических методов разведки. Ее результаты наиболее полно геологически можно проинтерпретировать только после сложных преобразований и вычислений, выполняемых на мощных цифровых электронных вычислительных машинах (ЭВМ).

Глава 10
ОБРАЗОВАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

10.1. ПРОДОЛЬНЫЕ И ПОПЕРЕЧНЫЕ ВОЛНЫ

10.1.1. Упругие деформации и напряжения, связь между ними

Сейсмические волны, распространяющиеся в горных породах, представляют собой колебания, возбуждаемые взрывами и невзрывными источниками. Как физические тела горные породы будем рассматривать в виде непрерывной совокупности отдельных частичек — сплошные среды с макроструктурой. В таком случае процессы, происходящие в горных породах, можно описывать законами классической механики.

В спокойном (невозбужденном) состоянии частички удерживаются внутренними силами взаимодействия и находятся на таких расстояниях друг от друга, которые энергетически соответствуют минимальным значениям их потенциальной энергии. Если в среде действуют некоторые внутренние силы (напряжения), то происходят смещения частичек. После прекращения действия сил возможны два варианта состояния среды:

смещения частичек оказались столь большими, что внутренних сил уже недостаточно вернуть их в прежние положения — происходит нарушение первоначальной структуры среды (уплотнение ее или разрушение);

смещения частичек оказались настолько малыми, что под действием внутренних сил сцепления частички вернулись в первоначальные положения, т. е. полностью исчезли последствия, вызванные действовавшими напряжениями.

Любые смещения частичек, вызывающие изменение некоторого объема среды или его формы, будем называть **деформациями.** Название происходит от латинского слова «deformatic», что в переводе означает искажение. Если в результате деформаций произошли необратимые изменения первоначальной структуры среды, то среды и происходящие в них деформации называются **неупругими.** Если среда полностью восстанавли-

вает свою первоначальную структуру, среды и деформации называются **упругими.** Реальные геологические среды можно рассматривать в качестве упругих сред только тогда, когда происходящие в них смещения (следовательно, и деформации) **очень малые** (смысл термина «очень малые деформации» будет уточнен ниже).

Передача малых деформаций и вызвавших их напряжений в средах происходит в виде **упругих (сейсмических) волн.** Прежде чем рассматривать образование и распространение сейсмических волн, необходимо остановиться на упругих деформациях и напряжениях.

Упругие деформации. Рассмотрим идеально упругую непрерывную однородную изотропную среду. Положение произвольной материальной точки (частички) среды P определим в прямоугольной системе координат x, y, z при помощи радиуса-вектора $\vec{r}$ (рис. 65). Область среды в окрестностях точки P будет находиться в состоянии деформации, если под действием приложенной системы сил находящиеся внутри этой области частички переместятся.

Пусть две близкие частички среды $P(\vec{r})$ и $Q(\vec{r}+\Delta\vec{r})$ в результате действия приложенных сил переместятся в близкие положения $P'(\vec{r}+\vec{U})$ и $Q'(\vec{r}+\Delta\vec{r}+\vec{U}+\Delta\vec{U})$. Векторы смещений для P и Q равны $\vec{U}$ и $\vec{U}+\Delta\vec{U}$ соответственно. Компоненты вектора смещения $\vec{U}$ по осям x, y, z обозначим u, v, w соответственно. Поскольку компоненты вектора $\vec{U}$ (u, v, w) разные в различных точках среды, то они сами являются функциями координат x, y, z, т. е. $u=u(x, y, z)$, $v=v(x, y, z)$, $w=w(x, y, z)$. Следовательно, компоненты вектора смещений в точке Q можно записать в скалярной форме (разложение Тейлора)

$$
\begin{aligned}
u+du &= u+\frac{\partial u}{\partial x}\Delta x+\frac{\partial u}{\partial y}\Delta y+\frac{\partial u}{\partial z}\Delta z,\\
v+dv &= v+\frac{\partial v}{\partial x}\Delta x+\frac{\partial v}{\partial y}\Delta y+\frac{\partial v}{\partial z}\Delta z,\\
w+dw &= w+\frac{\partial w}{\partial x}\Delta x+\frac{\partial w}{\partial y}\Delta y+\frac{\partial w}{\partial z}\Delta z.
\end{aligned}
\qquad (10.1)
$$

В выражении (10.1) смещения приняты очень малыми в том смысле, что можно пренебречь членами, представляющими производные выше первого порядка, и произведениями производных.

Частные производные $\partial u/\partial x=e_{xx}$, $\partial v/\partial y=e_{yy}$, $\partial w/\partial z=e_{zz}$ выражают относительные растяжения или сжатия среды в направлении осей x, y, z. Таким образом, эти деформации связаны

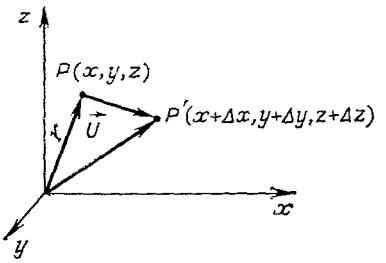


Рис. 65. Положение частичек упругой среды в пространстве

с изменением объема. Это можно показать на следующем примере. Пусть объем среды в виде бруса закреплен по нижней грани, совмещенной с плоскостью xOy. К верхней, параллельной плоскости xOy грани бруса вдоль оси z в направлении, показанном стрелкой на рис. 66, *а*, приложена нормальная сила $F_\perp$. Под действием нормальной силы $\vec{F}_\perp$ брус удлинится. Рассмотрим в состоянии деформации два сечения: первое на расстоянии z и второе на расстоянии $z+\Delta z$ от нижней грани. Смещения частичек в первом пограничном слое будут w, во втором пограничном слое — $w+\Delta w$. Абсолютное растяжение бруса между сечениями будет $w+\Delta w-w$, относительное растяжение — $(w+\Delta w-w)/(z+\Delta z-z)$. Рассматривая бесконечно близкие сечения бруса, следует взять

$$\lim_{\Delta z\to 0}\frac{w+\Delta w-w}{z+\Delta z-z}=\frac{\partial w}{\partial z}=e_{zz}.$$

По геометрическому смыслу эта частная производная определяет относительное удлинение (или укорочение, если сила направлена внутрь объема) стороны бруса вдоль оси z.

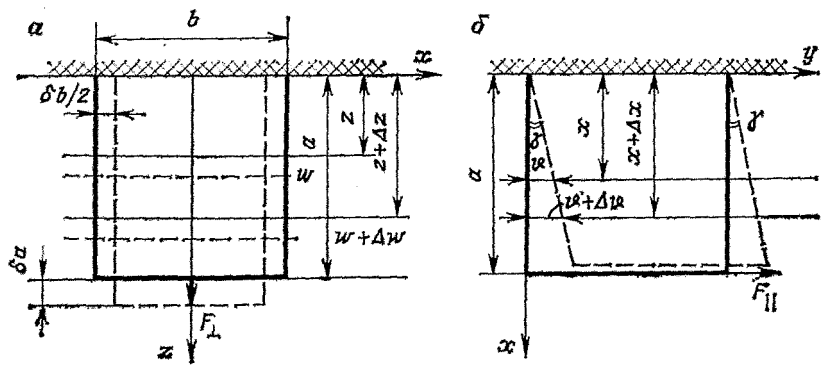


Рис. 66. Деформации растяжения (*а*) и сдвига (*б*)

Аналогично можно охарактеризовать частными производными относительные удлинения (укорочения) двух других сторон бруса вдоль осей x и y

$$\partial u/\partial x = e_{xx},\ \partial v/\partial y = e_{yy}.$$

Изменение всего элементарного объема упругой среды можно выразить через относительные удлинения (укорочения) его сторон. Для этого введем понятие дилатации θ (от латинского термина *dilatio* — расширяю). Под дилатацией θ будем понимать предел отношения изменения элементарного объема, вызванного деформацией, к его первоначальной величине.

Рассмотрим малый параллелепипед со сторонами соответственно Δx, Δy и Δz. В результате деформации его стороны очевидно будут: $\Delta x + (\partial u/\partial x)\Delta x$, $\Delta y + (\partial v/\partial y)\Delta y$ и $\Delta z + (\partial w/\partial z)\Delta z$. Первоначальный объем параллелепипеда равен $\Delta x \Delta y \Delta z$, объем его после деформации — $\Delta x \Delta y \Delta z (1 + \partial u/\partial x)(1 + \partial v/\partial y)(1 + \partial w/\partial z)$.

Найдем предел отношения приращения объема к первоначальному объему

$$\theta = \lim_{\Delta x,\ \Delta y,\ \Delta z \to 0} \frac{\Delta x \Delta y \Delta z \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x}\right)\left(1 + \frac{\partial v}{\partial y}\right)\left(1 + \frac{\partial w}{\partial z}\right) - \Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta x \Delta y \Delta z}.$$

Пренебрегая произведениями производных (поскольку, как было сказано выше, рассматриваются только малые деформации), получим

$$\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = e_{xx} + e_{yy} + e_{zz} = \operatorname{div} \vec{U}, \qquad (10.2)$$

где $\operatorname{div}\vec{U} = \nabla \vec{U}$ называется дивергенцией вектора смещений; ∇ (набла) — дифференциальный оператор $\vec{d}_1 \frac{\partial}{\partial x} + \vec{d}_2 \frac{\partial}{\partial y} + \vec{d}_3 \frac{\partial}{\partial z}$. Дивергенция будет отрицательной, если нормальные силы действуют во внутрь объема, т. е. происходит относительное уменьшение объема. Функция $\theta = \operatorname{div} \vec{U}$, определяемая выражением (10.2), является количественной мерой деформаций объема. Деформации объема передаются в упругой среде в направлении действующих сил, т. е. в тех же направлениях, в которых происходят смещения.

Рассмотрим теперь физический смысл других частных производных от компонент вектора смещений. Частные производные $\partial u/\partial y = e_{xy}$, $\partial u/\partial z = e_{xz}$, $\partial v/\partial x = e_{yx}$, $\partial v/\partial z = e_{yz}$, $\partial w/\partial x = e_{zx}$, $\partial w/\partial y = e_{zy}$ имеют физический смысл сдвигов, т. е. выражают изменение формы. Пусть сила $\vec{F}_{II}$ приложена по касательной к грани, как это показано на рис. 66, *б*. Под действием этой

силы частицы будут теперь перемещаться в направлении оси y. С удалением от плоскости приложения силы величина смещений вследствие трения между частицами будет уменьшаться. Для малых перемещений можно принять линейную зависимость и тогда тангенс угла сдвига

$$\operatorname{tg} 2\gamma_y = \frac{\Delta v}{\Delta x} \approx 2\gamma_y.$$

Для бесконечно малых приращений можно записать

$$2\gamma_y = \lim_{\Delta z \to 0} \frac{\Delta v}{\Delta x} = \frac{\partial v}{\partial x}.$$

Если сила $\vec{F}_y$ действует вдоль внешней грани, параллельной плоскости xOz, то сдвиг

$$2\gamma_x = \lim_{\Delta y \to 0} \frac{\Delta u}{\Delta y} = \frac{\partial u}{\partial y}.$$

Общий сдвиг в плоскости xOy будет

$$2\gamma_{xy} = 2(\gamma_y + \gamma_x) = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}.$$

Аналогичны сдвиги в плоскости xOz и yOz:

$$2\gamma_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}, \quad 2\gamma_{yz} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}.$$

Вернемся к уравнению (10.1). Первые его члены — компоненты смещений точки P. Остальные члены, как только что было показано, выражают деформации в окрестностях P — растяжения и сдвиги.

Деформацию, определенную уравнениями (10.1), можно произвольным образом разложить на сумму произвольного числа деформаций. Для доказательства этого возьмем сумму трех последних членов первого уравнения (10.1)

$$\Sigma = \frac{\partial u}{\partial x}\Delta x + \frac{\partial u}{\partial y}\Delta y + \frac{\partial u}{\partial z}\Delta z.$$

Преобразуем эту сумму, прибавляя и вычитая $\frac{1}{2}\frac{\partial v}{\partial x}\Delta y$ и $\frac{1}{2}\frac{\partial w}{\partial x}\Delta z$. Получим

$$\Sigma = \frac{\partial u}{\partial x}\Delta x + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)\Delta y + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right)\Delta y + \\ + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)\Delta z + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)\Delta z.$$

Вводя принятые выше обозначения для производных смещений, это выражение можно переписать так:

$$e_{xx}\Delta x + \gamma_{xy}\Delta y + \gamma_{xz}\Delta z - (\omega_y \Delta z - \omega_z \Delta y) = du. \tag{10.3}$$

Аналогично можно преобразовать два других уравнения (10.1):

$$e_{yy}\Delta y + \gamma_{yx}\Delta x + \gamma_{yz}\Delta z + (\omega_z \Delta x - \omega_x \Delta z) = dv. \tag{10.3}$$

$$e_{zz}\Delta z + \gamma_{zx}\Delta x + \gamma_{zy}\Delta y + (\omega_x \Delta y - \omega_y \Delta x) = dw,$$

где

$$\omega_x = \partial w/\partial y - \partial v/\partial z,$$
$$\omega_y = \partial u/\partial z - \partial w/\partial x,$$
$$\omega_z = \partial v/\partial x - \partial u/\partial y.$$

В уравнениях (10.3) первые три члена выражают деформацию некоторого объема — растяжение и сдвиги (чистая деформация), а члены в круглых скобках — вращение этого объема в пространстве (чистое вращение).

Проходящие через точку P ортогональные оси можно выбрать так, чтобы компоненты деформаций сдвига отсутствовали. Эти оси называются **главными осями деформаций.** Тогда чистую деформацию в окрестностях точки P можно свести только к главным растяжениям по осям x, y, z — e_{xx}, e_{yy}, e_{zz}. Вторая составляющая деформаций — повороты — определяется ротором вектора смещений $\operatorname{rot} \vec{U} = [\vec{\omega}\vec{r}]$.

Поместим начало координат в точку P. Тогда

$$\Delta x = x,\ \Delta y = y,\ \Delta z = z;\ du = u,\ dv = v,\ dw = w.$$

Теперь уравнения (10.3) можно переписать в виде

$$u = e_{xx}x + \gamma_{xy}y + \gamma_{xz}z + (\omega_y z - \omega_z y),$$
$$v = e_{yy}y + \gamma_{yx}x + \gamma_{yz}z + (\omega_z x - \omega_x z), \tag{10.4}$$
$$w = e_{zz}z + \gamma_{zx}x + \gamma_{zy}y + (\omega_x y - \omega_y x).$$

Последние три скалярных уравнения, определяющие поле смещений в окрестностях точки P, могут быть заменены одним векторным

$$\vec{U} = \vec{U}_1 + \vec{U}_2 = \operatorname{grad} \varphi + \operatorname{rot} \vec{\psi} = \nabla\varphi + [\nabla\vec{\psi}], \tag{10.5}$$

где

$$\varphi = \frac{1}{2}(e_{xx}x^2 + e_{yy}y^2 + e_{zz}z^2 + 2\gamma_{xy}xy + 2\gamma_{xz}xz + 2\gamma_{yz}yz);$$

$$\operatorname{rot} \vec{\psi} = [\vec{\omega}\vec{r}].$$

Скалярная функция φ определена так, что ее частные производные — суть компоненты вектора смещений $\vec{U}_1$

$$\partial\varphi/\partial x = u,\ \partial\varphi/\partial y = v,\ \partial\varphi/\partial z = w,$$

и называется **скалярным потенциалом поля смещений.** При этих обозначениях дилатация

$$\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = \nabla^2\varphi. \qquad (10.6)$$

Во избежание путаницы в обозначениях с приращением функции, для которого используется символ Δ (дельта), оператор Лапласа будем записывать с помощью символа ∇^2, где ∇ (набла) — дифференциальный оператор.

Векторная функция $\vec{\psi}$ **называется векторным потенциалом поля смещений.** Компоненты u, v, w вектора смещения $\vec{U}$ через скалярный потенциал φ и векторный потенциал $\vec{\psi}(\psi_x, \psi_y, \psi_z)$ будут определены так:

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{\partial\psi_z}{\partial y} - \frac{\partial\psi_y}{\partial z}, \\ v &= \frac{\partial\varphi}{\partial y} + \frac{\partial\psi_x}{\partial z} - \frac{\partial\psi_z}{\partial x}, \\ w &= \frac{\partial\varphi}{\partial z} + \frac{\partial\psi_y}{\partial x} - \frac{\partial\psi_x}{\partial y}. \end{aligned} \qquad (10.7)$$

Итак, в общем случае поле смещений в окрестностях точки P состоит из двух частей: объемной $\vec{U}_1 = \operatorname{grad}\varphi$ и вихревой $\vec{U}_2 = \operatorname{rot}\vec{\psi}$.

Упругие напряжения. Рассмотрим элементарный объем упругой среды, в котором под действием внешних сил возникли деформации. За элементарный объем примем объем тетраэдра (рис. 67), построенного так, что площадка в форме треугольника Δs, внутри которого находится точка P, замкнута тремя взаимно перпендикулярными координатными плоскостями xOy,

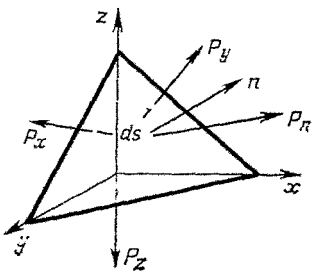


Рис. 67. Напряжения, приложенные к граням бесконечно малого тетраэдра

xOz, yOz. Площадка Δs выбрана настолько малой, что действующие на ее поверхности силы можно считать постоянными. Равнодействующую этих сил обозначим $\Delta\vec{F}_s$. Когда Δs стремится к нулю, предел отношения равнодействующей ΔF_s к площади элементарной площади Δs стремится к определенной величине, называемой **напряжением** $\vec{p}_s$. Таким образом, напряжение на элементарной площадке Δs равно

$$\lim_{\Delta s \to 0} \frac{\Delta\vec{F}_s}{\Delta s} = \frac{d\vec{F}_s}{ds} = \vec{p}_s. \tag{10.8}$$

Аналогично определим напряжения p_x, p_y, p_z на гранях тетраэдра, ограниченных плоскостями yOz, xOz и xOy соответственно. Каждое из этих напряжений можно разложить на три компоненты по соответствующим координатным осям. Девять скалярных величин (компоненты напряжений) полностью определяют напряжение в окрестностях точки P и составляют **тензор напряжений:**

$$\begin{array}{ccc} x & y & z \\ p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{array} \tag{10.9}$$

В матрице (10.9) первая буква в индексе определяет грань, перпендикулярную соответствующей оси, а вторая — компоненту напряжения. Компоненты тензора напряжений, у которых буквы в индексе одинаковые (p_{xx}, p_{yy}, p_{zz}), направлены нормально к соответствующим граням и называются **нормальными напряжениями.** Остальные шесть его компонент называются **касательными напряжениями.**

Можно показать, что касательные напряжения будут попарно равны, т. е. $p_{xy}=p_{yx}$, $p_{xz}=p_{zx}$, $p_{yz}=p_{zy}$. Для этого рассмотрим элементарный параллелепипед со сторонами, параллельными осям x, y, z. Моменты нормальных напряжений равны нулю, так как направления соответствующих сил пересекают центр масс малого параллелепипеда. Условия равновесия выполняются только при попарном равенстве касательных напряжений.

Как и в случае деформаций, координатные оси можно повернуть так, что на перпендикулярных к ним площадках исчезнут касательные напряжения и останутся только одни нормальные. Эти оси называются **главными осями напряжений.**

Связь между упругими напряжениями и деформациями. Эта связь выражается **линейным законом Гука,** согласно кото-

рому деформации прямо пропорциональны напряжениям. В общем случае каждая из шести компонент напряжения (p_{xx}, p_{yy}, p_{zz}, p_{xy}, p_{xz}, p_{yz}) является линейной функцией шести компонент деформаций (e_{xx}, e_{yy}, e_{zz}, γ_{xy}, γ_{xz}, γ_{yz}). Таким образом, имеется шесть уравнений с шестью коэффициентами пропорциональности в каждом уравнении. Эти коэффициенты называются **модулями упругости.** Общее число независимых модулей упругости в уравнениях, связывающих напряжения с деформациями, зависит от того, как меняются свойства среды по различным направлениям. Среда, свойства в которой не одинаковы по различным направлениям, называется **анизотропной средой.** Если в анизотропной среде полностью отсутствует какая-либо симметрия свойств, число независимых упругих модулей составляет 21. По мере повышения симметрии свойств число независимых модулей уменьшается. В случае **изотропной среды,** в которой свойства одинаковы по любым направлениям, число упругих модулей уменьшается до двух. Эти упругие модули обозначают λ и μ. Уравнения связи между напряжениями и деформациями в изотропной среде принимают вид

$$p_{xx}=\lambda\theta+2\mu e_{xx},\quad p_{xy}=\mu 2\gamma_{xy},$$
$$p_{yy}=\lambda\theta+2\mu e_{yy},\quad p_{yz}=\mu 2\gamma_{yz},$$
$$p_{zz}=\lambda\theta+2\mu e_{zz},\quad p_{zx}=\mu 2\gamma_{zx}, \qquad (10.10)$$

где $\theta=\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial v}{\partial y}+\dfrac{\partial w}{\partial z}$, $e_{xx}=\dfrac{\partial u}{\partial x}$ и т. д., $\mu 2\gamma_{xy}=\dfrac{\partial u}{\partial y}+\dfrac{\partial v}{\partial x}$ и т. д.

Коэффициенты упругости. В уравнениях (10.10) коэффициенты λ и μ — **коэффициенты упругости Ламе.** Они могут быть выражены двумя другими коэффициентами упругости: модулем Юнга E и коэффициентом Пуассона ν. Связь между коэффициентами упругости имеет вид

$$\lambda=\frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)},\quad \mu=\frac{E}{2(1+\nu)},$$
$$E=\frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu},\quad \nu=\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}. \qquad (10.11)$$

Модулем Юнга E называется коэффициент, который характеризует сопротивление горной породы растяжению или сжатию, например, $E=p_{xx}/e_{xx}$, где p_{xx} — нормальное напряжение, возникающее при растяжении (сжатии); e_{xx} — относительное растяжение (сжатие) по оси x, вызванное этим напряжением. **Коэффициент Пуассона** равен отношению относительного сжатия к относительному растяжению, например, $\nu=e_{yy}/e_{xx}$, где

e_{xx} — относительное растяжение по оси x; e_{yy} — относительное сжатие по оси y. **Модуль сдвига** μ характеризует сопротивление горной породы изменению формы при деформации, например, $\mu = p_{xy}/e_{xy}$, где p_{xy} — касательное напряжение, направленное вдоль оси y; e_{xy} — угол сдвига грани параллелепипеда относительно оси x.

Модуль Юнга E для осадочных пород составляет $(0{,}03—9)\cdot 10^{10}$ Н/м^2, для кристаллических пород — $(3—16)\cdot 10^{10}$ Н/м^2; коэффициент Пуассона ν для осадочных пород равен 0,18—0,50, для кристаллических пород — 0,19—0,38; модуль сдвига μ составляет примерно половину модуля Юнга.

10.1.2. Волновое уравнение

Условие равновесия среды. Рассмотрим условие равновесия среды в элементарном объеме $d\Omega$ с элементарной массой $dm = \sigma d\Omega$ (σ — плотность среды). Пусть на поверхности этого объема ds действуют силы, связанные с напряжениями выражением (10.8). Эти силы назовем **поверхностными силами.** Кроме того, необходимо учесть силы, действующие внутри объема. Назовем их **объемными силами.**

Элементарный объем среды находится в состоянии равновесия (покоя), если сумма всех действующих на него поверхностных и объемных сил равна нулю. Для компонент сил, действующих вдоль осей x, y, z, это условие будет

$$\Sigma F_x = 0,\ \Sigma F_y = 0,\ \Sigma F_z = 0,$$

или в развернутой форме

$$\sigma X d\Omega + p_{xx}\cos(n,\ x)\,ds + p_{yx}\cos(n,\ y)\,ds + p_{zx}\cos(n,\ z)\,ds = 0,$$
$$\sigma Y d\Omega + p_{xy}\cos(n,\ x)\,ds + p_{yy}\cos(n,\ y)\,ds + p_{zy}\cos(n,\ z)\,ds = 0,$$
$$\sigma Z d\Omega + p_{xz}\cos(n,\ x)\,ds + p_{yz}\cos(n,\ y)\,ds + p_{zz}\cos(n,\ z)\,ds = 0,$$

где X, Y, Z — компоненты по осям x, y, z объемной силы, отнесенной к единице массы; p_{xx}, p_{yx}, ..., p_{zz} — компоненты напряжений; $\cos(n,\ x)$, $\cos(n,\ y)$, $\cos(n,\ z)$ — косинусы углов нормали n к площади ds с осями x, y, z.

Если рассматривать конечный объем Ω и конечную его поверхность s, то первое из трех уравнений (10.12) следует записать так:

$$\int_{\Omega} \sigma X d\Omega + \int_{s} [p_{xx}\cos(n,\ x) + p_{yx}\cos(n,\ y) + p_{zx}\cos(n,\ z)]\,ds = 0. \qquad (10.13)$$

Поверхностный интеграл можно преобразовать в объемный по формуле Гаусса—Остроградского. В этом случае уравнение (10.13) примет вид

$$\int_{\Omega}\left(\sigma X+\frac{\partial p_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial p_{yx}}{\partial y}+\frac{\partial p_{zx}}{\partial z}\right)d\Omega=0. \tag{10.14}$$

Аналогично можно преобразовать и два остальных уравнения (10.12).

Объемные интегралы в уравнениях типа (10.14) обращаются в нули независимо от формы Ω. Следовательно, подынтегральные выражения в них равны нулю. Тогда условие равновесия принимает вид

$$\begin{aligned}
&\sigma X+\frac{\partial p_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial p_{yx}}{\partial y}+\frac{\partial p_{zx}}{\partial z}=0,\\
&\sigma Y+\frac{\partial p_{xy}}{\partial x}+\frac{\partial p_{yy}}{\partial y}+\frac{\partial p_{zy}}{\partial z}=0,\\
&\sigma Z+\frac{\partial p_{xz}}{\partial x}+\frac{\partial p_{yz}}{\partial y}+\frac{\partial p_{zz}}{\partial z}=0.
\end{aligned} \tag{10.15}$$

Уравнения движения среды. Если рассматривать случай движения частиц среды (упругие волны), то в уравнения (10.15) нужно добавить силу инерции, которая согласно второму закону Ньютона для единичной массы (объема) равна $\sigma\partial^2\vec{U}/\partial t^2$. Следовательно, уравнения движения среды следует записать так:

$$\begin{aligned}
&\sigma X+\frac{\partial p_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial p_{yx}}{\partial y}+\frac{\partial p_{zx}}{\partial z}=\sigma\frac{\partial^2 u}{\partial t^2},\\
&\sigma Y+\frac{\partial p_{xy}}{\partial x}+\frac{\partial p_{yy}}{\partial y}+\frac{\partial p_{zy}}{\partial z}=\sigma\frac{\partial^2 v}{\partial t^2},\\
&\sigma Z+\frac{\partial p_{xz}}{\partial x}+\frac{\partial p_{yz}}{\partial y}+\frac{\partial p_{zz}}{\partial z}=\sigma\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}.
\end{aligned} \tag{10.16}$$

Волновое уравнение в однородной изотропной среде. Используя выражения (10.10), уравнения движения (10.16) можно записать в компонентах смещений u, v и w. Учтем, что в однородной изотропной среде $\lambda=\text{const}$, $\mu=\text{const}$, $\sigma=\text{const}$.

Покажем, как это можно сделать на примере преобразования первого из уравнений (10.16):

$$\begin{aligned}
&\sigma X+\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\theta+2\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right]+\\
&+\frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]=\sigma X+\lambda\frac{\partial\theta}{\partial x}+2\mu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+
\end{aligned}$$

$$+\mu\frac{\partial^2 v}{\partial y\partial x}+\mu\frac{\partial^2 w}{\partial z\partial x}+\mu\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}=\sigma X+\lambda\frac{\partial\theta}{\partial x}+\mu\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\right.$$

$$\left.+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)+\mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right)=\sigma\frac{\partial^2 u}{\partial t^2},$$

$$\sigma X+(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial x}+\mu\nabla^2 u=\sigma\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \qquad (10.17)$$

Аналогично можно преобразовать и два других уравнения (10.16). Получим

$$\sigma Y+(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial y}+\mu\nabla^2 v=\sigma\frac{\partial^2 v}{\partial t^2},$$

$$\sigma Z+(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial z}+\mu\nabla^2 w=\sigma\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}. \qquad (10.17)$$

Три скалярных уравнения (10.17) можно записать в виде одного векторного

$$\sigma\vec{Q}+(\lambda+\mu)\,\mathrm{graddiv}\,\vec{U}+\mu\nabla^2\vec{U}=\sigma\frac{\partial^2\vec{U}}{\partial t^2}. \qquad (10.18)$$

Учитывая, что $\nabla^2\vec{U}=\mathrm{graddiv}\,\vec{U}-\mathrm{rotrot}\,\vec{U}$, уравнение (10.18) можно переписать так

$$\sigma\vec{Q}+(\lambda+2\mu)\,\mathrm{graddiv}\,\vec{U}-\mu\,\mathrm{rotrot}\,\vec{U}=\sigma\frac{\partial^2\vec{U}}{\partial t^2}, \qquad (10.19)$$

где $\mathrm{div}\,\vec{U}=\theta$.

При больших удалениях от импульсного источника возбуждения объемные силы практически не действуют. Поэтому в уравнениях (10.17) можно положить $\vec{Q}=0$. Тогда волновое уравнение (10.17) для однородной изотропной среды принимает вид

$$(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial x}+\mu\nabla^2 u=\sigma\frac{\partial^2 u}{\partial t^2},$$

$$(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial y}+\mu\nabla^2 v=\sigma\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \qquad (10.20)$$

$$(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial z}+\mu\nabla^2 w=\sigma\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}.$$

Три скалярных уравнения (10.20) можно объединить в одно векторное

$$(\lambda+\mu)\,\mathrm{graddiv}\,\vec{U}+\mu\nabla^2\vec{U}=\sigma\frac{\partial^2\vec{U}}{\partial t^2}. \qquad (10.21)$$

Уравнение (10.21) называется **обобщенным векторным волновым уравнением для однородной изотропной среды.**

Волновое уравнение для неоднородной изотропной среды. Если изотропная среда неоднородная, то коэффициенты Ламе зависят от координат точек среды: $\lambda = f(x, y, z)$ и $\mu = f(x, y, z)$. Уравнения движения среды (10.20) в этом случае принимают более сложную форму

$$\begin{aligned}
&(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial x}+\mu\nabla^2 u+\theta\frac{\partial\lambda}{\partial x}+\\
&+\left(\frac{\partial\vec{U}}{\partial x}+\operatorname{grad}u\right)\operatorname{grad}\mu=\sigma\frac{\partial^2 u}{\partial t^2},\\
&(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial y}+\mu\nabla^2 v+\theta\frac{\partial\lambda}{\partial y}+\\
&+\left(\frac{\partial\vec{U}}{\partial y}+\operatorname{grad}v\right)\operatorname{grad}\mu=\sigma\frac{\partial^2 v}{\partial t^2},\\
&(\lambda+\mu)\frac{\partial\theta}{\partial z}+\mu\nabla^2 w+\theta\frac{\partial\lambda}{\partial z}+\\
&+\left(\frac{\partial\vec{U}}{\partial z}+\operatorname{grad}w\right)\operatorname{grad}\mu=\sigma\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}.
\end{aligned}\tag{10.22}$$

Последние три скалярных уравнения можно объединить в одно векторное уравнение

$$\begin{aligned}
&(\lambda+\mu)\nabla\left(\nabla\vec{U}\right)+\nabla\lambda\left(\nabla\vec{U}\right)+\mu\nabla^2\vec{U}+\left[\nabla\mu\left(\nabla\vec{U}\right)\right]+\\
&+2\mu\left(\nabla\mu\nabla\right)\vec{U}=\sigma\frac{\partial^2\vec{U}}{\partial t^2}.
\end{aligned}\tag{10.23}$$

Уравнение (10.23) называется **обобщенным векторным волновым уравнением для неоднородной изотропной среды.** В случае однородной изотропной среды ($\lambda=\text{const}$, $\mu=\text{const}$, $\sigma=\text{const}$) это уравнение вырождается в уравнение (10.21).

Заметим, что волновые уравнения (10.21) и (10.23) получены на основе линейной связи между упругими напряжениями и деформациями (линейный закон Гука), которая справедлива только для идеально упругих сред. Волновые уравнения, полученные на основе линейного закона Гука, называются **линейными волновыми уравнениями.**

В реальных средах связи между деформациями и напряжениями выражаются нелинейными функциями. Рассмотрение волновых процессов в неидеально упругих средах на основе нелинейных явлений, происходящих при распространении сейсмических волн, весьма сложно и выходит за рамки данной книги.

10.1.3. Продольные и поперечные волны в однородной изотропной среде

Три уравнения (10.20) можно преобразовать в два других. Первое уравнение получим, если выражения (10.20) продифференцируем (первое — по x, второе — по y, третье — по z) и результат сложим:

$$(\lambda+\mu)\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}\right)+\mu\left[\frac{\partial}{\partial x}(\nabla^2 u)+\right.$$
$$\left.+\frac{\partial}{\partial y}(\nabla^2 v)+\frac{\partial}{\partial z}(\nabla^2 w)\right]=\sigma\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right).$$

Выражение в квадратных скобках преобразуем так:

$$\mu\left[\nabla^2\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)\right]=\mu\nabla^2\theta.$$

С учетом последнего выражения окончательно имеем

$$\frac{\lambda+2\mu}{\sigma}\nabla^2\theta=\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2}. \qquad (10.24)$$

Второе уравнение получим, если первое выражение (10.20) продифференцируем по y, второе — по x и вычтем первый результат дифференцирования из второго:

$$(\lambda+\mu)\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial y\partial x}-\frac{\partial^2\theta}{\partial x\partial y}\right)+\mu\left[\frac{\partial}{\partial x}(\nabla^2 v)-\frac{\partial}{\partial y}(\nabla^2 u)\right]=$$
$$=\sigma\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right).$$

Поскольку порядок дифференцирования можно менять, окончательно получим

$$\mu\nabla^2\left(\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right)=\sigma\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}\right).$$

Аналогично можно записать два других уравнения

$$\mu\nabla^2\left(\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z}\right)=\sigma\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z}\right),$$
$$\mu\nabla^2\left(\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right)=\sigma\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right).$$

Три уравнения можно записать в виде одного векторного

$$\frac{\mu}{\sigma}\nabla^2(\mathrm{rot}\,\vec{U})=\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\mathrm{rot}\,\vec{U}). \qquad (10.25)$$

Итак, движение в однородной изотропной среде в достаточно удаленных точках от области приложения внешней объемной силы определяется уравнениями (10.24) и (10.25). Оба этих

уравнения являются частными случаями общего волнового уравнения

$$c^2\nabla^2[F(x, y, z, t)] = \frac{\partial^2}{\partial t^2}[F(x, y, z, t)], \qquad (10:26)$$

где c — скорость распространения возмущений, определяемых функцией $F(x, y, z, t)$.

Таким образом, в упругой среде независимо распространяются вызванные внешними силами возмущения двух видов:

возмущения, представляющие только деформации изменения объема, распространяются со скоростью $v_p = \sqrt{(\lambda+2\mu)/\sigma}$ и называются **продольной волной** (или волной сжатия);

возмущения, представляющие только повороты, распространяются со скоростью $v_S = \sqrt{\mu/\sigma}$ и называются **поперечной волной.**

Независимость распространения продольной и поперечной волн видна из следующего. Условием отсутствия деформации поворотов (поперечной волны) будет $\mathrm{rot}\,\vec{U} = 0$. В продольной волне смещения $\vec{U}_1 = \mathrm{grad}\,\varphi$. Поскольку $\mathrm{rot}\,\mathrm{grad}\,\varphi = 0$, то это условие выполняется. Аналогично, условием отсутствия деформаций изменения объема (продольной волны) будет $\theta = 0$. В поперечной волне $\vec{U}_2 = \mathrm{rot}\,\vec{\psi}$, и учитывая, что $\theta = \mathrm{div}\,U$, получаем $\mathrm{div}\,\mathrm{rot}\,\vec{\psi} = 0$, т. е. условие отсутствия изменения объема выполняется.

Продольную волну сокращенно обозначают латинской буквой P, а поперечную — S. Обозначения взяты из сейсмологии, где они были даны в связи с тем, что на сейсмограммах землетрясений продольные волны регистрируются раньше поперечных (латинские термины «prima» — первый и «secunda» — второй). Продольные и поперечные волны распространяются по всему объему упругой среды, поэтому они называются **объемными волнами.**

Характеры смещений в продольной и поперечной волнах различны. В продольной волне смещения происходят в направлении распространения волны, т. е. вектор смещений лежит в плоскости распространения волны. В поперечной волне смещения происходят в направлениях, перпендикулярных направлению распространения волны. Если вектор смещений в поперечной волне в процессе ее распространения не изменяет ориентировки, то такая поперечная волна называется **плоско или линейно поляризованной.** Компоненты смещений в поперечной волне в литературе иногда называют соответственно поперечной волной SH (горизонтально поляризованной) и поперечной волной SV (вертикально поляризованной) (см. 10.7.1). Могут

быть и более сложные случаи поляризации поперечных волн, когда конец вектора смещений описывает сложные фигуры (например, эллипс при эллиптической поляризации).

Отношение скоростей продольной волны v_P и поперечной волны v_S

$$v_P/v_S = \sqrt{2+\lambda/\mu}.$$

Поскольку λ и μ — положительные величины, то из этого отношения следует, что продольная волна распространяется быстрее поперечной. Если в среде $\mu=0$ (например, в невязких жидкостях), то $v_S=0$ и это означает, что в таких средах поперечные волны не возникают.

Как следует из уравнений (10.24) и (10.25), для распространяющихся вдоль оси z продольной и поперечной волн волновые уравнения принимают вид:

для продольной волны

$$v_P^2 \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} = \frac{\partial^2\theta}{\partial t^2}, \tag{10.27}$$

где $\theta = \partial w/\partial z$, так как $\partial u/\partial x = \partial v/\partial y \approx 0$;

для поперечной волны

$$v_S^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}(\mathrm{rot}_z \vec{U}) = \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\mathrm{rot}_z \vec{U}), \tag{10.28}$$

где $\mathrm{rot}_z \vec{U} = \partial v/\partial x - \partial u/\partial y$

Смещения в продольной волне происходят в направлении оси z, а в поперечной волне — в плоскости xOy. Поскольку смещения в поперечной волне определяются двумя компонентами (u и v), то результирующее смещение будет вектором, расположенным в плоскости, перпендикулярной направлению распространения поперечной волны, т. е. в плоскости xOy (вектор будет поляризован в плоскости xOy).

Запись волнового уравнения через потенциалы продольной и поперечной волн. Другую форму записи уравнений (10.24) и (10.25) можно получить, если компоненты вектора смещений выразить соответственно через скалярный φ и векторный $\vec{\psi}$ потенциалы смещений поля (см. 10.5):

$$v_P^2 \nabla^2 \varphi = \partial^2\varphi/\partial t^2, \tag{10.29}$$

$$v_S^2 \nabla^2 \vec{\psi} = \partial^2\vec{\psi}/\partial t^2. \tag{10.30}$$

Если рассматривается поле смещений вблизи точки приложения объемной силы Q, то в уравнения (10.29) и (10.30) добавляются члены, содержащие соответственно скалярный φ_Q и векторный $\vec{\psi}_Q$ потенциалы внешней силы $\vec{Q}$. При этом объем-

ную силу $\vec{Q}$ представляют в виде двух составляющих, ответственных за возбуждение продольной $\vec{Q}_P$ и поперечной $\vec{Q}_S$ волн: $\vec{Q}=\vec{Q}_P+\vec{Q}_S=\operatorname{grad}\varphi_Q+\operatorname{rot}\vec{\psi}_Q$.

φ_Q называется **скалярным упругим потенциалом.** $\vec{\psi}_Q$ — **векторным упругим потенциалом.**

С учетом действия объемной силы $\vec{Q}$ волновое уравнение продольной волны

$$\varphi_Q+v_P^2\nabla^2\varphi=\partial^2\varphi/\partial t^2, \tag{10.31}$$

поперечной волны

$$\vec{\psi}_Q+v_S^2\nabla^2\vec{\psi}=\partial^2\vec{\psi}/\partial t^2. \tag{10.31'}$$

Уравнения (10.31) и (10.31′) называются **неоднородными волновыми уравнениями.**

10.1.4. Поверхностные волны

Поверхностные волны Рэлея. В безграничной упругой среде существуют только продольные и поперечные волны. Эти волны с течением времени могут наблюдаться в любой точке объема и поэтому называются объемными. Когда имеются границы раздела сред с разными физическими свойствами, то кроме объемных волн возникают так называемые **поверхностные волны.**

Теоретически существование одного из типов поверхностных волн было доказано Дж. У. Рэлеем. Главной особенностью **волн Рэлея** является то, что они существуют только вблизи так называемой свободной поверхности, т. е. поверхности раздела Земля — воздух. Волны Рэлея быстро затухают с глубиной и их амплитуда убывает по экспоненциальному закону. Смещения в волне Рэлея имеют составляющие, параллельные и перпендикулярные границе полупространства. Другими словами, вдоль границы распространяются как продольные, так и поперечные SV смещения, наложение которых и образует поверхностную волну.

Рэлей рассмотрел случай гармонических колебаний, для которого потенциалы продольных и поперечных смещений можно записать в виде

$$\varphi=A(z)\exp[i\omega(t-x/v_R)],$$

$$\vec{\psi}=\vec{B}(z)\exp[i\omega(t-x/v_R)], \tag{10.32}$$

где v_R — скорость поверхностной волны; $A(z)$, $\vec{B}(z)$ — некоторые амплитудные функции. Было сделано предположение, что

амплитуды продольной и поперечной волн убывают по экспоненциальному закону:

$$A(z) = A_0 e^{-\alpha_1 z}, \quad \vec{B}(z) = B_0 e^{-\alpha_2 z}, \tag{10.33}$$

где α_1 и α_2 — действительные положительные числа (коэффициенты).

Потенциалы (10.32) φ и $\vec{\psi}$ должны удовлетворять волновым уравнениям (10.29) и (10.30):

$$v_P^2 \nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}, \quad v_S^2 \nabla^2 \vec{\psi} = \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2}. \tag{10.34}$$

Компоненты смещений в поверхностной волне

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_y}{\partial x}. \tag{10.35}$$

Напряжения на свободной поверхности ($z=0$) равны нулю.

Подставляя выражения (10.32) и (10.33) в волновые уравнения (10.34), получим

$$\alpha_1^2 = \frac{\omega^2}{v_P^2}\left(\frac{v_P^2}{v_R^2} - 1\right), \quad \alpha_2^2 = \frac{\omega^2}{v_S^2}\left(\frac{v_S^2}{v_R^2} - 1\right). \tag{10.36}$$

Траектории смещения частиц в поверхностной волне Рэлея представляют эллипсы. Это легко доказать. Подставляя значения φ и $\vec{\psi}$ из уравнений (10.32) в (10.35) и имея в виду, что

$$\exp[i\omega(t - x/v_R)] = \cos\omega(t - x/v_R) + i\sin\omega(t - x/v_R),$$

получим значения компонент смещений на поверхности земли (при $z=0$):

$$u = \alpha_1 \sin\omega(t - x/v_R); \quad w = \alpha_2 \cos\omega(t - x/v_R). \tag{10.37}$$

В уравнениях (10.37) отброшены мнимые слагаемые, а α_1 и α_2 — некоторые постоянные коэффициенты. Разделив левые части (10.37) на коэффициенты при $\sin\omega(t - x/v_R)$ и $\cos\omega(t - x/v_R)$, возведя их в квадрат и сложив, получаем уравнение эллипса

$$u^2/\alpha_1^2 + w^2/\alpha_2^2 = 1. \tag{10.38}$$

Фазовая скорость поверхностных волн $v_R < v_S$. Если принять коэффициент Пуассона для осадочных пород $\nu \approx 0{,}25$, то скорость волн Рэлея составит примерно 0,9 скорости поперечных волн ($v_R/v_S \approx 0{,}9$).

В сейсморазведке поверхностные волны представляют помехи, мешающие выделению и прослеживанию полезных глубинных волн.

Поверхностные волны Лява. Другим типом поверхностных волн являются волны Лява. Волны Лява образуются, когда на упругом полупространстве лежит тонкий слой, скорость v_{0S} поперечных волн в котором значительно меньше скорости v_{1S} в упругом полупространстве. Они представляют суммарные колебания, образованные сложением смещений поперечной волны, многократно отразившейся от верхней и нижней границ тонкого пласта. Скорость волн Лява зависит от частоты и находится в пределах от $0{,}9v_{0S}$ (для высоких частот) до $0{,}9\,v_{1S}$ (для низких частот).

10.1.5. Скорости распространения продольных и поперечных волн в горных породах

Скорости распространения продольной v_P и поперечной v_S волн, как это следует из уравнений (10.24) и (10.25):

$$v_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\sigma}}\,, \quad v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}}\,, \tag{10.39}$$

где λ и μ — коэффициенты упругости Ламе.

Коэффициенты Ламе можно выразить через другие коэффициенты упругости согласно (10.11). Если скорости определять через модуль Юнга E и коэффициент Пуассона ν, то выражения (10.39) можно переписать в виде

$$v_P = \sqrt{\frac{E}{\sigma}\,\frac{(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}}\,, \quad v_S = \sqrt{\frac{E}{\sigma}\,\frac{1}{2(1+\nu)}}\,, \tag{10.39'}$$

Плотность горных пород изменяется сравнительно слабо — от 1,5—1,7 до 3,0—3,1 г/см³. Поэтому ее изменение сравнительно мало влияет на скорость. В значительно больших пределах изменяются у горных пород модуль Юнга и коэффициент Пуассона, которые в основном и определяют ее значение.

В табл. 9 приведены пределы изменения скорости v_P и отношения скоростей v_S/v_P.

Из табл. 9 видно, что v_P и отношение v_S/v_P зависят от литологического состава пород. Наименьшие значения v_P, не превосходящие 4000 м/с,— в терригенных породах. Гидрохимические и карбонатные породы, а также лед характеризуются большими значениями скорости — до 6000 м/с. Но наибольшие значения скорости — у изверженных и метаморфических пород — до 7000 м/с. Характерны резкие колебания (от 0,1 до 0,67) отношения v_S/v_P у пород с различным литологическим составом. Экспериментально установлено, что в породах одного и того же литологического состава скорости распространения упругих колебаний увеличиваются с глубиной их залегания.

Таблица 9

Материал	v_P, м/с	v_S/v_P
Рыхлые поверхностные породы	100—500	0,56—0,59
Гравий, галька, песок (сухие)	100—600	0,28—0,67
Песок (влажный)	600—1800	0,10—0,33
Глина	900—2800	0,10—0,20
Вода (в зависимости от температуры и солености)	1430—1680	—
Вода морская	1460—1530	—
Песчаник	1800—4000	0,33—0,59
Известняк	2100—6100	0,29—0,63
Соль	4200—5200	0,53—0,62
Мел	1800—3700	0,37—0,45
Сланцы	2800—4300	0,17—0,37
Граниты	4600—5800	0,46—0,62
Метаморфические породы	3000—7000	0,50—0,59
Лед	3100—4200	0,43—0,50

10.2. ФОРМА СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

10.2.1. Сферическая и плоская волны

Продольная сферическая волна. Сферической волной называется волна, распространяющаяся в однородной изотропной среде от точечного источника. Чтобы получить уравнение продольной сферической волны, преобразуем волновое уравнение (10.31) из прямоугольной системы координат x, y, z в сферическую систему r, α, β. Начало координат поместим в источнике. В случае точечного источника и однородной изотропной среды значения потенциала φ не зависят от угловых координат α и β. Следовательно, можно положить

$$\varphi(r,\ \alpha,\ \beta,\ t)=\varphi(r,\ t),$$

где $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$.

В сферической системе координат лапласиан можно записать так:

$$\nabla^2\varphi=\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}=\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r}=\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\varphi). \tag{10.40}$$

Справедливость этой записи легко проверить:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial^2(r\varphi)}{\partial r^2}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{\partial}{\partial r}(r\varphi)\right]=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial r}{\partial r}\varphi+\right.$$

$$\left.+r\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)=\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)=\frac{2}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2}. \tag{10.41}$$

Таким образом, уравнение продольной сферической волны в сферической системе координат будет

$$\varphi_Q + \frac{v_P^2}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\varphi) = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}, \tag{10.42}$$

где φ_Q — скалярный упругий потенциал, φ — потенциал поля смещений.

В удаленной от источника области среды можно положить $\varphi_Q = 0$. Тогда уравнение (10.42) можно записать в виде

$$v_P^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\varphi) = \frac{\partial^2}{\partial t^2}(r\varphi), \tag{10.43}$$

поскольку очевидно, что $r\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2}(r\varphi)$.

Легко убедиться, что решением уравнения (10.43) будет функция

$$r\varphi = A_0\left[F_1\left(t - \frac{r}{v_P}\right) + F_2\left(t + \frac{r}{v_P}\right)\right],$$

или

$$\varphi = \frac{A_0}{r}\left[F_1\left(t - \frac{r}{v_P}\right) + F_2\left(t + \frac{r}{v_P}\right)\right], \tag{10.44}$$

где A_0 — амплитуда волны на расстоянии $r = 1$ от источника.

Уравнение (10.44) показывает, что в удаленной от источника области среды существуют два возмущения, определяемые слагаемыми правой части выражения. Первый член $(A_0/r)F_1(t - r/v_P)$ представляет волну, распространяющуюся из источника, ее амплитуда убывает с увеличением расстояния от источника, $A_r = A_0/r$. Во всех точках на поверхности $t - r/v_P = \text{const}$ амплитуда имеет одно и то же значение. По мере увеличения времени t возмущение передается все более и более удаленным точкам среды.

Второй член $(A_0/r)F_2(t + r/v_P)$ представляет волну, распространяющуюся по направлению к источнику. Поскольку при постановке задачи оговорено существование только одного источника возбуждения волны, то следует положить $F_2(t + r/v_P) = 0$. Стало быть, решение уравнения (10.44) можно записать в виде

$$\varphi = \frac{A_0}{r}F\left(t - \frac{r}{v_P}\right). \tag{10.45}$$

Поле смещений $\vec{U}_{\text{P}}$ продольной волны можно вычислить на основе уравнения

$$\vec{U}_{\text{P}} = \operatorname{grad}\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial r}\frac{\vec{r}}{r}. \tag{10.46}$$

Дифференцируя (10.45), получаем

$$\vec{U}_{\text{P}} = \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{A_0}{r}F\left(t-\frac{r}{v_{\text{P}}}\right)\right]\frac{\vec{r}}{r} =$$

$$= -A_0\left[\frac{1}{r^2}F\left(t-\frac{r}{v_{\text{P}}}\right)+\frac{1}{rv_{\text{P}}}F'\left(t-\frac{r}{v_{\text{P}}}\right)\right]\frac{\vec{r}}{r}. \tag{10.47}$$

Как видно из уравнения (10.47), смещения в продольной волне определяются двумя слагаемыми: самой функцией $F(t-r/v_{\text{P}})$ и ее первой производной $F'=\partial F/\partial r$. Множители $1/r^2$ перед F и $1/r$ перед F' показывают, что на разных расстояниях от источника каждое из этих слагаемых играет различную роль: при небольших удалениях от источника необходимо учитывать оба слагаемых, а при больших удалениях ($r^2 \gg r$) — только второе слагаемое.

Вдали от источника, когда $r^2 \gg r$, уравнение (10.47) принимает вид

$$\vec{U}_{\text{P}} = -\frac{A_0}{rv_{\text{P}}}F'\left(t-\frac{r}{v_{\text{P}}}\right)\frac{\vec{r}}{r}. \tag{10.48}$$

Энергия сферической волны в однородной среде равномерно распределена по поверхности сферического фронта радиуса r. Плотность энергии (энергия, приходящаяся на единицу поверхности) равна $E/(4\pi r^2)$. Поскольку амплитуда волны равна квадратному корню из плотности энергии, то A (r) пропорциональна $1/r$.

Плоская продольная волна. Если сферическую волну рассматривать на больших расстояниях от источника, то кривизной волнового фронта и изменением интенсивности на некотором ограниченном участке фронта можно пренебречь. В этом случае сферическая волна переходит в однородную **плоскую волну.** В однородной плоской волне смещения определяются также выражением (10.48), но для больших расстояний r множитель $1/(v_{\text{P}}r)$ можно считать постоянным, поэтому амплитуда смещения $\vec{U}_{\text{P}}$ не зависит от расстояния до источника. Следовательно, уравнение (10.48) принимает вид

$$\vec{U}_{\text{P}} = AF'(t-r/v_{\text{P}})\vec{U}_0 = AF'(t-\tau)\vec{U}_0, \tag{10.49}$$

где $\tau = r/v_{\text{P}}$.

В прямоугольной системе координат x, y, z уравнение (10.49) можно записать так:

$$\vec{U}_{\text{Р}} = AF'\left(t - \frac{d_1x + d_2y + d_3z}{v_{\text{Р}}}\right)\vec{U}_0, \qquad (10.50)$$

где d_1, d_2, d_3 — направляющие косинусы нормали к волновому фронту; $\tau = (d_1x + d_2y + d_3z)/v_{\text{Р}}$.

Смещения $\vec{U}_{\text{Р}}$ постоянны на плоскостях:

$d_1x + d_2y + d_3z = \text{const}$.

Разложение сферической волны на сумму плоских волн. Из теории следует, что существуют и такие плоские волны, амплитуда которых в процессе их распространения не остается постоянной, а быстро затухает с глубиной. Такие волны называют **неоднородными плоскими волнами.** В общем случае сферическую волну можно представить в виде наложения большого числа однородных и неоднородных плоских волн. Это разложение сферической волны на сумму плоских волн определяется **интегралом Зоммерфельда.**

В случае гармонической сферической волны $F(t) = (e^{ik_0r}/r)\,e^{i\omega_0t}$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega_0/v$ — волновое число, интеграл Зоммерфельда имеет вид

$$F(t) = \frac{1}{2\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int\int\frac{\exp[i(k_xx + k_yy + k_zz)]}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - k_0^2}\,e^{i\omega t}\,dk_x\,dk_y\,dk_z, \qquad (10.51)$$

где k_x, k_y, k_z — волновые числа, переменные интегрирования.

Когда сумма $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ ограничена, то рассматриваются только однородные плоские волны. Если сумма $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ неограниченно возрастает, то требуется принять, чтобы одна из переменных, например k_z, была мнимой величиной. В этом случае рассматривают и неоднородные плоские волны.

Таким образом, разложение сферической волны представляет собой интегральную сумму однородных и неоднородных плоских волн.

Понятие плоской волны является математической абстракцией, но им часто пользуются в сейсморазведке. Например, при изучении явлений отражения и прохождения волны на границе раздела упругих свойств рассматривают падение на границу однородной плоской волны (см. 10.7.1). Есть волновые явления, объяснить которые можно только с учетом сферичности фронта падающей волны, например, образование головной (преломленной) волны (см. 10.7.3). Для объяснения механизма образования головной волны требуется ввести неоднородные плоские волны.

Условие аппроксимации участка фронта сферической волны участком фронта плоской волны. Рассмотрим, на каком расстоянии от источника сферическую волну в ограниченной области пространства можно рассматривать как плоскую волну. На рис. 68 изображен участок SS сферического фронта с центром в источнике O, который аппроксимируется участком PP плоского фронта с нормалью-радиусом $P_0O=r$ (точка P_0 — середина отрезка PP). При подобной аппроксимации нарушается условие, согласно которому во всех точках плоского фронта колебания находятся в одинаковой фазе. Однако мы можем наложить условие, чтобы отклонение фаз колебаний в пределах плоского участка L было очень малым, например, гораздо меньше π. Последнее означает, что разность Δ путей пробега волны в произвольные точки сферического и плоского фронтов должна быть гораздо меньше длины полуволны, т. е.

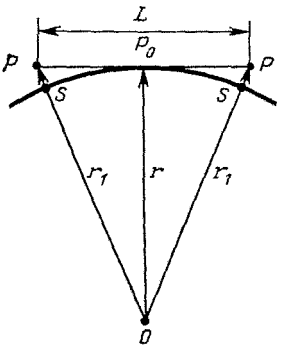


Рис. 68. Аппроксимация участка сферического фронта волны плоским фронтом

$$\Delta=SP\ll\lambda/2. \tag{10.52}$$

Как видно из рис. 68, разность путей (разность хода)

$$\Delta=PO-P_0O=r_1-r.$$

Из треугольника OPP_0 найдем

$$r_1=\sqrt{r^2+\left(\frac{L}{2}\right)^2}=r\sqrt{1+\left(\frac{L}{2r}\right)^2}.$$

Приняв $L/2\ll1$ и воспользовавшись приближенной формулой $\sqrt{1+x^2}\approx1+x^2/2$, в которой $x=L/2r$, получим

$$\Delta=r\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{L}{2r}\right)^2\right]-r=\frac{1}{2}\frac{L^2}{4r}.$$

Теперь неравенство (10.52) можно переписать в виде

$$\frac{1}{2}\frac{L^2}{4r}\ll\frac{\lambda}{2}.$$

Наконец, заменив длину волны $\lambda=v/f$, в окончательном виде получим

$$r\gg\frac{L^2f}{4v}. \tag{10.53}$$

Последнее выражение называется **неравенством Фраунгофера.** Оно определяет условие, при котором участок фронта

сферической волны можно считать плоским. При аппроксимации следует учитывать не только удаление от источника r и длину участка фронта L, но также частоту f и скорость v распространения волны. В приложении к сейсмическим волнам, спектры которых, как показано ниже, содержат гармонические составляющие в диапазоне частот от $f_{гр\,н}$ до $f_{гр\,в}$, в формуле (10.53) за f следует принимать верхнюю граничную частоту спектра волны $f_{гр\,в}$.

При практическом использовании неравенства Фраунгофера задается допустимый временной сдвиг волны Δt на прямолинейном участке L, который согласуется с шагом дискретизации сигналов (см. 10.2.4). Неравенство (10.53) в этом случае можно записать так:

$$v\Delta t \leqslant \frac{1}{2}\frac{L^2}{4r},$$

откуда

$$L \leqslant \sqrt{8vr\Delta t}. \tag{10.54}$$

Для $v=2000$ м/с, $r=2000$ м, $\Delta t=0{,}001$ с величина L составит порядка 190 м.

10.2.2. Профиль и запись волны

Будем рассматривать поле смещений вдали от источника, т. е. когда $r^2 \gg r$. В этом случае согласно (10.48)

$$\vec{U}_{\text{р}} = \frac{A_0}{rv_{\text{р}}} F'\left(t - \frac{r}{v_{\text{р}}}\right)\frac{\vec{r}}{r}. \tag{10.55}$$

В случае импульсного источника функция $F'(t-r/v_{\text{р}})$ отлична от нуля только в течение некоторого времени δt, где δt — время действия источника, т. е. $F'(t)=0$ при $t<0$ и $t>\delta t$. Если начало отсчета времени совместить с началом действия источника, то в произвольный момент времени t функция $F'(t-r/v_{\text{р}})$ отлична от нуля в пределах некоторого сферического слоя, толщина которого определена неравенством

$$0 \leqslant (t-r/v_{\text{р}}) \leqslant \delta t.$$

Внутренний радиус слоя равен $r_1=v_{\text{р}}(t-\delta t)$, наружный $r_2=v_{\text{р}}t$, т. е. ширина слоя $\delta r=v_{\text{р}}\delta t$ (рис. 69).

С увеличением времени t область, в которой произошли смещения, перемещается. Для фиксированного момента времени t_1 в среде можно выделить три полусферические области: I — область, в которой смещения уже закончились и, вследствие упругой деформации, частички вернулись в первоначальное по-

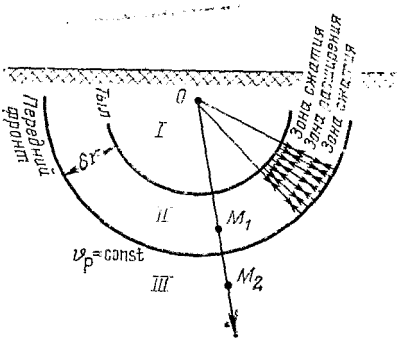


Рис. 69. Смещения в продольной волне:

I — область, в которой смещение закончились; II — область смещений; III — область, в которой смещения еще не начинались

ложение; II — область шириной δr, где в данный момент времени имеют место напряжения и смещения; III — область, которую смещения еще не захватывали.

Поверхность, разграничивающая области *I* и *II*, называется **задним фронтом** (или тылом) волны; а области *II* и *III* — **передним фронтом** (или фронтом) волны. Фронт и тыл волны перемещаются с одной и той же скоростью, которая определяется только упругими константами среды.

Профиль волны. Рассмотрим поле смещений внутри области *II* для некоторого фиксированного момента времени $t=t_1$. Внутри области *II* шириной $\delta r = v_p \delta t$ в рассматриваемый момент существуют несколько различных зон напряжений, например, две зоны сжатия и одна зона расширения (см. рис. 69). Следовательно, смещения внутри этой области, по крайней мере, один раз изменяют знак. График смещений $\vec{U}(r)$ внутри области *II* называется профилем сейсмической волны (рис. 70, *а*). Для следующего момента времени $t_2 > t_1$ область *II* переместится дальше от источника. Если поглощение в среде отсутствует (среда идеально упругая), то профиль волны для нового положения области *II* останется таким же, как и для ее первоначального положения, но все амплитуды смещений уменьшатся, согласно (10.55), пропорционально новому расстоянию от источника. Точки на профиле волны с наибольшими положительными или отрицательными амплитудами смещений образуют соответственно **горбы и впадины.** Процесс распространения сейсмической волны качественно можно охарактеризовать как перемещение в упругой среде горбов и впадин.

Профиль волны определен функцией пространственной координаты *r*. Эта функция ограничена по *r* и ее нельзя рассматривать в качестве гармонической функции бесконечной длительности. Однако по аналогии с ней эту функцию $\vec{U}(r)$ можно охарактеризовать теми же величинами, что и гармоническое

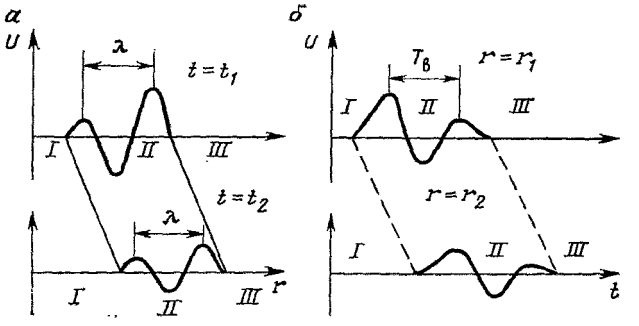


Рис. 70. Профиль (*а*) и запись (*б*) сейсмической волны

колебание бесконечной длительности, но с добавлением к этим величинам слова «видимый» или «видимая». Расстояние между двумя соседними горбами назовем **видимым пространственным периодом** $l_в$, который равен **видимой длине** волны $\lambda_в$. Величину $1/\lambda_в$, обратную видимой длине волны, назовем ***видимой пространственной частотой*** $\nu_в$ или **видимым волновым числом** $k_в$. Величину $2\pi\nu_в = \varkappa_в$ назовем **видимой круговой пространственной частотой** или **видимым круговым волновым числом.**

Запись волны. Рассмотрим поле смещений волны в некоторой фиксированной точке среды M_1, находящейся на фиксированном расстоянии r_1 от источника (см. рис. 69). За время δt вся область *II* переместится через точку M_1 и последовательно передаст ей те смещения, которые существовали в этой области. График смещений в фиксированной точке среды как функция времени $\vec{U}(t)$ называется **записью волны** (рис. 70, *б*). Запись волны повторяет в обратной последовательности мгновенный график смещений внутри области *II* (профиль волны) (см. рис. 70). В точке M_2, находящейся на большем удалении от источника, чем точка M_1, запись волны такая же, но так же, как и для профиля волны, все амплитуды будут пропорционально расстоянию меньше.

На записи волны, по тем же соображениям, что и на графике профиля волны, к амплитуде, периоду и т. д. добавляют слово «видимый» или «видимая». Наибольшие положительные или отрицательные смещения на записи волны назовем **видимыми амплитудами** $A_в$; промежуток времени между соседними видимыми амплитудами одного знака — **видимым периодом** $T_в$; величину $1/T_в = f_в$ — **видимой частотой;** величину $2\pi_в f_в = \omega_в$ **видимой циклической частотой,** точки на записи волны, в которых смещения достигают экстремальных значений, в сейсморазведке имеют специальный смысл и называются **видимыми фазами** $\varphi_в$.

Величины, характеризующие профиль волны $\vec{U}(r)$ и запись волны $\vec{U}(t)$, связаны следующими соотношениями:

$$1/l_в = 1/\lambda_в = 1/(vT_в) = f_в/v = \nu_в = k_в,$$

$$2\pi/\lambda_в = \omega_в/v = 2\pi\nu_в = \varkappa_в, \qquad (10.56)$$

где v — скорость распространения волны; смысл остальных величин определен выше.

10.2.3. Фазовая и групповая скорости волны. Дисперсия скорости

За период T горб или впадина профиля волны перемещаются на расстояние, равное длине волны. Скорость перемещения горбов или впадин называется **фазовой скоростью.** Она связана с длиной волны и волновым числом соотношением

$$v_ф = \lambda_в/T_в = \omega_в/k_в, \qquad (10.57)$$

где $\omega_в = 2\pi f_в$; $k_в = 2\pi/\lambda_в$ — волновое число.

В идеально упругой среде форма профиля волны по мере ее распространения не изменяется: горбы и впадины (фазовые поверхности) перемещаются с постоянной скоростью, равной скорости распространения фронта волны, т. е. $v_ф = v$.

В неидеально упругих средах форма профиля и записи волны с расстоянием от источника изменяются. В этом случае фазовая скорость зависит от частоты или, что то же самое, от длины волны или волнового числа. Зависимость фазовой скорости от частоты называется **дисперсией скорости.** Различают нормальную дисперсию, когда скорость $v_ф$ возрастает с увеличением длины волны (уменьшением частоты), и аномальную дисперсию, когда скорость $v_ф$ уменьшается с увеличением длины волны.

В результате дисперсии скорости перемещения фронта волны и ее фазовых поверхностей оказываются разными. Под скоростью перемещения фронта волны будем понимать скорость движения огибающей всего волнового пакета (записи волны). Скорость перемещения огибающей волнового пакета называется **групповой скоростью** $v_{гр}$.

Групповая скорость

$$v_{гр} = \frac{d\omega}{dk} = v_ф\left(1 - \frac{\omega}{v_ф}\frac{dv_ф}{d\omega}\right). \qquad (10.58)$$

Если дисперсия отсутствует, то $v_ф$ не зависит от k (от частоты ω) и групповая и фазовая скорости совпадают.

Пример волны, у которой групповая и фазовые скорости различны (фазовая скорость меньше групповой), приведен на рис. 71.

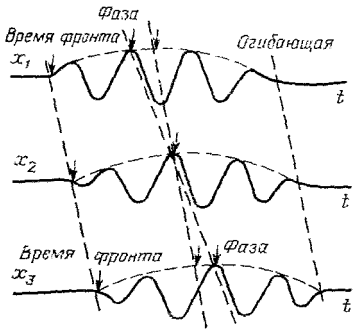


Рис. 71. Запись сейсмической волны с дисперсией скорости

10.2.4. Геометрическое расхождение и поглощение волны

Геометрическое расхождение волны. Амплитуда сферической волны согласно (10.48) убывает с расстоянием r. Это явление называется **геометрическим расхождением волны.** Для пояснения геометрического расхождения волны выделим в среде узкую волновую трубку — малую область среды, ограниченную сейсмическими лучами. Под сейсмическими лучами будем понимать направления переноса упругой энергии в среде и, следовательно, направления распространения волны. Согласно закону сохранения энергии заключенная внутри волновой трубки энергия (при условии, что среда идеально упругая и не наблюдается необратимого перехода хотя бы части энергии в другие виды энергии) должна оставаться постоянной. С удалением от источника увеличивается площадь поперечного сечения лучевой трубки и поэтому плотность энергии уменьшается пропорционально r^2. Амплитуда смещений равна квадратному корню из энергии, поэтому уменьшается пропорционально r.

Поглощение сейсмической волны. При распространении сейсмической волны в неидеально упругой среде часть ее энергии необратимо переходит в другие виды энергии. Переход части энергии сейсмической волны в процессе ее распространения в другие виды энергии называется **поглощением сейсмической волны.** Механизм поглощения изучен еще недостаточно. Одной из гипотез поглощение объясняется тем, что при распространении сейсмической волны часть ее энергии переходит в тепловую энергию вследствие «вязкого трения» в среде.

На основе экспериментальных данных принято, что относительное уменьшение энергии волны вследствие поглощения пропорционально пройденному волной пути r:

$$d\mathscr{E}/\mathscr{E} = -2\alpha dr, \qquad (10.59)$$

где $d\mathscr{E}/\mathscr{E}$ — относительное уменьшение энергии волны на малом участке пути dr.

После интегрирования выражения (10.59) получим

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 e^{-2\alpha r}, \tag{10.60}$$

где $\mathscr{E}_0$ — энергия волны на расстоянии $r=0$ от источника.

Коэффициент пропорциональности 2α в выражении (10.60) называется **коэффициентом поглощения энергии волны.** Из (10.60) следует, что 2α определяет величину, обратную расстоянию, на котором энергия волны уменьшится в $e \approx 2{,}718$ раз; размерность α будет $м^{-1}$.

Поглощение сейсмической волны зависит от ее частотного состава. В общем случае α растет пропорционально показателю степени частоты, но для сравнительно низких частот, с которыми обычно и имеют дело в сейсморазведке, он примерно пропорционален показателю первой степени частоты, т. е. $\alpha \sim f$. Поскольку амплитуда сейсмической волны равна квадратному корню из ее энергии, то $A_\alpha = A_0 e^{-\alpha(f) r}$.

С учетом геометрического расхождения и поглощения волны ее амплитуду можно записать так:

$$A_r = \frac{A_0}{r} e^{-\alpha(f) r}, \tag{10.61}$$

где A_0 — амплитуда смещений на расстоянии единицы длины от источника.

Поглощение, отнесенное к участку пути, равному длине волны, называется **декрементом поглощения.** Декремент поглощения

$$\delta = \alpha\lambda = \alpha v T, \tag{10.62}$$

где λ — длина волны; T — видимый период. Как следует из выражения (10.62), декремент поглощения — безразмерная величина.

10.2.5. Аналитическое представление сейсмических колебаний

Форма сейсмических колебаний зависит от многих факторов: особенностей источника возбуждения колебаний, поглощающих свойств среды, явлений отражения, преломления и дифракции волн на границах раздела упругих свойств, особенностей регистрации колебаний и др. Как показывает опыт, в случае импульсных источников возбуждения колебаний (взрыв, удар) возникают короткие колебания (импульсы) с небольшим числом видимых периодов (два—четыре периода).

Для аналитического описания сейсмических колебаний в виде функций времени используют эмпирические формулы.

Сейсмическое колебание часто выражают формулой, предложенной Г. П. Берлаге, и называют **импульсом Берлаге:**

$$F(t) = A_0 t^{\alpha} e^{-\beta t} \sin \omega_0 t, \qquad (10.63)$$

$$F(t) = F(t) \text{ при } t > 0;$$

$$F(t) = 0 \text{ при } t \leqslant 0.$$

Выбором α, β и ω_0 можно существенно изменять форму и длительность импульса Берлаге. Пример импульса Берлаге дан на рис. 72, *а*.

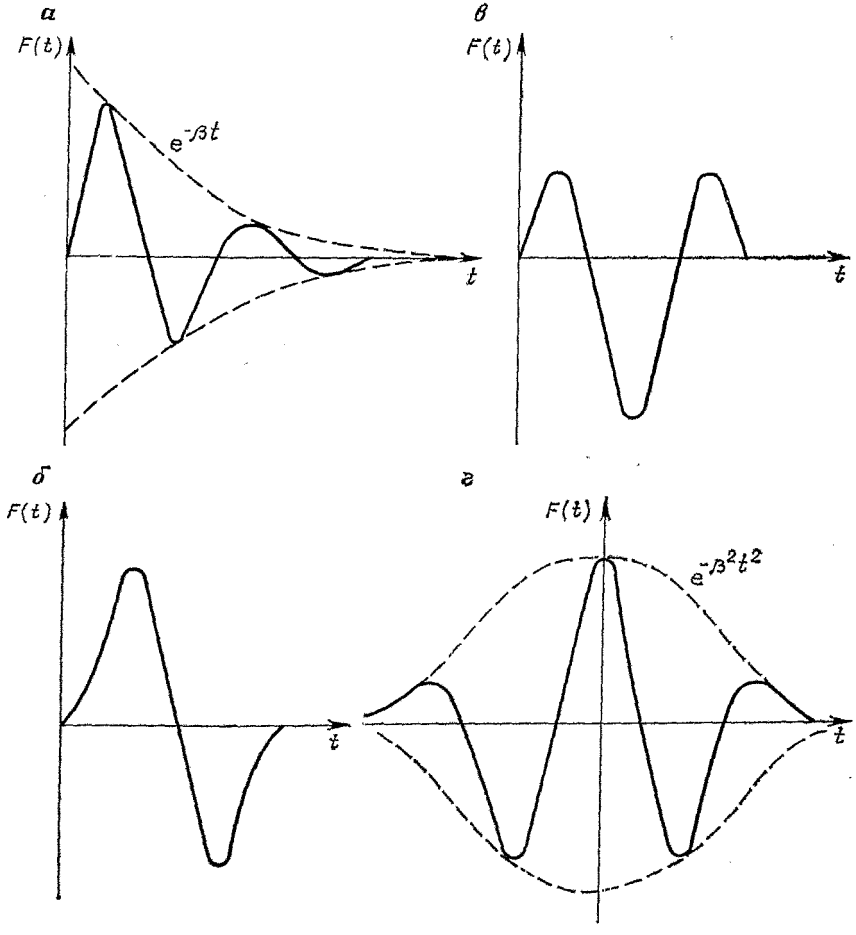


Рис. 72. Сейсмические импульсы Берлаге (*а*), Риккера (*б*, *в*), с колокольной огибающей (*г*)

Короткие асимметричные колебания можно аналитически представлять в форме, предложенной американским геофизиком Н. Риккером:

$$F(t)=2\sin\omega_0 t-\sin 2\omega_0 t, \qquad (10.64)$$

$F(t)=0$ при $t<0$;

$F(t)=0$ при $t>T$.

Колебание, заданное выражением (10.64), называется **импульсом Риккера.** Пример импульса Риккера дан на рис. 72, *б*.

Симметричные короткие импульсы можно задавать функцией, являющейся производной от импульса Риккера (10.64)

$$F'(t)=2(\cos\omega_0 t-\cos 2\omega_0 t), \qquad (10.65)$$

$F(t)=0$ при $t<0$;

$F(t)=0$ при $t>T$.

Пример симметричного импульса Риккера дан на рис. 72. *в*.

Сейсмические колебания симметричной формы можно также выразить функцией с колокольной огибающей, предложенной Н. Н. Пузыревым:

$$F(t)=A_0 e^{-\beta^2 t^2}\cos\omega_0 t. \qquad (10.66)$$

Как следует из выражения (10.66), функция $F(t)$ — симметричная, т. е. $F(t)=F(-t)$. Огибающая $\exp(-\beta^2 t^2)$ имеет форму колокола и поэтому она называется **колокольной функцией.** Выбором величины β можно изменять длительность колебания. Колебание с огибающей в форме (10.66) называется **колокольным импульсом;** пример колокольного импульса дан на рис. 72, *г*.

Непрерывные и дискретные сейсмические сигналы. Как было показано выше, распространяющиеся в упругих средах сейсмические сигналы представляют непрерывные функции времени $F(t)$. Графически они изображаются в виде непрерывных кривых, отражающих изменения амплитуды сигналов во времени. Представление сейсмических сигналов как непрерывных функций времени (рис. 73, *а*) называется **аналоговой формой** их изображения. Регистрацию и обработку сейсмических колебаний, как правило, выполняют, используя **цифровую форму** задания сигналов. В цифровой форме сейсмические сигналы задаются последовательностями чисел, каждое из которых определяет мгновенное значение амплитуды сигнала в некоторый фиксированный момент времени (рис. 73, *б*). Таким образом, в цифровой форме непрерывный сигнал будет представлен дискретной последовательностью его мгновенных значений

$$F(t)=F(t_1)+F(t_1+\Delta t)+\ldots+F(t_1+j\Delta t)=\sum_j F(t_1+j\Delta t). \qquad (10.67)$$

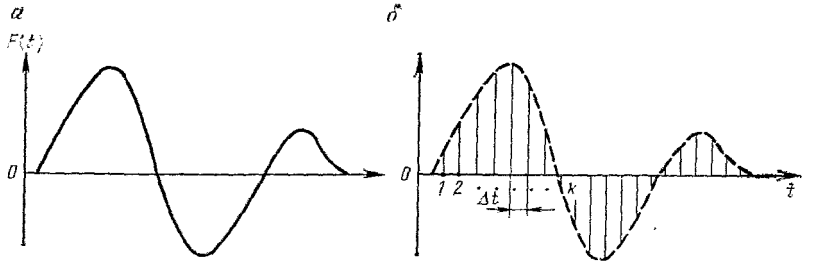


Рис. 73. Представление сейсмического импульса в аналоговой (*а*) и дискретной (*б*) формах

Чтобы сохранить свойства сейсмических сигналов, их мгновенные значения должны быть заданы через малый интервал времени Δt, называемый **шагом дискретизации.**

10.3. РАЗЛОЖЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

10.3.1. Принцип суперпозиции в сейсморазведке. Линейные системы

Принцип суперпозиции — один из наиболее общих принципов описания многих физических явлений, в том числе и волновых. Формулировка его следующая: если составляющие сложного процесса взаимно не влияют друг на друга, то результирующее их действие будет равно сумме действий, вызванных каждой из составляющих этого процесса порознь.

Строго принцип суперпозиции применим только к так называемым линейным системам. Системы, поведение которых описывается линейными зависимостями, т. е. функциональными связями между переменными в первой степени, называются **линейными системами.** Примером линейной системы может служить устройство, в котором амплитуда выходного сигнала $A_{вых}(t)$ пропорциональна амплитуде входного сигнала $A_{вх}(t)$:

$$A_{вых}(t) = qA_{вх}(t), \tag{10.68}$$

где q — коэффициент пропорциональности.

Идеально упругие сейсмические среды можно рассматривать в качестве линейных систем, поскольку для них справедлив линейный закон Гука (см. 10.1); поглощающие среды являются нелинейными системами и к ним принцип суперпозиции не применим.

Принцип суперпозиции в сейсморазведке используют для того, чтобы входной сигнал сложной формы $F(t)$ разложить на сумму сигналов $F_j(k_j, t)$ простой формы:

$$F(t) = \sum_j A(k_j) F_j(k_j, t), \tag{10.69}$$

где $\dot{A}(\dot{k}_j)$ — комплексная амплитуда, $\dot{k}_j$ — некоторый параметр. Это позволяет все эффекты, вызванные сложной волной, определять как сумму действий простых волн. Результирующее колебание находят простым сложением колебаний (алгебраическим или векторным), вызванных в отдельности каждой простой волной.

Сложный входной сигнал раскладывают на сумму гармонических волн (синусоид или косинусоид) или единичных функций, единичных импульсов, либо на другие простые функции. Представление сложных сигналов в виде суммы гармонических колебаний с различными амплитудами, фазами и частотами называется **разложением (преобразовнием) Фурье.** Разложение сложного колебания на единичные функции или единичные импульсы называется **разложением Дюамеля.**

10.3.2. Разложение периодических колебаний в частотной области (ряд Фурье). Амплитудный и фазовый частотные спектры периодического колебания

Определения. Периодическое колебание описывается функцией, удовлетворяющей условию

$$F(t) = F(t \pm nT), \tag{10.70}$$

где T — период; $n = 1, 2, 3, \ldots, \infty$. Таким образом, периодическое колебание имеет бесконечную длительность.

Простейшими периодическими колебаниями являются гармонические колебания

$$F(t) = a \sin(2\pi f t - \varphi_1) = a \cos(2\pi f t - \varphi_2), \tag{10.71}$$

где a — амплитуда; $f = 1/T$ — циклическая частота; $\varphi_{1,2}$ — начальная фаза; $\omega = 2\pi f$ — круговая частота. В принципе, периодическое колебание может быть любой формы.

Ряд Фурье. Любое (с несущественными для нас ограничениями) периодическое колебание можно разложить на сумму гармонических колебаний. Это разложение аналитически определяется **рядом Фурье.**

Разложение периодической функции $F(t)$ в ряд Фурье по косинусоидам и синусоидам с различными амплитудами и частотами имеет вид

$$F(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos 2\pi k f t + b_k \sin 2\pi k f t). \tag{10.72}$$

Амплитуда постоянной составляющей

$$a_0 = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} F(t)\, dt.$$

Амплитуда гармоник k-й частоты

$$a_k = \frac{2}{T}\int_{-T/2}^{T/2} F(t)\cos 2\pi kftdt,$$

$$b_k = \frac{2}{T}\int_{-T/2}^{T/2} F(t)\sin 2\pi kftdt, \qquad (10.73)$$

где $k=1, 2, 3, \ldots, \infty$ — номер гармоники, $f=1/T$ — частота первой гармоники.

Разложение в ряд Фурье будет только по косинусам, если ввести начальную фазу колебаний φ_k.

Положим в (10.72)

$$a_k = c_k\cos\varphi_k,\ b_k = c_k\sin\varphi_k, \qquad (10.74)$$

где $c_k = \sqrt{a_k^2+b_k^2}$; $\varphi_k = \operatorname{arctg}(b_k/a_k)$; $c_0 = a_0$.

После подстановки a_k и b_k в ряд Фурье (10.72) получаем

$$F(t) = \frac{c_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} c_k\cos(2\pi kft - \varphi_k). \qquad (10.75)$$

Амплитудный и фазовый частотные спектры. Физическое истолкование разложения периодического колебания $F(t)$ в ряд Фурье (10.75) следующее. Любое периодическое колебание $F(t)$ можно представить бесконечной суммой косинусоид с амплитудами c_k, частотами $f_k=kf$ и начальными фазами φ_k. Совокупность амплитуд как функция частоты f_k называется **амплитудным частотным спектром периодического колебания** $F(t)$. Амплитудный частотный спектр периодического колебания графически изображают как функциональный ряд в виде совокупностей вертикальных отрезков (линий), длина которых выражает амплитуду косинусоиды соответствующей частоты (рис. 74, *а*). Таким образом, амплитудный частотный спектр периодического колебания — **линейчатый** или **дискретный.** Спектральные линии отстоят на одинаковых интервалах друг от друга, равных $f=1/T$. Спектр — бесконечный, т. е. число спектральных линий бесконечное. Однако в большинстве практических задач амплитуды спектральных линий, начиная с некоторого номера k, становятся настолько малыми, что не оказывают существенного влияния на формирование исходного колебания, и поэтому ими можно пренебречь. Таким образом, мы пришли к понятию **ограниченного частотного спектра,** у которого составляющие ограничены по частоте снизу $f_{н\,гр}$ и сверху $f_{в\,гр}$.

Аналогично можно ввести понятия и о фазовом частотном спектре, рассматривая его как совокупность значений фаз φ_k для различных частот f_k.

Ряд Фурье в комплексной форме. При решении многих задач сейсморазведки удобно пользоваться представлением ряда

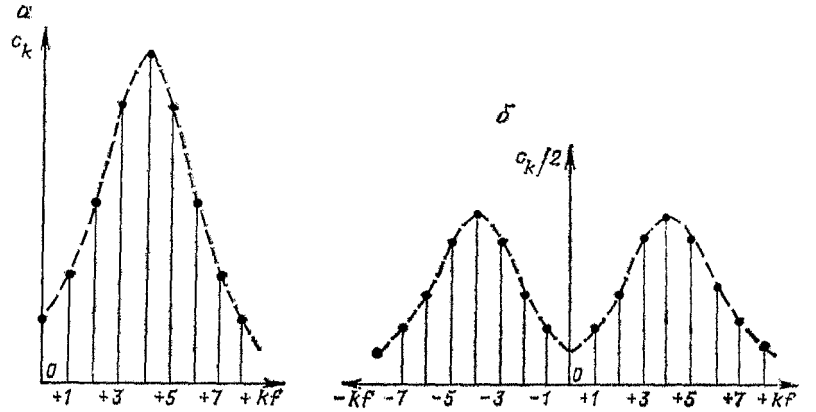


Рис. 74. Амплитудный частотный спектр колебания, определяемый рядом Фурье в действительной (*а*) и комплексной (*б*) формах

Фурье в комплексной форме. Переход от ряда Фурье в действительной форме (10.75) к ряду в комплексной форме легко сделать, воспользовавшись комплексной формой представления тригонометрических функций:

$$\cos\alpha = \frac{e^{i\alpha} + e^{-i\alpha}}{2}, \quad \sin\alpha = \frac{e^{i\alpha} - e^{-i\alpha}}{2i}, \tag{10.76}$$

$$\cos\alpha + i\sin\alpha = e^{i\alpha}, \quad \cos\alpha - i\sin\alpha = e^{-i\alpha}.$$

Теперь с учетом выражений (10.76) ряд Фурье (10.75) можно преобразовать так:

$$F(t) = \frac{c_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{c_k}{2}\left[e^{i(2\pi kft - \varphi_k)} + e^{-i(2\pi kft - \varphi_k)}\right] = \frac{c_0}{2} +$$

$$+ \sum_{k=1}^{\infty} \frac{c_k}{2} e^{i(2\pi kft - \varphi_k)} + \sum_{k=-1}^{-\infty} \frac{c_k}{2} e^{i(2\pi kft - \varphi_k)} =$$

$$= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{c_k}{2} e^{i2\pi kft} e^{-i\varphi_k} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \widetilde{C}_k e^{i2\pi kft}. \tag{10.77}$$

Комплексный частотный спектр. Амплитуда $\widetilde{C}_k$, входящая в выражение (10.77), называется **комплексной амплитудой** или **комплексным частотным спектром** периодического колебания.

Комплексную амплитуду можно выразить через действительную и мнимую части:

$$\widetilde{C}_k = \frac{c_k}{2} e^{-i\varphi_k} = \frac{a_k + (-ib_k)}{2}. \qquad (10.78)$$

Модуль $|\widetilde{C}_k| = \frac{c_k}{2} = \frac{1}{2}\sqrt{a_k^2 + b_k^2}$ называется **амплитудным частотным спектром,** аргумент $\varphi_k = \operatorname{arctg}(b_k/a_k)$ — **фазовым частотным спектром.**

Подставляя выражения a_k и b_k (10.73) в (10.78), получим

$$\widetilde{C}_k = \frac{2}{T}\int_{-T/2}^{T/2} F(t)\left[\frac{\cos 2\pi kft + (-i\sin 2\pi kft)}{2}\right]dt =$$

$$= \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} F(t)\, e^{-i2\pi kft}dt. \qquad (10.79)$$

Амплитудный частотный спектр $|\widetilde{C}_k|$ состоит из двух половинок: одна находится в области положительных частот, а другая — в области отрицательных частот. Таким образом, спектральных составляющих оказывается в 2 раза больше по сравнению с рядом Фурье в действительной форме. Это учтено тем, что все амплитуды гармоник в ряде (10.77) уменьшены в 2 раза, т. е. равны $c_k/2$. Все спектральные линии в области положительной и отрицательной частот симметричны относительно постоянной составляющей (рис. 74, *б*).

Поясним смысл отрицательной частоты. На комплексной плоскости xiy гармоническое колебание $e^{-i\alpha}$ можно представить как сумму проекций векторов, вращающихся в противоположные стороны. Положительной частоте соответствует вращение вектора от оси x против часовой стрелки, а отрицательной частоте — по часовой стрелке.

10.3.3. Разложение неустановившихся колебаний (интеграл Фурье). Амплитудные и фазовые частотные спектры неустановившихся колебаний

Интеграл Фурье. Неустановившееся колебание имеет ограниченную длительность. Его можно рассматривать как периодическое колебание, у которого период повторения T неограниченно возрастает, т. е. $T \to \infty$.

Прежде всего следует обсудить, что произойдет с дискретным комплексным спектром периодического колебания, если, не изменяя форму колебания, увеличивать его период T. Поскольку расстояния между соседними спектральными линиями равны $\Delta f = 1/T$, то с увеличением периода они уменьшаются. Когда $T \to \infty$, то расстояния между линиями становятся беско-

нечно малыми (df) и дескретно изменяющаяся частота kf переходит в непрерывно изменяющуюся частоту f. При этом комплексная амплитуда $\widetilde{C}_k$ становится бесконечно малой величиной $d\widetilde{C}$ [последнее следует из того, что в выражении (10.79) перед интегралом имеется множитель $1/T$]. Таким образом, у неустановившегося колебания дискретный спектр заменяется сплошным спектром.

Теперь комплексную амплитуду $\widetilde{C}_k$ (10.79) можно записать в виде

$$d\widetilde{C} = df \int_{-\infty}^{\infty} F(t)\, e^{-i2\pi ft} dt. \tag{10.80}$$

Обозначив $d\widetilde{C}/df = S(f)$,
получим

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t)\, e^{-i2\pi ft} dt. \tag{10.81}$$

Аналогично можно преобразовать и выражение (10.77). Переходя к пределу и учитывая, что $d\widetilde{C} = S(f)\, df$, сумму следует заменить интегралом

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f)\, e^{i2\pi ft} df = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)\, e^{i\omega t} d\omega. \tag{10.82}$$

Выражение (10.82) называется **интегралом Фурье в комплексной форме.**

Комплексный, амплитудный и фазовый частотные спектры неустановившегося колебания. Интегралы (10.81) и (10.82) являются фундаментальными в теории разложения колебаний и составляют так называемую пару **преобразований Фурье.**

Вычисление комплексного спектра $S(\omega)$ по заданной функции $F(t)$ называют **прямым преобразованием Фурье** (ПФ); вычисление по известному спектру сигнала $S(\omega)$ его первообразной функции $F(t)$ называют **обратным преобразованием Фурье** (ОФ). Физический смысл преобразований Фурье заключается в том, что неустановившееся колебание $F(t)$ можно представить в виде интегральной суммы гармонических составляющих с бесконечно малыми комплексными амплитудами $d\widetilde{C}(\omega) = S(\omega)\, d\omega$ и непрерывно изменяющимися частотами от $-\infty$ до $+\infty$. Отношение двух бесконечно малых величин $d\widetilde{C}(\omega)/d\omega = S(\omega)$ — величина конечная и называется **комплексной спектральной плотностью** или **комплексным частотным спектром** неустановившегося колебания $F(t)$. Функция $S(\omega)$ —

комплексная функция и ее можно записать в показательной форме

$$S(\omega)=\Phi(\omega)\,e^{-i\varphi(\omega)}, \tag{10.83}$$

где $\Phi(\omega)$ — модуль, а $\varphi(\omega)$ — аргумент комплексной функции $S(\omega)$. Если $S(\omega)$ представить как сумму действительной $A(\omega)$ и мнимой $B(\omega)$ частей

$$S(\omega)=A(\omega)+iB(\omega), \tag{10.84}$$

то можно записать

$$\Phi(\omega)=\sqrt{A(\omega)^2+B(\omega)^2},$$
$$\varphi(\omega)=\operatorname{arctg}[B(\omega)/A(\omega)], \tag{10.85}$$

где $A(\omega)$ и $B(\omega)$ определены выражениями (10.73) при замене дискретной частоты непрерывной: $2\pi kf=\omega$, $a_k=A(\omega)$, $b_k=B(\omega)$.

Модуль $|S\omega|=\Phi(\omega)$ называется **амплитудно-частотным спектром неустановившегося колебания.** Он определяет частотное распределение амплитуд гармоник в разложении неустановившегося колебания $F(t)$. Аргумент $\varphi(\omega)$ называется **фазовым частотным спектром,** который определяет частотное распределение фаз гармоник.

Интеграл Фурье в действительной форме. В некоторых задачах сейсморазведки пользуются представлением интеграла Фурье в действительной форме. Его можно получить в результате преобразования выражения (10.82):

$$F(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\Phi(\omega)\,e^{-i\varphi(\omega)}e^{i\omega t}d\omega=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\Phi(\omega)\cos[\omega t-\varphi(\omega)]\times$$
$$\times\,d\omega+\frac{i}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\Phi(\omega)\sin[\omega t-\varphi(\omega)]\,d\omega. \tag{10.86}$$

Модуль комплексного спектра $\Phi(\omega)$ является четной функцией частоты, т. е. $\Phi(\omega)=\Phi(-\omega)$. Следовательно, первое подынтегральное выражение (10.86), содержащее произведение двух четных функций $\Phi(\omega)$ и $\cos\omega t$,— также четная функция. Второе подынтегральное выражение (10.86) содержит произведение четной функции $\Phi(\omega)$ и нечетной функции $\sin\omega t$, т. е. в итоге оно — нечетная функция. Следовательно, второй интеграл равен нулю и окончательно

$$F(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\Phi(\omega)\cos[\omega t-\varphi(\omega)]\,d\omega=\frac{1}{\pi}\int_{0}^{\infty}\Phi(\omega)\cos\times$$
$$\times[\omega t-\varphi(\omega)]\,d\omega. \tag{10.87}$$

10.3.4. Основные свойства спектров

Из пары преобразований Фурье (10.81) и (10.82) следует, что функции $F(t)$ и $S(\omega)$ связаны между собой.

Каждой функции $F(t)$ соответствует один единственный комплексный спектр $S(\omega)$. Наоборот, каждому спектру $S(\omega)$ соответствует одна единственная функция $F(t)$. Если одинаковы комплексные спектры двух колебаний, то и сами колебания одинаковы. Следовательно, происходящие в процессе распространения, регистрации или обработки различные преобразования сейсмических колебаний можно изучать по их спектрам, а конечный результат такого преобразования получать обратным преобразованием Фурье. Таким образом, необходимо остановиться на правилах преобразования спектров функций. Эти правила сформулированы в виде теорем о спектрах. Ниже рассмотрены только некоторые из важнейших теорем.

Теорема сложения. Комплексный спектр функции, являющейся суммой других функций, равен сумме комплексных спектров этих функций.

Пусть функция $F(t)$ определена в виде суммы функций

$$F_\Sigma(t) = F_1(t) + F_2(t) + \ldots + F_n(t) = \sum_k F_k(t). \qquad (10.88)$$

Согласно выражению (10.81) комплексный спектр функции $F_\Sigma(t)$

$$S_\Sigma(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_k F_k(t) e^{-i\omega t} dt = \sum_k \int_{-\infty}^{\infty} F_k(t) e^{-i\omega t} dt = \sum_k S_k(\omega). \qquad (10.89)$$

Здесь и далее для краткости будем пользоваться круговой частотой $\omega = 2\pi f$.

Необходимо отметить, что правила сложения не распространяются по отдельности на амплитудный и фазовый спектры, так как согласно (10.83)

$$S_\Sigma(\omega) = \sum_k \Phi_k(\omega) e^{-i\varphi_k(\omega)}. \qquad (10.90)$$

Теорема подобия функций и их спектров. Пусть имеются две функции $F_1(t)$ и $F_2(t) = MF_1(t)$, где M — постоянный множитель. Из (10.81) следует, что

$$S_2(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F_2(t) e^{-i\omega t} dt = M \int_{-\infty}^{\infty} F_1(t) e^{-i\omega t} dt = MS_1(\omega). \qquad (10.91)$$

Амплитудные спектры $\Phi(\omega)$ подобных функций $F_1(t)$ и $F_2(t) = MF_1(t)$ отличаются лишь постоянным множителем M, фазовые спектры $\varphi(\omega)$ у них одинаковые:

$$\Phi_2(\omega) = M\Phi_1(\omega), \quad \varphi_2(\omega) = \varphi_1(\omega).$$

Теорема об изменении масштаба. При изменении масштаба времени функции $F_a(t)$ в a раз масштаб частот для спектра изменяется в $1/a$ раз.

Пусть функция

$$F_a(t) = F(at).$$

Согласно (10.81)

$$S_a(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F_a(t)\, e^{-i\omega t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} F(at)\, e^{-i\omega t}\, dt.$$

Обозначим

$$at = t_1, \quad a\,dt = dt_1, \quad t = \frac{t_1}{a}, \quad dt_1 = \frac{1}{a}\, dt.$$

Окончательно получим

$$S_a(\omega) = \frac{1}{a} \int_{-\infty}^{\infty} F(t_1)\, e^{-i\omega t_1/a}\, dt_1 = \frac{1}{a}\, S\left(\frac{\omega}{a}\right). \qquad (10.92)$$

Из (10.92) с учетом (10.83) для амплитудного и фазового спектров имеем выражения

$$\Phi_a(\omega) = \frac{1}{a}\, \Phi\left(\frac{\omega}{a}\right), \quad \varphi(\omega) = \varphi\left(\frac{\omega}{a}\right). \qquad (10.93)$$

Эта теорема имеет важный физический смысл. Она показывает, что единственный способ сжатия спектра (сокращение ширины спектра) без изменения его характера состоит в том, чтобы растянуть сигнал во времени. То же относится и к расширению спектра: для расширения спектра сигнал нужно пропускать быстрее. Технически это можно осуществить, если записанные на магнитную ленту сейсмические колебания воспроизводить с иной скоростью, быстрее или медленнее, чем была сделана запись. Такое преобразование обратимо: проделав его дважды, можно восстановить сигнал в его первоначальном масштабе. Однако любое сжатие спектра, не затрагивающее масштаба времени, повлечет за собой невосстановимое искажение спектра и, следовательно, самого сигнала.

Теорема запаздывания. Спектр функции, запаздывающей на время τ относительно исходной функции, получают умножением спектра $S(\omega)$ исходной функции на множитель $e^{-i\omega\tau}$.

Пусть функция определена условием

$$F_\tau(t) = F(t-\tau),$$

где τ — постоянная величина (время запаздывания).

Спектр функции $F_\tau(t)$ согласно (10.81)

$$S_\tau(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t-\tau)\, e^{-i\omega t}\, dt.$$

После замены переменных $t_1 = t - \tau$, $dt_1 = dt$ получим

$$S_\tau(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t_1)\, e^{-i\omega(t_1+\tau)}\, dt_1 = e^{-i\omega\tau} \int_{-\infty}^{\infty} F(t_1)\, e^{-i\omega t_1}\, dt_1 =$$

$$= e^{-i\omega\tau} S(\omega). \qquad (10.94)$$

Из (10.94) и (10.83) для амплитудных и фазовых спектров имеем соотношения

$$\Phi_\tau(\omega) = \Phi(\omega), \quad \varphi_\tau(\omega) = \varphi(\omega) - \omega\tau. \qquad (10.95)$$

Амплитудный спектр колебания, смещенного по оси t на время τ, остается неизменным, а изменяется только фазовый спектр на величину $-\omega\tau$.

Спектр производной функции. Спектр производной исходной функции вычисляют умножением на $i\omega$ спектра исходной функции.

Пусть

$F_{(1)}(t) = dF(t)/dt.$

Тогда

$$S_{(1)}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F'(t)\, e^{-i\omega t}\, dt.$$

Интегрируя последнее выражение по частям, обозначив $e^{-i\omega t} = u$, $F'(t)\,dt = dv$, $du = -i\omega\, e^{-i\omega t}\, dt$, $v = F(t)$, получим

$$S_{(1)}(\omega) = uv - \int_{-\infty}^{\infty} v\,du = F(t)\, e^{-i\omega t} \Big|_{-\infty}^{\infty} + i\omega \int_{-\infty}^{\infty} F(t)\, e^{-i\omega t}\, dt.$$

Если выполняется условие — при $t \to \pm\infty$ $\lim F(t) = 0$, то

$S_{(1)}(\omega) = i\omega S(\omega).$

Если производная n-го порядка, то ее спектр

$$S_{(n)}(\omega) = (i\omega)^n S(\omega). \qquad (10.96)$$

Спектр интеграла функции. Спектр интеграла исходной функции получают делением на $i\omega$ спектра самой исходной функции.

Пусть

$$F_{(-1)}(t) = \int_0^t F(t)\, dt.$$

Тогда

$$S_{(-1)}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_0^t F(t)\, dt \right) e^{-i\omega t}\, dt.$$

Интегрируя по частям, обозначив $\int_0^t F(t)\,dt = u$, $e^{-i\omega t}\,dt = dv$, $du = F(t)\,dt$, $v = -\frac{1}{i\omega}e^{-i\omega t}$, получим

$$S_{(-1)}(\omega) = \int_0^t F(t)\,dt\left(-\frac{1}{i\omega}\right)e^{-i\omega t}\Big|_{-\infty}^{\infty} + \frac{1}{i\omega}\int_{-\infty}^{\infty} F(t)\,e^{-i\omega t}\,dt =$$

$$= \frac{1}{i\omega}S(\omega). \qquad (10.97)$$

В выражении (10.97) принято условие: $\int_{-\infty}^{\infty} F(t)\,dt = 0$.

Спектр, смещенный по оси частот на Ω. Найдем функцию $F_\Omega(t)$, у которой спектр сдвинут по оси частот на Ω относительно спектра исходной функции $F(t)$. Можно записать

$$S(\omega+\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t)\,e^{-i(\omega+\Omega)t}\,dt = \int_{-\infty}^{\infty} F(t)\,e^{-i\Omega t}e^{-i\omega t}\,dt =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} F_\Omega(t)\,e^{-i\omega t}dt.$$

Таким образом

$$F_\Omega(t) = e^{-i\Omega t}F(t). \qquad (10.98)$$

Спектр произведения двух функций. Комплексный спектр произведения двух функций $F_{12}(t) = F_1(t)F_2(t)$ можно представить в виде

$$S_{12}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F_{12}(t)\,e^{-i\nu t}\,dt = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(t)\,F_2(t)\,e^{-i\nu t}\,dt.$$

Обозначим

$F_2(t)\,e^{-i\nu t} = u_2(t)$.

Поскольку

$$F_1(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S_1(\omega)\,e^{i\omega t}\,d\omega,$$

выражение спектра $S_{12}(\omega)$ можно переписать так:

$$S_{12}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S_1(\omega)\,e^{i\omega t}\,d\omega\right]u_2(t)\,dt =$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S_1(\omega)\,d\omega\int_{-\infty}^{\infty} u_2(t)\,e^{i\nu t}\,dt = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S_1(\omega)\,S_{u_2}(-\nu)\,d\nu.$$

Но спектр функции $u_2(t)$

$$S_{u_2}(-\nu)=\int_{-\infty}^{\infty} u_2(t)\,e^{i\nu t}\,dt=\int_{-\infty}^{\infty} F_2(t)\,e^{-i(\omega-\nu)t}\,dt.$$

Следовательно, справедливо соотношение

$$S_{u_2}(-\nu)=S_2(\omega-\nu),$$

и окончательно получаем

$$S_{12}(\omega)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S_1(\nu)\,S_2(\omega-\nu)\,d\nu. \qquad (10.99)$$

Интеграл вида (10.99) называется **сверткой функций** $S_1(\omega)$ и $S_2(\omega)$ и в операционной форме записывается в виде

$$S_{12}(\omega)=S_1(\omega)*S_2(\omega). \qquad (10.99')$$

Спектр свертки функций. Сверткой функций $F_1(t)$ и $F_2(t)$ называется интеграл

$$F(t)=\int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau)\,F_2(t-\tau)\,d\tau=F_1(t)*F_2(t).$$

Согласно (10.83) спектр свертки функций

$$S(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t}\,dt\int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau)\,F_2(t-\tau)\,d\tau.$$

Поменяем порядок интегрирования с заменой переменной по формуле $\mu=t-\tau$. Имеем $dt=d\mu$, $e^{-i\omega t}=e^{-i\omega(\mu+\tau)}=e^{-i\omega\mu}e^{-i\omega\tau}$ и

$$S(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau)\,d\tau\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t}\,F_2(t-\tau)\,d\tau=\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\tau}\,F_1(\tau)\,d\tau\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega\mu}\,F_2(\mu)\,d\mu.$$

Таким образом, спектр функции $F(t)$ равен произведению спектров двух функций:

$$S(\omega)=S_1(\omega)\,S_2(\omega). \qquad (10.100)$$

Эта теорема лежит в основе теории частотной фильтрации сейсмических колебаний (см. 12.2, 13.3, 14.2).

Теорема энергий. Энергия сигнала (точнее его мгновенная мощность) определяется интегралом

$$\mathscr{E}=\int_{-\infty}^{\infty} F^2(t)\,dt, \qquad (10.101)$$

где $F(t)$ — сигнал.

Вычислим спектр функции $\mathscr{E}$. С этой целью вначале преобразуем выражение (10.101). Поскольку $F(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)\, e^{i\omega t}\, d\omega$, то можно записать

$$\mathscr{E} = \int_{-\infty}^{\infty} F^2(t)\, dt = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) F(t)\, dt = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)\, d\omega \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} F(t)\, e^{i\omega t}\, dt = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)\, S(-\omega)\, d\omega.$$

Функции $S(\omega)$ и $S(-\omega)$ — комплексно сопряженные, причем

$$S(\omega) = A(\omega) + iB(\omega),\quad S(-\omega) = A(\omega) - iB(\omega),$$

где $A(\omega)$ — четная функция и $B(\omega)$ — нечетная функция.

Для комплексно сопряженных спектров справедливы соотношения

$$|S(\omega)| = |S(-\omega)| = \Phi(\omega) = \sqrt{A^2(\omega) + B^2(\omega)},$$

$$\operatorname{tg}\varphi(\omega) = -\operatorname{tg}\varphi(-\omega) = B(\omega)/A(\omega),$$

$$S(\omega) = |S(\omega)|\, e^{i\varphi(\omega)},\quad S(-\omega) = |S(-\omega)|\, e^{i\varphi(-\omega)}.$$

Следовательно

$$S(\omega)\, S(-\omega) = |S(\omega)|^2 \cdot 1 = \Phi^2(\omega).$$

Энергия сигнала, определенная выражением (10.101),

$$\mathscr{E} = \int_{-\infty}^{\infty} F^2(t)\, dt = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \Phi^2(\omega)\, d\omega = \frac{1}{\pi}\int_{0}^{\infty} \Phi^2(\omega)\, d\omega. \qquad (10.102)$$

Соотношение (10.102) называется **теоремой Рэйли.** Смысл его в том, что энергию сейсмической волны можно вычислить двумя способами: либо интегрируя квадрат функции времени, либо интегрируя квадрат амплитудного спектра.

Соотношение между шириной спектра и длительностью колебаний. Пусть Δf означает ширину спектра сигнала, которую следует понимать так, что составляющие за пределами диапазона частот Δf не оказывают существенного влияния на форму сигнала и ими можно пренебречь; Δt — длительность сигнала.

Справедливо соотношение

$$\Delta f \Delta t = \mu, \qquad (10.103)$$

где μ — некоторая постоянная величина.

Смысл соотношения (10.103) состоит в том, что ширина спектра обратно пропорциональна длительности сигнала. Однако следует иметь в виду, что величина μ в соотношении (10.103) может изменяться в зависимости от вида функции $F(t)$ в довольно широких пределах.

10.3.5. Спектры некоторых функций

Спектр прямоугольного импульса. Прямоугольный импульс (рис.75, *а*) аналитически определяется выражением

$$F(t)=\begin{cases}0\,[t<-\tau/2]\\ h\,[-\tau/2<t<+\tau/2]\\ 0\,[t>+\tau/2],\end{cases} \tag{10.104}$$

где h — высота импульса, τ — его длительность. Согласно (10.81), приняв в ней $\omega=2\pi f$, имеем

$$S(\omega)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}F(t)\,e^{-i\omega t}\,dt=h\int\limits_{-\tau/2}^{\tau/2}e^{-i\omega t}\,dt=\frac{h}{i\omega}e^{-i\omega t}\Big|_{-\tau/2}^{\tau/2}=$$

$$=\frac{h}{\omega}\left(\frac{e^{i\omega\tau/2}-e^{-i\omega\tau/2}}{i}\right)=h\,\frac{\sin\dfrac{\omega\tau}{2}}{\dfrac{\omega}{2}}.$$

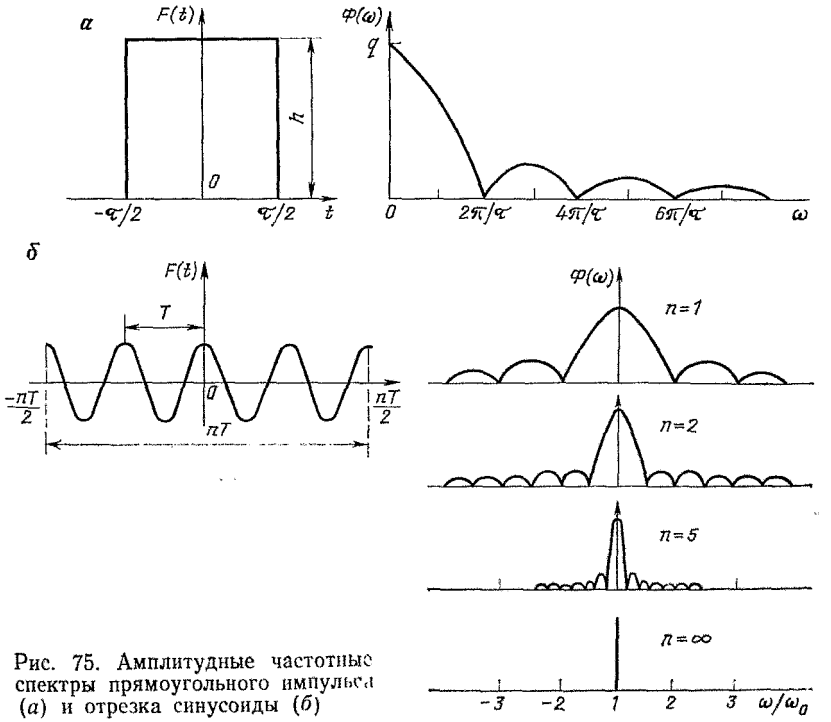


Рис. 75. Амплитудные частотные спектры прямоугольного импульса (*а*) и отрезка синусоиды (*б*)

Полагая $q=h\tau$ и $h=q/\tau$, последнее выражение можно переписать в виде

$$S(\omega)=\Phi(\omega)=q\frac{\sin(\omega\tau/2)}{\omega\tau/2}. \qquad (10.105)$$

График модуля спектра прямоугольного импульса изображен на рис. 75, *а*. Амплитудный спектр обращается в нуль при $\omega\tau/2=n\pi$ ($n=\pm1, \pm2, \ldots$). При $\omega=0$ $\Phi(\omega)=q$.

Вычислим произведение $\Delta f\Delta t$. Длительность в нашем примере $\Delta t=\tau$. Спектр — безграничен, хотя $\Phi(\omega)$ и убывает с частотой. Произвольно будем считать, что ширина спектра определяется частотой $\omega_1=2\pi/\tau$, при которой $\Phi(\omega)$ первый раз обращается в нуль. Тогда $\Delta f=\omega_1/2\pi$, и

$$\Delta f\Delta t=\omega_1\tau/2\pi=1.$$

Спектр отрезка косинусоиды. Отрезок косинусоиды с целым числом периодов (рис. 75, *б*) можно представить так:

$$F(t)=\begin{cases}0 & [t<-nT/2]\\ \cos\omega_0 t & [-nT/2<t<nT/2]\\ 0 & [t>nT/2].\end{cases} \qquad (10.106)$$

Спектр отрезка синусоиды, выраженной формулой (10.106):

$$S(\omega)=\int\limits_{-nT/2}^{nT/2}\cos\omega_0 t\,e^{-i\omega t}\,dt.$$

Этот интеграл табличный и

$$S(\omega)=\frac{e^{-i\omega t}}{\omega_0^2-\omega^2}(-i\omega\cos\omega_0 t+\omega_0\sin\omega_0 t)\Big|_{-nT/2}^{nT/2}.$$

Так как $n\omega_0 T/2=n\omega_0 2\pi/2\omega_0=n\pi$, то

$$S(\omega)=(-1)^n\frac{2\omega}{\omega_0^2-\omega^2}\sin n\pi\frac{\omega}{\omega_0}.$$

Модуль спектра

$$\Phi(\omega)=\frac{2}{\omega_0}\frac{\omega/\omega_0}{|1-\omega/\omega_0|^2}\left|\sin n\pi\frac{\omega}{\omega_0}\right|. \qquad (10.107)$$

При $\omega=\omega_0$ наблюдается максимум

$$\Phi_{\max}(\omega_0)=n\pi/\omega_0.$$

Этот пример имеет важное прикладное значение и поэтому его следует обсудить дополнительно. Косинусоидальная функция — периодическая функция. Физически это означает, что длительность косинусоиды бесконечно велика. Реальный процесс всегда имеет начало и конец, т. е. конечную длительность и по-

этому его можно рассматривать как конечный отрезок периодической функции, как например, в рассматриваемом примере — отрезок косинусоиды. Так как отрезок косинусоиды — процесс непериодический, то он имеет сплошной спектр. Только при неограниченном увеличении числа периодов, т. е. при $n \to \infty$ получим косинусоиду, соответствующую определению периодической функции, спектром ее будем одна единственная линия на соответствующей частоте.

На рис. 75, *б* изображен график функции $\Phi(\omega)$ для различных значений n. При $n=1$ спектр очень широкий, чем больше число периодов n, тем лучше проявляется периодичность явления и тем уже спектр.

Спектр единичного импульса. Единичным импульсом называется функция $\delta(t)$, имеющая бесконечно малую длительность и площадь, равную единице (подробнее см. 10.3.7), т. е. $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t)\,dt = 1$.

Спектр единичного импульса можно записать так

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t)\,e^{-i\omega t}\,dt = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t)\,dt = 1. \qquad (10.108)$$

Поскольку согласно определению единичного импульса функция $\delta(t)$ равна нулю при всех значениях t, кроме нулевого, $e^{-i\omega t} = 1$.

Как следует из (10.108), единичный импульс имеет равномерный спектр во всем диапазоне частот от 0 до ∞.

Нуль-фазовые и минимально-фазовые сейсмические сигналы. В зависимости от формы сейсмических колебаний различают сигналы с нулевыми (нуль-фазовые сигналы), минимальными (минимально-фазовые сигналы) фазовыми частотными спектрами и др.

Нуль-фазовые сигналы имеют симметричную форму (рис. 72, *в*, *г*), их фазовые частотные спектры равны нулю, т. е. такие сигналы полностью характеризуют амплитудные частотные спектры. Сигналы с нуль-фазовыми частотными характеристиками часто используют при рассмотрении эффектов от суммирования сейсмических колебаний в интерференционных системах (см. 13.3). Нуль-фазовым, как было показано выше, является спектр прямоугольного импульса.

Минимально-фазовыми называются сигналы, у гармонических составляющих которых фазовые сдвиги в отрицательном направлении (запаздывания по фазе) во всем диапазоне частот минимальны. Таким свойством, в частности, обладают сигналы асимметричной формы, у которых максимальная энергия сконцентрирована в начальной части (см. рис. 72, *а*, *б*). Амплитуд-

ные $\Phi(\omega)$ и фазовые $\varphi(\omega)$ частотные спектры минимально-фазовых сигналов однозначно связаны между собой через преобразование Гильберта (см. 14.11), что позволяет при известном амплитудном спектре сигналов однозначно определить его фазовый спектр и наоборот. Это свойство минимально-фазовых сигналов оказывается удобным при различных расчетах.

Свойствами минимально-фазовых сигналов обладают волны, возбуждаемые импульсными источниками и распространяющиеся в реальных средах. В результате отражения на границах в отраженные сигналы вносятся дополнительные отставания по фазе, и они в строгом смысле перестают быть минимально-фазовыми, однако применением специальных корректирующих процедур эти отставания удается скомпенсировать.

Представление сейсмических колебаний как минимально-фазовых оказывается полезным при рассмотрении многих вопросов теории распространения сейсмических волн, регистрации и обработки получаемых материалов. В частности, оно лежит в основе расчета обратных фильтров, применяемых для восстановления первоначальной формы сигналов (см. 14.2).

10.3.6. Спектры дискретных сигналов

Рассмотрим частотные спектры сигналов, представленных дискретно. Предположим, что сигнал $F(t)$ имеет конечную длительность T, т. е. полностью определен на некотором интервале времени $-T/2 \leqslant t \leqslant +T/2$, что спектр этого сигнала ограничен полосой частот $-f_{гр} \leqslant f \leqslant +f_{гр}$. Строго говоря, эти два предположения противоречивы, но их можно сделать, так как в большинстве практических случаев основная энергия сейсмических колебаний сосредоточена в конечных интервалах времени и полосе частот. При дискретизации сейсмического сигнала с шагом Δt он будет представлен последовательностью m мгновенных значений (отсчетов):

$$m = T/\Delta t. \tag{10.109}$$

Шаг дискретизации

$$\Delta t = 1/(2f_N), \tag{10.110}$$

где f_N — частота Найквиста, равная половине частоты дискретизации. Ограниченный по длительности сигнал можно заменить периодическим сигналом с периодом T (рис. 76, *а*). Спектр любого периодического сигнала — дискретный, а расстояния между спектральными линиями

$$\Delta f = 1/T = 1/(m\Delta t). \tag{10.111}$$

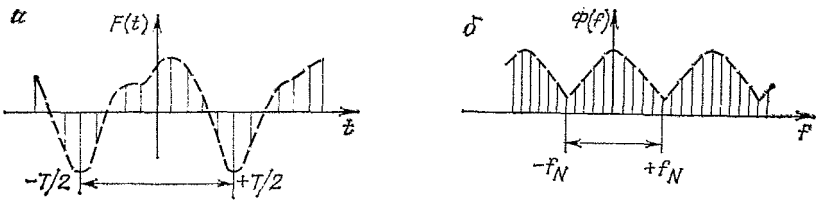


Рис. 76. Ограниченный по длительности сигнал (*а*) и его периодический спектр (*б*)

Поскольку спектр сигнала мы ограничили частотой $f_{гр}=f_N$, то он будет представлен следующим числом спектральных линий:

$$f_N/\Delta f = \frac{1/(2\Delta t)}{1/(m\Delta t)} = m/2. \qquad (10.112)$$

Легко показать, что если периодическая функция имеет дискретный спектр, то дискретная функция имеет периодический спектр с периодом

$$\Delta f = 1/\Delta t = 2f_N. \qquad (10.113)$$

Периодически повторяющиеся спектры не накладываются друг на друга и, следовательно, не искажаются только в полосе частот $-f_N \leqslant f \leqslant f_N$ (рис. 76, *б*).

Дискретную периодическую функцию и ее спектр запишем в виде ряда Фурье, воспользовавшись его комплексной формой (10.77):

$$S(f_n) = \Delta t \sum_{k=0}^{m-1} F(t_k)\, e^{-i2\pi f_n t_k},$$

$$F(t_k) = \Delta f \sum_{n=0}^{m-1} S(f_n)\, e^{i2\pi f_n t_k}. \qquad (10.114)$$

Выражения (10.114) с учетом ранее полученных соотношений (10.111) и (10.112) можно преобразовать к виду

$$S_n = \sum_{k=0}^{m-1} F_k\, e^{-i2\pi kn/m},$$

$$F_k = \frac{1}{m} \sum_{n=0}^{m-1} S_n\, e^{i2\pi kn/m}.$$

Здесь использованы соотношения $f_n = n/T = n/(m\Delta t)$, $t_k = k\Delta t$ и $f_n t_k = kn/m$.

Комплексную амплитуду S_n представим суммой вещественной и мнимой составляющих

$$S_n = A_n + iB_n,$$

где

$$A_n = \sum_{k=0}^{m-1} F_k \cos \frac{2\pi kn}{m};$$

$$B_n = \sum_{k=0}^{m-1} F_k \sin \frac{2\pi kn}{m}. \qquad (10.115)$$

Амплитуда гармоники частотой f_n

$$\Phi_n = \sqrt{A_n^2 + B_n^2}, \qquad (10.116)$$

фаза

$$\varphi_n = \operatorname{arctg}(B_n/A_n). \qquad (10.117)$$

Для практических вычислений разработаны алгоритмы и программы быстрого прямого и обратного преобразований Фурье (БПФ) [8].

10.3.7. Разложение колебаний во временной области. Интеграл свертки

Выше было показано разложение колебаний на гармонические составляющие с различными амплитудами, фазами и частотами, т. е. в частотной области. Представление неустановившегося колебания суммой простых составляющих, являющихся функциями времени,— процедура разложения этого колебания во временной области. Каким видом разложения пользоваться (во временной или частотной области) — не имеет принципиального значения и определяется только рациональностью решения задачи.

Исходную функцию $F(t)$ можно разложить на различные составляющие, являющиеся функциями времени. Ниже рассматривается разложение по единичным функциям и единичным импульсам.

Единичная функция. Единичная функция $\sigma(t)$ представляет собой функцию, равную единице при $t \geqslant 0$:

$$\sigma(t) = \begin{cases} 0 \text{ при } t < 0 \\ 1 \text{ при } t \geqslant 0. \end{cases} \qquad (10.118)$$

График единичной функции изображен на рис. 77, *а*. Физически сигнал в виде единичной функции может быть реализован,

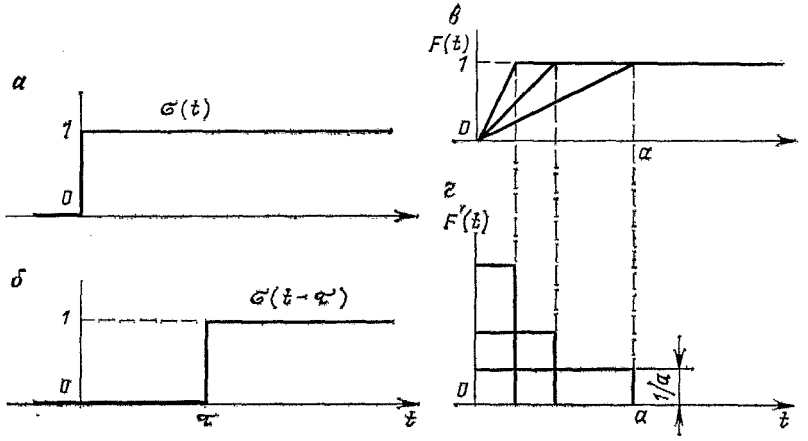


Рис. 77. Графики единичной функции без запаздывающего (*а*) и с запаздывающим (*б*) аргументами и графики, поясняющие смысл единичного импульса (*в*, *г*)

например, при включении в момент времени $t=0$ постоянного напряжения.

Более общая запись единичной функции с запаздывающим аргументом τ будет такой:

$$\sigma(t-\tau)=\begin{cases}0 \text{ при } t<0\\ 1 \text{ при } t\geqslant 0.\end{cases} \tag{10.119}$$

График единичной функции с запаздывающим аргументом изображен на рис. 77, *б*.

Единичный импульс. Единичный импульс $\delta(t)$ (функция Дирака) — это функция, всюду равная нулю за исключением сколь угодно малой окрестности $t=0$, где она становится равной бесконечности. Площадь этой функции равна единице:

$$\int_{-\infty}^{\infty}\delta(t)\,dt=1. \tag{10.120}$$

Единичный импульс нельзя изобразить графически, поскольку амплитуда у него равна бесконечности. Для того чтобы более полно уяснить сущность единичного импульса, используем вспомогательную функцию

$$F(t)=\begin{cases}0 & \text{при } t<0\\ t/a & \text{при } 0<t<a\\ 1 & \text{при } t>a.\end{cases} \tag{10.121}$$

Эта функция для различных значений a изображена на рис. 77, *в*.

Найдем производную функции $F(t)$:

$$F'(t)=\begin{cases}0 & \text{при } t<0\\ 1/a & \text{при } 0<t<a\\ 0 & \text{при } t>a.\end{cases} \tag{10.122}$$

Функция $F'(t)$ представляет прямоугольный импульс длительностью a и высотой $1/a$. Площадь такого импульса не зависит от величины a и всегда равна единице. В предельном случае, когда $a\to 0$, $F(t)$ переходит в единичную функцию $\sigma(t)$, а ее производная $F'(t)$ переходит в единичный импульс $\delta(t)$, равный нулю везде, кроме точки $t=0$. При $t=0$ δt имеет бесконечное значение, т. е.

$$F(t)=t/a\to\sigma(t),\quad F'(t)=1/a\to\delta(t). \tag{10.123}$$

Таким образом, δ-функцию можно рассматривать как предел прямоугольного импульса, имеющего постоянную амплитуду на некотором интервале времени, если произведение амплитуды на длительность сохранять постоянным, уменьшая при этом длительность до бесконечно малого значения.

Единичная функция $\sigma(t)$ и единичный импульс $\delta(t)$ связаны соотношениями

$$\delta(t)=\frac{d}{dt}[\sigma(t)],\quad \sigma(t)=\int_{-\infty}^{\infty}\delta(t)\,dt. \tag{10.124}$$

Конечно, идеальный единичный импульс, имеющий бесконечно малую длительность и бесконечно большую амплитуду, физически осуществить нельзя. Можно реализовать только короткий импульс, т. е. импульс очень малой длительности. Такой импульс возникает, например, если замкнуть на какое-то мгновение цепь электрического тока, а также при дискретизации сигналов (см. 10.2).

Разложение произвольной функции по единичным функциям.

Представим функцию $F(t)$ в виде суммы ступеней бесконечно малой высоты $dF=F'd\tau$, запаздывающих относительно друг друга на время τ (рис. 78, *а*). Вводя единичную функцию $\sigma(t-\tau)$, каждую ступеньку можно представить в виде

$$dF=F'\sigma(t-\tau)\,d\tau.$$

Значение функции $F(t)$ в произвольный момент времени будет найдено, если просуммировать все ступеньки на интервале от нуля до t. Следовательно

$$F(t)=\int_0^t F'(\tau)\,\sigma(t-\tau)\,d\tau. \tag{10.125}$$

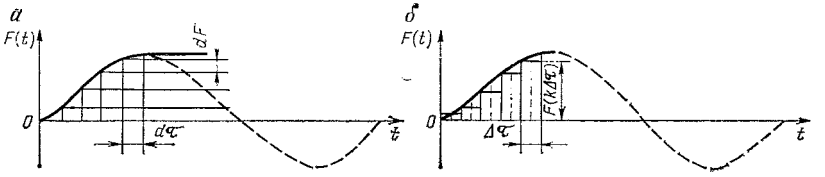


Рис. 78. Разложение произвольной функции $F(t)$ по единичным функциям ($а$) и единичным импульсам ($б$)

Интеграл (10.125) представляет операцию свертки функций $F'(t)$ и $\sigma(t)$:

$$F(t)=F'(t)*\sigma(t). \qquad (10.125')$$

При вычислении свертки подынтегральная функция $F'(\tau)$ закрепляется неподвижно, а вторая функция $\sigma(\tau)$ изображается в обратном времени $-\tau$. Для каждого момента времени t значение функции $F(t)$ вычисляют как интегральную сумму произведений мгновенных значений обеих подынтегральных функций; в выражении (10.125) t — мгновенное смещение функции $\sigma(\tau)$ относительно закрепленной функции $F'(\tau)$.

Разложение произвольной функции по единичным импульсам.

Пусть произвольная функция $F(t)$ задана графиком, показанным на рис. 78, $б$. Разобьем ось t на короткие интервалы одинаковой длительности $\Delta\tau$. В пределах каждого интервала $\Delta\tau$ значения функции примем постоянными и равными ее значению в центре интервала. Теперь функцию $F(t)$ на каждом интервале можно рассматривать как прямоугольный импульс длительностью $\Delta\tau$, амплитудой $F(k\Delta\tau)$ и площадью $F(k\Delta\tau)\Delta\tau$, где k — номер интервала. Следовательно, значения функции $F(t)$ приближенно можно задать ступенчатой функцией:

$$F(t)\approx\sum_{k=-\infty}^{\infty}F(k\Delta\tau). \qquad (10.126)$$

Используем для разбиения функции $F(t)$ такой прямоугольный импульс $\varkappa(t)$, площадь которого равна единице, т. е. $\varkappa(t)\Delta\tau=1$. Совместим центр импульса с точкой $\tau=k\Delta\tau$. Теперь значение функции в произвольной точке $\tau=k\Delta\tau$ можно выразить в виде

$$F(t)=F(k\Delta\tau)\,\varkappa(t-k\Delta\tau)\,\Delta\tau, \qquad (10.127)$$

где аргумент $t-k\Delta\tau$ означает, что импульс $\varkappa(t)$ задержан на время $\tau=k\Delta\tau$. Таким образом, произвольная функция

$$F(t)\approx\sum_{k=-\infty}^{\infty}F(k\Delta\tau)\,\varkappa(t-k\Delta\tau)\,\Delta\tau. \qquad (10.128)$$

Для повышения точности аппроксимации функции $F(t)$ интервал $\Delta\tau$ будем стремить к пределу ($\Delta\tau \to d\tau$). В этом случае дискретные значения аргумента $k\Delta\tau$ переходят в непрерывные τ, прямоугольный импульс $\varkappa(t)$ — в единичный импульс $\delta(t)$, а сумма (10.128) — в интеграл

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\tau)\,\delta(t-\tau)\,d\tau. \qquad (10.129)$$

Интеграл (10.129), так же как интеграл (10.124), представляет свертку. При разложении колебаний во временной области он имеет такое же значение, какое интеграл Фурье при разложении колебаний в частотной области.

10.4. ДЕТЕРМИНИРОВАННЫЕ И СЛУЧАЙНЫЕ СЕЙСМИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

В сейсморазведке используют два подхода к изучению сейсмических колебаний. При первом — **детерминированном** — сейсмические волны рассматривают как колебания, у которых характеристики (амплитуда, частотный состав, время прихода и т. п.) отдельной волны известны или их можно точно определить (детерминированные волны). При другом подходе сейсмические колебания рассматривают как случайный во времени процесс, в котором параметры волн заранее неизвестны и их точно предсказать нельзя (случайные волны).

Случайный характер сейсмических колебаний может быть обусловлен различными причинами: наложением (интерференцией) полезных волн и волн-помех, изменчивостью условий возбуждения и приема колебаний, фациальными изменениями пород разреза в горизонтальном направлении и т. п. Выбор одного или другого подхода в значительной степени основан на полноте той исходной информации о регистрируемой волновой картине, которой располагает геофизик. Например, волны, форма колебаний у которых точно известна, могут иметь в качестве неизвестных характеристик времена прихода, кажущиеся скорости и т. п., и их следует отнести к случайным волнам (процессам).

Рассмотрим некоторые определения и свойства случайных процессов.

10.4.1. Случайные процессы и случайные функции

Процесс называется **случайным (стохастическим)**, если его состояние в любой момент времени может быть описано только некоторыми вероятностными характеристиками. В случайных процессах имеют дело с непрерывными совокупностями слу-

чайных величин, которые непрерывно заполняют некоторый интервал (диапазон) значений. **Случайной** называется величина, значение которой может оказаться любым, неизвестным заранее. По аналогии с более простым понятием случайной величины **функция называется случайной,** если она может принимать любой неизвестный заранее вид. Вид, который принимает случайная функция при одном из повторений эксперимента, называется ее **реализацией.** Например, если в одной какой-либо закрепленной точке приема от одного и того же источника возбуждения колебаний регистрировать сейсмические колебания несколько раз, то их записи могут значительно отличаться одна от другой, т. е. будут наблюдаться различные реализации случайной функции $F(t)$, описывающей характер сейсмических колебаний.

При каждом фиксированном значении аргумента t случайная функция становится обычной случайной величиной. В дальнейшем будем пользоваться термином «случайная функция» или «случайная величина» в зависимости от того, применяется ли он ко всему диапазону изменений аргумента t или только к его фиксированному значению.

Если вероятностные характеристики случайного процесса не изменяются со временем, то такой процесс называется **стационарным.** В стационарном процессе среднее значение случайного процесса и другие статистические характеристики могут оставаться одинаковыми для всех реализаций, такой процесс называется **эргодическим случайным процессом** (рис. 79, *а*). В эргодическом процессе каждая из реализаций определяется воздействием одной и той же группы случайных причин и обладает одними и теми же вероятностными характеристиками.

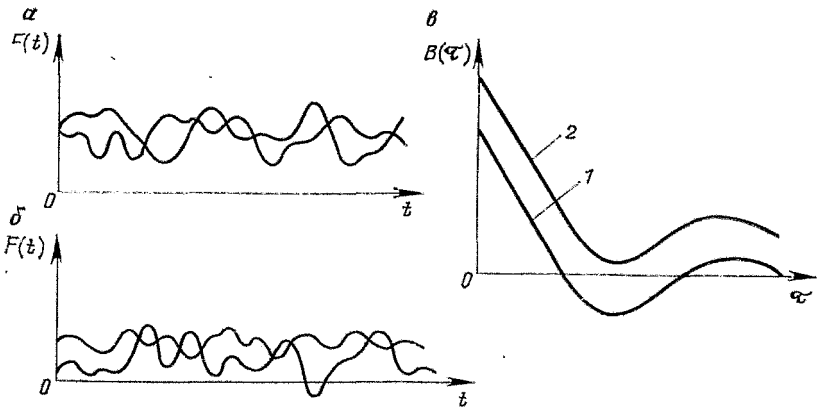


Рис. 79. Характеристики случайных процессов:
а — эргодического; *б* — неэргодического; *в* — автокорреляционная функция эргодического (*1*) и неэргодического (*2*) процессов

Реальные полевые сейсмические записи можно рассматривать как эргодический случайный процесс только при определенных условиях. Прежде всего необходимо, чтобы в пределах всей длительности сейсмической записи сохранялся примерно постоянным средний уровень амплитуд колебаний и их частотный состав. В действительности амплитуды колебаний с увеличением времени регистрации уменьшаются вследствие геометрического расхождения и поглощения волн (см. 10.2.4) и их приходится восстанавливать и регулировать (см. 14.4), изменяется также и частотный состав колебаний.

10.4.2. Законы распределения случайных величин

Каждое из возможных значений ξ случайная величина F может принимать с некоторой вероятностью. Таким образом, можно говорить **о законе распределения** случайной величины. Законом распределения случайной величины называется соотношение, устанавливающее связь между возможными значениями ξ случайной величины и их соответствующими вероятностями.

Вероятность появления значений случайной величины F_n, не выходящих за пределы малого диапазона ($\xi - \Delta\xi/2 < F_n < \xi + \Delta\xi/2$), обозначим через $\mathscr{P}$. Очевидно, $\mathscr{P}$ представляет собой предел отношения числа отсчетов μ, попавших в установленный интервал значений, к общему числу взятых отсчетов случайной функции:

$$\mathscr{P}\left(\xi - \frac{\Delta\xi}{2} < F_n < \xi + \frac{\Delta\xi}{2}\right) = \lim \frac{\mu}{N} \quad \text{при } N \to \infty . \qquad (10.130)$$

Чтобы вероятность значения случайной величины не зависела от длины интервала $\Delta\xi$, следует взять предел отношения

$$p(\xi) = \lim_{\Delta\xi \to 0} \frac{\mathscr{P}}{\Delta\xi} . \qquad (10.131)$$

Предел отношения $\mathscr{P}/\Delta\xi$ называется **плотностью распределения** (иначе плотностью вероятности) непрерывной случайной величины.

Закон распределения случайной величины в общем случае может оказаться довольно сложным. Однако в ряде случаев его удается выразить аналитически. Среди функций, которые выражают этот закон, особое значение имеет **нормальный закон распределения (закон Гаусса)**

$$p(\xi) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{(\xi - m)^2/2\sigma^2}, \qquad (10.132)$$

где m — математическое ожидание случайной функции; σ — ее среднее квадратичное отклонение (см. 10.4.3).

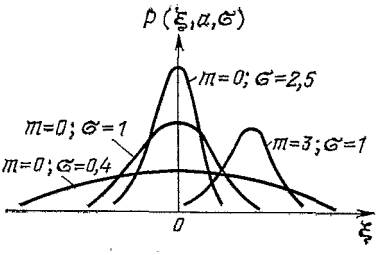


Рис. 80. Кривые нормального распределения случайной величины

Русский математик А. М. Ляпунов показал, что нормальным законом распределения характеризуются многие случайные процессы и, в частности, процессы, представляющие суперпозицию большого числа независимых (или почти независимых) случайных величин, максимальная из которых мала по сравнению со всей суммой. Нормальному закону распределения подчинены и многие характеристики сейсмических волн.

Кривые нормального распределения случайной величины изображены на рис. 80. Как следует из (10.132), форма кривых зависит от двух параметров — m и σ. Кривые симметричны относительно ординаты, проходящей через точку $\xi = m$, и имеют в этой точке единственный максимум, равный $1/(\sigma\sqrt{2\pi})$. Изменение m не отражается на форме кривой, а лишь перемещает кривую по оси ξ на m. Площадь между кривой нормального распределения и осью ξ всегда равна единице, так как любое значение случайной величины $\xi = F_n$ с вероятностью, равной единице, попадает в диапазон значений $\pm\infty$.

10.4.3. Характеристики случайных процессов

Математическое ожидание и дисперсия случайной функции. В теории случайных функций важную роль играет среднее значение случайной функции $EF(t) = m$, которое называется математическим ожиданием случайной функции.

Математическое ожидание случайной функции вычисляют как среднее из n ее реализаций

$$m = \frac{1}{T}\int_0^T F(t)\,dt \approx \frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n} F_k(t). \qquad (10.133)$$

Дисперсия случайной функции характеризует величину отклонения (разброса) значений случайной функции от ее математического ожидания

$$D(t) = \frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n} [F_k(t) - m(t)]^2. \qquad (10.134)$$

Квадратный корень из дисперсии

$$\sigma(t)=\sqrt{D_x(t)} \tag{10.135}$$

называется **средним квадратичным отклонением случайной функции.**

Автокорреляционная функция случайного процесса (ФАК). Автокорреляционная функция (ФАК) $R(\tau)$ характеризует статистическую связь между значениями случайной функции в моменты времени t и $t+\tau$:

$$R(\tau)=\frac{1}{T}\int_T F(t)\,F(t+\tau)\,dt. \tag{10.136}$$

Интегрирование в (10.136) ведется в достаточно большом временном окне T (несколько десятков периодов).

При дискретном представлении случайного процесса вместо (10.136) имеем

$$R(\nu\Delta t)=\frac{1}{N-\nu}\sum_{n=0}^{N-\nu} F(n\Delta t)F[(n+\nu)\,\Delta t], \tag{10.136'}$$

где $\nu=\tau/\Delta t$; Δt — шаг дискретизации; N — число отсчетов.

Максимальное значение ФАК принимает при $\tau=0$:

$$R(0)=\frac{1}{T}\int_T F^2(t)\,dt. \tag{10.137}$$

Оно определяет среднюю мощность случайного процесса, а $R(\tau)$ характеризует корреляционную связь между значениями функции в моменты времени t и $(t+\tau)$. По мере возрастания τ эта связь ослабевает и при $\tau\to\infty$ $R(\tau)\to 0$.

Автокорреляционную функцию $R(\tau)$ можно представить в виде интеграла Фурье (10.87). Поскольку функция $R(\tau)$ четная, т. е. $R(\tau)=R(-\tau)$, фазы в выражении (10.87) равны нулю и

$$R(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty} W(f)\cos 2\pi f\tau df, \tag{10.138}$$

где

$$W(f)=\int_{-\infty}^{\infty} R(\tau)\cos 2\pi f\tau d\tau. \tag{10.139}$$

Спектральная функция $W(f)$ характеризует распределение относительных значений энергии гармонических составляющих в случайном процессе и называется **спектром мощности** случайного процесса. Спектр мощности $W(f)$ случайного процесса в интервале времени T пропорционален произведению амплитудных частотных спектров подынтегральных функций $F(t)$ и

$F(t+\tau)$. Поскольку эти функции отличаются только аргументами,

$$W(f)=\frac{1}{T}\Phi^2(f), \tag{10.140}$$

где $\Phi(f)$ — амплитудный спектр функции $F(t)$.

Функция взаимной корреляции (ФВК). Во многих задачах необходимо оценить корреляционную связь между двумя разными случайными процессами. В сейсморазведке, например, интересна корреляционная связь между сейсмическими трассами, зарегистрированными в двух соседних точках приема. По аналогии с автокорреляционной функцией, которая определяет статистическую связь между значениями одного и того же случайного процесса, можно говорить о корреляционной связи между значениями случайных процессов $F_1(t)$ и $F_2(t)$. Функция $R_{12}(\tau)$, характеризующая статистическую связь между двумя разными случайными процессами $F_1(t)$ и $F_2(t)$ в различные моменты времени t и $t+\tau$, называется функцией взаимной корреляции (ФВК). Она определяется интегралом

$$R_{12}=\frac{1}{T}\int_T F_1(t)\,F_2(t+\tau)\,d\tau. \tag{10.141}$$

В дискретной форме

$$R_{12}(\nu\Delta t)=\frac{1}{N-\nu}\sum_{n=0}^{N-\nu}F_1(n\Delta t)\,F_2[(n+\nu)\,\Delta t], \tag{10.141'}$$

где $\nu=\tau/\Delta t$; Δt — шаг дискретизации; N — число отсчетов.

Если случайные процессы $F_1(t)$ и $F_2(t)$ совершенно независимы, то $R_{12}(\tau)=0$.

Функцию взаимной корреляции, как и автокорреляционную функцию, можно представить интегралом Фурье

$$R_{12}(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}|W_{12}(f)|\cos[2\pi ft-\varphi(f)]\,df. \tag{10.142}$$

Амплитудный спектр функции взаимной корреляции $|W_{12}(f)|$ называется **взаимным спектром мощности,** он характеризует в спектральной области степень связи двух случайных процессов.

10.5. ОСНОВЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ СЕЙСМИКИ

Как было показано выше, распространение упругих колебаний представляет собой волновой процесс. С позиции волновой теории можно решать любые задачи распространения сейсмических волн в однородных и неоднородных в сейсмическом отношении средах. Однако в некоторых важных практических

задачах сейсморазведки более простые решения можно получить, используя лучевые представления геометрической сейсмики.

Геометрическая сейсмика занимается изучением законов распространения сейсмических волн на основе представлений в фронтах и лучах сейсмических волн. Свое название она получила по аналогии с геометрической оптикой, в которой введено понятие о световых лучах, и имеет общие с ней законы. Эти законы строго применимы лишь в том случае, когда длина волны бесконечно мала по сравнению с протяженностью волнового фронта. Поскольку в реальной волновой сейсмике длина волны — величина конечная, то отступления от законов геометрической сейсмики тем меньше, чем больше размеры неоднородности, на которой волна образовалась.

Основные уравнения геометрической сейсмики можно получить различными способами: преобразованием волнового уравнения при предельном переходе от конечных длин волн к бесконечно малым, т. е. когда частота волны бесконечно велика, или непосредственно из геометрических построений фронтов и лучей сейсмических волн, т. е. из принципов Гюйгенса и Ферма.

10.5.1. Поле времен сейсмической волны. Уравнение поля времен

Поле времен. Изохроны. Лучи. Прежде чем остановиться на основных уравнениях геометрической сейсмики, следует дать такие ее понятия, как поле времен волны, изохроны поля времен, сейсмические лучи.

Пусть в среде, в которой распространяется сейсмическая волна, значения скорости v известны и заданы в виде некоторой функции координат точек упругой среды, т. е. $v(x, y, z) = v$. В произвольную точку среды с координатами x, y, z волна придет в момент времени, который будет также зависеть от координат этой точки, т. е. $t = t(x, y, z)$. Таким образом, упругую среду можно охарактеризовать скалярным полем, которое называется **полем времен сейсмической волны.**

В поле времен волны можно выделять поверхности, в каждую точку которых волна приходит в одно и то же время. Такие поверхности называются изохронами. Совокупности изохрон для различных моментов времени характеризуют перемещение фронта волны в среде.

Линии, перпендикулярные изохронам поля времен, называются **сейсмическими лучами.** Сейсмические лучи определяют направления, по которым происходит перенос энергии волны при ее распространении из одной точки среды в другую, т. е. они представляют собой направления, вдоль которых фронт волны перемещается со скоростью $v(x, y, z)$.

Основная задача геометрической сейсмики состоит в изучении времен прихода сейсмических волн, конфигурации их фронтов и лучей, когда задано распределение в среде скорости $v(x, y, z)$.

Предельный переход от волнового уравнения к уравнению поля времен. Вначале рассмотрим предельный переход от волнового уравнения к уравнению поля времени сейсмической волны, что позволит лучше уяснить ограничения геометрической сейсмики. Пусть в неоднородной среде со скоростью $v(x, y, z)$ распространяется плоская продольная волна, которая определена уравнением (10.29):

$$v^2(x, y, z)\nabla^2\varphi = \partial^2\varphi/\partial t^2. \tag{10.143}$$

Для гармонической составляющей плоской продольной волны потенциал φ согласно (10.49) можно записать в виде

$$\varphi = A(x, y, z)\exp\left\{i\frac{2\pi}{T}[\tau - t(x, y, z)]\right\}, \tag{10.144}$$

где τ — произвольное время; $t(x, y, z)$ — время прихода волны в произвольную точку среды с координатами x, y, z.

Обозначив в выражении (10.144) $A(x, y, z) = A$, $i2\pi/T = \alpha$, $t(x, y, z) = t$, его можно переписать так:

$$\varphi = A\,e^{\alpha(\tau - t)}. \tag{10.144'}$$

Найдем $\partial^2\varphi/\partial t^2$ и $\nabla^2\varphi = \partial^2\varphi/\partial x^2 + \partial^2\varphi/\partial y^2 + \partial^2\varphi/\partial z^2$:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} = \frac{\partial A}{\partial x}e^{\alpha(\tau-t)} - A\alpha\,e^{\alpha(\tau-t)}\frac{\partial t}{\partial x},$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = e^{\alpha(\tau-t)}\left[\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - 2\alpha\frac{\partial A}{\partial x}\frac{\partial t}{\partial x} - A\alpha\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + A\alpha^2\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)^2\right],$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} = e^{\alpha(\tau-t)}\left[\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - 2\alpha\frac{\partial A}{\partial y}\frac{\partial t}{\partial y} - A\alpha\frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + A\alpha^2\left(\frac{\partial t}{\partial y}\right)^2\right],$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = e^{\alpha(\tau-t)}\left[\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - 2\alpha\frac{\partial A}{\partial z}\frac{\partial t}{\partial z} - A\alpha\frac{\partial^2 t}{\partial z^2} + A\alpha^2\left(\frac{\partial t}{\partial z}\right)^2\right].$$

Подставляя выражения $\partial^2\varphi/\partial x^2$, $\partial^2\varphi/\partial y^2$, $\partial^2\varphi/\partial z^2$ и $\partial^2\varphi/\partial t^2$ в уравнение (10.143) и производя в нем сокращение на $e^{\alpha(\tau-t)}$, получим

$$v^2\left(\nabla^2 A - i\frac{4\pi}{T}\operatorname{grad} t\operatorname{grad} A - i\frac{2\pi}{T}A\nabla^2 t - A\frac{4\pi^2}{T^2}\times\right. \tag{10.145}$$

$$\left.\times\operatorname{grad}^2 t\right) = -A\frac{4\pi^2}{T^2}.$$

Приравнивая действительные и мнимые члены слева и справа в уравнении (10.145), мы тем самым разобьем исходное волновое уравнение на два уравнения

$$2(\operatorname{grad} t \operatorname{grad} A + A\nabla^2 t) = 0, \tag{10.145'}$$

$$\left[\nabla^2 A - A\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \operatorname{grad}^2 t\right] v^2 = -A\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2.$$

Разделим левую и правую части второго уравнения (10.145') на $-A(2\pi/T)^2$. При $T\to 0$ (т. е. $f\to\infty$) и $(1/2\pi)^2 T^2 \nabla^2 A/A \to 0$, поэтому во втором уравнении (10.145') остаются члены, в которые входят только кинематические характеристики волн — время t и скорость v распространения в среде фронта волны:

$$\operatorname{grad}^2 t(x, y, z) = 1/v^2(x, y, z). \tag{10.146}$$

Функция $t(x, y, z)$ в уравнении (10.146) по своему физическому смыслу является полем времен волны и это уравнение называется **основным уравнением поля времен** сейсмической волны.

Уравнение (10.146) можно переписать в виде

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial z}\right)^2 = \frac{1}{v^2(x, y, z)}. \tag{10.147}$$

Приведем еще одну форму записи уравнения поля времен (10.146):

$$\left(\vec{\tau}\right)^2 = 1/v^2(x, y, z), \tag{10.148}$$

где $\vec{\tau} = \operatorname{grad} t$ — **градиент поля времен.**

Уравнение вида (10.146) называют эйконалом (от греческого слова eikón — изображение) или уравнением У. Гамильтона, который этот термин ввел.

Принцип Гюйгенса. Рассмотрим, как можно получить уравнение поля времен (10.146) на основе геометрических построений фронтов волн по принципу Гюйгенса.

Пусть в некоторый начальный момент $t=t_0$ волновая поверхность — $S_0(x, y, z)$ (рис. 81). Согласно принципу Гюйгенса в следующий близкий момент $t_1 = t_0 + dt$ волновую поверхность $S_1(x, y, z)$ можно построить как огибающую семейства элементарных волн, в первом приближении сфер малых радиусов $d\rho = v(x, y, z)dt$, точечные источники (центры) которых лежат на поверхности S_0. Для нахождения волновой поверхности S_2 на момент времени $t_2 = t_1 + dt$ надо провести аналогичное построение для поверхности S_1 и т. д. Из вышеизложенного вытекает справедливость уравнения

$$dt/dn = 1/v(x, y, z), \tag{10.149}$$

где dn — отрезок нормали между близкими волновыми поверх-

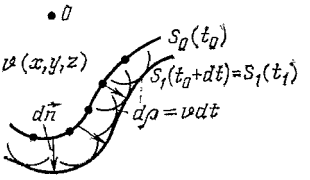


Рис. 81. Построение волновых поверхностей по принципу Гюйгенса

ностями, разделенными во времени интервалом dt; $v(x, y, z)$ — истинная скорость в среде. Но производная $dt/dn=\operatorname{grad} t$, т. е. уравнение (10.149) полностью эквивалентно уравнению (10.146). Таким образом, уравнения поля времен (10.146)—(10.149) можно рассматривать как математическое определение принципа Гюйгенса.

Для заданного распределения скорости в среде $v(x, y, z)$ решение этих уравнений позволяет определить конфигурацию волнового фронта сейсмической волны для любого момента времени. Если среда однородная ($v=\text{const}$), то непосредственной подстановкой легко убедиться, что решением уравнения (10.147) будет функция

$$t=\frac{1}{v}\sqrt{x^2+y^2+z^2}\,. \tag{10.150}$$

Выражение (10.150) показывает, что фронты волн в случае однородной среды представляют собой сферические поверхности. Если среда неоднородная, то фронты волн представляют сложные криволинейные поверхности.

Согласно сделанному выше определению уравнение изохрон можно получить, приравняв функцию поля времен $t(x, y, z)$ некоторым постоянным значениям времени (t_1, t_2 и т. д.):

$$t(x, y, z)=\text{const}.$$

Принцип Ферма. Конфигурация сейсмических лучей определяется на основе принципа Ферма, который является аналогом принципа Гюйгенса, но уже применительно к лучам. Согласно принципу Ферма распространение сейсмической волны от одной точки среды до другой вдоль луча происходит по наименьшему времени. Следовательно, определение конфигурации сейсмического луча сводится к вычислению минимума криволинейного интеграла

$$t=\int_s \frac{ds}{v(x, y, z)}\,, \tag{10.151}$$

где ds — элемент луча. При вычислении интеграла (10.151) требуется подобрать такую функцию $s(x, y, z)$, для которой время пробега волны из одной точки среды в другую при задан-

ной функции скорости $v(x, y, z)$ оказалось бы наименьшим. В случае однородной и изотропной среды решение этой задачи приводит к прямолинейности сейсмических лучей. В неоднородной и анизотропной среде сейсмические лучи криволинейны. Их конфигурацию можно определить на основе геометрических построений (линии, перпендикулярные к изохронам).

10.5.2. Истинная и кажущаяся скорости волны. Связь между ними

Истинная скорость. Истинной скоростью v называется скорость распространения фронта волны по нормали к нему, т. е. вдоль сейсмического луча. Истинная скорость связана с градиентом поля времен зависимостью

$$v = 1/\tau = 1/\frac{dt}{dn}, \qquad (10.152)$$

где $\vec{\tau}$ — градиент поля времен по нормали.

Градиент $\vec{\tau}$ показывает направление наибыстрейшего изменения поля времен и направлен перпендикулярно изохронам поля.

Кажущаяся скорость. Связь ее с истинной скоростью. При любом направлении ll (рис. 82), не совпадающем с направлением нормали к фронту волны, проекция $\vec{\tau}$ на выбранное направление ll называется **градиентом поля времен по этому направлению:**

$$\mathrm{grad}_l\, t = \tau_l = |\tau| \cos(n,\ l). \qquad (10.153)$$

Величина, обратная τ_l, равна скорости распространения следа фронта волны вдоль направления ll и называется **кажущейся скоростью** $v_к$.

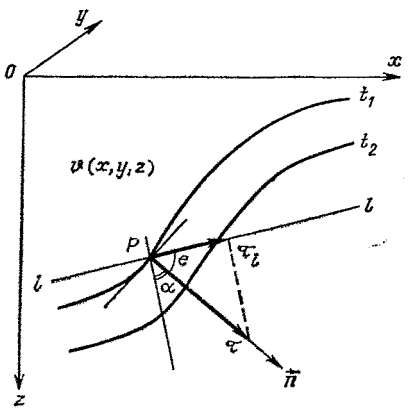


Рис. 82. Определение кажущейся скорости фронта волны

Как следует из определения, кажущаяся скорость связана с истинной скоростью зависимостью

$$1/v_к = \tau_l = \partial t/\partial l,$$

$$v_к = v/\cos(n,\ l). \qquad (10.154)$$

Связь между кажущейся и истинной скоростями и углом выхода (падения) луча в точку наблюдений называется **законом Бенндорфа.** Угол выхода сейсмического луча в точку наблюдения P равен

$$e = (n,\ l).$$

Дополнительный угол к углу выхода луча $\alpha = 90° - e$ называется углом падения луча.

Таким образом, закон Бенндорфа можно записать в виде

$$v_к = v/\cos e = v/\sin \alpha. \qquad (10.154')$$

Как следует из (10.154'), кажущаяся скорость изменяется в зависимости от угла выхода (падения) луча: $v_к = v$ при $e = 0$ или $\alpha = 90°$, $v_к = \infty$ при $e = 90°$ или $\alpha = 0$.

Зависимость кажущейся скорости от угла падения или, что то же самое, от направления прихода волны в точку наблюдений позволяет использовать этот важный параметр сейсмических волн для их селекции (разделения), а также для определения координат центров образования волн на сейсмических границах (см. 13.3 и 14.6).

10.5.3. Понятие о годографе сейсмической волны

Сейсмические наблюдения обычно выполняют на некоторой поверхности, чаще всего на поверхности земли. По их результатам определяют времена прихода сейсмических волн в различных точках поверхности. Зависимость времени прихода волны от координат x и y точек наблюдений называется **поверхностным годографом сейсмической волны.** Кроме поверхностных годографов, в сейсморазведке используют **линейные годографы,** которыми определены времена прихода сейсмических волн в точки, находящиеся на линии (профиле) наблюдений.

Годограф сейсмической волны в общем случае можно рассматривать как поле времен этой волны на поверхности или профиле наблюдений. Уравнение обобщенного годографа сейсмической волны будет

$$t(x, y, z, v) = t,$$
$$Q(x, y, z) = 0, \qquad (10.155)$$

где $t(x, y, z, v)$ — поле времен сейсмической волны; $Q(x, y, z) = 0$ — поверхность наблюдений.

Изучение годографов сейсмических волн имеет важное прикладное значение и этому вопросу посвящена следующая глава.

10.6. ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА — ФРЕНЕЛЯ. ИНТЕГРАЛ КИРХГОФА

Принцип Гюйгенса дает решение задачи распространения сейсмических волн лишь в рамках геометрической сейсмики, т. е. позволяет находить положение фронта волны в любой момент времени, если заданы значения скорости в среде, как

функция координат ее точек. Он, по существу, оставляет открытым вопрос об интенсивности волн, распространяющихся по разным направлениям. Этот недостаток частично устранил О. Френель, дополнив принцип Гюйгенса идеей интерференции волн и тем самым вложив в него волновой смысл. Согласно Френелю интенсивность (амплитуда) упругой волны в любой точке среды за пределами ее волнового фронта определяется как результат интерференции элементарных сферических волн, источники которых непрерывно распределены на волновой поверхности S. Модифицированный принцип Гюйгенса называется принципом **Гюйгенса — Френеля.** По Френелю поле смещений $\vec{u}$ в произвольной точке среды P, находящейся за фронтом волны S (рис. 83), равно сумме возмущений, создаваемых малыми кольцевыми областями, на которые разбивается фронт волны. Эти кольцевые области **называются зонами Френеля.** Их радиусы равны $b+\lambda/2$, $b+2\lambda/2$, $b+3\lambda/2$ и т. д., т. е. различаются на $\lambda/2$, где b — расстояние по нормали от точки P до фронта волны S; λ — длина волны. Можно показать, что для расстояний $b \gg \lambda$ площади всех зон Френеля будут одинаковыми и равными $\pi\lambda b$.

Рассмотрим, как, пользуясь зонами Френеля, вычисляют поле смещений в произвольной точке P при распространении сферической монохроматической волны в однородной среде. Уравнение волны запишем в виде

$$u_r = \frac{u_0}{r} e^{i\omega(t-r/v)}, \qquad (10.156)$$

где u_0 — амплитуда смещений на расстоянии от источника, равном единице; $\omega = 2\pi f$ — круговая частота; v — скорость распространения фронта волны; r — расстояние от точки среды P до источника.

Пусть поверхность S (см. рис. 83) представляет мгновенное положение фронта волны, O — источник волны. Поле смещений

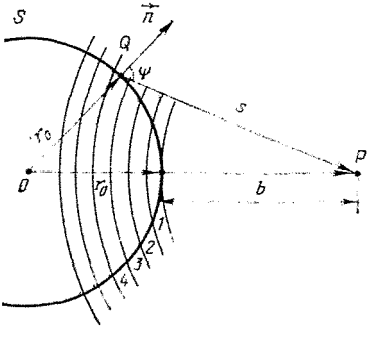


Рис. 83. Построение зон Френеля

в произвольной точке Q, находящейся на волновом фронте S, с учетом геометрического расхождения будет определено выражением

$$u_r = \frac{u_0}{r_0} e^{i\omega t_0} = \frac{u_0}{r_0} e^{i\omega r_0/v} = \frac{u_0}{r_0} e^{ikr_0}, \tag{10.157}$$

где r_0 — расстояние точки Q от источника O; $k=2\pi/\lambda=\omega/v$ — волновое число; t_0 — время пробега.

Вклад в поле смещений возмущения, вносимого малым элементом фронта dS с центром в точке Q, равен

$$du(P) = K(\psi)\frac{u_0}{r_0 s} e^{ikr_0} e^{iks}, \tag{10.158}$$

где $s=QP$ — расстояние от точки P до точки Q; $K(\psi)$ — некоторый коэффициент, учитывающий изменение амплитуд вторичных волн в зависимости от направления s; ψ — угол между нормалью к фронту волны в точке Q и направлением s.

Полное поле смещений в точке P равно сумме возмущений, создаваемых всеми зонами Френеля:

$$u(P) = \frac{e^{ikr_0}}{r_0}\int_S \frac{e^{iks}}{s} K(\psi)\, dS. \tag{10.159}$$

Можно показать, что вклады последовательных зон Френеля образуют знакопеременный ряд, члены которого уменьшаются по абсолютной величине, вычисление интеграла (10.159) приводит к выражению

$$u(P) = i\lambda K_1(\psi)\frac{u_0}{r_0 + b} e^{ik(r_0+b)} = \frac{1}{2} u_1(P). \tag{10.160}$$

Из выражения (10.160) следует, что полное возмущение в точке P равно половине возмущения, обусловленного действием первой зоны Френеля.

Формула (10.160) находится в согласии с выражением (10.157) только в том случае, если в ней принять

$i\lambda K_1(\psi) = 1$, т. е. $K_1(\psi) = -i/\lambda = e^{-i\pi/2}/\lambda$.

Множитель $e^{-i\pi/2}$ показывает, что для получения правильного результата необходимо предположить, что вторичные волны отстают по фазе на четверть периода от первичных волн, а амплитуды вторичных и первичных волн относятся как $1:\lambda$. Диаметр волновой поверхности, соответствующей первой зоне Френеля, зависит от расстояния b и длины волны λ:

$$D_1 = (\lambda b)^{1/2} = v(t/f)^{1/2}. \tag{10.161}$$

Зоны Френеля используют при расчете интенсивности волн.

Интеграл Кирхгофа. Строгое математическое доказательство принципа Гюйгенса—Френеля было дано Г. Р. Кирхгофом.

Он показал, что этот принцип является приближенной формой общей интегральной формулы, в которой поле смещения в точке P выражается через значения искомой величины и ее первой производной во всех точках замкнутой поверхности, окружающей точку P (рис. 84):

$$u(P)=\frac{1}{4\pi}\int\limits_S\left[u\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{R}\right)-\frac{1}{R}\frac{\partial u}{\partial n}\right]ds, \qquad (10.162)$$

где R — расстояние от всех точек поверхности S до точки наблюдения P; u — смещения в точках, находящихся на поверхности S.

В общем случае распространения установившихся волн интеграл Кирхгофа (10.162) принимает более сложный вид

$$u(P,\ t)=\frac{1}{4\pi}\int\limits_S\left\{[u]\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{R}\right)-\frac{1}{vR}\frac{\partial R}{\partial n}\left[\frac{\partial u}{\partial t}\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{R}\left[\frac{\partial u}{\partial n}\right]\right\}dS, \qquad (10.163)$$

где $u(P,\ t)$ — смещение в точке P в момент времени t; в квадратных скобках находятся значения u, взятые в момент времени $t-R/v$. Полный вывод интеграла Кирхгофа имеется, например, в [9].

Формула (10.163) называется **дифракционным интегралом Кирхгофа.** Она позволяет вычислять поле смещений в произвольной точке среды, если известны значения смещений и их первых производных по нормали и времени во всех точках произвольной замкнутой поверхности, окружающей эту точку.

Строгое решение интеграла Кирхгофа представляет большие математические трудности. Поэтому при его вычислении обычно принимается ряд допущений, не оказывающих принципиального влияния на конечный результат, но упрощающих решение задачи. Интеграл Кирхгофа является теоретической основой получения сейсмических изображений (динамических сейсмических разрезов) (см. 14.5).

Разрешающая способность сейсморазведки по горизонтали. Рассмотренные выше принципы формирования волнового поля

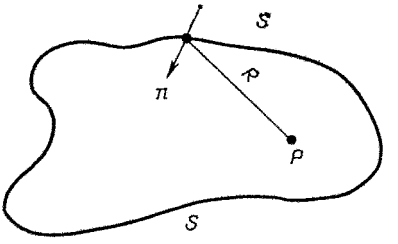


Рис. 84. К определению поля смещения с помощью дифракционного интеграла Кирхгофа

в среде позволяют оценить разрешающую способность сейсморазведки. Под разрешающей способностью сейсморазведки по горизонтали будем понимать наименьшее расстояние между двумя точечными объектами геологического разреза, при котором их можно различить на сейсмическом изображении. Согласно принципу Гюйгенса—Френеля основной вклад в формирование волны вносит область среды, определяемая первой зоной Френеля. Размеры этой зоны зависят от расстояния объекта до источника и длины волны. В общем случае зона Френеля трехмерна и ее влияние на формирование волны нужно учитывать с пространственных позиций. Когда размеры неоднородности постепенно становятся меньше диаметра первой зоны Френеля, происходит изменение формы колебаний и интенсивности отраженной волны в разных точках наблюдений, а при дальнейшем уменьшении размеров неоднородности будут регистрироваться чисто дифрагированные волны, как от точки дифракции. Для глубины границы 1500 м и обычной длины отраженной волны (около 70 м) диаметр первой зоны Френеля будет порядка 320 м. Таким образом, разрешающая способность сейсморазведки по горизонтали для этих условий составит примерно 160 м (половина зоны Френеля).

10.7. ОТРАЖЕНИЕ, ПРЕЛОМЛЕНИЕ И ДИФРАКЦИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

10.7.1. Отражение и прохождение сейсмических волн на резкой и гладкой границе

Монотипные и обменные волны. Рассмотрим явления, которые возникают при падении плоской продольной волны на разрывно резкую и идеально гладкую (зеркальную) горизонтальную границу раздела двух однородных и изотропных сред. В верхней среде (рис. 85) параметры Ламе — λ_1 и μ_1, плотность — σ_1, скорости продольной и поперечной волн — v_{1P} и v_{1S}; в нижней среде они соответственно равны λ_2, μ_2, σ_2, v_{2P} и v_{2S}. Ось x совместим с границей, а ось z направим вертикально вниз.

Согласно принципу Гюйгенса—Френеля любая точка на границе в момент, когда до нее дойдет волна, сама становится источником волн, которые распространяются в обратном направлении в первой среде (отраженные волны) и вниз во второй среде (проходящие волны). При косом падении волны P_1 на границе образуется четыре волны: две отраженные (продольная P_{11} и поперечная P_1S_1) и две проходящих (продольная P_{12} и поперечная P_1S_2). Если образовавшиеся волны — того же типа, что и падающая, то они называются **монотипными;** если падает на границу продольная волна, а отражается от нее или

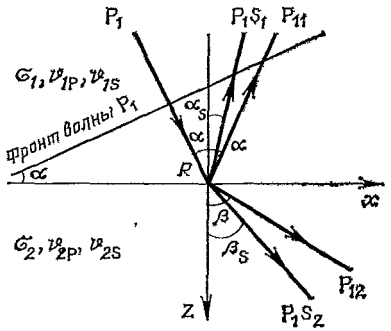


Рис. 85. Отражение и прохождение сейсмических волн в случае резкой и гладкой (зеркальной) границы

проходит во вторую среду поперечная волна, то волны называются **обменными.**

Условия на границе. На рис. 85 падающая, отраженные и проходящие волны изображены лучами, которые составляют с нормалью к границе показанные на рисунке углы и лежат в той же плоскости (в данном случае вертикальной), что и падающий луч. В этом случае компоненты смещений падающей и возникающих на границе четырех волн зависят только от координат x и z и их согласно (10.29), (10.30) и с учетом (10.7) можно записать в виде

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_y}{\partial x}, \tag{10.164}$$

где φ и $\vec{\psi}$ — соответственно скалярный и векторный потенциалы смещений, удовлетворяющие уравнениям (10.29) и (10.30).

Смещения в продольной волне происходят по направлению распространения, а в поперечной волне — перпендикулярно распространению. В данном случае (см. рис. 85) смещения поперечной волны, так же как и продольной волны, происходят в вертикальной плоскости xOz, перпендикулярной границе и содержащей нормаль к границе и падающий луч. Такую поперечную волну обозначают символом SV. Существуют так же поперечные волны, смещения в которых происходят параллельно границе, т. е. в плоскости xOy. Такие волны обозначают символом SH. Эти два вида поперечных волн представляют крайние случаи. В общем случае поперечная волна содержит как компоненту SV, так и компоненту SH.

Согласно (10.50) потенциал плоской падающей продольной волны

$$\varphi_{P_1} = A_0 F\left(t - \frac{d_1 x + d_3 z}{v_{1P}}\right),$$

где d_1 и d_3 — направляющие косинусы, связанные с углами падения соотношениями $d_1 = \cos(n, x) = \sin\alpha$, $d_3 = \cos(n, z) =$

$=\cos\alpha$; n — нормаль к фронту волны; A_0 — амплитуда волны. Последнее выражение перепишем в виде

$$\varphi_{P_1} = A_0 F\left(t - \frac{x\sin\alpha + z\cos\alpha}{v_{1P}}\right). \qquad (10.165)$$

Выразим потенциалы четырех возникающих на границе волн:

продольной отраженной

$$\varphi_{P_{11}} = A_1 F\left(t - \frac{x\sin\alpha - z\cos\alpha}{v_{1P}}\right),$$

обменной отраженной

$$\psi_{P_1S_1} = B_1 F\left(t - \frac{x\sin\alpha_S - z\cos\alpha_S}{v_{1S}}\right),$$

продольной проходящей

$$\varphi_{P_{12}} = A_2 F\left(t - \frac{x\sin\beta + z\cos\beta}{v_{2P}}\right),$$

и обменной проходящей

$$\psi_{P_1S_2} = B_2 F\left(t - \frac{x\sin\beta_S + z\cos\beta_S}{v_{2S}}\right). \qquad (10.165)$$

Отношения $A_1/A_0 = k_{P_{11}}$, $B_1/A_0 = k_{P_1S_1}$ называются **коэффициентами отражения,** а $A_2/A_0 = k_{P_{12}}$, $B_2/A_0 = k_{P_1S_2}$ — **коэффициентами прохождения.**

Поскольку вдоль границы раздела ($z=0$) фронты падающей, отраженных и проходящих волн распространяются с одинаковой кажущейся скоростью, то выполняются соотношения

$$\frac{v_{1P}}{\sin\alpha} = \frac{v_{1S}}{\sin\alpha_S} = \frac{v_{1P}}{\sin\alpha_P} = \frac{v_{2P}}{\sin\beta_P} = \frac{v_{2S}}{\sin\beta_S} = p_л, \qquad (10.166)$$

где величина $p_л$ называется **параметром сейсмического луча.**

Соотношение (10.166) выражает известный в оптике закон отражения — преломления и называется **законом Снеллиуса.** Как следует из закона Снеллиуса, при прохождении или отражении волны в слоистой среде величина параметра $p_л$ для данного проходящего или отраженного луча постоянна.

При решении уравнений (10.165) следует учесть граничные условия.

Смещения на границе непрерывны. Это условие означает, что суммы компонент смещений на границе со стороны верхней (I) и нижней (II) сред равны:

$$\Sigma u|_I = \Sigma u|_{II}, \quad \Sigma w|_I = \Sigma w|_{II}. \qquad (10.167)$$

Напряжения на границе непрерывны, т. е. суммы компонент напряжений на границе со стороны верхней и нижней сред равны:

$$\Sigma p_{zz}|_{\mathrm{I}} = \Sigma p_{zz}|_{\mathrm{II}}, \quad \Sigma p_{zx}|_{\mathrm{I}} = \Sigma p_{zx}|_{\mathrm{II}}. \tag{10.168}$$

Смещения в верхней среде определены падающей и двумя отраженными волнами:

$$u_1 = \frac{\partial \varphi_{P_1}}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_{P_{11}}}{\partial x} - \frac{\partial \psi_{P_1S_1}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}(\varphi_{P_1} + \varphi_{P_{11}}) - \frac{\partial \psi_{P_1S_1}}{\partial z},$$

$$w_1 = \frac{\partial}{\partial z}(\varphi_{P_1} + \varphi_{P_{11}}) + \frac{\partial \psi_{P_1S_1}}{\partial z}. \tag{10.169}$$

Выражения (10.169) получены с учетом выражений (10.164) и (10.7).

В нижней среде распространяются только две проходящие волны. Их компоненты смещений можно записать так:

$$u_2 = \frac{\partial \varphi_{P_{12}}}{\partial x} - \frac{\partial \psi_{P_1S_2}}{\partial z}, \quad w_2 = \frac{\partial \varphi_{P_{12}}}{\partial z} + \frac{\partial \psi_{P_1S_2}}{\partial x}. \tag{10.170}$$

Теперь с учетом выражений (10.169) и (10.170) первое граничное условие принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial x}(\varphi_{P_1} + \varphi_{P_{11}}) - \frac{\partial \psi_{P_1S_1}}{\partial z} = \frac{\partial \varphi_{P_{12}}}{\partial x} - \frac{\partial \psi_{P_1S_2}}{\partial z},$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(\varphi_{P_1} + \varphi_{P_{11}}) + \frac{\partial \psi_{P_1S_1}}{\partial x} = \frac{\partial \varphi_{P_{12}}}{\partial z} + \frac{\partial \psi_{P_1S_2}}{\partial x}. \tag{10.171}$$

Второе граничное условие согласно закону Гука (10.10) можно представить в виде

$$\lambda_1\theta_1 + 2\mu_1 \frac{\partial w_1}{\partial z} = \lambda_2\theta_2 + 2\mu_2 \frac{\partial w_2}{\partial z},$$

$$\mu_1\left(\frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\partial w_1}{\partial x}\right) = \mu_2\left(\frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{\partial w_2}{\partial x}\right), \tag{10.172}$$

где $\theta = \partial u/\partial x + \partial w/\partial z$.

Выразим упругие константы λ и μ согласно (10.39) через скорости и плотности:

$$\lambda_1 = \sigma_1(v_{1P}^2 - 2v_{1S}^2), \quad \mu_1 = v_{1S}^2\sigma_1,$$

$$\lambda_2 = \sigma_2(v_{2P}^2 - 2v_{2S}^2), \quad \mu_2 = v_{2S}^2\sigma_2. \tag{10.173}$$

Теперь первое уравнение (10.172) с учетом выражений (10.169) можно записать в виде

$$\sigma_1(v_{1P}^2-2v_{1S}^2)\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2}(\varphi_{P_1}+\varphi_{P_{11}})-\frac{\partial^2\psi_{P_1S_1}}{\partial x\partial z}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}(\varphi_{P_1}+\varphi_{P_{11}})+\right.$$

$$\left.+\frac{\partial^2\psi_{P_1S_1}}{\partial x\partial z}\right]+2v_{1S}^2\sigma_1\frac{\partial^2}{\partial x^2}(\varphi_{P_1}+\varphi_{P_{11}})+2v_{1S}^2\sigma_1\frac{\partial^2\psi_{P_1S_1}}{\partial x\partial z}=$$

$$=\sigma_2(v_{2P}^2-2v_{2S}^2)\left(\frac{\partial^2\varphi_{P_{12}}}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\psi_{P_1S_2}}{\partial x\partial z}\right)+2v_{2S}\sigma_2\left(\frac{\partial^2\varphi_{P_{12}}}{\partial z^2}+\right.$$

$$\left.+\frac{\partial^2\psi_{P_1S_2}}{\partial x\partial z}\right).$$

После простых преобразований это уравнение можно записать так:

$$\sigma_1\left[(v_{1P}^2-2v_{2S}^2)\frac{\partial^2}{\partial x^2}(\varphi_{P_1}+\varphi_{P_{11}})-v_{1P}^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}(\varphi_{P_1}+\varphi_{P_{11}})+\right.$$

$$\left.+2v_{1S}^2\frac{\partial^2\psi_{P_1S_1}}{\partial x\partial z}\right]=\sigma_2\left[(v_{2P}^2-2v_{2S}^2)\frac{\partial^2\varphi_{P_{12}}}{\partial x^2}-v_{2P}^2\frac{\partial^2\varphi_{P_{12}}}{\partial z^2}+\right.$$

$$\left.+2v_{2S}^2\frac{\partial^2\psi_{P_1S_2}}{\partial x\partial z}\right]. \qquad (10.174)$$

После аналогичных преобразований второго уравнения (10.173) получим

$$v_{1S}^2\sigma_1\left[2\frac{\partial^2}{\partial x\partial z}(\varphi_{P_1}+\varphi_{P_{11}})-\frac{\partial^2\psi_{P_1S_1}}{\partial z^2}+\frac{\partial^2\psi_{P_1S_1}}{\partial x^2}\right]=$$

$$=v_{2S}^2\sigma_2\left(\frac{\partial^2\varphi_{P_{12}}}{\partial x\partial z}-\frac{\partial^2\psi_{P_1S_2}}{\partial z^2}+\frac{\partial^2\psi_{P_1S_2}}{\partial x^2}\right). \qquad (10.174)$$

Подставим выражения потенциалов (10.165) в уравнения (10.171) и (10.174). Все производные от функции $F(t)$ на границе ($z=0$) будут одинаковые, поскольку в них будет один и тот же аргумент, равный $t-x/v_к$. Поэтому их можно сократить. После сокращения и преобразования получим следующие четыре уравнения, связывающие коэффициенты отражения и прохождения волны с углом падения ее на границе и отношением скоростей:

$$k_{P_{11}}\sin\alpha+k_{P_1S_1}\cos\alpha_S-k_{P_{12}}\sin\beta+k_{P_1S_2}\cos\beta_S=-\sin\alpha,$$

$$k_{P_{11}}\cos\alpha-k_{P_1S_1}\sin\alpha_S+k_{P_{12}}\cos\beta+k_{P_1S_2}\sin\beta_S=\cos\alpha, \qquad (10.175)$$

$$k_{P_{11}}\sin 2\alpha+k_{P_1S_1}\frac{v_{1P}}{v_{1S}}\cos 2\alpha_S+k_{P_{12}}\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\times$$

$$\times \frac{v_{2S}^2}{v_{1S}^2}\frac{v_{1P}}{v_{2S}}\sin 2\beta - k_{P_1S_2}\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\frac{v_{1P}v_{2S}}{v_{1S}^2}\cos 2\beta_S = \sin 2\alpha,$$

$$k_{P_{11}}\cos 2\alpha - k_{P_1S_1}\frac{v_{1S}}{v_{2S}}\sin 2\alpha_S - k_{P_{12}}\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\frac{v_{2P}}{v_{1P}}\cos 2\beta -$$

$$- k_{P_1S_2}\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\frac{v_{2S}}{v_{1P}}\sin 2\beta_S = -\cos 2\alpha.$$

Коэффициенты отражения и прохождения монотипных волн. В общем виде анализировать коэффициенты отражения и прохождения в уравнениях (10.175) затруднительно. Расчеты выполнены для различных соотношений скоростей и плотностей в верхней и нижней средах и построены зависимости коэффициентов отражения и прохождения от угла падения α и различных соотношений скоростей и плотностей [2, 9].

Выражения для коэффициентов отражения и прохождения принимают простой вид в случае нормального падения продольной волны, т. е. когда $\alpha=0$.

Кажущиеся скорости падающей и всех возникших на границе вторичных волн одинаковы и поэтому в уравнениях (10.175) следует положить $\alpha=\alpha_S=\beta=\beta_S=0$, после чего уравнения (10.175) принимают вид

$$\begin{aligned}
&k_{P_1S_1} + k_{P_1S_2} = 0,\\
&k_{P_{11}} + k_{P_{12}} = 1,\\
&k_{P_1S_1} - k_{P_1S_2}(\sigma_2/\sigma_1)(v_{2S}/v_{1S}) = 0,\\
&k_{P_{11}} - k_{P_{12}}(\sigma_2/\sigma_1)(v_{2P}/v_{1P}) = -1.
\end{aligned} \qquad (10.176)$$

Из первого и третьего уравнений (10.176) следует

$$k_{P_1S_1} = k_{P_1S_2} = 0,$$

а из второго и четвертого уравнений найдем

$$k_{P_{11}} = \frac{\sigma_2 v_{2P} - \sigma_1 v_{1P}}{\sigma_1 v_{1P} + \sigma_2 v_{2P}}, \quad k_{P_{12}} = \frac{2\sigma_1 v_{1P}}{\sigma_1 v_{1P} + \sigma_2 v_{2P}}. \qquad (10.177)$$

Таким образом, при нормальном падении продольной волны на границу на ней возникают только монотипные продольные отраженные и проходящие волны.

Отраженные волны образуются только на таких границах, на которых скачкообразно изменяется произведение плотности на скорость ($\sigma_1 v_{1P} \neq \sigma_2 v_{2P}$). Произведение скорости на плотность называется **волновым сопротивлением среды.** Абсолютные значения амплитуды смещений отраженной и проходящей волн зависят от различия волновых сопротивлений на противоположных сторонах границы сред и не зависят от стороны, с ко-

торой волна падает на эту границу. Границы, на которых коэффициенты отражения по абсолютной величине составляют 0,2—0,5 и более, называются **сильными отражающими границами.** При небольшом различии волновых сопротивлений на границах возникают отраженные волны небольшой амплитуды, и соответствующие границы называются **слабыми.**

Коэффициент отражения может быть положительным (при $\sigma_2 v_2 > \sigma_1 v_1$) или отрицательным (при $\sigma_2 v_2 < \sigma_1 v_1$). Когда отражение происходит со стороны среды, на которой коэффициент отражения положительный, то знак смещений при отражении не изменяется. Например, если границы достигла зона сжатия, то в тот же момент от нее отразится также зона сжатия. В этом случае запись отраженной сейсмической волны определяется только масштабными изменениями формы падающей волны. Если же отражение происходит со стороны, на которой коэффициент отражения отрицательный, то вместо зоны сжатия отразится зона расширения и в этом случае фаза колебаний изменится на 180° (колебание будет в обратной фазе).

10.7.2. Дифракция сейсмических волн. Особенности отражения от незеркальных границ

Дифракция волн. К дифракции относятся волновые явления, возникающие при падении сейсмической волны на любую (в сейсмическом смысле) неоднородность среды. Согласно принципу Гюйгенса—Френеля с позиций дифракции можно рассматривать и отражение сейсмических волн на границах. В частном случае дифракции, когда волна падает на изолированную неоднородность, образующаяся вторичная волна как бы рассеивается этой неоднородностью по всевозможным направлениям (рис. 86). При малых размерах неоднородности (меньших видимой длины падающей волны) поле смещений дифрагированной волны на большом удалении от препятствия можно рассматривать как поле точечного источника, совмещенного с этим препятствием. Если размеры неоднородности будут такого же порядка, что и видимая длина падающей волны, то распределение смещений сложно зависит от геометрии препятствия.

Что же касается динамических особенностей дифрагированных волн, то согласно теории в точках, где дифрагированный и отраженный лучи совпадают (угол дифракции равен углу отражения), амплитуда дифрагированной волны в 2 раза меньше амплитуды отраженной волны. За этой точкой происходит резкое уменьшение амплитуды дифрагированной волны.

Дифрагированные волны регистрируются в зонах тектонических нарушений, местах выклинивания горизонтов, на контактах нефтегазовых залежей и т. д.

Особенности отражения сейсмических волн от незеркальных

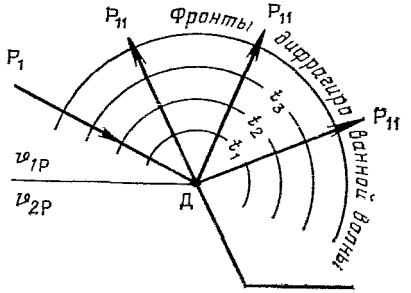
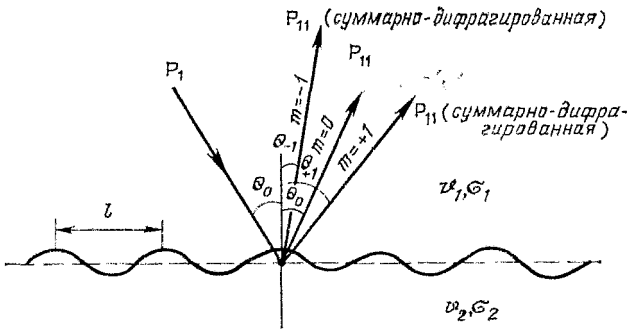


Рис. 86. Дифракция сейсмической волны на ступени

Рис. 87. Отражение волны от незеркальной границы



границ. Суммарно-дифрагированные волны. Остановимся на одном важном случае возникновения дифрагированных волн вследствие незеркальности сейсмогеологических границ. Незеркальными границами в сейсморазведке называют геометрически неровные (шероховатые) поверхности раздела упругих свойств или поверхности, вдоль которых быстро и часто меняется волновое сопротивление. Причинами незеркальности границ являются гофрировка пластов, фациальная изменчивость пород, стратиграфические несогласия и т. п. Поле отражений от незеркальной границы имеет очень сложный характер из-за наложения дифрагированных волн, образовавшихся на различных участках границы.

Простейшей моделью незеркальной шероховатой границы является поверхность раздела упругих свойств, имеющая в вертикальном сечении вид синусоиды — синусоидальная граница (рис. 87).

Отражение от синусоидальной границы плоской продольной волны впервые изучил Дж. У. Рэлей. Он показал, что кроме зеркальной отраженной волны, для которой выполняется закон Снеллиуса, в результате сложения волн, дифрагированных различными шероховатостями границы, образуются суммарные волны, которые позднее были названы **незеркально-отраженными или суммарно-дифрагированными.** На рис. 87 показаны

лучи зеркально-отраженной ($m=0$) и суммарно-дифрагированных ($m=+1$ и $m=-1$) волн. Лучи суммарно-дифрагированных волн образуют с нормалью к усредняющей синусоидальную границу плоскости углы θ_m, связанные с углом падения θ_0 уравнением Брегга — Вульфа

$$\sin\theta_m = \sin\theta_0 + m\lambda/l, \qquad (10.178)$$

где θ_0 — угол падения, а также зеркального отражения луча; λ — длина волны; l — пространственный период синусоиды; $m=0, \pm1, \pm2, \ldots$ Ненулевые значения m определяют лучи суммарно-дифрагированных волн разных порядков.

Механизм образования суммарно-дифрагированных волн на синусоидальной границе сходен с явлениями, возникающими при отражении света от оптической дифракционной решетки. Как известно из физики, при отражении от решетки плоской монохроматической световой волны происходит интерференция волн, дифрагированных разными щелями, результатом которой является чередующееся в пространстве распределение максимумов и минимумов интенсивности света (дифракционные спектры).

Суммарно-дифрагированные волны обладают дисперсией кажущейся скорости (см. 10.2.3). Этот вывод следует из уравнения (10.178), в котором углы выхода лучей θ_m зависят от длины волны (следовательно, и от частоты). На поверхности наблюдений поле отраженной от синусоидальной границы волны — сложное из-за наложения зеркально-отраженной и суммарно-дифрагированных волн, образовавшихся на разных участках этой границы. Вследствие дисперсии скорости суммарно-дифрагированные волны сохраняют регулярность (одинаковую форму и интенсивность колебаний) в пределах только коротких фронтов.

В экспериментах по сейсмическому моделированию полей отраженных от непериодических незеркальных границ волн, а также при анализе сейсмических записей отраженных волн от реальных сейсмогеологических границ были выявлены волны, которые по своим свойствам оказываются близкими к суммарно-дифрагированным волнам, образующимся на синусоидальной границе. Это послужило основанием рассматривать многие реальные сейсмогеологические границы в качестве незеркальных. Незеркальные границы изучают с помощью метода регулируемого направленного приема сейсмических волн (метода РНП) (см. 13.6).

10.7.3. Образование головных (преломленных) волн

Рассмотрим явления, которые происходят при падении продольной сферической волны на зеркальную поверхность раздела двух сред, когда скорость во второй среде больше, чем

в первой ($v_2 > v_1$). Как следует из закона Снеллиуса (10.166), при $v_2 > v_1$ имеется такой угол падения волны на границу ($\alpha = 1$), при котором угол преломления β оказывается равным 90°. Этот угол называется **критическим углом падения**

$$i = \arcsin(v_1/v_2). \qquad (10.179)$$

За точкой падения критического луча (на рис. 88 она обозначена $R_н$) луч проходящей волны скользит вдоль границы, т. е. фронт волны перпендикулярен границе и, следовательно, распространяется вдоль нее с постоянной кажущейся скоростью, равной v_2, которая называется **граничной скоростью** ($v_г$). За критической точкой кажущаяся скорость фронта падающей волны меньше кажущейся скорости фронта проходящей волны, равной v_2. Это следует из того, что при $\alpha > i$ $v_к = v_1/\sin\alpha < v_2$ и по мере увеличения угла α она стремится к скорости v_1. Вследствие разных значений за критической точкой кажущихся скоростей фронтов падающей и проходящей волн происходит разрыв их фронтов. При этом фронт проходящей волны, обогнав фронт падающей волны, согласно принципу Гюйгенса—Френеля, возбудит в первой среде вторичную волну. Из простых геометрических построений фронтов волн по принципу Гюйгенса следует, что фронт вторичной волны в случае плоской границы также плоский и наклонен к ней под постоянным углом, равным i (см. рис. 88). Поэтому лучи вторичной волны составляют с нормалью к границе также угол i.

Волна, распространяющаяся по пути $OR_нRS$, называется **головной (преломленной) волной.** Путь головной волны состоит из трех участков: $OR_н$, на котором она распространяется со скоростью v_1, $R_нR$ — со скоростью v_2 и PS — снова со скоростью v_1. Поэтому головную продольную волну обозначают P_{121}.

Головные волны, как следует из рис. 88, нельзя наблюдать вблизи источника возбуждения. Удаление от источника, где наблюдается головная волна, тем больше, чем больше угол i и глубина границы, на которой головная волна образовалась.

Экспериментально установлено, что динамические особенности головных волн оказываются более сложными, чем отра-

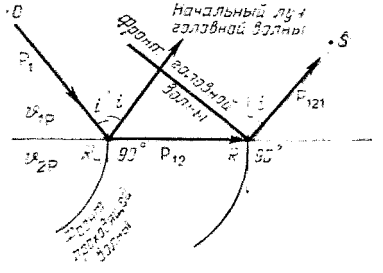


Рис. 88. Образование головной (преломленной) волны

женных. Прежде всего, форма импульса головной волны не подобна, как в случае отраженных волн, форме импульса падающей волны, а характеризуется более низкой преобладающей (видимой) частотой. Это обусловлено тем, что по мере увеличения пути пробега головной волны различные частотные составляющие, формирующие ее спектр, ослабляются в разной степени и тем более, чем больше их частота, т. е. в процессе распространения головной волны происходит обеднение ее спектра верхнечастотными составляющими. Наибольшая интенсивность головной волны приходится на низкочастотные составляющие ее спектра. Одновременно с увеличением видимого периода вступления головной волны становятся все менее и менее четкими, а их амплитуды сильно уменьшаются и часто оказываются незначительными. Это обстоятельство может затруднить выделение и прослеживание записей головных волн, особенно от глубоких преломляющих границ.

Обратим внимание на одну важную особенность отраженных волн по сравнению с головными (преломленными) волнами. Отраженные волны регистрируют на сравнительно небольших удалениях от источника, т. е. лучевые пучки (трубки) отраженных волн оказываются сравнительно узкими, диаметры их на практике редко превышают 2—3 км. Это позволяет хорошо сохраняться форме колебаний отраженных волн. Головные (преломленные) волны, наоборот, регистрируют на больших расстояниях от источника. Поэтому лучевые трубки у головных волн оказываются значительно более широкими, чем у отраженных волн, нередко на целый порядок (до 10—20 км и более). В результате форма колебаний головных волн подвержена бо́льшим изменениям, а спектры существенно смещены в область нижних частот, чем у отраженных волн. Вследствие этого разрешающая способность сейсморазведки отраженными и головными (преломленными) волнами оказывается существенно разной. Наибольшая разрешающая способность — у сейсморазведки отраженными волнами, что определяет ее ведущую роль при детальном изучении геологического разреза.

10.8. ЛУЧЕВОЙ МЕТОД РАСЧЕТА ИНТЕНСИВНОСТИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

Выше было показано (см. 10.1.2), что полный расчет поля смещений сейсмической волны $\vec{U}(x, y, z, t)$ (прямая динамическая задача сейсморазведки) в случае неоднородной среды возможно сделать только при решении векторного уравнения (10.23). Для этого необходимо задать упругие характеристики среды λ, μ и σ, а также начальные и граничные условия. Определить время и пути распространения волны (прямая кинематическая задача сейсморазведки) можно при решении основ-

ного уравнения геометрической сейсмики — уравнения поля времен сейсмической волны (10.146).

Полное решение прямых динамических задач сейсморазведки встречает серьезные математические трудности, особенно в неоднородных средах с криволинейными поверхностями раздела упругих свойств. Такие среды называются **сложно построенными средами.** Расчета только одних кинематических характеристик сейсмических волн в сложно построенных средах часто оказывается недостаточно.

Затруднения при решении динамических задач сейсморазведки в сложно построенных средах можно преодолеть, если пользоваться приближенными методами. Один из приближенных методов — **лучевой метод** расчета интенсивности сейсмических волн.

Сущность лучевого метода заключается в следующем. Поле смещений $\vec{u}(x, y, z, t)$ рассчитывают для малой окрестности фронта волны (узкой лучевой трубки) в виде лучевого ряда

$$\vec{u}(x,y,z,t) = \sum_{n=0}^{\infty} \vec{u}_n(x, y, z) F_n[t-\tau(x, y, z)]. \qquad (10.180)$$

В выражении (10.180) векторы $\vec{u}_n(x, y, z)$ характеризуют амплитуду и направления смещения волны в малой окрестности ее фронта, они зависят только от координат x, y, z, т. е. определены только при малых значениях аргумента $t-\tau(x, y, z)$ функции $F_n(t)$, которая характеризует форму возмущения. Функция $\tau(x, y, z)$ определяет поле времён сейсмической волны, поверхности $\tau(x, y, z)=t$ соответствуют положению фронта волны в заданный момент t.

Функции $F_n(t)$ определены таким образом, чтобы они были связаны между собой рекуррентным соотношением $F_n(t)=F'_{n+1}(t)$. Каждый член ряда (10.180) называется **лучевым приближением.** На практике при расчетах интенсивности волн ограничиваются обычно только одним главным членом ряда $(n=0)$:

$$\vec{u}(x, y, z, t) \approx \vec{u}_0(x, y, z) F_0(t-\tau(x, y, z)]. \qquad (10.181)$$

Выражение (10.181) называется нулевым приближением лучевого ряда.

Если известно значение интенсивности волны $\vec{u}_0(O)$ в точке O на луче, то интенсивность этой волны в нулевом приближении в некоторой точке M на том же луче вычисляют по формуле

$$u_0(M) = u_0(O)\sqrt{\frac{\sigma(O)\cdot v(O)\cdot Q(O)}{\sigma(M)\cdot v(M)\cdot Q(M)}}, \qquad (10.182)$$

где σ и v — соответственно значения плотности и скорости в точках O и M среды; Q — геометрическое расхождение в этих

же точках. Если площадь сечения лучевой трубки будет dS, то геометрическое расхождение

$$Q = dS/(d\alpha d\beta),$$

где α и β — параметры лучей, определяющих лучевую трубку.

Формула (10.182) справедлива для монотипных как продольных, так и поперечных волн. Для расчета интенсивностей обменных волн требуется использовать и последующие приближения лучевого ряда.

10.9. ОСОБЕННОСТИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ СЛОИСТОСТЬЮ РАЗРЕЗА

10.9.1. Модели сейсмических сред

В реальных геологических средах распределение упругих параметров (скорости, плотности и др.) оказывается весьма сложным. Поэтому при решении многих задач их представляют моделями сред с некоторым схематизированным распределением упругих параметров. Сейсмогеологическую модель обычно выбирают по характеру распределения скоростей в среде. Наиболее часто реальные сейсмические среды представляют следующими моделями.

Однородная среда. Однородной называется упругая среда, если свойства ее не изменяются в пространстве, другими словами, каждая ее часть имеет те же свойства, что и вся среда в целом. Однородные среды подразделяют на изотропные и анизотропные. В изотропной среде свойства одинаковы по всем направлениям, тогда как в анизотропной среде они неодинаковы в разных направлениях. На практике обычно рассматривают однородные изотропные среды.

Слоистая среда. Реальные геологические среды состоят обычно из большой совокупности тонких слоев, образовавшихся в результате часто изменяющихся условий осадконакопления («тонким» в сейсморазведке называют слой, мощность которого меньше видимой длины волны). В тонкослоистых средах упругие свойства (скорости и плотности) почти непрерывно изменяются с глубиной. Однако определенную совокупность тонких слоев, в которой скорости и плотности незначительно варьируют около некоторого среднего значения, часто объединяют в одну пачку — сейсмический пласт, характеристиками которого будут некоторые средние значения скорости и плотности. Таким образом, мы приходим к понятию **слоистой среды** в виде совокупности толстых сейсмических пластов, в которых скорости и плотности принимают постоянными. Границы раздела упругих свойств пластов, как правило, залегают согласно с литологическими и стратиграфическими поверхностями и мо-

гут совпадать с ними. Последнее имеет очень важное значение для обоснования применения сейсморазведки в качестве метода подземного картирования геологических горизонтов. Наиболее простой является модель слоистого разреза с горизонтальными границами раздела пластов, называемая **горизонтально-слоистой средой.**

Непрерывная среда. Непрерывной называется среда, в которой скорость плавно изменяется по какому-либо направлению. Обычно изменение скорости в горизонтальных направлениях значительно меньше, чем ее изменение с глубиной. В таких случаях используют модель среды с изменением скорости только в вертикальном направлении.

Для характеристики модели непрерывной среды с изменением скорости в вертикальном направлении существенное значение имеет выбор функции $v(z)$. По возможности функция $v(z)$ должна быть простой для дальнейших расчетов. Этому условию в наибольшей степени удовлетворяет линейная функция скорости

$$v = v_0(1 + \beta z), \tag{10.183}$$

где v_0 — скорость на глубине $z=0$; β — коэффициент нарастания скорости с глубиной (градиент скорости с глубиной). Иногда применяют и более сложные законы изменения скорости с глубиной.

Слоисто-непрерывная среда. Среда разбивается на несколько слоев, в каждом из которых скорость изменяется по определенному закону (например, по линейному). Такое представление о среде наиболее близко действительности. Однако его применение затруднено, так как требуются достаточно точные сведения о законах изменения скоростей в каждом слое и о поведении границ раздела между слоями.

10.9.2. Горизонтально-слоистая среда. Средняя скорость горизонтально-слоистой среды. Анизотропия скорости

При рассмотрении многих вопросов сейсморазведки ограничиваются моделями среды, в которых каждый слой имеет достаточно большую мощность, превышающую длину волны (толстые слои), а границы между слоями плоскопараллельные и горизонтальные. Такая среда называется горизонтально-слоистой.

Одной из важнейших сейсмических характеристик горизонтально-слоистой среды является **средняя скорость.** Понятие средней скорости введено при выполнении следующих условий: неоднородная среда заменяется однородной, в которой постоянная скорость равна средней скорости; время распространения волны до некоторой фиксированной точки среды со средней ско-

ростью равно действительному времени распространения этой волны до той же точки. Согласно данному определению средняя скорость равна частному от деления пути s пробега волны вдоль луча на время t ее распространения по этому лучу:

$$v_{ср} = s/t. \tag{10.184}$$

Наиболее часто среднюю скорость определяют в предположении, что волна распространяется по прямолинейному лучу, нормальному к границам горизонтально-слоистого разреза. Такой луч называется **вертикальным,** а время распространения волны вдоль него — **вертикальным временем** $t_в$. Время пробега волны вдоль вертикального луча складывается из суммы времен пробега в каждом из отдельных пластов, находящихся в данном диапазоне глубин:

$$t_в = h_1/v_1 + h_2/v_2 + \ldots + h_n/v_n = \sum_{j=1}^{n} h_j/v_j. \tag{10.185}$$

Если в этом диапазоне глубин заменить слоистую среду однородной той же мощности, то согласно (10.184) получим выражение для вычисления средней скорости

$$v_{ср} = \frac{h_1 + h_2 + \ldots + h_j}{h_1/v_1 + h_2/v_2 + \ldots + h_j/v_j} = \frac{\sum_{j=1}^{n} h_j}{\sum_{j=1}^{n} h_j/v_j}. \tag{10.186}$$

Как следует из формулы (10.186), средняя скорость изменяется с глубиной. До глубины подошвы первого пласта ($z = h_1$) она постоянна и равна v_1.

Среднюю скорость часто выражают функцией двойного вертикального времени, которое соответствует времени отражения волны по нормальному лучу от горизонтальной границы раздела. Если известно значение средней скорости на некоторой глубине z, то вертикальное время можно определить, воспользовавшись формулой (10.184), положив в ней $s = z$ и $t = t_в$.

В районах с наклонными границами пластов среднюю скорость рассчитывают в предположении горизонтального залегания пластов. Такое предположение основано на особенностях измерения средней скорости в скважинах, когда регистрацию сейсмических колебаний производят вдоль ствола скважины. Естественно, что в таком случае средняя скорость превращается в некоторую расчетную величину, которая затем используется с целью упрощения построения сейсмических разрезов. В среде с наклонными границами раздела средняя скорость зависит не только от глубины, но также от горизонтальных координат.

В районах с небольшими углами наклона границ раздела изменения средней скорости в горизонтальном направлении будут небольшими.

Если истинная (локальная) скорость непрерывно изменяется с глубиной, т. е. является функцией глубины v_z, то средняя скорость

$$v_{ср} = \frac{z}{t_в} \frac{z}{\int\limits_0^z dz/v\,(z)}. \qquad (10.187)$$

Анизотропия скорости. При рассмотрении волновых явлений в упругих средах выше всегда предполагалось, что среда изотропная. В действительности, как отмечалось ранее, среда может быть анизотропной. Простейшим видом анизотропной среды является **поперечно-изотропная,** в которой свойства не меняются в одной плоскости (например, в плоскости xOy), но различны вдоль нормали к этой плоскости. Примером поперечно-изотропной среды является точка параллельных тонких пластов, каждый из которых изотропен и имеет отличные от других пластов свойства. Скорости распространения сейсмической волны в поперечно-изотропной среде в различных направлениях оказываются неодинаковыми. Это явление называется **анизотропией скорости.** Поперечно-изотропную среду можно характеризовать коэффициентом анизотропии $\varkappa$. **Коэффициентом анизотропии** называется отношение скоростей распространения волны параллельно $v_\parallel$ и перпендикулярно $v_\perp$ тонкой слоистости:

$$\varkappa = v_\parallel / v_\perp. \qquad (10.188)$$

График скорости распространения волны по различным направлениям в пласте (индикатриса скорости) приблизительно имеет вид эллипса, у которого полуоси — $v_\perp$ и $v_\parallel = \varkappa v_\perp$.

Для реальных геологических разрезов, сложенных тонкопереслаивающимися осадочными породами, коэффициент анизотропии скорости $\varkappa$ составляет 1—1,4. Анизотропию скорости при обработке и интерпретации материалов сейсморазведки обычно не учитывают. Однако сведения об анизотропии могут оказаться полезными при решении некоторых специальных геологических задач.

10.9.3. Многократные сейсмические волны

В общем случае вследствие слоистости разреза волновое поле сильно усложняется. Одной из причин тому является возникновение так называемых **многократных сейсмических волн,** которые в ряде районов являются основными помехами, за-

трудняющими обнаружение отраженных волн от интересующих глубоких границ.

На сильных отражающих границах образуются интенсивные **многократные отраженные волны.** Различают **полнократные отраженные волны** — с несколькими актами отражения на одной и той же глубокой (основной) границе и границе раздела «земля — воздух», и **частично-кратные отраженные волны** — с несколькими актами отражения на разных глубоких границах. Пути пробега некоторых полно- и частично-кратных отраженных волн изображены на рис. 89, *а, б*. Волна, отразившаяся до ее регистрации 2 раза, называется **двухкратной отраженной волной,** 3 раза — **трехкратной** и т. д.

Особый вид частично-многократных отраженных волн представляют так называемые **волны-спутники.** Схемы лучей волн-спутников и соответствующей однократной отраженной волны показаны на рис. 89, *в*. На полевых сейсмических записях волны-спутники запаздывают относительно однократных отраженных волн на двойное время пробега в той части разреза, с которой связано образование волны-спутника. Другая особенность волн-спутников состоит в том, что у них имеются фазовые сдвиги на 180° относительно соответствующих однократных волн, что отвечает сдвигу на половину видимой длины волны.

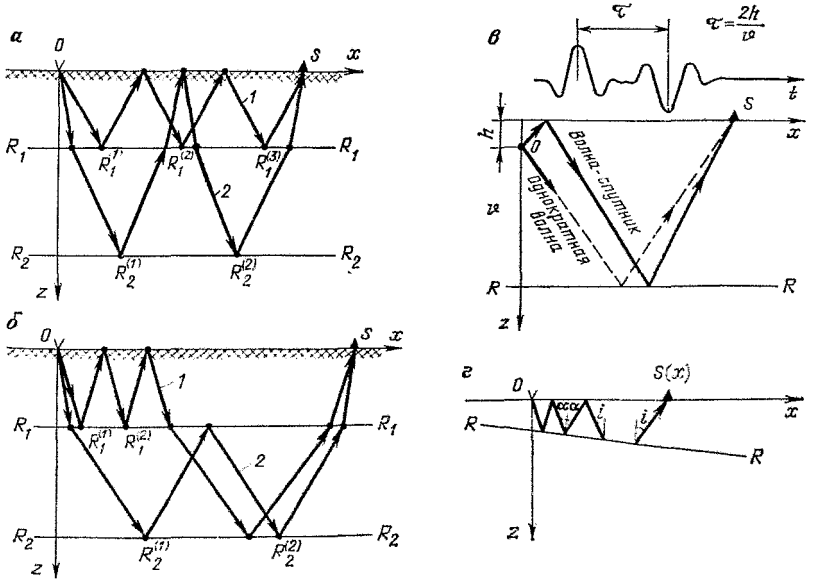


Рис. 89. Схема образования многократных волн.

Волны: *а* — полнократные отраженные (1 — трехкратная; 2 — двухкратная); *б* — частично-кратные отраженные (1 — трехкратная, 2 — двухкратная); *в* — волна-спутник; *г* — отраженно-преломленная (двухкратная)

Последнее свойство волн-спутников используют при ослаблении их мешающего действия на однократные отраженные волны (см. 13.1.1).

Наиболее интенсивные волны-спутники возникают при морской сейсморазведке, т. к. поверхность воды является почти идеальным отражателем. Многократные отражения в водном слое порождают интенсивную помеху, которая называется **реверберацией.** Подавление реверберации — одна из наиболее сложных задач в морской сейсморазведке.

Если сильная отражающая граница одновременно является и преломляющей, то на ней возможно образование **многократных отраженно-преломленных волн.** Многократной отраженно-преломленной волной называют волну, которая вначале несколько раз отразилась от основной границы раздела, а затем, упав на нее под критическим углом, распространяется как головная (преломленная) волна. Пути пробега двухкратной отраженно-преломленной волны показаны на рис. 89, *г*. Как показывает практика, многократные отраженно-преломленные волны обычно образуются на неглубоких сильных отражающе-преломляющих границах.

10.9.4. Особенности образования в многослойной среде головных волн

Образование головных (преломленных) волн в многослойной среде имеет некоторые особенности по сравнению с таковым в двуслойной среде. Головная волна в среде с одной границей раздела возникает, если выполнено условие $v_2 > v_1$. В слоистой среде для образования головной волны на n—1-й границе необходимо также, чтобы скорость в преломляющем пласте v_n была больше, чем скорость в любом из вышележащих пластов, т. е. $v_n > v_j$, где $j = 1, 2, 3, \ldots, n-1$.

Поясним необходимость выполнения дополнительного условия на следующем примере. Пусть выше преломляющей границы расположены три слоя, причем $v_4 > v_3$, $v_4 < v_2$ и $v_4 > v_1$. Для возникновения головной волны необходимо, чтобы луч проходящей волны упал на преломляющую границу под критическим углом i (в данном примере $\sin i = v_3/v_4$). Кроме того, согласно закону преломления (10.166), должно выполняться условие

$$\frac{\sin\alpha}{v_1} = \frac{\sin\beta}{v_2} = \frac{\sin i}{v_3} = \frac{1}{v_4} = p_л. \qquad (10.189)$$

Но поскольку $v_2 > v_4$, то $\sin\beta = v_2/v_4 > 1$, что невозможно. Поэтому условие (10.189) при данном соотношении скоростей невыполнимо и, следовательно, головная волна на границе 4

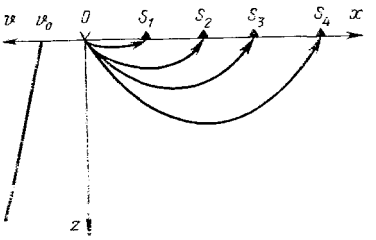


Рис. 90. Сейсмические лучи рефрагированных волн

образоваться не может. Это означает, что при данном распределении скоростей ни один луч проходящей волны не сможет упасть на преломляющую границу 4 под критическим углом i, т. е. происходит **экранирование преломляющего пласта.** Явление экранирования высокоскоростными пластами расположенных под ними преломляющих границ приводит к тому, что реальных геологических границ, на которых возможно образование головных волн, значительно меньше, чем отражающих.

Градиентные среды. Рефрагированные волны. Если мощности пластов многослойного разреза малы по сравнению с видимой длиной проходящей волны, то его можно рассматривать как среду, в которой скорость непрерывно изменяется с глубиной. Такие среды называются **градиентными.** В градиентных средах вследствие многочисленных актов преломления на границах тонких пластов сейсмические лучи искривляются. Искривление сейсмических лучей, обусловленное слоистостью среды, называется **рефракцией,** а соответствующие волны называются **рефрагированными.**

В наиболее интересном для сейсморазведки случае градиентных сред, в которых скорость непрерывно увеличивается с глубиной, сейсмические лучи искривляются в сторону поверхности земли. При этом существуют такие точки среды, в которых сейсмические лучи оказываются параллельными поверхности земли. В таких точках среды формируются волны, которые распространяются назад, к поверхности земли. Волна с криволинейными путями пробега, показанными на рис. 90, называется **рефрагированно-преломленной.** Чтобы отличить рефрагированно-преломленные волны от чисто головных волн, анализируют нагоняющие годографы этих волн (см. 11.6).

10.10. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА РЕГИСТРИРУЕМЫХ В СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

После рассмотрения разнообразных явлений, происходящих в сейсмических средах, следует остановиться на основных свойствах регистрируемых при сейсморазведке волновых полей.

10.10.1. Состав сейсмических волновых полей

При возбуждении упругих колебаний в неоднородных геологических средах возникают и распространяются разнообразные по своей природе и особенностям сейсмические волны: продольные, поперечные и обменные, отраженные, головные (преломленные) и дифрагированные, поверхностные и многие другие. Эти волны могут приходить в точки приема с близкими временами, в результате чего может произойти их наложение (интерференция). Поэтому регистрируемое на поверхности земли сейсмическое волновое поле часто оказывается очень сложным. Не все его составные части необходимо использовать для получения информации об изучаемых геологических разрезах. Волны, на использование которых рассчитана последующая обработка сейсмических записей, будем называть **полезными волнами.** Остальные колебания, регистрируемые в том же временном интервале, что и полезные волны, будут создавать мешающий фон на сейсмических записях и их следует отнести к **волнам-помехам.** Например, в методе отраженных волн к полезным волнам, очевидно, следует отнести все однократно-отраженные волны, тогда как, например, головные (преломленные), многократно-отраженные и все другие волны будут представлять помехи. Естественно, что разделение волн на полезные и помехи носит условный характер. Например, ранее рассматриваемые в качестве помех дифрагированные волны на основе развитой миграционной методики изображения сейсмических границ позволили получать ценную дополнительную информацию об изучаемых разрезах. Вне всякого сомнения, по мере развития теории сейсморазведки будут создаваться возможности и для дальнейшего расширения состава волновых полей, используемого для получения разведочной информации о разрезе. Примером может служить многоволновая сейсморазведка (см. 13.10).

В зависимости от длины участков волновых фронтов, на которых сейсмические колебания сохраняют свои особенности, сейсмические волны подразделяют на регулярные и нерегулярные. К **регулярным** относят волны с достаточно протяженными участками волновых фронтов (несколько длин волн), в пределах которых форма колебаний примерно одинакова, а амплитуда медленно и плавно изменяется. К **нерегулярным волнам** относят колебания, амплитуды и фазы у которых незакономерно и быстро изменяются во времени и от точки к точке регистрации. Именно такой характер колебаний наблюдается у сейсмических колебаний естественного происхождения, называемых **микросейсмами.** Такой же характер колебаний может наблюдаться в результате рассеяния волн на мелких неоднородностях, интерференции большого числа регулярных волн, приходящих в точку регистрации одновременно или с близкими

временами и др. При значительном фоне нерегулярных колебаний они могут затруднить обнаружение регулярных волн. Очевидно, разделение волн на регулярные и нерегулярные носит также условный характер.

Форма регистрируемых колебаний определяется многими факторами и прежде всего условиями возбуждения и приема колебаний, частотно зависимым поглощением и рассеиванием упругой энергии неидеально упругими и локально неоднородными средами, интерференцией волн вследствие тонкослоистости разреза и т. д. В целом форма колебаний регистрируемых сейсмических волн оказывается весьма сложной и изменчивой.

10.10.2. Частотный состав сейсмических колебаний

Форма сейсмических колебаний тесно связана с их спектральным (частотным) составом. Изменение формы колебаний обусловливает и соответствующие различия их спектрального состава.

Наиболее низкочастотным составом характеризуются низкоскоростные поверхностные волны, распространяющиеся в верхней рыхлой части разреза. Максимумы спектров колебаний поверхностных волн обычно находятся в диапазоне частот 5—25 Гц.

Отраженные волны характеризуются довольно широкими частотными спектрами колебаний, максимумы которых находятся в диапазоне 20—100 Гц и выше. С увеличением глубины отражающих границ и, следовательно, времени прихода отраженных волн происходит обеднение их спектров высокочастотными составляющими, т. е. максимумы спектров этих волн смещены в сторону нижних частот. Частотный состав сейсмических волн оказывается различным также вследствие неодинаковой поглощающей способности сред: в средах с высоким поглощением спектры волн обеднены высокочастотными составляющими. На свойстве аномально высокого поглощения сейсмических волн при их прохождении через толщу, насыщенную нефтью или газом, основан один из способов прямых поисков залежей нефти и газа сейсмическими методами (см. 14.14).

Частотный состав головных (преломленных) волн сильно зависит от пути, пройденного волной: при малых глубинах преломляющих границ максимумы спектров расположены в диапазоне относительно высоких частот (50—100 Гц); при региональных работах, когда прослеживают головные волны от глубоких границ на удалениях от источника в несколько десятков (иногда и до 100 км) максимумы спектров смещены в область весьма низких частот (5—10 Гц и менее).

Микросейсмические колебания имеют довольно широкий частотный спектр — от единиц до нескольких сотен герц.

Довольно специфичны по своему спектральному составу волны-помехи, регистрируемые при морской сейсморазведке,— реверберационные помехи. Большую часть своего пути реверберационные волны проходят в морской воде, в которой поглощение невелико. Поэтому они характеризуются довольно высокочастотным спектральным составом с максимумом на частотах 100—150 Гц и выше.

В целом частотный диапазон регистрируемых в сейсморазведке колебаний находится в пределах (5—10)—200 Гц с максимумами спектров на частотах до 100 Гц. Интенсивно проводятся разработки, направленные на расширение в высокочастотную область спектров регистрируемых волн, что позволило бы повысить разрешающую способность сейсморазведки (высокоразрешающая сейсморазведка, см. 13.11).

10.10.3. Интенсивность сейсмических колебаний

Амплитуды регистрируемых колебаний определяются видом и интенсивностью источника возбуждения, свойствами среды, в которой распространяются волны, длиной пути пробега волны и многими другими причинами. В общем случае амплитуды регистрируемых колебаний изменяются в широких пределах. Динамический диапазон их может составлять 100—120 дБ (10^5—10^6) и более. Динамическим диапазоном называется отношение максимальных амплитуд регистрируемых колебаний к минимальным и выражается в децибелах [1 дБ$=20\ \lg\ (A_{max}/A_{min})$].

В процессе распространения упругих волн их амплитуды быстро и закономерно уменьшаются вследствие геометрического расхождения фронта волны, поглощения энергии неидеально упругими средами, рассеивания волн мелкими неоднородностями, отражения, преломления и прохождения волн на границах раздела упругих свойств и других причин. Совокупное воздействие геометрического расхождения и поглощения волны оценивается множителем $e^{-\alpha r}/r$, где r — путь, пройденный волной в среде, а $\alpha=\alpha(f)$ — зависящий от частоты коэффициент поглощения.

При отражении и прохождении волн их амплитуда зависит от контрастности (степени различия) физических свойств контактирующих на границе пород разреза. Можно считать, что сильные отражающие границы, характеризующиеся большими значениями коэффициента отражения, и слабые границы с небольшими значениями коэффициента отражения распределены в разрезе неравномерно и случайно по глубине (а, следовательно, и по времени отражения). Поэтому амплитуды отраженных волн, уменьшаясь с увеличением времени их прихода, испытывают незакономерные и часто значительные и быстрые изменения. Скачки амплитуд могут быть вызваны наложением (интерференцией) волн.

10.10.4. Наложение (интерференция) волн

При распространении сейсмических волн в реальных геологических средах возникают многочисленные и разнообразные явления наложения (интерференция) сейсмических волн. Главными, но не единственными причинами наложения волн являются следующие: использование поверхностных источников для возбуждения сейсмических волн, вследствие чего возникают интенсивные поверхностные волны; сильная дифференциация разреза по упругим свойствам, обусловливающая возникновение многократных сейсмических волн на сильных сейсмогеологических границах; тонкая слоистость разреза, из-за которой происходит наложение волн, отразившихся от кровли и подошвы тонких пластов; сложное глубинное строение (криволинейность границы, дизъюнктивные нарушения, несогласное залегание горизонтов и их выклинивание, гофрировка пластов и фациальная изменчивость вдоль них, т. е. незеркальный характер границ и т. п.), обусловливающее наложение волн, приходящих по различным направлениям (т. е. с различной кажущейся скоростью).

Поверхностные волны представляют собой многофазные интенсивные группы колебаний с малой кажущейся скоростью (300—1000 м/с) и большими видимыми периодами (до 0,05 с и более). Вследствие малой скорости распространения они регистрируются с большими запаздываниями во времени и тем самым осложняют практически всю полезную часть сейсмических записей отраженных волн. Интенсивность поверхностных волн зависит от частотной фильтрации при приеме и часто во много раз превосходит интенсивность полезных волн. Наложение поверхностных волн обусловливает сильное снижение качества полевого сейсмического материала и отрицательно сказывается на результатах его последующей обработки. Для ослабления поверхностных волн используют частотную фильтрацию с сильным подавлением нижнечастотных составляющих, на которые приходится основная часть их энергии, а также группирование источников и сейсмоприемников (см. 13.4).

Характер наложения однократных и многократных отраженных волн зависит главным образом от различия их кинематических параметров, поскольку по частотному составу эти волны различаются значительно меньше, чем поверхностные волны. В случае тонкослоистого разреза происходит наложение волн, отраженных от кровли и подошвы тонких пластов, в результате чего формируется сложное волновое поле. На сейсмических записях наблюдаются быстро меняющиеся по форме, интенсивности и продолжительности многофазные группы колебаний, часто большой длительности. В общем случае форма колебаний у этих групп вдоль профиля наблюдений изменяется. Однако

если сейсмогеологический разрез достаточно выдержан в вертикальном и горизонтальном направлениях, то форма колебаний у отдельных групп часто сохраняется на больших расстояниях, причем для разных пачек слоев они могут иметь свои индивидуальные особенности (опорные волны). Для повышения разрешающей способности сейсморазведки при изучении тонкослоистых разрезов полезной может оказаться обратная фильтрация (деконволюция) сейсмических записей (см. 14.2.3).

В районах со сложной складчатостью, многочисленными дизъюнктивными нарушениями и сильной фациальной изменчивостью в горизонтальном направлении наиболее существенную роль играет наложение волн с различной кажущейся скоростью, т. е. приходящих к профилю наблюдений по различным направлениям (под различными углами). Например, при отражении волн от вогнутой криволинейной границы (узкой синклинали) в одну и ту же точку профиля приходят волны с близкими временами регистрации, отразившиеся от двух противоположных склонов и вершины складки. Другой причиной формирования сложных сейсмических записей является наложение дифрагированных и суммарно-дифрагированных волн, образовавшихся в зонах тектонических нарушений, местах выклинивания горизонтов, на незеркальных сейсмогеологических границах и т. д. Для надежного обнаружения среди регистрируемых сейсмических колебаний полезных волн (сигналов) необходимо обеспечить получение записей колебаний с максимально возможно высоким отношением сигнал/помехи. Повысить отношение сигнал/помехи можно только при существенном различии динамических или кинематических характеристик полезных волн и помех. На использовании различия динамических или кинематических характеристик полезных волн и помех разработаны многочисленные способы подавления (ослабления) помех: частотная фильтрация, интерференционный прием, регулируемое суммирование записей и др. (см. 14.2, 13.3, 13.6 и др.).

10.11. МЕТОДЫ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ

Классификация методов сейсморазведки проводится прежде всего по типам и классам волн. Основными методами являются **метод отраженных продольных волн (МОВ)** и **метод головных (преломленных) продольных волн (МПВ)**, применяются также методы **поперечных, обменных проходящих волн** и др. В зависимости от сложности сейсмогеологических условий и решаемых геологоразведочных задач в сейсморазведке применяют различные технические, методические и интерпретационные приемы, на основании которых внутри отдельных методов выделяют различные модификации, часто называемые методами. В методе отраженных волн раннюю его модификацию, основы

которой были разработаны еще применительно к ручной обработке полевых материалов, часто называют **методикой однократных перекрытий МОВ**. На основе цифровой регистрации и обработки записей сейсмических колебаний разработаны имеющие более высокую геологическую эффективность по сравнению с ранней модификацией МОВ **метод общей глубинной точки отражения (метод ОГТ)**, **метод регулируемого направленного приема сейсмических волн (метод РНП)** и др.

Сейсмические наблюдения выполняют на различных поверхностях: на суше — **наземная сейсморазведка**, реках и озерах — **речная и озерная сейсморазведка**, акваториях морей и океанов — **морская сейсморазведка**, в глубоких буровых скважинах — **скважинная сейсморазведка**, в шахтах — **подземная сейсморазведка и т. д.**

В зависимости от характера решаемых геологоразведочных задач сейсморазведку подразделяют на **структурную** и **неструктурную**, а от вида полевых наблюдений — на **профильную, площадную** и 3-х **мерную** (объемную).

В зависимости от решаемых геологоразведочных задач различают следующие виды сейсморазведочных работ.

Глубинное сейсмическое зондирование (ГСЗ). Метод применяют для изучения закономерных связей поверхности кристаллического фундамента и нижележащих слоев земной коры (гранитного, базальтового) со структурными особенностями осадочного чехла и для получения данных о закономерностях размещения крупных тектонических элементов земной коры.

Регистрируют волны, проникающие на десятки километров в глубь земной коры. Для этого используют преимущественно продольные головные (преломленные) волны и обменные проходящие волны. Основные изучаемые границы: поверхность кристаллического фундамента ($v=6$ км/с), граница раздела между «гранитным» и «базальтовым» слоями — поверхность Конрада ($v=7$ км/с), подошва земной коры — поверхность Мохоровичича ($v=8$ км/с).

Региональные сейсморазведочные работы. Задачей региональных исследований является изучение наиболее крупных особенностей геологического строения, например, определение глубины и рельефа поверхности кристаллического фундамента и мощности покрывающего фундамент осадочного чехла, выявление в осадочном чехле наиболее крупных осложнений (сводов, валов, впадин и т. п.). Региональные сейсмические работы выполняют по протяженным (до нескольких сотен километров) профилям, пересекающим геологические регионы. Обычно комплексируют методы продольных отраженных волн, преломленных волн, обменных проходящих волн и др.

Поисковые сейсморазведочные работы. Задача поисковых работ — обнаружение структурных и других особенностей гео-

логического разреза, благоприятных для образования месторождений того или иного вида полезных ископаемых. Например, при поисках месторождений нефти и газа главный интерес представляет выявление и локализация антиклинальных складок, зон стратиграфических и литологических несогласий и т. п. Работы проводят на наиболее интересных участках, выявленных в результате региональных исследований.

При поисковых исследованиях основной является сейсморазведка методом продольных отраженных волн в различных модификациях (метод общей глубинной точки отражения в двух- и трехмерных вариантах, метод регулируемого направленного приема сейсмических волн и др.).

Детальные сейсморазведочные работы. Задача детальных работ — подготовка перспективных площадей, установленных в процессе выполнения поисковых работ, под глубокое разведочное бурение. Например, подготовка антиклинальных складок при поисках месторождений нефти и газа и т. п. В перечень разведочных задач на этапе детальных исследований входят также поиск неструктурных ловушек нефти и газа, изучение вещественного состава разреза и прогноз наличия в нем нефтегазовых залежей (прямые поиски), прогнозирование разрезов глубоких буровых скважин, особенно с целью выявления в разрезе зон аномально высоких пластовых давлений (АВПД) и др. Для изучения нефтегазопромысловых свойств пород разреза изучают динамические и кинематические характеристики сейсмических волн [скорости их распространения в горных породах, интенсивности, частотный (спектральный) состав и т. п.] и упругие константы пород (модуль Юнга, коэффициент Пуассона и др.). Такая методика стала называться **прогнозированием геологического разреза (ПГР).**

Детальные сейсморазведочные работы проводят с использованием разных модификаций сейсморазведки: ОГТ, РНП, высокоразрешающей сейсморазведки и др. Для решения нефтегазопромысловых задач кроме продольных отраженных волн привлекают также поперечные и обменные отраженные и проходящие волны (многоволновую сейсморазведку), а также сейсмические наблюдения в глубоких буровых скважинах (скважинную сейсморазведку).

Контрольные вопросы и задачи к гл. 10

1. Какая среда называется идеально упругой? Какими свойствами она обладает?
2. Что выражает закон Гука и каковы границы его применимости?
3. В каких средах распространяются только продольные сейсмические волны? Почему?
4. Запишите уравнение распространения продольной и поперечной волн вдоль вертикальной оси z. В чем различие этих уравнений?

5. Как определяется форма колебаний сферической продольной волны вблизи и вдали от источника?

6. При каких условиях возникают на сейсмической границе монотипные и обменные отраженные волны? Головные (преломленные) волны?

7. При каких условиях геологическая граница является одновременно отражающей и преломляющей?

8. Каковы особенности отражения волны от незеркальных сейсмогеологических границ?

9. Какое значение в сейсморазведке имеет принцип Гюйгенса — Френеля? Поясните физическую сущность этого принципа.

10. В чем состоит особенность применения принципа суперпозиции и интеграла Фурье при изучении сейсмических волн?

11. В чем состоит различие частотных спектров периодического и неустановившегося (импульсного) колебаний?

12. Докажите, что спектр единичного импульса будет равномерный во всей области частот от 0 до ∞.

13. Каков частотный состав отраженных, головных (преломленных) и поверхностных сейсмических волн?

14. Запишите связь между градиентом поля времен в точке наблюдения и кажущейся скоростью распространения фронта сейсмической волны?

15. Сформулируйте основные принципы геометрической сейсмики и укажите их ограничение.

16. В чем различие кинематики полно- и частично-кратных отраженных волн?

17. Что такое экранирование преломляющего пласта? Приведите пример модели среды с экранированием преломляющего пласта.

18. Какие среды в сейсморазведке называются градиентными? Поясните особенность конфигурации сейсмических лучей в градиентных средах.

Глава 11
КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН. ГОДОГРАФЫ И ВРЕМЕННЫЕ СЕЙСМИЧЕСКИЕ РАЗРЕЗЫ

Изучение кинематических характеристик сейсмических волн (времен, кажущихся скоростей, конфигурации фронтов и лучей) составляет содержание **прямых кинематических задач сейсморазведки**. Полное решение этих задач проводят на основе дифференциального уравнения поля времен (10.146), выражающего принцип Гюйгенса, или отысканием экстремальных значений интеграла (10.151), выражающего принцип Ферма (см. 10.5.1).

Кинематические особенности сейсмических волн зависят от многих условий: типа волны, скоростной характеристики среды, геометрии сейсмических границ, на которых волны образовались, системы полевых наблюдений и т. д.

Из большого разнообразия типов регистрируемых при сейсморазведке волн наибольшее значение имеют монотипные отраженные, дифрагированные и головные (преломленные)

волны, на которые рассчитана современная обработка и интерпретация данных сейсморазведки.

Рассмотрим кинематические особенности сейсмических волн на примерах наиболее простых моделей изотропных сред: однородной и слоистой с двумя-тремя толстыми слоями, в каждом из которых скорость постоянна. Несмотря на простоту моделей, результаты изучения имеют важное теоретическое и практическое значение, поскольку на них базируются последующее изложение многих вопросов методики, обработки и интерпретации данных сейсморазведки.

11.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ГОДОГРАФОВ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

Годографы сейсмических волн в зависимости от систем полевых наблюдений подразделяются на пространственные и линейные. В свою очередь, линейные годографы могут быть продольными и непродольными: если источник возбуждения и приемники расположены на одной прямой линии (профиле), то годограф называется **продольным линейным;** при невыполнении этого условия имеют дело с **непродольными линейными годографами.**

Годографы можно рассматривать при закрепленном положении источника, совместив его с началом координат, и текущих координатах приемников; такой годограф называется **годографом с общей точкой возбуждения (годограф ОТВ).** Другой разновидностью будет годограф, у которого общий пункт приема совмещен с началом координат, а изменяется положение на профиле пунктов возбуждения — **годограф с общей точкой приема (годограф ОТП).** Согласно принципу взаимности в сейсморазведке времени прихода волны не изменится, если поменять местами пункты возбуждения и приема. Следовательно, годографы ОТВ и ОТП аналитически выражаются одними и теми же уравнениями и ничем не отличаются. На практике используют годографы как ОТВ, так и ОТП (например, в морской сейсморазведке).

Широкое применение в сейсморазведке нашли **годографы от общей глубинной точки отражения (годографы ОГТ).** У годографа ОГТ пункты возбуждения и пункты приема расположены симметрично относительно общего центра (начала координат). В случае горизонтального залегания отражающей границы годограф ОГТ определяет времена пробега волн от одной и той же точки отражения, находящейся на этой границе под серединой расстояния источник — приемник. В методе головных (преломленных) волн аналогом годографов ОГТ являются годографы от **общей глубинной площадки (годографы ОГП).**

При сейсмических наблюдениях в глубоких скважинах имеют дело с вертикальными годографами сейсмических волн,

классификация которых такая же, как и при наземных наблюдениях.

Изучение кинематических особенностей сейсмических волн начнем с простейшей волны — прямой волны.

11.2. ГОДОГРАФЫ ПРЯМОЙ ВОЛНЫ

Прямой называют волну, распространяющуюся в однородной изотропной среде из точечного источника во всех направлениях по прямолинейным лучам, выходящим из этого источника.

11.2.1. Поверхностный годограф прямой волны

Поместим точечный источник O в однородной среде под поверхностью Q на некоторой глубине d (рис. 91). Начало координат совместим с проекцией источника (точкой O') на плоскость наблюдений Q. Расположение осей координат показано на рис. 91, *а*. В произвольную точку $S(x, y)$ на плоскости наблюдений Q волна придет по пути OS. Уравнение поверхностного годографа прямой волны можно записать в виде

$$t = \frac{OS}{v} = \frac{1}{v}\sqrt{x^2+y^2+d^2}\,. \qquad (11.1)$$

Выражение (11.1) представляет собой уравнение гиперболоида вращения, которое в каноническом виде будет

$$\frac{t^2}{(d/v)^2} - \frac{x^2}{d^2} - \frac{y^2}{d^2} = 1. \qquad (11.2)$$

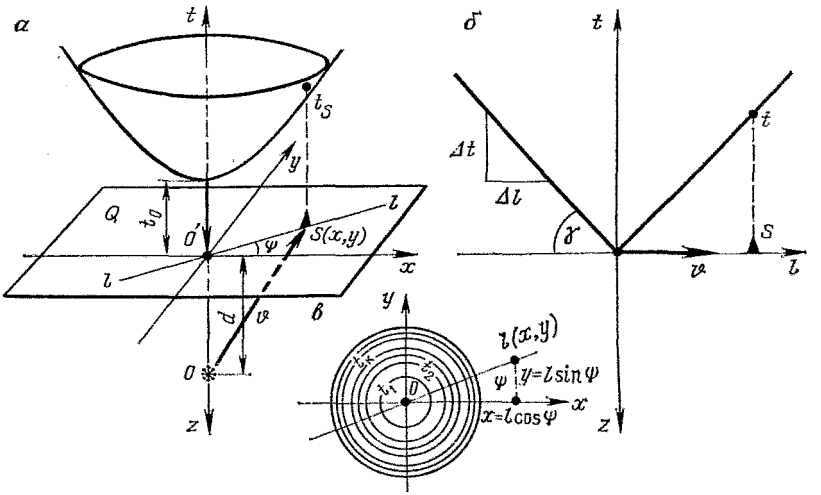


Рис. 91. Поверхностный (*а*) и линейный (*б*) годографы прямой волны; поверхностные изохроны прямой волны (*в*)

Минимум годографа находится в точке с координатами $x=y=0$, $t_{\min}=d/v$.

Поверхностный годограф прямой волны можно задать семейством изохрон t_1, t_2, ..., t_h, проектируя на плоскость наблюдений его сечения горизонтальными плоскостями $t(x, y)=\text{const}$ (рис. 91, *в*).

11.2.2. Линейный годограф прямой волны

Для того, чтобы получить уравнение непродольного линейного годографа прямой волны по произвольному профилю l, расположение которого показано на рис. 91, *в*, нужно координаты x и y точек на этом профиле заменить одной координатой l. Из рис. 91, *в* следует

$$x=l\cos\psi,\quad y=l\sin\psi, \tag{11.3}$$

где ψ — угол профиля l с осью x. Из (11.3) получаем

$$t^2/(d/v)^2-l^2/d^2=1. \tag{11.4}$$

Выражение (11.4) является уравнением гиперболы, минимум которой находится в точке с координатами $l=0$, $t_0=d/v$. Кажущаяся скорость фронта прямой волны вдоль профиля l

$$v_к=1/\frac{\partial t}{\partial l}=v\sqrt{1+(d/l)^2}\ ; \tag{11.5}$$

при $l=0$ $v_к=\infty$; при $l\to\infty$ $v_к\to\infty$.

Если источник возбуждения помещен на поверхности ($d=0$), получаем уравнение продольного линейного годографа прямой волны

$$t=\pm\, l/v. \tag{11.4'}$$

Продольный линейный годограф прямой волны представляет (рис. 91, *б*) два луча, выходящих из начала координат. Наклон лучей определяется только скоростью и связан с нею простым соотношением $\operatorname{tg}\gamma=\Delta t/\Delta l=1/v_к=1/v$.

11.3. ГОДОГРАФЫ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН

11.3.1. Поверхностный годограф отраженной волны

Рассмотрим случай плоской отражающей границы и однородной покрывающей среды. Вначале докажем, что в данном случае отраженную волну можно рассматривать как прямую волну, распространяющуюся из мнимого источника, помещенного в точке зеркального отражения относительно плоскости R действительного источника. Пусть отражающая плоскость R (рис. 92, *а*) составляет постоянный угол φ с плоскостью наблю-

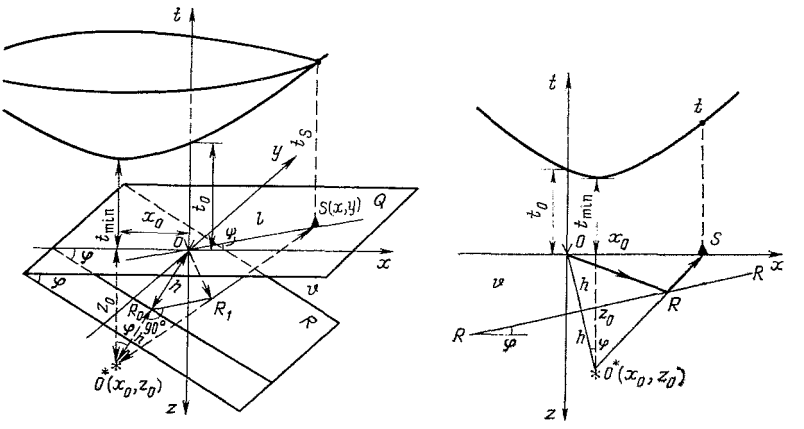


Рис. 92. Поверхностный (*а*) и линейный (*б*) годографы отраженной волны (плоская отражающая граница, однородная покрывающая среда)

дений Q, а источник расположен на поверхности в точке O, совмещенной с началом координат; ось z направим вертикально вниз, ось x — по падению, ось y — по простиранию границы. Очевидно, мнимый источник O^* следует поместить на перпендикуляре к границе на расстоянии $2h$ от точки O, где h — глубина по нормали до отражающей поверхности под источником. Координаты мнимого источника

$$x_0 = 2h\sin\varphi,\quad z_0 = 2h\cos\varphi. \tag{11.6}$$

Легко доказать, что ломаный путь OR_1S отраженной волны в произвольную точку $S(x, y)$ можно заменить лучом O^*S прямой волны из мнимого источника O^*. Из рис. 92, *а* следует, что треугольники OR_1R_0 и $O^*R_1R_0$ равны, следовательно $OR_1 = O^*R_1$ и $OR_1 + R_1S = O^*S$.

Подставив в (11.1) $O^*S = \sqrt{(x-x_0)^2+y^2+z_0^2}$, получим уравнение поверхностного годографа отраженной волны

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{(x-x_0)^2+y^2+z_0^2}\,. \tag{11.7}$$

В каноническом виде уравнение (11.7) будет

$$\frac{t^2}{(z_0/v)^2} - \frac{(x-x_0)^2}{z_0^2} - \frac{y^2}{z_0^2} = 1. \tag{11.8}$$

Поверхностный годограф отраженной волны представляет гиперболоид вращения (см. рис. 92, *а*), минимум которого находится в точке с координатами x_0, $y=0$, $t_{min}=z_0/v$. В точке приема, совмещенной с источником ($x=y=0$), падающий и от-

раженный лучи нормальны к границе, т. е. они совпадают. Путь пробега отраженной волны в эту точку равен $2h$ и называется **эхо-глубиной.** Время пробега волны вдоль нормального луча

$$t_0 = 2h/v. \tag{11.9}$$

11.3.2. Линейный годограф отраженной волны

Уравнение продольного линейного годографа отраженной волны получим подобно тому, как это раньше было сделано для годографа прямой волны. Подставив (11.3) в (11.7) или (11.8), будем иметь

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{l^2 - 4hl\sin\varphi\cos\psi + 4h^2}\,. \tag{11.10}$$

Обозначив $\sin\varphi_к = \sin\varphi\cos\psi$, выражение (11.10) перепишем в виде

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{l^2 - 4hl\sin\varphi_к + 4h^2}\,. \tag{11.11}$$

Входящий в уравнение (11.11) угол $\varphi_к$ называется **кажущимся углом падения** отражающей поверхности. Истинный угол падения этой поверхности φ по сейсмическим данным, очевидно, можно определить только тогда, когда наблюдения выполнены вкрест простирания отражающей поверхности или проведены площадные наблюдения, например, на двух взаимно перпендикулярных профилях. В последнем случае по наблюдениям на каждом профиле определяют кажущиеся углы падения отражающей поверхности $\varphi_{кx}$ по профилю x, $\varphi_{кy}$ по профилю y. По ним можно (например, с помощью геометрических построений) найти азимут и истинный угол падения φ.

Если профиль проложен вкрест простирания отражающей поверхности ($\psi = 0$), то $l = x$ и уравнение продольного годографа отраженной волны принимает вид

$$\frac{t^2}{(z_0/v)^2} - \frac{(x - x_0)^2}{z_0^2} = 1. \tag{11.12}$$

Это уравнение гиперболы, минимум которой находится в точке с координатами x_0, $t_{\min} = z_0/v$ (рис. 92, *б*). Если отражающая граница — горизонтальная ($\varphi = 0$), то $x_0 = 0$, $z_0 = 2h$, т. е. уравнение годографа

$$\frac{t^2}{(2h/v)^2} - \frac{x^2}{(2h)^2} = 1, \tag{11.13}$$

или

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{x^2 + 4h^2} = \sqrt{t_0^2 + x^2/v^2}\,.$$

Приведем некоторые другие часто встречающиеся в литературе варианты записи уравнения продольного линейного годографа отраженной волны для $\varphi \neq 0$:

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{(x-x_0)^2+z_0^2}\,,$$

или

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{x^2-4hx\sin\varphi+4h^2}\,. \qquad (11.14)$$

Как следует из (11.14), кажущаяся скорость распространения фронта отраженной волны вдоль профиля x

$$v_к = 1/\frac{dt}{dx} = v\sqrt{1+\left(\frac{z_0}{x-x_0}\right)^2}\,, \qquad (11.15)$$

и она изменяется от ∞ (в точке $x=x_0$) до v (в точке $x=\infty$).

11.3.3. Годографы отраженных волн в случае криволинейных границ

Если отражающая граница криволинейная, то простого аналитического выражения для годографа отраженной волны не существует. Форма годографа сложно зависит от кривизны границы и может существенно отличаться от гиперболы. На рис. 93, *а* показан годограф отраженной волны от границы, имеющей форму синклинали. Пути пробега волны в различные точки профиля определены графически и по ним в предположении постоянной скорости рассчитаны времена прихода волны. Видно пересечение ветвей годографа (образуется петля), обусловленное тем, что в одну и ту же точку профиля приходят волны, отразившиеся от разных участков синклинали — противоположных ее склонов и замка. Точки *a* и *b* на годографе называются точками возврата, а *c* — узлом.

Качественное представление об особенностях годографов отраженных волн от криволинейных границ раздела можно получить, плавно искривляя отражающую поверхность (рис. 93, *б*). При малой кривизне отражающей границы и на сравнительно небольших удалениях от источника годограф отраженной волны мало отличается от гиперболического, поскольку пути отраженной от криволинейной границы волны лишь немного отличаются от путей волны, отразившейся от плоской границы и приходящей в те же точки профиля. Если граница вогнутая, то годограф всеми точками (кроме одной с координатой $x=0$) расположен ниже соответствующего гиперболического годографа, т. е. он как бы выполаживается. Предельным случаем является годограф отраженной волны от параболической границы, фокус которой находится в источнике. В этом случае все отраженные

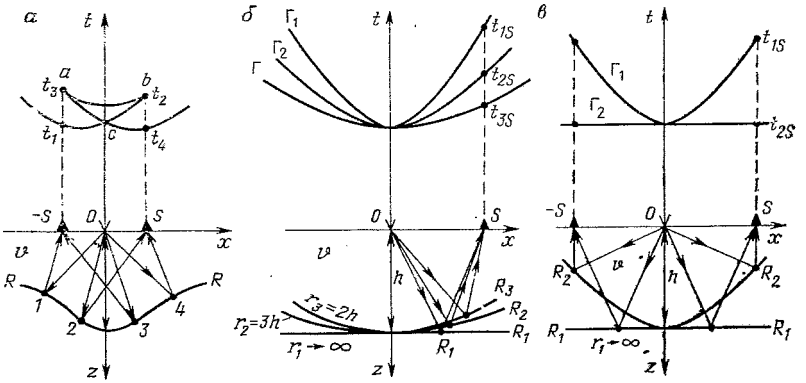


Рис. 93. Годографы отраженных волн от криволинейных границ:
а — синклинали; *б* — дуги окружности; *в* — параболы

лучи параллельны (рис. 93, *в*), а пути одинаковы, т. е. годограф от такой границы вырождается в прямую линию. Очевидно, при отражении от выпуклой границы соотношение годографов будет обратным: ветви годографов имеют бо́льшую крутизну по сравнению с ветвями гиперболического годографа.

11.3.4. Годографы отраженных волн в случае горизонтально-слоистой среды

Общий анализ особенностей годографов отраженных волн в случае слоистой среды представляет большие трудности. В связи с этим ограничимся продольным линейным годографом отраженной волны для простой модели, когда покрывающая среда состоит из двух слоев мощностью h_1 и h_2 со скоростями v_1 и v_2 (рис. 94). Падающий и отраженный лучи преломляются на промежуточной границе в соответствии с законом Снеллиуса (10.166). Как видно на рис. 94, пути падающей и отраженной волн равны, и уравнение годографа в параметрической форме можно записать так:

$$x = 2(h_1 \operatorname{tg}\alpha_1 + h_2 \operatorname{tg}\alpha_2),$$
$$t = 2\left(\frac{h_1}{v_1 \cos\alpha_1} + \frac{h_2}{v_2 \cos\alpha_2}\right). \qquad (11.16)$$

Параметрическая форма записи уравнения годографа отраженной воды (11.16) мало удобная. Преобразование его в обычную форму уравнения годографа $t=t(x)$ весьма громоздко, а выражение получается в виде бесконечного ряда. При не очень больших удалениях от источника ($x/H<0{,}5$) с доста-

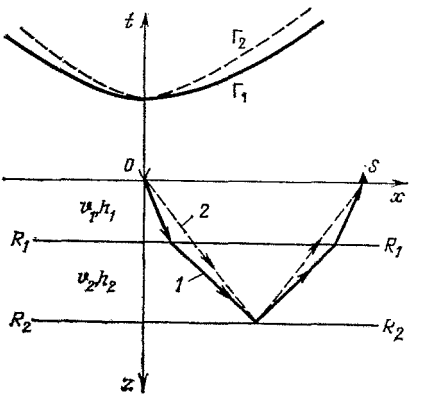


Рис. 94. Годографы отраженной волны в случае горизонтально-слоистой среды

точной для решения многих практических задач точностью можно ограничиться записью только двух членов ряда

$$t \approx t_0 + \frac{1}{2}\frac{x^2}{\sum_{j=1}^{2} 2h_j v_j}, \quad t_0 = 2\sum_{j=1}^{2} h_j/v_j. \tag{11.17}$$

Выражение (11.17) представляет уравнение параболы с минимумом в точке $x=0$, со временем t_0, которая симметрична относительно оси x (на рис. 94 годограф изображен в виде непрерывной кривой).

Сопоставим полученный годограф с годографом отраженной волны от той же отражающей границы с заменой слоистой среды однородной со средней скоростью, вычисленной согласно (10.186). Очевидно, в точке $x=0$ времена t_0 на обоих годографах совпадают. По мере увеличения расстояния x возрастает разность времен годографов, причем годограф, полученный с учетом слоистости (на рис. 94 изображен в виде непрерывной кривой), располагается ниже годографа для однородной среды. Этот вывод следует непосредственно из принципа Ферма, поскольку действительный путь волны с преломлением на промежуточной границе удовлетворяет требованию минимума времени. Различие времен годографов тем больше, чем больше отклонение действительных падающего и отраженного лучей от прямолинейных отрезков, что зависит от соотношения скоростей v_1/v_2, мощностей h_2/h_1 и расстояния x.

11.3.5. Эффективная скорость и связь ее со средней скоростью

Как было показано выше, годограф отраженной волны в случае двухслойной покрывающей среды не является гиперболическим, как при однородной среде, а близок к параболе,

определяемой уравнением (11.17). Можно показать, что при сравнительно небольшой длине годографа его можно аппроксимировать соответствующим образом подобранным гиперболическим годографом, определенным уравнением (11.13). Скорость, входящую в качестве параметра в уравнение аппроксимирующего гиперболического годографа, будем называть **эффективной скоростью.**

Установим связь между средней скоростью и параметром аппроксимирующего годографа — эффективной скоростью.

Согласно уравнению (11.13) получаем для эффективной скорости выражение

$$v_{эф} = \sqrt{x^2/(t^2 - t_0^2)}\,. \tag{11.18}$$

Подставив в (11.18) значения t и x из уравнения (11.16), вычислим параметр $v_{эф}$ аппроксимирующего годографа.

Различие между эффективной и средней скоростью будем характеризовать величиной

$$\delta = (v_{эф} - v_{ср})/v_{ср}. \tag{11.19}$$

График, иллюстрирующий зависимость величины δ от отношений $v_2/v_1 = n$ и $h_2/h_1 = m$, приведен на рис. 95. Из этого графика следует, что эффективная скорость всегда больше средней скорости. Различие между скоростями возрастает с увеличением n.

Поскольку времена t_0 при $x=0$ у обоих годографов совпадают, то выполняется условие

$$t_0 = 2(h_1 + h_2)/v_{ср} = 2H_{эф}/v_{эф}. \tag{11.20}$$

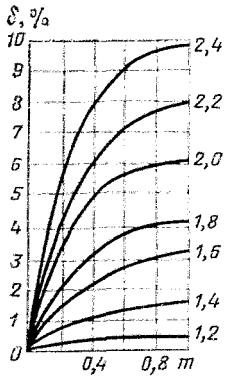


Рис. 95. Зависимость величины δ от n и m. Шифр кривых — n

Так как $v_{эф} > v_{ср}$, то $H_{эф} > (h_1 + h_2)$. Величина $H_{эф}$ называется **эффективной глубиной.**

В случае многослойной среды особенности годографов отраженных волн остаются примерно такими же, как и для двухслойной среды.

Остановимся на одном принципиальном различии значений эффективной скорости, вычисленной по протяженному годографу отраженной волны и по его малому участку (элементу) $dx \to 0$. Эффективная скорость, вычисленная по протяженному годографу, является **интегральным скоростным параметром** среды, характеризующим ее в широкой лучевой трубке, радиус сечения которой определяется длиной годографа; эффективная

скорость, вычисленная по малому элементу годографа dx с центром в точке $x=0$, характеризует среду на бесконечно малом вертикальном сечении и называется **предельной эффективной скоростью** v_e. Предельная эффективная скорость, являясь дифференциальным параметром, связана с эффективной скоростью соотношением

$$v_e = \lim_{x \to 0} v_{эф}. \qquad (11.21)$$

Значение предельной эффективной скорости так же, как и средней скорости, относится к вертикальному лучу (см. 10.9.2) и поэтому различия между ними не существенны.

Определяемые по полевым материалам (записям отраженных волн) эффективные скорости несут важную информацию о характеристике реальных сейсмических сред, которая необходима для обработки и интерпретации данных сейсморазведки. Аномалии эффективных скоростей связаны с литологическими и другими физическими характеристиками изучаемых разрезов.

11.3.6. Годограф от общей глубинной точки отражения (годограф ОГТ)

Годограф ОГТ определяет времена отраженной волны в точках приема x_1, x_2, x_3 и т. д., расположенных по отношению к источникам O_1, O_2, O_3 и т. д. так, как если бы отражающая граница RR залегала горизонтально и выполнялась бы схема регистрации лучей от одной и той же (общей) точки отражения $R_{ОГТ}$, находящейся на этой границе (рис. 96). Годограф ОГТ представляет собой составной годограф, поскольку для его получения используются времена прихода отраженных волн, возбуждаемых из разных источников.

Рассмотрим годограф ОГТ однократной отраженной волны в случае плоской границы RR, залегающей под углом φ к профилю наблюдений x, и однородной покрывающей среды, в которой волны распространяются со скоростью v. Начало координат поместим в середину интервала между источником и приемником (центр базы ЦБ ОГТ), ось x совместим с профилем наблюдения. Согласно определению годографа ОГТ, расстояния от начала координат до приемника и источника всегда равны (рис. 97, a).

Запишем уравнение (11.14) продольного годографа отраженной волны ОТВ с началом координат в источнике (точке с координатой $x/2$):

$$t = \frac{1}{v}\sqrt{x^2 - 4h_x x \sin\varphi + 4h_x^2}\,.$$

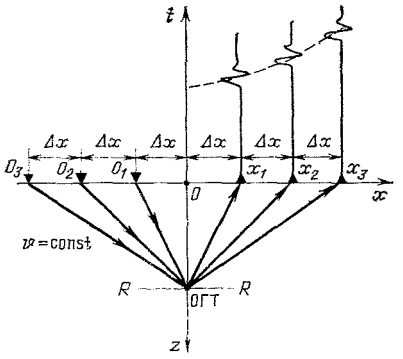


Рис. 96. Схема лучей при получении годографа ОГТ

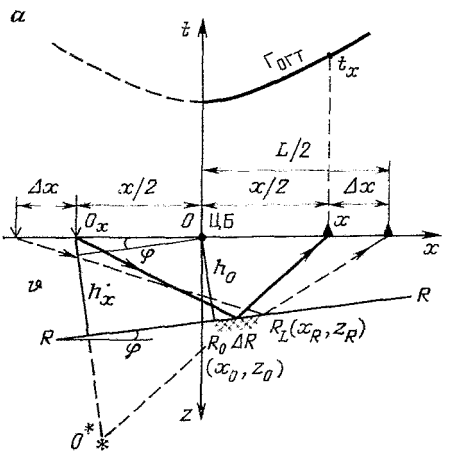


Рис. 97. Годографы ОГТ:
а — в случае наклонной отражающей границы; *б* — при разных углах наклона φ отражающей границы

Для получения уравнения годографа ОГТ выражение (11.14) преобразуем в новой системе координат с началом в центре базы ОГТ. Из рис. 97, *а* следует

$$h_x = h_0 + \frac{1}{2} x \sin \varphi. \tag{11.22}$$

Подставив выражение (11.22) в (11.14) и сделав простые преобразования, получим уравнение продольного годографа ОГТ

$$t_{ОГТ} = \frac{1}{v} \sqrt{x^2 \cos^2 \varphi + 4h_0^2}\,. \tag{11.23}$$

Анализ выражения (11.23) показывает, что годограф ОГТ — гипербола, минимум которой находится в центре базы ОГТ. Следовательно, годограф ОГТ симметричен относительно оси

времен. Кривизна годографа зависит только от абсолютной величины угла наклона границы φ и не зависит от знака угла, с увеличением угла φ годограф ОГТ выполаживается. Обозначив

$$v/\cos\varphi = v_{\text{ОГТ}}, \tag{11.24}$$

уравнение годографа перепишем в виде

$$t_{\text{ОГТ}} = \sqrt{t_0^2 + \frac{x^2\cos^2\varphi}{v^2}} = \sqrt{t_0^2 + \frac{x^2}{v_{\text{ОГТ}}^2}}, \quad t_0 = \frac{2h_0}{v}. \tag{11.25}$$

Это уравнение аналогично уравнению обычного продольного годографа однократной отраженной волны для случая горизонтальной границы и однородной покрывающей среды, но параметр его — $v_{\text{ОГТ}}$, определяемая выражением (11.24). Как следует из этого выражения, скорость $v_{\text{ОГТ}}$ зависит от угла наклона отражающей границы: она стремится к бесконечности, когда $\varphi \to 90°$, и равна скорости в однородной среде, если граница горизонтальна. Годографы ОГТ от границ R_1R_1, R_2R_2, R_3R_3, имеющих одну и ту же глубину h_0 под центром базы ОГТ, но различные углы наклона, представляют семейство (веер) гипербол, у которых общий минимум, причем чем больше φ, тем положе гиперболический годограф ОГТ (рис. 97, *б*).

Геометрическая схема отражения от общей глубинной точки строго справедлива только в случае горизонтальных границ. Как видно на рис. 97, *а*, при наклонной границе годографу ОГТ соответствует отражение от некоторого элемента границы ΔR. Найдем величину элемента ΔR при максимальном расстоянии между приемником и источником $x_{\max} = L$.

Координаты точки R отражения луча обозначим x_R и z_R.

$$x_R = \frac{h_0^2 - L^2/4\cos^2\varphi}{h_0}\sin\varphi, \quad z_R = \frac{h_0^2 - L^2/4\cos^2\varphi}{h_0}\cos\varphi. \tag{11.26}$$

Координаты точки O' отраженного луча в центре базы ОГТ

$$x_0 = h_0\sin\varphi, \quad z_0 = h_0\cos\varphi.$$

Величина отражающего элемента

$$\Delta R = \sqrt{(x_R - x_0)^2 + (z_R - z_0)^2} = \frac{L^2}{8h_0}\sin 2\varphi. \tag{11.27}$$

Как следует из формулы (11.27), величина элемента отражающей границы ΔR будет тем больше, чем больше отношение L/h_0 и угол φ. При малых углах φ и небольших отношениях L/h_0 величина ΔR невелика, но она быстро возрастает с их увеличением. Схема отражения от общей глубинной точки удовлетворительно выполняется только при $\varphi \leqslant 10°$ и $L/h_0 \leqslant 0{,}5$. При этих соотношениях величина элемента $\Delta R \leqslant 0{,}05L$, что соответствует примерно расстоянию между каналами.

11.3.7. Годографы многократных отраженных волн

Рассмотрим особенности годографов наиболее простых многократных волн — полнократных отраженных волн, образующихся на плоской отражающей границе, покрытой однородной средой. На рис. 98 изображена схема лучей трехкратной отраженной волны от границы RR, залегающей под углом φ к профилю наблюдений (оси x): три акта отражения происходят от границы RR и два акта — от границы земля — воздух. Продолжим лучи трехкратной волны под границу RR до их пересечения. Покажем, что лучи $Oabcd$ двухкратной отраженной волны можно заменить лучами $Oab'cd$ однократной отраженной волны от фиктивной границы RR', залегающей на глубине h_2 под углом 2φ к оси x, лучи $Oabcdef$ трехкратной волны — лучами $Oab'c'd'ef$ однократной волны от фиктивной границы RR'', залегающей на глубине h_3 под углом 3φ и т. д. На рис. 98 треугольники abc и $ab'c$, cde и $cd'e$ попарно равны, следовательно равны и участки лучей $ab=ab'$, $bc=b'c$, $cd=cd'$ и $de=d'e$. Линия RR', проходящая через вершины b' и d' треугольников, расположена под углом φ к границе RR и под углом 2φ к оси x. Подобным образом можно показать, что граница RR'' расположена под углом 3φ и т. д. Теперь двухкратную отраженную волну можно рассматривать как однократную волну от фиктивной границы RR', трехкратную волну — как однократную волну от фиктивной границы RR'' и т. д. Таким образом, получаем следующие соотношения для углов наклона фиктивных отражающих границ: в случае двухкратной волны $\varphi_2=2\varphi$, трехкратной $\varphi_3=3\varphi$, волны n-й кратности $\varphi_n=n\varphi$.

Глубину залегания фиктивных отражающих границ определим из очевидных (см. рис. 98) соотношений

$$l=h/\sin\varphi=h_2/\sin 2\varphi=h_3/\sin 3\varphi=\ \ldots\ =h_n/\sin n\varphi. \qquad (11.28)$$

Из соотношений (11.28) получаем

$$h_n=h\sin n\varphi/\sin\varphi. \qquad (11.29)$$

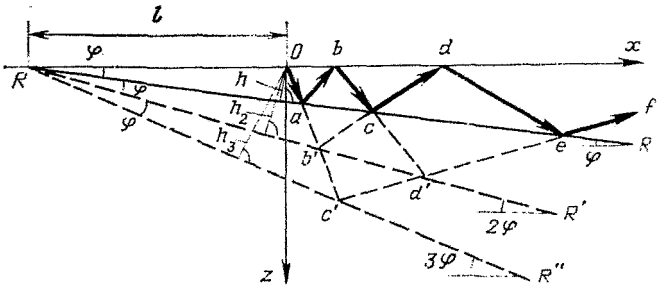


Рис. 98. Схема лучей двухкратно отраженной волны

Уравнение годографа отраженной волны n-й кратности запишем как уравнение годографа однократной волны от фиктивной границы с углом наклона φ_n и глубиной залегания h_n

$$t_n = \frac{1}{v}\sqrt{x^2 - 4h_n x \sin\varphi_n + 4h_n^2}\,. \qquad (11.30)$$

Подставляя в уравнение (11.30) $\varphi_n = n\varphi$ и $h_n = h\sin n\varphi/\sin\varphi$, окончательно получаем

$$t_n = \frac{1}{v}\sqrt{x^2 - 4hx\frac{\sin^2 n\varphi}{\sin\varphi} + 4h^2\frac{\sin^2 n\varphi}{\sin^2\varphi}}\,. \qquad (11.31)$$

Исследование уравнения (11.31) дает возможность установить следующие важные свойства годографов полнократных отраженных волн. Годографы полнократных отраженных волн — гиперболы, минимумы которых с увеличением кратности волн смещаются по восстанию границы. Интервал между временами прихода многократных волн в точке $x=0$ (интервал следования волн) в случае горизонтальной границы постоянен и равен $\Delta t = t_0 = 2h/v$, при наклонной границе он уменьшается с увеличением кратности волны. Параметрами годографов многократных отраженных волн, независимо от их кратности, являются одни и те же значения скорости, равные скорости в среде до кратнообразующей границы. Поскольку скорости в реальных средах с глубиной (и, следовательно, временем прихода однократных волн) возрастают, то вычисляемые по годографам многократных отраженных волн скорости оказываются аномально низкими по сравнению со скоростями однократных волн с теми же временами прихода. Эту их особенность используют для выявления многократных волн.

Годографы ОГТ многократных отраженных волн. Выше было показано, что уравнение годографов полнократных отраженных волн в случае плоской отражающей границы и однородной покрывающей среды тождественно уравнению годографа однократной отраженной волны от фиктивной отражающей границы, параметры которой определяются выражением (11.30) и скорость до которой постоянная и равна скорости v до кратнообразующей границы.

Поэтому уравнение годографа ОГТ m-полнократной отраженной волны получим из уравнения (11.24) годографа ОГТ однократной волны, положив в нем $h_{0m} = h_0\sin m\varphi/\sin\varphi$ и $\varphi_m = m\varphi$:

$$t_m = \sqrt{t_{0m}^2 + \frac{x^2\cos^2 m\varphi}{v^2}}\,, \quad t_{0m} = \frac{2h}{v}\frac{\sin m\varphi}{\sin\varphi}\,. \qquad (11.32)$$

Годографы ОГТ полнократных отраженных волн являются гиперболами, минимумы которых t_{0m} расположены в центре

базы ОГТ, а кривизна определена параметром $v_{m\text{ОГТ}}=v/\cos m\varphi$.

Скорости $v_{\text{ОГТ}}$ а, следовательно, и кривизны годографов ОГТ однократных и многократных волн с одними и теми же временами регистрации могут существенно различаться. Это используют в методе ОГТ для ослабления многократных волн (см. 13.5).

11.4. СТАТИЧЕСКИЕ И КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПОПРАВКИ В ГОДОГРАФЫ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН. ВРЕМЕННЫЕ СЕЙСМИЧЕСКИЕ РАЗРЕЗЫ

11.4.1. Статические поправки

При регистрации сейсмических волн возникают неизбежные искажения времен их прихода, которые вызваны пересеченным рельефом, приповерхностными скоростными неоднородностями геологического разреза (зона малых скоростей или, сокращенно, ЗМС) и т. п. В результате годографы отраженных волн могут значительно отличаться от гиперболических. Для устранения этих искажений вводят специальные поправки во времена регистрации волн, которые называются **статическими поправками.** Величина статической поправки не зависит от времени регистрации волны. В фиксированном пункте приема для всей данной трассы величина поправки постоянная.

Статическими поправками времена регистрируемых волн обычно приводят к горизонтальной поверхности наблюдений (линия приведения). Обычно линию приведения выбирают ниже поверхности земли. Статические поправки рассчитываются по результатам обработки материалов специальных сейсмических наблюдений, выполненных в неглубоких скважинах, размещенных более или менее равномерно по профилю. На сейсмических записях таких наблюдений измеряют времена пробега и определяют скорости проходящих волн в верхней неоднородной части разреза. Эти наблюдения называются микросейсмокаротажем (МСК). Для изучения зоны малых скоростей используют также метод преломленных волн. Принцип расчета статических поправок поясняет рис. 99. Во времена прихода сейсмических волн следует ввести поправки за пункт взрыва и пункт приема. Поправка за пункт взрыва, как видно на рисунке, будет

$$\Delta t_{\text{вз}}=\Delta h/v_1, \tag{11.33}$$

где Δh — расстояние от точки взрыва до линии приведения на пункте взрыва.

Поправка за пункт приема

$$\Delta t_{\text{пр}}=-t_{\text{в}}-\Delta h/v_1, \tag{11.34}$$

где $t_{\text{в}}$ — вертикальное время в точке приема; Δh — расстояние от точки взрыва до линии приведения на пункте приема.

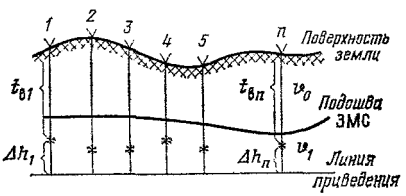


Рис. 99. Расчет статических поправок.
Точками показана глубина заложения заряда

После ввода расчетных статических поправок остаются искажения времен сейсмических волн, вызванные неучтенными изменениями скорости в горизонтальном направлении и другими причинами. Для их устранения производится коррекция статических поправок. Остаточные (корректирующие) статические поправки можно определять по значениям функции взаимной корреляции (ФВК) между двумя соседними трассами (см. 10.4.3). Значения ФВК будут максимальными, когда временные сдвиги между соседними трассами равны нулю. Сдвигая с малым шагом (1—2 мс) одну трассу относительно другой и вычисляя для каждого фиксированного сдвига ФВК, определяют тот временной сдвиг, после введения которого ФВК принимает максимальное значение. Аналогично определяют взаимные сдвиги между второй и третьей трассами, третьей и четвертой и т. д. Эти сдвиги, за вычетом кинематической поправки (см. ниже), и определяют остаточные статические поправки.

Введением статических поправок во времена прихода отраженных волн их годографы приводят к плавным кривым, близким теоретическим гиперболическим годографам.

11.4.2. Кинематические поправки в годографы отраженных волн

Кинематические поправки вводят для спрямления гиперболических годографов отраженных волн ОТВ, ОТП или ОГТ. После введения кинематических поправок годографы ОТВ, ОТП или ОГТ преобразуются в прямую линию и тем самым приводятся к графику времен t_0.

Кинематические поправки в годографы ОТВ (ОТП). Вначале рассмотрим, как вычислить кинематические поправки, если отражающая граница залегает горизонтально (рис. 100, *а*). Время пробега отраженной волны в произвольную точку S по наклонному лучу $O*S$

$$t_x = \frac{1}{v}\sqrt{x^2+4h^2} = \sqrt{t_0^2 + x^2/v^2}\,. \qquad (11.35)$$

где t_0 — время двойного пробега волны вдоль нормального луча

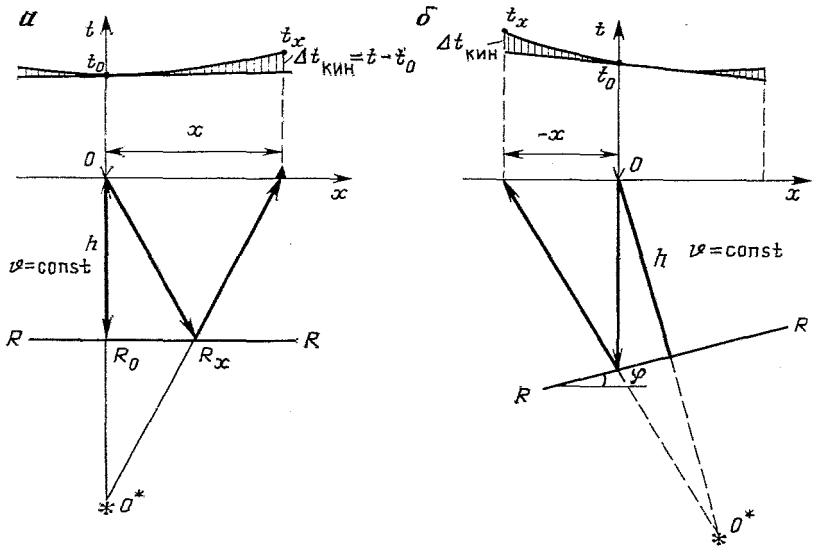


Рис. 100. Расчет кинематической поправки $\Delta t_{кин}$ в годограф отраженной волны:
а — при горизонтальной границе ($\varphi=0$); *б* — при наклонной границе

$t_0=2h/v$. Поправка во время t_x за наклон луча (кинематическая поправка), очевидно,

$$\Delta t_{кин}=t_x-t_0=\sqrt{t_0^2+x^2/v^2}-t_0. \qquad (11.36)$$

Для вычисления этой поправки вначале найдем разность квадратов времен:

$$t_x^2-t_0^2=x^2/v^2.$$

Теперь можно записать $(t_x-t_0)(t_x+t_0)=x^2/v^2$. Учитывая, что $t_x+t_0=2t_0+\Delta t_{кин}$ и принимая $\Delta t_{кин}\ll t_0$, получаем формулу для вычисления поправки за наклон сейсмического луча

$$\Delta t_{кин}\approx x^2/(2t_0v^2). \qquad (11.37)$$

Исправленное время $(t_x-\Delta t_{кин})$ соответствует двойному времени пробега волны вдоль луча, нормального к границе в точке отражения R_x, абсцисса которой $x/2$. После введения кинематических поправок (11.37) во все времена гиперболического годографа (11.35) он преобразуется в горизонтальную прямую линию (см. рис. 100, *а*) с точкой касания исходного годографа на времени t_0 (происходит спрямление годографа). В масштабе $(t_x-\Delta t_{кин})$, $x/2$ спрямленный годограф, очевидно, представляет элемент временной линии t_0 от того же участка

границы, от которого получен исходный гиперболический годограф.

Поправка $\Delta t_{\text{кин}}$, как следует из (11.37), в закрепленной точке приема ($x=\text{const}$) разная для волн с разными временами прихода, что и дало основание назвать эту поправку кинематической, в отличие от статической поправки. Для расчета кинематических поправок должны быть заданы значения эффективной скорости в виде функции времени отражения $v_{\text{эф}}(t_0)$.

В годограф отраженной волны, полученный от наклонной границы, вводят кинематические поправки, вычисленные по той же формуле (11.37), что и для годографа от горизонтальной границы.

Можно показать, что при не очень больших углах наклона гиперболический годограф отраженной волны с кинематической поправкой (11.37) приближенно описывается уравнением

$$t_{\text{испр}} = t_x - \Delta t_{\text{кин}} \approx \frac{2\sin\varphi}{v} x + t_0. \qquad (11.38)$$

Выражение (11.38) — уравнение наклонной прямой линии с угловым коэффициентом

$$\Delta t_{\text{испр}}/\Delta x = 2\sin\varphi/v, \qquad (11.39)$$

которая на времени t_0 касается исходного гиперболического годографа отраженной волны (рис. 100, *а*). В масштабе $(t_x - \Delta t_{\text{кин}})$, $x/2$ эту линию можно рассматривать как элемент временной линии t_0 от того же участка границы, что и исходный гиперболический годограф.

Кинематические поправки в годографы ОГТ. Годограф ОГТ симметричен относительно оси t, а изменение угла наклона отражающей границы сказывается лишь на его кривизне, т. е. на величине входящего в уравнение (11.26) скоростного параметра годографа $v_{\text{ОГТ}}$ ($v_{\text{ОГТ}} = v/\cos\varphi$).

Кинематическая поправка в годограф ОГТ, очевидно,

$$(\Delta t_{\text{кин}})_{\text{ОГТ}} = t_{\text{ОГТ}} - t_0 = \sqrt{t_0^2 + x^2/v_{\text{ОГТ}}^2} - t_0, \qquad (11.40)$$

или приближенно

$$(\Delta t_{\text{кин}})_{\text{ОГТ}} \approx \frac{x^2}{2t_0 v_{\text{ОГТ}}^2} = \frac{x^2\cos^2\varphi}{2t_0 v^2}. \qquad (11.40')$$

В результате ввода кинематических поправок (11.40), в которых правильно подобраны значения скоростей $v_{\text{ОГТ}}$, годограф ОГТ трансформируется в горизонтальную прямую линию $t_0 = \text{const}$ вне зависимости от величины и знака угла наклона отражающей границы. Для вычисления кинематических поправок выполняют специальные определения скоростей, которые называются **скоростным анализом** (см. 14.3).

Кинематические поправки в годографы ОГТ многократных волн. Ввод кинематических поправок, рассчитанных на спрямление годографов ОГТ однократных волн, трансформирует и годографы ОГТ многократных отраженных волн.

Можно показать, что годограф ОГТ полнократной отраженной волны (11.32) после введения кинематических поправок (11.40) трансформируется в кривую, определяемую уравнением

$$t_{\text{ост}}(x) = t_m - \Delta t_{\text{кин}} = \sqrt{t_{0m}^2 + x^2\left(\frac{\cos^2 m\varphi}{v^2} - \frac{1}{v_{\text{ОГТ}}^2}\right)}, \qquad (11.41)$$

где v — скорость до кратнообразующей границы; $v_{\text{ОГТ}}$ — скорость ОГТ однократных волн с теми же временами прихода, что и многократные волны.

Годограф $t_{\text{ост}}(x)$ (11.41) называется **остаточным годографом ОГТ** многократной отраженной волны.

Отклонение времен остаточного годографа ОГТ многократной отраженной волны от линии $t_0(x) = \text{const}$ можно количественно оценить приближенной формулой, полученной при разложении в степенной ряд выражения (11.41). Ограничиваясь двумя членами разложения, получаем

$$\Delta t = t_{\text{ост}} - t_0 \approx \frac{1}{2t_0}\left(\frac{\cos^2 m\varphi}{v^2} - \frac{1}{v_{\text{ОГТ}}^2}\right)x^2. \qquad (11.42)$$

Выражение (11.42) имеет большое значение, поскольку оно определяет величины фазовых сдвигов между записями многократных отраженных волн и позволяет оценивать степень их подавления при получении временного разреза ОГТ. Как следует из выражения (11.42), график $\Delta t(x)$ представляет собой параболу с минимумом в точке $x=0$, кривизна которой зависит от φ и v.

11.4.3. Временные сейсмические разрезы ОТВ

Изучая годографы ОТВ отраженных волн, мы установили зависимости между временами пробега волны, глубиной залегания и углом наклона отражающей границы. Из уравнения годографа ОТВ отраженной волны (11.41) следует, что времена отражения зависят также от расстояния между источником и приемником на профиле наблюдений. Лишь в одной точке, в которой источник и приемник совмещены ($x=0$), т. е. падающий и отраженный лучи нормальны к границе, время отражения t_0 связано с эхо-глубиной $2h$ прямой пропорциональной зависимостью, т. е. $t_0 = 2h/v$. График зависимости $t_0(x)$ будем называть

линией t_0 времени отражения или линией t_0. Этот график дает более наглядное представление о геометрии отражающей границы, нежели годографы отраженных волн от этой границы.

В сейсморазведке отраженные волны обычно регистрируются при различных взаимных расположениях источников и приемников, т. е. волны приходят к линии профиля, отразившись не только по нормальным лучам, но и по лучам с наклонным падением на границы. Время пробега отраженной волны по лучу с наклонным падением t_x можно преобразовать во время ее пробега из той же точки отражения, но по нормальному лучу t_0. Как было показано выше, такое преобразование осуществляется введением во времена регистрируемых волн специальной поправки за наклон луча — кинематической поправки, вычисляемой согласно выражения (11.36).

Совокупность записей сейсмических колебаний, зарегистрированных на профиле наблюдений, во времена прихода которых введены статические и кинематические поправки, образует **временной сейсмический разрез** ОТВ или ОТП. Временной сейсмический разрез ОТВ (ОТП) можно рассматривать как поле отраженных волн, которое было бы зарегистрировано на горизонтальной линии наблюдений, если бы волны падали и отражались от границ только по нормальным сейсмическим лучам.

Между углами наклона линии времен отражения $t_0(x)$ и отражающей границы RR существует определенное соответствие, которое выражается формулой

$$\operatorname{tg}\gamma = \Delta t_0/\Delta x = 2\sin\varphi/v, \tag{11.43}$$

где γ — угол наклона линии времен на временном разрезе; φ — угол наклона отражающей границы на глубинном разрезе; v — скорость до отражающей границы; Δt_0 — приращение времени t_0 на участке Δx.

Формулу (11.43) легко получить из выражений (10.154) и (10.154′), положив $\partial t \approx \Delta t = \Delta t_0/2$ (t_0 — двойное время пробега волны по нормальному лучу), $\partial l \approx \Delta l = \Delta x$.

Из (11.43) следует, что при постоянной скорости в среде $v = \text{const}$ углы наклона линий времен отражений согласуются с углами наклона отражающих границ на глубинном разрезе, а время t_0 на этих линиях пропорционально глубине залегания отражающих границ. Следует подчеркнуть, что временной сейсмический разрез ОТВ дает представление не только о геометрии и условиях залегания отражающих границ, но на нем представлена волновая картина, и это позволяет использовать динамические особенности отраженных волн (форму колебаний, их интенсивность, частотный состав и т. д.) для получения важной информации о вещественном составе пород разреза, их коллекторских свойствах, нефтегазонасыщенности и др.

11.4.4. Временной сейсмический разрез ОГТ

По внешнему виду временной сейсмический разрез ОГТ мало отличается от временного разреза ОТВ, т. е. он в виде волновых картин дает изображение отражающих границ на плоскости t_0, x.

Однако по своему содержанию он существенно полнее разреза ОТВ и прежде всего характеризуется повышенной помехоустойчивостью и глубинностью. Это обусловлено тем, что временной сейсмический разрез ОГТ образует совокупности суммарных записей ОГТ, относящихся к общим глубинным точкам отражения. За счет суммирования сейсмических записей, относящихся к ОГТ, существенно усиливаются полезные сигналы (однократные отраженные волны) и значительно ослабляются регулярные и нерегулярные волны-помехи (многократные отраженные волны, случайные колебания почв и др.).

Принципы получения временных сейсмических разрезов ОГТ следующие.

Зарегистрированные сейсмические записи ОТВ, как правило, относятся к разным точкам отражения. Поэтому прежде всего необходимо рассортировать их по общим глубинным точкам отражения. Совокупности сейсмических записей, относящихся к общим глубинным точкам отражения, будем называть **сейсмограммой ОГТ.** На сейсмограммах ОГТ времена регистрации сейсмических волн изменяются примерно по гиперболическим годографам ОГТ (11.26).

В записи сейсмических волн на сейсмограмме ОГТ вводятся статические (см. 11.4.1) и кинематические (см. 11.4.2) поправки.

Все записи сейсмограммы ОГТ, в которые введены статические и кинематические поправки, суммируют (накапливают). Совокупности суммарных записей ОГТ, относящихся к последовательности центров баз ОГТ x, составляют временной разрез ОГТ. На нем, как и на временном разрезе ОТВ (ОТП), суммарные записи волн, отраженных от общих глубинных точек, расположенных на одних и тех же границах, формируют изображения этих границ.

11.4.5. Искажения временных сейсмических разрезов

Углы наклона линий времен отражения на временных разрезах ОТВ и ОГТ, как это следует из (11.43), единообразно согласуются с углами наклона отражающих границ на глубинном разрезе только при постоянном значении скорости в среде ($v=\text{const}$). В реальных средах скорость является функцией не только глубины z, она часто изменяется и в горизонтальном направлении. Поэтому коэффициенты соответствия углов наклона

границ на временном и глубинном разрезах меняются по x и по t. Обычно скорость с глубиной возрастает и, как следует из (11.43), углы наклона линий времен отражения уменьшаются, т. е. глубокие наклонные границы на временном разрезе выполаживаются.

Другая особенность временных сейсмических разрезов состоит в их искажении за счет сейсмического сноса. Только в случае горизонтальных отражающих границ абсциссы точек отражения на временном и глубинном сейсмических разрезах совпадают. При наклонных границах такого соответствия уже не будет: абсциссой x точки отражения на временном разрезе является абсцисса точки пересечения нормального луча к отражающей границе с профилем наблюдений, в то время, как абсцисса той же точки отражения на глубинном разрезе находится в основании этого луча x_R (рис. 101, *а*). Разность абсцисс точек отражения на глубинном и временном сейсмических разрезах называется **сейсмическим сносом.** При плоской наклонной границе величина сноса $x_R - x = h \sin \varphi$. Если отражающая граница RR имеет сложную криволинейную форму, как на рис. 101, *б*, то за счет проявления сейсмического сноса линия времен отражений $t_0(x)$ принимает очень сложные очертания, а на синклинальных участках образуются перекрещивания — петли.

Изменение скорости и сейсмический снос, сказывающиеся на временном сейсмическом разрезе, затрудняют его геологическую интерпретацию, и поэтому временные сейсмические разрезы следует рассматриваться лишь как промежуточную форму представления результатов сейсморазведки. Окончательной формой представления сейсмических материалов являются глубинные сейсмические разрезы.

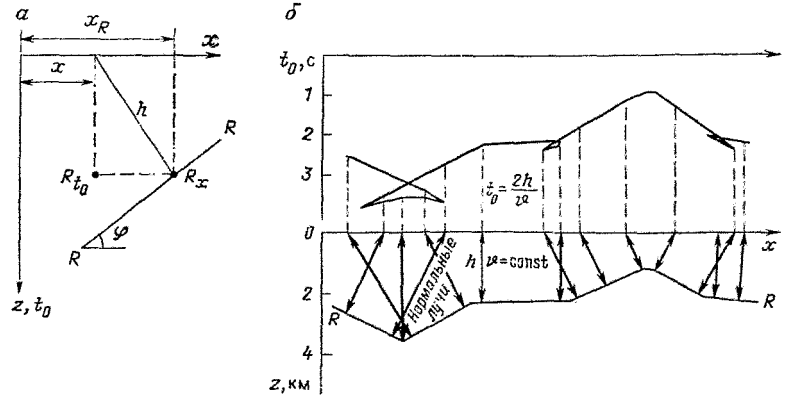


Рис. 101. Сейсмический снос (*а*) и график времен отражения t_0 от сложной криволинейной границы

Отметим еще одну особенность временных разрезов ОГТ. При их получении суммируются записи, зарегистрированные на сравнительно протяженных участках профиля (длина годографа ОГТ составляет 2—3 км). В этом случае волновое поле представлено широкими волновыми трубками, в пределах которых интенсивность и форма колебаний, а также другие характеристики волн могут значительно изменяться вследствие, например, локальных горизонтальных неоднородностей разреза и других причин. Изменение интенсивности и формы сейсмических колебаний в пределах базы суммирования ОГТ может отрицательно сказаться на качестве суммирования и, как следствие, на качестве временного разреза ОГТ. Для ослабления влияния локальных горизонтальных неоднородностей разреза на качество суммирования частотные спектры суммируемых колебаний смещают в сторону нижних частот применением низкочастотной фильтрации. Но при этом снижается разрешающая способность сейсморазведки, т. е. ухудшается детальность изучения разреза.

Детальность изучения разреза можно повысить, если суммирование колебаний выполнять на небольших (300—400 м) базах, на которых волновое поле локализовано в сравнительно узких лучевых трубках. В этом случае различия динамических особенностей суммируемых записей отраженных волн невелики и это позволяет сохранять частотные спектры волн достаточно широкими. Такой принцип изучения волновых полей заложен в методе регулируемого направленного приема сейсмических волн (МРНП) (см. 13.6).

11.5. ГОДОГРАФЫ ДИФРАГИРОВАННЫХ ВОЛН

11.5.1. Продольный линейный годограф дифрагированной волны

Рассмотрим продольный линейный годограф дифрагированной волны от малой неоднородности — точки дифракции D. Пусть глубина точки дифракции $h=z_D$, постоянная скорость в среде v. В произвольную точку S на профиле x дифрагированная волна придет по пути ODS (рис. 102, a). Уравнение годографа дифрагированной волны можно записать так:

$$t=\frac{OD+DS}{v}=\frac{1}{v}\left[\sqrt{x_D^2+z_D^2}+\sqrt{(x-x_D)^2+z_D^2}\right]. \qquad (11.44)$$

Постоянный член $\frac{1}{v}\sqrt{x_D^2+z_D^2}$ обозначим t', после чего уравнение (11.44) примет вид

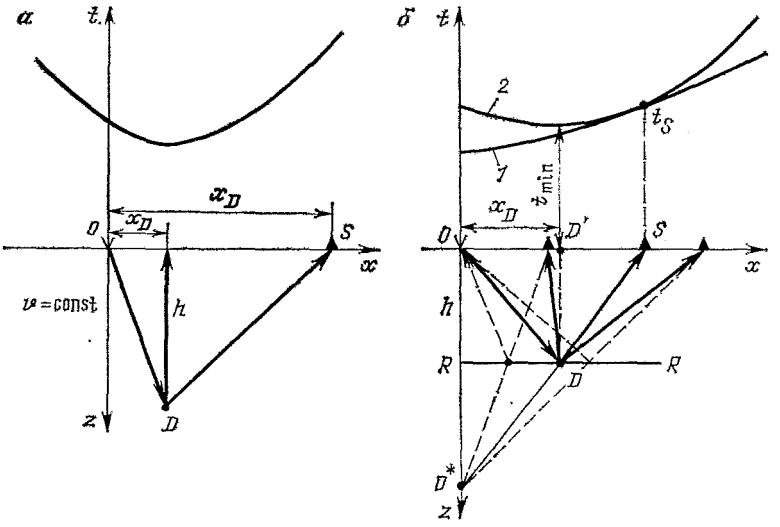


Рис. 102. Годограф дифрагированной волны (*а*) и соотношение его с годографом отраженной волны (*б*).
Волны: *1* — отраженная; *2* — дифрагированная

$$t-t'=\frac{1}{v}\sqrt{(x-x_D)^2+z_D^2}\ . \tag{11.45}$$

Последнее выражение в системе координат x, $t-t'$ представляет собой уравнение гиперболы

$$\frac{(t-t')^2}{(z_D/v)^2}-\frac{(x-x_D)^2}{z_D^2}=1. \tag{11.46}$$

Минимум годографа дифрагированной волны находится в точке с координатами $t_{\min}$, x_D:

$$t_{\min}=2z_D/v+(1/v)\left[\sqrt{1+(x_D/z_D)^2}\right]. \tag{11.47}$$

Интересно рассмотреть соотношение годографов и интенсивностей отраженной и дифрагированной волн. Пусть точка дифракции D расположена на горизонтальной отражающей границе RR (рис. 102, *б*). На профиле наблюдений x имеется только одна точка S, в которой лучи дифрагированной и отраженной волн совпадают (точка касания годографов). Время прихода дифрагированной волны в остальные точки будет больше времени прихода отраженной волны. Следовательно, годограф *2* дифрагированной волны имеет большую кривизну, чем соответ-

ствующий гиперболический годограф I отраженной волны, и касается его точки t_S. Годограф симметричен относительно проекции D' на ось x точки дифракции D; минимум годографа — в точке $x=x_D$; при $x_D=0$ $t_{\min}=t_в$.

Согласно теории в точке касания годографа отраженной и дифрагированной волн амплитуда дифрагированной волны является наибольшей и примерно в 2 раза меньше амплитуды отраженной волны, а в других точках происходит ее резкое уменьшение симметрично относительно точки касания годографов.

Таким образом, годограф отраженной волны можно рассматривать как огибающую годографов дифрагированных волн от бесконечного числа точек дифракции, расположенных на участке границы, от которого получен годограф отраженной волны. На таком представлении отраженных и дифрагированных волн основано получение изображения сейсмических границ с исключением сейсмического сноса. Соответствующая методика называется **дифракционным преобразованием** (Д-преобразованием), или **миграционным преобразованием** (см. 14.5.1).

11.5.2. Годографы дифрагированной волны по схеме наблюдений ОГТ

Годограф дифрагированной волны по схеме наблюдений ОГТ (годограф ОГТ дифрагированной волны) определяет времена дифрагированной волны в произвольной точке приема S, расположенной симметрично источнику O_x, т. е. когда начало координат помещено в центр расстановки O_xS (рис. 103).

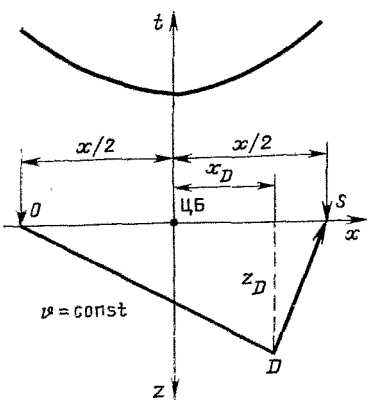


Рис. 103. Годограф ОГТ дифрагированной волны

Рассмотрим особенности годографов дифрагированных волн ОГТ. Начало координат поместим в центре расстановки O_xS, ось z направим вертикально вниз, ось x совместим с линией профиля наблюдений (см. рис. 103).

Запишем уравнение годографа дифрагированной волны с началом координат в источнике (точке $-x/2$). Согласно (11.44)

$$t_D = \frac{1}{v} \times \left[\sqrt{x_D^2+z_D^2} + \sqrt{(x-x_D)^2+z_D^2}\right]. \quad (11.48)$$

Выразим абсциссу x_D точки D в новой системе координат. Как видно на рис. 103, абсцисса точки D теперь будет $x/2+x_D$. После подстановки в выражение (11.48) ее нового значения вместо x_D получим

$$t_D = \frac{1}{2v}\left[\sqrt{4z_D^2+(2x_D+x)^2}+\sqrt{4z_D^2+(2x_D-x)^2}\right] =$$

$$= \sqrt{t_в^2+\frac{(2x_D+x)^2}{4v^2}}+\sqrt{t_в^2+\frac{(2x_D-x)^2}{4v^2}}, \qquad (11.49)$$

где $t_в = z_D/v$ — вертикальное время.

Сопоставим кинематические особенности годографов ОГТ дифрагированной (11.49) и однократно отраженной (11.25) волн.

Годограф ОГТ дифрагированной волны, как и годограф ОГТ однократно отраженной волны, всегда симметричен относительно оси t. Это следует из того, что при замене x на $-x$ выражение (11.49) не изменится. При совпадении координат точки дифракции D и общей глубинной точки отражения (ОГТ) годографы ОГТ дифрагированной и однократно отраженной волн полностью тождественны, так как при $x_D=0$ выражение (11.49) переходит в уравнение обычного годографа ОГТ однократно отраженной волны (11.25)

$$t_D = \sqrt{t_0^2+x^2/v^2}, \qquad (11.50)$$

где $t=2z/v$ — двойное вертикальное время.

В общем случае годографы ОГТ дифрагированной и однократно отраженной волны не совпадают, но, как показывают расчеты, заметное различие между ними наблюдается лишь при малых временах ($t\leqslant 1$ с) и незначительных углах φ падения отражающих границ. При других условиях будет расхождение между годографами, но оно не превышает 0,004—0,005 с. Таким образом, ввод кинематических поправок однократно отраженных волн преобразует годограф ОГТ дифрагированных волн в линии, близкие к горизонтальным прямым; тем самым обеспечивается суммирование дифрагированных волн, близкое к синфазному.

11.6. ГОДОГРАФЫ И ВРЕМЕННЫЕ РАЗРЕЗЫ ГОЛОВНЫХ (ПРЕЛОМЛЕННЫХ) ВОЛН

11.6.1. Годографы головных волн

Продольный годограф головной волны в случае плоской преломляющей границы и однородной покрывающей среды. Рассмотрим годограф головной волны от участка плоской границы

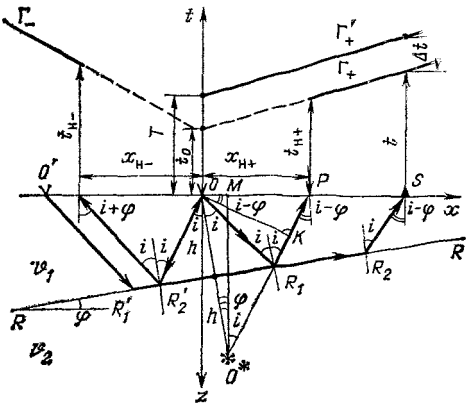


Рис. 104. Годограф головной (преломленной) волны (плоская преломляющая граница, однородная покрывающая среда)

раздела RR двух сред со скоростями v_1 и v_2, причем $v_2 > v_1$. Глубина залегания границы под источником h, угол наклона границы φ. Начало координат поместим в источник O, направление осей координат x, z и t показано на рис. 104.

По восстанию границы в начальную точку P на профиле наблюдений головная волна придет по пути $OR_1P = O^*P$, где O^* — мнимый источник: в произвольную точку S — по пути OR_1R_2S. Угол падения луча головной волны на профиль x не изменяется при перемещении точки S в направлении восстания границы и равен $\alpha_+ = i - \varphi$. Следовательно, годограф представляет собой прямую линию с угловым коэффициентом $1/v_{к+}$ (знак «+» поставлен для обозначения кажущейся скорости по восстанию границы), где

$$v_{к+} = v_1/\sin(i - \varphi). \tag{11.51}$$

Чтобы получить уравнение прямолинейного годографа, необходимо кроме углового коэффициента знать координаты хотя бы одной из его точек. Удобно взять координату точки пересечения продолжения годографа с осью времен t. Время, отсекаемое продолжением годографа на оси t, обозначим t_0. Теперь можно записать

$$t_+ = x/v_{к+} + t_0. \tag{11.52}$$

Для нахождения времени t_0 построим вспомогательный годограф головной волны из источника O', смещенного по падению границы относительно источника O (см. рис. 104). Поскольку кажущаяся скорость по восстанию границы постоянна, то годографы Γ_+ и Γ_+' параллельны. Как следует из рис. 104, $t_0 = T - \Delta t$, где T — время на годографе Γ_+' в точке O, а Δt — разность времен на годографах Γ_+' и Γ_+ в точке S.

Выразив времена пробега головной волны через отношения элементов путей пробега к соответствующим значениям скорости и выполнив необходимые преобразования, получим

$$t_0 = \frac{2R_2'O}{v_1} - \frac{R_2'R_1}{v_2} = \frac{2h}{v_1 \cos i} - \frac{2h \operatorname{tg} i}{v_2} = \frac{2h}{v_1}\left(\frac{1-\sin^2 i}{\cos i}\right) =$$

$$= \frac{2h \cos i}{v_1} = \frac{2h\sqrt{v_2^2 - v_1^2}}{v_1 v_2}. \qquad (11.53)$$

Подставив выражения $v_{к+}$ (11.51) и t_0 (11.53) в (11.52), запишем уравнение годографа головной волны по восстанию границы

$$t_+ = \frac{1}{v_1}[x \sin(i-\varphi) + 2h \cos i]. \qquad (11.54)$$

Кажущаяся скорость по падению границы

$$v_{к-} = \frac{v_1}{\sin(i+\varphi)}. \qquad (11.55)$$

Уравнение годографа по падению границы

$$t_- = \frac{1}{v_1}[x \sin(i+\varphi) + 2h \cos i]. \qquad (11.56)$$

Объединяя выражения (11.54) и (11.56), представим уравнение годографа головной волны в общем виде

$$t_\pm = \frac{1}{v_1}[x \sin(i \pm \varphi) + 2h \cos i]. \qquad (11.57)$$

Координаты начальных точек годографа обозначим $x_{н\pm}$ и $t_{н\pm}$. Для вычисления абсциссы $x_{н\pm}$ из источника O на начальный луч O^*P опустим перпендикуляр OK. Из треугольника OKO^* имеем $OK = 2h \sin i$. Из треугольника OKP получим

$$x_{н+} = \frac{2h \sin i}{\cos(i-\varphi)}. \qquad (11.58)$$

Для вычисления $t_{н+}$ опустим из мнимого источника O^* перпендикуляр O^*M на профиль x. Из треугольников O^*MP и OMO^* следует:

$$t_{н+} = \frac{O^*P}{v_1} = \frac{O^*M}{v_1 \cos(i-\varphi)} = \frac{2h \cos\varphi}{v_1 \cos(i-\varphi)}. \qquad (11.59)$$

Аналогично найдем координаты начальной точки годографа головной волны по падению границы:

$$x_{н-} = \frac{2h \sin i}{\cos(i+\varphi)}, \qquad (11.60)$$

$$t_{н-} = \frac{2h \cos\varphi}{v_1 \cos(i+\varphi)}. \qquad (11.61)$$

На участке профиля наблюдений между абсциссами начальных точек $x_{н-}$ и $x_{н+}$ головная волна не регистрируется («мертвая зона»).

Таким образом, продольный годограф головной волны представлен двумя прямолинейными ветвями, которые разделены «мертвой зоной» (см. рис. 104). Наклоны ветвей различны и зависят от знака угла φ границы: из (11.51) и (11.55) следует, что $v_{к+} > v_{к-}$ и поэтому ветвь по падению границы имеет больший наклон, чем по восстанию. Если углы наклона границы достаточно большие, то могут выполняться следующие два неравенства: $(i-\varphi)<0$ — кажущаяся скорость по восстанию границы становится отрицательной, т. е. в дальние точки профиля наблюдений головная волна приходит раньше, чем в более близкие; $(i+\varphi)\geqslant 90°$ — величина $x_{н-}$ неограниченно возрастает, т. е. луч головной волны по падению границы не выходит к линии профиля. Таким образом, второе неравенство ограничивает возможность регистрации головной волны по падению границы.

Если преломляющая граница залегает горизонтально ($\varphi=0$), то уравнение годографа головной волны (11.57) принимает вид

$$t=\frac{x}{v_2}+\frac{2h\cos i}{v_1}. \tag{11.62}$$

Кажущаяся скорость головной волны в этом случае равна скорости ее распространения в преломляющем пласте, т. е. $v_к=v_2$. Координаты начальных точек годографа

$$x_н=2h\operatorname{tg} i; \quad t_н=\frac{2h}{v_1\cos i}. \tag{11.63}$$

Годографы головных (преломленных) волн в случае неплоской границы. Если преломляющая граница неплоская, то кажущаяся скорость головной волны согласно выражениям (11.51) и (11.55) изменяется в зависимости от знака и величины угла падения границы φ. Когда преломляющая граница вогнутая, то угол выхода лучей головной волны с удалением от источника уменьшается, а кажущаяся скорость возрастает. Годограф головной волны от вогнутой границы (рис. 105, *а*) обращен выпуклостью вверх. При большой кривизне преломляющей границы на одном и том же участке профиля будут наблюдаться головные волны от разных участков границы, в результате на годографе образуются петли (рис. 105, *б*).

При выпуклой преломляющей границе годограф головной волны (рис. 105, *в*) обращен выпуклостью вниз. Лучи головной волны расходятся тем сильнее, чем больше кривизна границы. Кроме головной волны на выпуклой границе образуется проходящая волна, которая, дважды преломившись на границе, может приходить в те же точки профиля, что и головная волна. Лучи проходящей волны на рис. 105, *в* изображены пунктир-

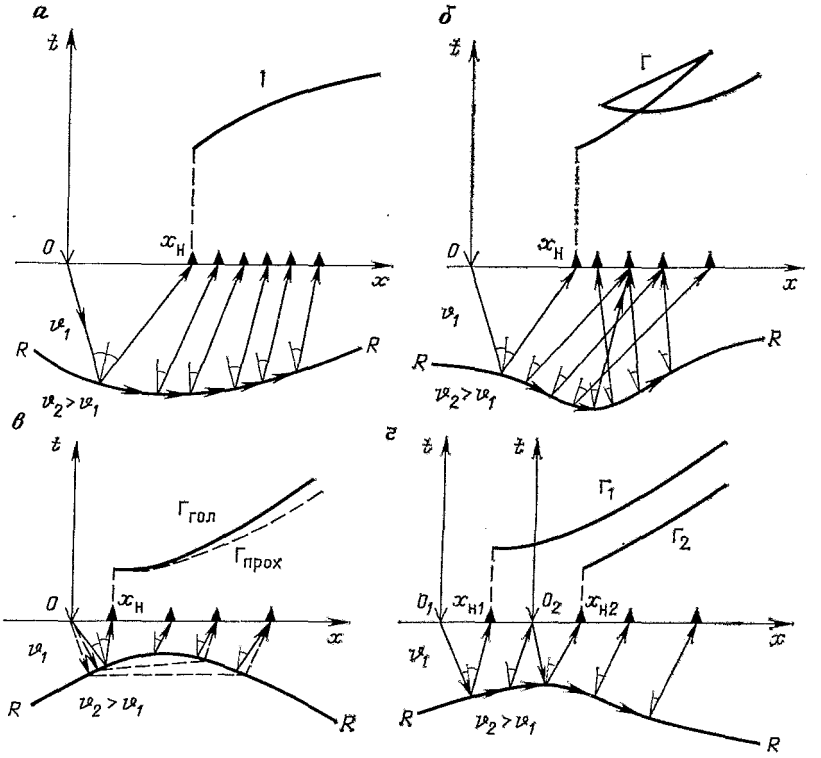


Рис. 105. Годографы головных волн от криволинейных границ:
а, б — вогнутых малой и большой кривизны; *в, г* — выпуклых; $Г_1$, $Г_2$ — годографы нагоняющий и нагоняемый соответственно

ными линиями. Образование такой проходящей волны обусловлено **эффектом проницания**. Годограф проходящей волны ошибочно можно принять за годограф головной волны. Во избежание подобной ошибки применяют системы наблюдений, предусматривающие на одном и том же участке регистрацию головных волн из двух источников O_1 и O_2 расположенных друг от друга на расстоянии $x > x_н$ (рис. 105, *г*). Лучи головных волн из источников O_1 и O_2 на участке регистрации имеют одинаковые углы выхода (одинаковые кажущиеся скорости), т. е. нагоняющий $Г_1$ и нагоняемый $Г_2$ годографы будут параллельны. В случае проходящей волны условие параллельности годографов не выполняется (см. рис. 105, *в*).

Годографы головных волн в случае горизонтально-слоистой среды. В горизонтально-слоистой среде (см. 10.9.4) возможно образование головных волн только на таких границах, для

которых выполнено условие: скорость в любом из слоев, залегающих выше преломляющей границы, будет меньше скорости v_n в преломляющем пласте, т. е. $v_j < v_n$, где $j = 1, 2, 3, \ldots, n$ — номера слоев.

Рассмотрим годограф головной волны в случае горизонтальной ($\varphi = 0$) преломляющей границы R_2R_2, если выше ее находится граница R_1R_1 раздела двух слоев, мощности и скорости в которых равны h_1 и v_1, h_2 и v_2 и выполняется необходимое условие: $v_3 > v_2$ и $v_3 > v_1$.

Лучи пробега головной волны в начальную $x_{н2}$ и произвольную S точки профиля наблюдений показаны на рис. 106. Как следует из закона Снеллиуса (10.166), кажущаяся скорость фронта головной волны при $\varphi = 0$ равна граничной скорости: $v_к = v_3$. Годограф головной волны представляет собой отрезок прямой линии с угловым коэффициентом $1/v_3$, уравнение которого через координаты начальной точки годографа можно записать в виде

$$t_2 - t_{н2} = \frac{1}{v_3}(x - x_{н2}). \tag{11.64}$$

Координаты начальных точек годографа, как видно на рис. 106, будут

$$x_{н2} = 2h_1 \operatorname{tg}\alpha + 2h_2 \operatorname{tg} i_2, \quad t_{н2} = \frac{2h_1}{v_1 \cos\alpha} + \frac{2h_2}{v_2 \cos i_2}. \tag{11.65}$$

Подставив выражение (11.65) в (11.64), получим

$$t_2 = \frac{x}{v_3} + \frac{2h_1 \cos\alpha}{v_1} + \frac{2h_2 \cos i_2}{v_2}. \tag{11.66}$$

Сумма 2 и 3-го членов выражения (11.66) численно равна значению времени, отсекаемому продолжением годографа на оси t. По аналогии с тем, как это ранее было сделано для годографа головной волны в случае однородной покрывающей

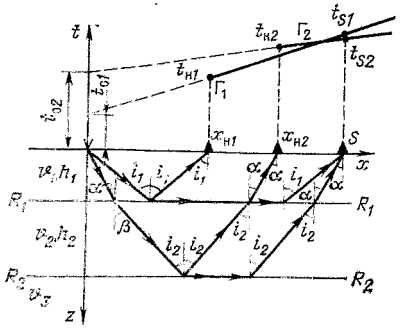


Рис. 106. Годографы головных волн в случае горизонтально - слоистой среды

среды, назовем его t_{02}. Теперь уравнение (11.66) можно переписать так:

$$t_2 = x/v_3 + t_{02}, \tag{11.67}$$

где

$$t_{02} = \frac{2h_1 \cos \alpha}{v_1} + \frac{2h_2 \cos i_2}{v_2}. \tag{11.68}$$

Легко показать, что если перекрывающая преломляющую границу горизонтально-слоистая среда состоит из $(n-1)$ слоев, уравнение годографа головной волны примет вид

$$t_{n-1} = x/v_n + t_{0(n-1)}. \tag{11.69}$$

Здесь

$$t_{0(n-1)} = \sum_{j=1}^{n-1} \frac{2h_j \cos \alpha_j}{v_j}. \tag{11.70}$$

В выражении (11.70) h_j — мощность и v_j — скорость в j-м слое; α_j — угол преломления луча на границе j-го слоя.

Остановимся еще на одной важной особенности образования головных волн в случае слоистого разреза. Поскольку скорости в преломляющих пластах больше, чем в любом из перекрывающих их слоев, то кажущаяся скорость фронта головной волны на профиле наблюдений увеличивается с номером преломляющей границы. Другими словами, при соответствующем удалении от источника головная волна от более глубокой преломляющей границы придет раньше, чем головные волны от любой из выше расположенных границ. На профиле x будет наблюдаться **смена головных волн.** Точки, начиная с которых головная волна от более глубокой границы обгоняет головную волну от выше расположенной границы, находятся в местах пересечения их годографов. На рис. 106 наблюдается пересечение годографов Γ_1 и Γ_2, полученных при регистрации головных волн от границ R_1R_1 и R_2R_2: до точки пересечения годографов первой приходит головная волна от границы R_1R_1; за точкой пересечения первой приходит головная волна от более глубокой границы R_2R_2.

Возможность смены головных волн при изучении слоистых разрезов должна приниматься во внимание при выборе систем полевых наблюдений и интерпретации материалов сейсморазведки методом преломленных волн. Величина граничной скорости $v_г = v_2$ является основным параметром при прослеживании головных волн и их стратиграфической привязке.

11.6.2. Годографы головной (преломленной) волны от общей глубинной площадки (годограф ОГП)

В методе головных (преломленных) волн в настоящее время получают временные разрезы по методике, сходной с методикой получения временных разрезов ОГТ в МОВ (см. 11.4.4). В этой методике используют записи головных волн, относящихся к источникам и приемникам, расположенным симметрично относительно некоторого закрепленного центра. Записи головных волн, отобранные по такой схеме, относятся не к одной точке на границе, как в методе ОГТ, а к общей глубинной площадке (ОГП), хотя и это не совсем точно, поскольку при такой схеме длины участков преломляющей границы, по которым распространяется головная волна, оказываются разными. Годограф головной волны, полученный по схеме, аналогичной годографу ОГТ, будем называть **годографом от общей глубинной площадки (годограф ОГП).**

Выведем уравнение годографа ОГП головной волны в случае плоской преломляющей границы RR, залегающей под углом φ к профилю наблюдений x, и однородной покрывающей среды со скоростью v_1 (рис. 107). Начало координат поместим в середину интервала между источником и приемником (центр базы ОГП), ось x совместим с профилем наблюдений, ось z направим вертикально вниз. Согласно определению годографа ОГП расстояния от начала координат до приемника и источника всегда равны.

Уравнение обычного продольного годографа головной волны с началом координат в источнике O_x

$$t_x = \frac{x \sin (i - \varphi)}{v_1} + \frac{2h_x \cos i}{v_1}. \tag{11.71}$$

Перепишем это уравнение в новой системе координат с началом в центре базы ОГП. Из рис. 107 следует

$$h_x = h_0 + \frac{x}{2} \sin \varphi. \tag{11.72}$$

Подставив выражение (11.72) в (11.71) и сделав простые преобразования, получим уравнение продольного годграфа ОГП

$$t_{\text{ОГП}} = \frac{x \sin i \cos \varphi}{v_1} + \frac{2h_0 \cos i}{v_1} = \frac{x}{v_2/\cos \varphi} + t_0. \tag{11.73}$$

Время t_0 в годографе ОГТ, очевидно, характеризует глубину по нормали к преломляющей границе под центром базы ОГП.

Анализ выражения (11.73) показывает, что годограф ОГП подобен годографу ОПВ головной волны от горизонтальной

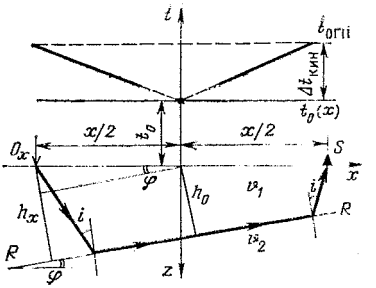


Рис. 107. Годографы головной волны от общей глубинной площадки (годографы ОГП)

преломляющей границы и, следовательно, всегда симметричен относительно оси времен. Наклон ветвей годографа ОГП зависит не только от скорости v_2, но и от абсолютной величины угла наклона границы φ. С увеличением угла φ ветви годографа ОГП выполаживаются. Годографы ОГП от границ с одинаковой глубиной h_2 и различными углами наклона φ представляют семейство (веер) прямых линий, причем, чем больше φ, тем положе ветвь годографа ОГП.

Обозначив кажущуюся скорость

$$v_2/\cos\varphi = v_{ОГП}, \tag{11.74}$$

уравнение годографа ОГП головной волны можно представить в виде

$$t_{ОГП} = x/v_{ОГП} + t_0. \tag{11.75}$$

11.6.3. Кинематические поправки в годографы ОГП головной волны. Временной сейсмический разрез ОГП

Кинематические поправки в годограф ОГП определим так:

$$(\Delta t_{кин})_{ОГП} = t_{ОГП} - t_0 = x/v_{ОГП}. \tag{11.76}$$

После ввода в годограф ОГП кинематических поправок (11.76) он трансформируется в горизонтальную прямую линию $t_0(x) = \text{const}$.

Временной разрез ОГП и принципы его получения во многом сходны с временным разрезом ОГТ (см. 11.4.4). В отсортированные по схеме ОГП записи головных волн вводят статические и кинематические поправки, после чего выполняют суммирование записей. Суммарную запись ОГП можно рассматривать как изображение на плоскости временного разреза t_0, x точки, находящейся на границе в месте пересечения границы с нормалью, опущенной из центра базы ОГП. Временной разрез ОГП образуют совокупности суммарных записей, относящихся к разным центрам базы ОГП.

Отличия временных разрезов ОГП от временных разрезов ОГТ связаны со спецификой кинематики головных волн и касаются определения скоростей $v_{ОГП}$, расчета и ввода кинематических поправок, суммирования и построения временного разреза ОГП.

На временных разрезах ОГП, как и на временных разрезах ОГТ, сказывается действие сейсмического сноса.

11.7. ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ГОДОГРАФЫ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

Вертикальным называют годограф сейсмической волны, поле времен которым определено на профиле, как бы совмещенном с осью глубокой скважины (вертикальный профиль). В этом случае сейсмическая волна регистрируется не на поверхности земли, как было принято ранее, а во внутренних точках среды. Вертикальные годографы, следовательно, выражают зависимости $t(z)$, где t — время прихода волны в произвольную внутреннюю точку среды, находящуюся на глубине z.

Источник возбуждения сейсмических волн может находиться на самом вертикальном профиле или на некотором расстоянии от него. Если источник расположен на самом вертикальном профиле, то годограф называется **продольным вертикальным.** Когда источник смещен относительно вертикального профиля на некоторое постоянное расстояние $x=l$, годограф называется **непродольным вертикальным.**

Можно рассматривать вертикальные годографы сейсмических волн различных типов: прямых, отраженных, дифрагированных, головных (преломленных) и т. д. Ограничимся только вертикальными продольными годографами проходящих и отраженных волн.

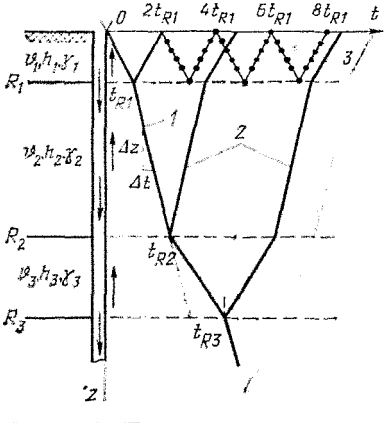


Рис. 108. Продольные вертикальные годографы проходящих (*1*), отраженных (*2*) и многократно отраженных (*3*) волн

11.7.1. Вертикальные годографы проходящих волн

Волна, распространяющаяся из источника в слоистой среде только с преломлением на границах, называется **проходящей.** В слоистой среде с субгоризонтальными границами раздела (рис. 108) продольный вертикальный годограф проходящей волны состоит из разнонаклоненных прямолинейных отрезков (звеньев) *1*, изломы которых приурочены к границам пластов

с различными значениями скорости. Наклон звена годографа со значением скорости в пласте:

$$\Delta t/\Delta z = 1/v_{пл}, \qquad (11.77)$$

где Δt и Δz — приращения времени и глубины, а $v_{пл}$ — скорость в пласте.

Времена пробега проходящих волн используют для вычисления средней скорости, которая связана с ними формулой $t = z/v_{ср}$ (см. 10.9.2).

11.7.2. Вертикальные годографы однократно и многократно отраженных волн

Нормальные лучи проходящей и отраженной волн совпадают. Это дает возможность рассматривать отраженную волну как восходящую проходящую волну, которая распространяется вверх от фиктивного источника, помещенного в точке пересечения луча падающей проходящей волны с отражающей границей. Следовательно, продольный вертикальный годограф отраженной волны симметричен годографу падающей проходящей волны, причем осью симметрии является линия $t_R = \text{const}$, где t_R — время проходящей волны на глубине залегания отражающей границы. Вертикальные годографы отраженных волн изображены на рис. 108 отрезками ломаных линий *2*.

Вертикальные годографы многократных отраженных волн состоят из чередующихся восходящих и нисходящих ветвей *3* годографов проходящих и отраженных волн.

11.8. СООТНОШЕНИЕ ГОДОГРАФОВ ВОЛН РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ. ОБЛАСТИ ИХ РЕГИСТРАЦИИ

Анализ соотношения годографов сейсмических волн имеет важное значение в сейсморазведке для выбора оптимальных областей регистрации отраженных и головных (преломленных) сейсмических волн. Этот вопрос рассмотрим на примере соотношения годографов прямой, отраженной и головной (преломленной) сейсмических волн, образующихся при наличии одной границы раздела упругих свойств (рис. 109).

Годограф прямой волны состоит из двух отрезков прямой линии, выходящих из начала координат (принято, что источник помещен в начале координат) под углом γ, тангенс которого равен величине, обратной скорости распространения сейсмических волн в покрывающей границу среде: $\operatorname{tg}\gamma = \Delta t/\Delta x = 1/v_1$.

Годограф отраженной волны представлен гиперболой, минимум которой смещен в сторону восстания границы на величину $x_{min} = 2h \sin\varphi$. Гиперболический годограф отраженной

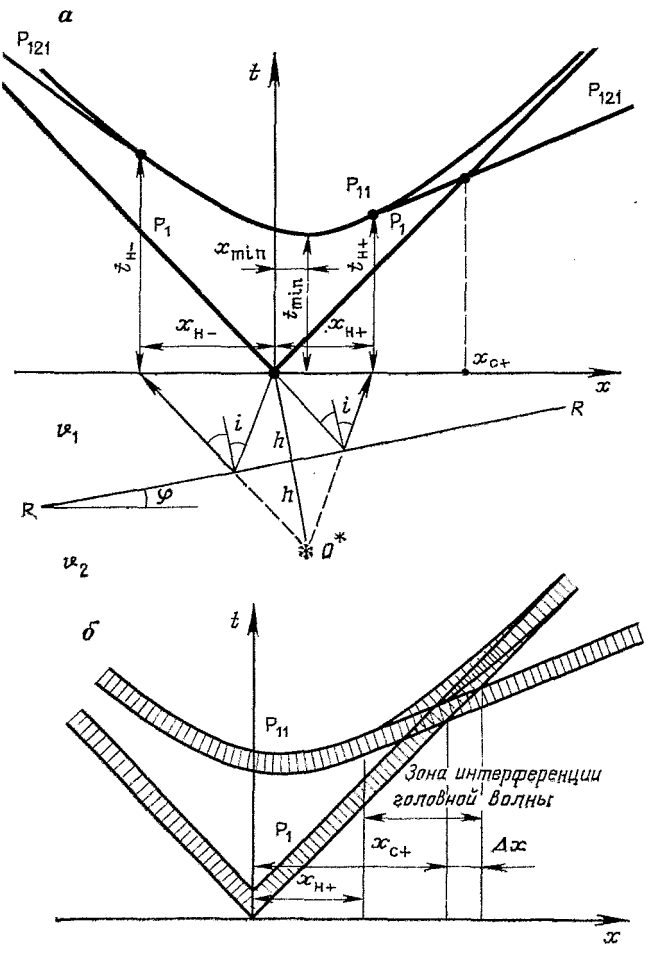


Рис. 109. Соотношение годографов прямой P_1, отраженной P_{11} и головной P_{121} волн без учета (*а*) и с учетом (*б*) длительности колебаний

волны асимптотически приближается к прямолинейному годографу прямой волны, а кажущаяся скорость изменяется от бесконечности (в точке x_{min}) до v_1 (при $x \to \infty$). Минимальное время прихода отраженной волны в точку x_{min} $t_{min} = 2h \cos \varphi / v_1$, время в точке приема, совмещенной с источником ($x=0$), $t_0 = 2h/v_1$.

Годограф головной волны состоит из двух отрезков прямой линии с угловыми коэффициентами $\Delta t/\Delta x = 1/v_{к\pm} = \sin(i \pm \varphi)/v_1$.

Начальные точки годографа имеют координаты $x_{\text{п}\pm} = 2h \sin i/\cos(i \mp \varphi)$. В начальных точках ветви годографа головной волны касаются гиперболического годографа отраженной волны. За начальными точками головная волна регистрируется раньше отраженной волны. Головная волна на некоторых расстояниях $x_{\text{с}\pm}$ по обе стороны от источника обгоняет и прямую волну и регистрируется первой. Координаты $x_{\text{с}\pm}$ определяются из решения системы уравнений годографов прямой и головной волн:

$$t_{\pm} = \pm x/v_1,$$

$$t_{\pm} = x \sin(i \mp \varphi)/v_1 + 2h \cos i/v_1. \qquad (11.78)$$

Соотношение годографов прямой, отраженной и головной сейсмических волн показано на рис. 109, *а*.

Выше, когда речь шла о годографе какой-либо волны, мы подразумевали годограф первых вступлений волны, который определяет времена прихода переднего фронта волны. В действительности каждая сейсмическая волна имеет некоторую длительность колебаний, которая, как было показано в 10.2, зависит от характера источника возбуждения и определяется шириной области, заключенной между передним и задним фронтами волны. При импульсном источнике возбуждения длительность сейсмических колебаний отдельной волны задана коротким интервалом времени δt, составляющим сотые доли секунды. Этот интервал времени необходимо прибавить к временам регистрации переднего фронта волны. Тогда каждый из годографов на рис. 109, *а* следует изобразить в виде областей шириною δt. Годографы прямой, отраженной и головной сейсмических волн с учетом длительности колебаний изображены на рис. 109, *б*. На них меньшие времена следует рассматривать как времена прихода переднего фронта волны, а большие времена — как ее тыла.

При анализе годографов, изображенных на рис. 109, *б*, мы встречаемся с **наложением (интерференцией)** колебаний сейсмических волн, которая в данном случае определяется областями пересечения годографов прямой, отраженной и головной волн. Раздельное выделение волн возможно только вне зон интерференции их колебаний. С этих позиций отраженные волны наиболее благоприятно регистрировать до зоны их интерференции с головной и прямой волнами, т. е. при сравнительно небольших удалениях от источника. Головные волны, наоборот, лучше регистрировать за зоной их интерференции с отраженной и прямой волнами, т. е. на сравнительно больших удалениях от источника.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 11

1. Перечислите случаи, когда годографы отраженной волны отличаются от гиперболического?
2. Покажите взаимное расположение годографов отраженной волны от плоской горизонтальной границы, перекрытой слоистой толщей, и от этой же границы, перекрытой однородной средой со средней скоростью?
3. Почему при сейсморазведке методом отраженных волн разведочные профили следует прокладывать вкрест простирания структуры?
4. Как изменится годограф от общей глубинной точки отражения (годограф ОГТ) при неизменных эхо-глубине отражающей границы и скорости в покрывающей среде, если увеличить угол наклона этой границы?
5. Какие поправки и с какой целью вводят в записи отраженных волн при получении временного сейсмического разреза?
6. Почему в случае слоистой среды для расчета кинематической поправки в годографы ОГТ следует использовать значения не средней скорости, а $v_{ОГТ}$? Что произойдет с годографом ОГТ, если вместо $v_{ОГТ}$ взять $v_{ср}$?
7. Поясните, в каких случаях будут искажения изображения сейсмических границ на временном сейсмическом разрезе за счет сейсмического сноса.
8. Как вычисляется остаточный годограф ОГТ многократной отраженной волны? Что он характеризует?
9. Покажите, что годограф дифрагированной волны касается годографа однократной отраженной волны, если точка дифракции находится на отражающей границе?
10. В каких условиях и почему происходит пересечение годографов головных (преломленных) волн? Как такое пересечение годографов следует физически интерпретировать?
11. В каких случаях и для чего необходимо получение нагоняющих головных (преломленных) волн?
12. Какие отличительные признаки имеют вертикальные годографы многократных отраженных волн?
13. Какие сейсмические волны могут накладываться друг на друга (интерферировать) вблизи пункта взрыва и на больших расстояниях от него?

Глава 12
РЕГИСТРАЦИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ. СЕЙСМИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА И ОБОРУДОВАНИЕ

Благодаря прогрессу в науке и технике, особенно в электронике и вычислительной математике, происходит непрерывное техническое перевооружение сейсморазведки. Конструкции сейсморазведочных регистрирующих и обрабатывающих комплексов быстро совершенствуются и заменяются. Ввиду отсутствия возможности их детального освещения рассмотрим только основы регистрации сейсмической информации.

12.1. ПРИНЦИПЫ РЕГИСТРАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Полевая регистрация сейсмических колебаний производится одновременно во многих точках профиля или площади наблюдений с помощью многоканальных **сейсмических станций.** В на-

стоящее время приборостроительная промышленность выпускает несколько различных модификаций сейсмических станций: 24, 48 и 96-и канальных, что позволяет одновременно регистрировать колебания соответственно в 24, 48 или 96 точках наблюдений. Создаются сейсмические станции, которые будут иметь несколько сотен сейсморегистрирующих каналов для проведения работ методом объемной сейсморазведки.

Сейсмические колебания регистрируются на магнитной ленте (магнитная запись). Участок магнитной ленты, занятый записями сейсморегистрирующих каналов, называется **магнитограммой.** С целью контроля качества полевых магнитограмм непосредственно в поле на сейсмостанции предусмотрена возможность визуализации получаемой сейсмической информации на бумажной ленте или на экране электронного устройства. Бумажная лента с записями сейсмических колебаний называется **сейсмограммой.**

До магнитной записи сейсмические колебания регистрировались в специальном блоке (осциллографе) на фотобумаге (невоспроизводимая запись). Интерпретацию невоспроизводимых записей нельзя было автоматизировать. Полной замене невоспроизводимой записи на магнитную способствовали важные преимущества последней. Прежде всего, при магнитной записи отпадает необходимость в полевых условиях подбирать оптимальные параметры записи сейсмических колебаний: усиления, фильтрации и т. п. Достаточно провести регистрацию с минимальными исходными параметрами — широким частотным диапазоном, с нежестким режимом регулировки усиления и т. д., доведя эти параметры до оптимальных уже при воспроизведении в лабораторных условиях. Однако наиболее полно преимущества магнитной записи были реализованы при автоматизированной обработке данных сейсморазведки. Вначале такая обработка была ориентирована на использование аналоговых магнитных записей, а позднее — цифровых записей с дискретной формой представления сейсмических сигналов. При аналоговой автоматизированной обработке использовались узко специализированные вычислительные машины, например построители временных сейсмических разрезов (ПСЗ). При цифровой обработке данных сейсморазведки вся обработка производится на универсальных цифровых вычислительных машинах (ЭВМ). Кроме того, что при цифровой обработке данных сейсморазведки не требуются специализированные электронные устройства, динамический диапазон цифровых записей оказывается намного выше, чем аналоговых, и это обеспечивает большую точность и детальность результатов обработки.

Основным элементом сейсморегистрирующей аппаратуры является **сейсморегистрирующий канал.** Под этим термином объединяют совокупность приборов и устройств, обеспечиваю-

щих прием и регистрацию сейсмических колебаний. Каждый отдельный сейсморегистрирующий канал включает сейсмоприемник, усилитель и регистрирующее устройство (магнитную головку).

Рассмотрим, какие функции выполняет каждое отдельное звено сейсморегистрирующего канала. Минимальные смещения почвы, вызванные приходом сейсмической волны в точку наблюдений, чрезвычайно малы и не превышают 10^{-6}—10^{-7} мм. Минимальная амплитуда колебаний, которые можно обнаружить на сейсмических записях, составляет примерно 1—1,5 мм. Следовательно, сейсморегистрирующий канал должен обеспечить усиление колебаний в миллионы раз. Столь большое усиление регистрируемых сигналов можно получить только с помощью многокаскадных электронных усилителей. Но для этого предварительно необходимо преобразовать механические смещения почвы в электрические колебания. Такое преобразование смещений почвы, вызванных приходом волны, в электрические напряжения производится с помощью **сейсмоприемника.**

С выхода сейсмоприемника электрические напряжения поступают на вход **электронного усилителя,** назначение которого — усилить их, отрегулировать по амплитуде, повысить отношение сигнал/помеха средствами частотной фильтрации. Разнообразие факторов, влияющих на амплитуды регистрируемых волн, учитывается применением в усилителе различных регуляторов усиления. Для компенсации возможных изменений общего уровня амплитуд записи в зависимости от условий возбуждения и требуемой длительности записи, определяемой, в свою очередь, глубинностью разведки, имеется общий регулятор усиления. С его помощью задается общий уровень усиления во всех каналах записи. Чтобы выравнять уровень сигналов на всех каналах и скомпенсировать возможные различия, вызванные неодинаковыми условиями установки сейсмоприемников на почве, разбросом коэффициентов усиления в усилителях и другими причинами, для каждого канала имеется индивидуальная регулировка усиления. Для компенсации закономерного уменьшения амплитуд сигналов во времени, вызванного условиями распространения волн, требуется закономерно увеличивать во времени коэффициент усиления. Такое увеличение производится с помощью **программной регулировки усиления (ПРУ).** Программный регулятор усиления увеличивает коэффициент усиления с возрастанием времени по определенному заданному закону. Для уменьшения разброса амплитуд колебаний, вызванных случайными причинами, используется **автоматический регулятор усиления (АРУ).** АРУ действует лишь при превышении некоторого заданного порогового значения уровня амплитуд входных сигналов. Он выключается, когда уровень амплитуд меньше этого порогового значения, и умень-

шает коэффициент усиления тем больше, чем больше амплитуда входного сигнала превышает заданный порог.

Выше говорилось (см. 10.10.2), что полезные волны и помехи часто имеют разный спектральный (частотный) состав. Различие частотных спектров полезных сигналов и помех используют для ослабления помех средствами **частотной фильтрации.** Частотная фильтрация осуществляется в усилителях записи с помощью частотных фильтров верхних (ФВЧ), нижних (ФНЧ) частот и др.

Усиленные, отфильтрованные по частоте и отрегулированные по амплитуде сейсмические колебания при аналоговой магнитной записи подаются на магнитную головку и записываются с ее помощью на магнитной ленте; при цифровой записи они вначале поступают на преобразователь *аналог — код.*

Воспроизведение сейсмических колебаний с магнитной ленты и представление их в видимой форме на бумажной ленте или экране электронного устройства производится **сейсмовоспроизводящим каналом.** Аналоговый сейсмовоспроизводящий канал состоит из считывающей с магнитной ленты магнитной головки, усилителя воспроизведения колебаний и устройства для визуализации записи сейсмических колебаний на бумажной ленте. **Магнитная головка** в сейсмовоспроизводящем канале служит датчиком электрических сигналов. Остаточная индукция магнитной ленты преобразуется магнитной головкой в электриче-

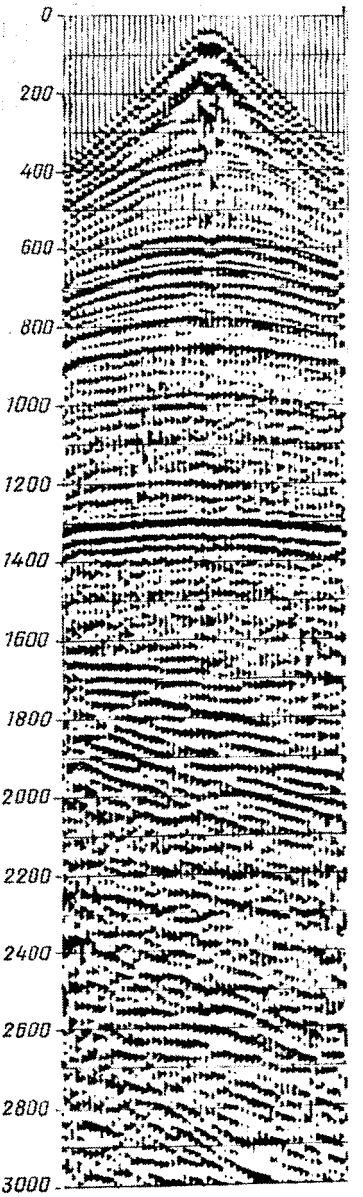


Рис. 110. Сейсмограмма с записью отраженных волн

ское напряжение, подаваемое на вход усилителя воспроизведения. В **усилителе воспроизведения** имеется большой набор фильтров ФВЧ и ФНЧ и параметров ПРУ и АРУ. С выхода усилителя воспроизведения колебания поступают на **записывающее устройство для их** изображения в видимой форме на бумажной ленте (рис. 110).

12.2. СЕЙСМОПРИЕМНИКИ. УСИЛИТЕЛИ. МАГНИТНЫЕ РЕГИСТРАТОРЫ

12.2.1. Сейсмоприемники

Сейсмические волны, распространяющиеся в упругой среде, передают смещения частичек как внутри самой среды, так и на ее поверхности. Эти смещения можно зафиксировать специальными приборами, установленными на поверхности среды или в скважине. Такие приборы называются **сейсмоприемниками.** Сейсмоприемник представляет электромеханический преобразователь энергии упругих колебаний почвы, вызванных сейсмической волной, в электрическое напряжение.

Различают сейсмоприемники, которые регистрируют только вертикальную компоненту движения среды (вертикальные сейсмоприемники), или только горизонтальные компоненты движения среды (горизонтальные сейсмоприемники). Вертикальные сейсмоприемники применяют для регистрации продольных сейсмических волн, а горизонтальные сейсмоприемники — для регистрации поперечных сейсмических волн.

При наземной сейсморазведке применяются сейсмоприемники индукционного типа, действие которых основано на явлении магнитной индукции. В них входным сигналом является скорость смещения почвы. В морской сейсморазведке применяются пьезоэлектрические сейсмоприемники, действие которых основано на пьезоэффекте. Индукционные и пьезопреобразователи обратимы, т. е. они могут работать при возбуждении с механического входа как генераторы электрических колебаний, а при возбуждении с электрического входа как генераторы механических колебаний.

Любой сейсмоприемник состоит из трех частей: механической, электрической и собственно преобразователя.

Индукционный сейсмоприемник. Основным типом индукционных сейсмоприемников в настоящее время является электродинамический сейсмоприемник. В нем электродвижущая сила (ЭДС) индукции возникает в результате движения регистрирующей катушки в поле постоянного магнита (рис. 111, *а*). Магнит жестко скреплен с корпусом прибора, устанавливаемым на грунте и повторяющим его движение. Регистрирующая катушка подвешена относительно корпуса на пружинах и с точки зре-

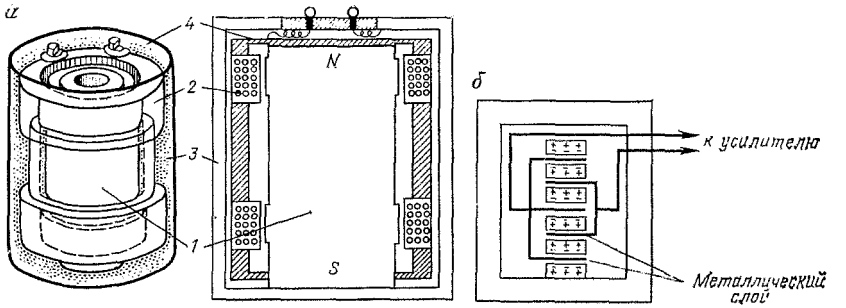


Рис. 111. Принципиальная схема вертикального электродинамического (*а*) и пьезоэлектрического (*б*) сейсмоприемников:
1 — постоянный магнит; *2* — катушка; *3* — корпус; *4* — ленточные пружины

ния механики представляет инертную массу. Небольшое механическое затухание колебаний катушки создается в результате ее трения о воздух. Основное затухание колебательной системы сейсмоприемника осуществляется электромагнитным способом. С этой целью электрическая схема сейсмоприемника зашунтирована омическим сопротивлением. Принципиальная схема вертикального электродинамического приемника изображена на рис. 111, *а*.

Остановимся более подробно на принципе регистрации сейсмических колебаний электродинамическим сейсмоприемником.

Если механическую систему сейсмоприемника вывести из положения равновесия, а затем, предоставить самой себе, то при отсутствии затухания она будет совершать во времени колебательные движения, описываемые уравнением

$$u(t) = u_0 \sin(2\pi f_0 t + \varphi). \qquad (12.1)$$

Движение механической системы, как следует из выражения (12.1), носит характер гармонических колебаний, частота которых f_0 называется **собственной частотой колебаний сейсмоприемника.** При введении затухания инертная масса сейсмоприемника будет совершать затухающие гармонические колебания (рис. 112, *а*):

$$u(t) = u_0 e^{-ht} \sin(2\pi f t + \varphi), \qquad (12.2)$$

где h — коэффициент затухания.

Частота f затухающих гармонических колебаний не равна частоте собственных колебаний без затухания, а связана с ней зависимостью

$$f = \sqrt{f_0^2 - (h/2\pi)^2}. \qquad (12.3)$$

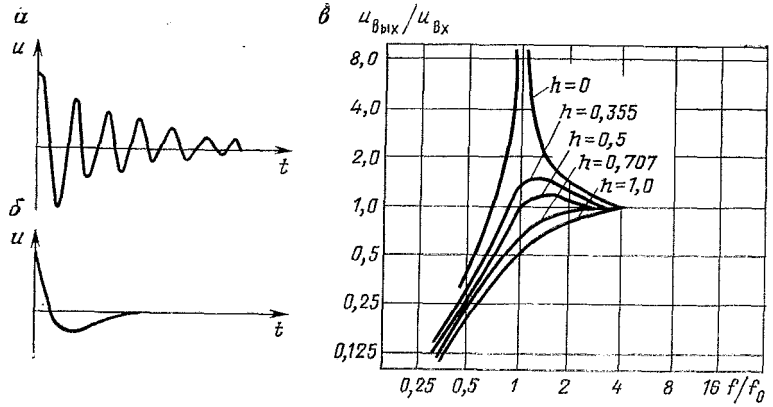


Рис. 112. Периодические (*а*) и апериодические (*б*) колебания механической системы вертикального сейсмоприемника и его частотные характеристики (*в*)

Амплитуда $A(t)$ гармонического колебания, как это следует из выражения (12.2), уменьшается во времени по экспоненциальному закону

$$A(t) = u_0 e^{-ht}. \qquad (12.4)$$

При затухании $h = 2\pi f_0$ частота затухающих колебаний, согласно (12.3), оказывается равной нулю, т. е. движения механической системы сейсмоприемника становятся апериодическими (рис. 112, *б*).

Если механическую систему сейсмоприемника возбуждать гармоническими колебаниями с одними и теми же амплитудами, но с различными частотами f_1, f_2, f_3 и т. д., то она будет совершать **вынужденные колебания.** По характеру вынужденные колебания будут аналогичны возбуждающим, т. е. это попрежнему будут гармонические колебания с теми же частотами f_1, f_2, f_3 и т. д., но амплитуды их и фазы теперь зависят от частоты. График, выражающий зависимость отношения амплитуд вынужденных колебаний к амплитудам вынуждающих колебаний от частоты, называется **амплитудной частотной характеристикой сейсмоприемника;** аналогично вводится понятие о фазовой частотной характеристике. На рис. 112, *в* показано семейство амплитудных частотных характеристик электродинамического сейсмоприемника, где каждой кривой соответствует различная величина затухания h. По оси ординат отложены нормализованные значения выходного напряжения (отношение $u_{вых}/u_{вх}$), а по оси абсцисс — отношение частоты гармонических колебаний f к частоте собственных колебаний f_0 сейсмоприемника. Если сейсмоприемник не затушен ($h=0$), то частотная характеристика имеет резко выраженный максимум на собственной

частоте. По мере увеличения затухания величина и резкость максимумов у частотных характеристик уменьшается. Максимальное значение затухания $h_{кр}$, при котором еще не теряется колебательный характер регистрируемых величин, называется **критическим затуханием.** Когда затухание составляет только половину от критического ($h=0{,}5\ h_{кр}$), частотная характеристика еще имеет максимум, но на частоте, превышающей собственную частоту. При затухании $h=0{,}707\ h_{кр}$ максимум у характеристики исчезает, а кривая с увеличением частоты асимптотически приближается к своему постоянному значению, равному единице. При дальнейшем увеличении затухания уменьшается чувствительность сейсмоприемника к низкочастотным составляющим спектров сигналов, т. е. сейсмоприемник одновременно является и фильтром верхних частот. Затухание, равное 0,707 $h_{кр}$ является оптимальным, поскольку оно обеспечивает регистрацию сейсмических сигналов с минимальными искажениями их спектров.

В первых моделях сейсмоприемников затухание обеспечивалось за счет вязкого трения инертной массы сейсмоприемника, погруженной в техническое масло. В современных электродинамических сейсмоприемниках затухание достигается наведением в обмотках катушки, играющей роль инертной массы, вихревых токов. Коэффициент затухания регулируется величиной активного сопротивления R, которым шунтируют обмотки катушки с индуктивностью L.

Чувствительность сеймоприемника зависит от силы магнита и числа витков катушки. Она характеризуется **коэффициентом электромеханической связи (КЭМС)**

$$\mathcal{M} = u(t)/v(t) = F(t)/I(t), \qquad (12.5)$$

где $u(t)$ — ЭДС индукции; $v(t)$ — скорость смещения механических полюсов преобразователя; $I(t)$ — ток в катушке преобразователя; $F(t)$ — магнитодвижущая сила.

Изготовление магнитных сердечников катушек из ферромагнитных сплавов, имеющих высокую магнитную воспримчивость, и весьма совершенная технология намотки витков позволили создать малогабаритные высокочувствительные сейсмоприемники, вес которых составляет ≈ 100 г.

Характеристика направленности сейсмоприемника. Рассматривая принцип электродинамического сейсмоприемника, мы предполагали, что его инертная масса имеет только одну степень свободы, т. е. она способна перемещаться только в вертикальном или только в горизонтальных направлениях. Максимальной чувствительность сейсмоприемника будет, очевидно, к таким смещениям почвы, направление которых совпадает с направлением перемещения инертной массы. В этом случае **вертикальный сейсмоприемник** не будет реагировать на попереч-

ные волны, у которых смещения почвы направлены перпендикулярно вертикали, т. е. в горизонтальном направлении. Если смещения направлены под некоторым углом α к вертикали, то инертная масса вертикального сейсмоприемника будет реагировать только на вертикальную компоненту смещения, равную $W = |\vec{u}| \cos \alpha$. График, выражающий чувствительность сейсмоприемника к направлению смещения почвы, называется **характеристикой направленности сейсмоприемника.** Характеристику направленности вертикального сейсмоприемника аналитически можно записать в виде

$$V = V_0 \cos \alpha, \tag{12.6}$$

где V_0 — чувствительность приемника к вертикальным смещениям; α — азимут смещения.

Графически характеристика направленности вертикального сейсмоприемника (рис. 113, *а*) представляет две сферы, соприкасающиеся в точке наблюдения. Нас интересует чувствительность сейсмоприемника только к смещениям у поверхности земли снизу (соответствующая характеристика направленности изображена сплошной линией).

При регистрации поперечных волн используют приборы с горизонтальной осью чувствительности — **горизонтальные сейсмоприемники;** характеристика направленности горизонтального сейсмоприемника представляет две соприкасающиеся сферы, центры которых расположены на оси x (рис. 113, *б*).

Для совместной регистрации продольной и поперечной волн используют трехкомпонентные сейсмоприемники, позволяющие регистрировать одновременно смещения по трем различным взаимно перпендикулярным направлениям; вертикальному (z-компонента) и двум горизонтальным (X- и Y-компоненты).

Пьезоэлектрический сейсмоприемник. Действие сейсмоприемника пьезоэлектрического типа основано на другом принципе по сравнению с электродинамическим сейсмоприемником. Известно, что некоторые кристаллы, называемые пьезоэлектриками, обладают тем свойством, что под действием электрического поля в них возникают внутренние напряжения — это так

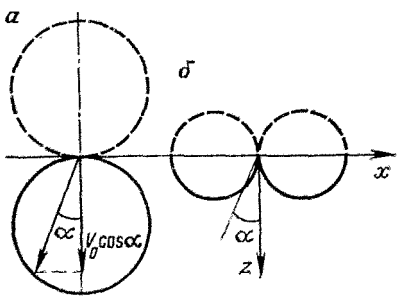


Рис. 113. Характеристики направленности вертикального (*а*) и горизонтального (*б*) сейсмоприемников

называемый **прямой пьезоэффект.** Соответственно имеет место и **обратный пьезоэффект** — деформирование пьезоэлектрика сопровождается появлением на его гранях электрического напряжения, пропорционального величине возникающей деформации. Пьезоэлектриками являются, например, кристаллы кварца, турмалина, титаната бария и др. На практике для изготовления пьезоприемников используют керамические кристаллы титаната бария. Обычно в одном приборе соединяется несколько кристаллических пластин, составляющих пьезобатарею. Внутренняя и наружная поверхности пластин покрываются металлическим слоем, который является электродом (см. рис. 111, *б*).

Продольная сейсмическая волна представляет чередование зон сжатия и зон расширения. В зонах сжатия давление возрастает, а в зонах расширения — падает. Действие продольной сейсмической волны на пьезоприемник выражается в изменении давления на пластины пьезоэлектрического материала, которое вызывает изменения электрического напряжения на выходе пьезоприемника. Таким образом, пьезоприемник является как бы датчиком электрического напряжения. Затухание колебаний в пьезоприемнике осуществляется включением шунта в первичную обмотку согласующего трансформатора на входе сейсмического усилителя. Наиболее удобны пьезоприемники для регистрации сейсмических колебаний при сейсморазведке на море и в буровых скважинах, заполненных буровым раствором, т. е. в условиях, когда контакт пьезоприемника со средой оказывается более хорошим, чем при работах на суше.

12.2.2. Сейсмические усилители

Усиление сейсмических колебаний. С выходов сейсмоприемников сейсмические колебания в виде электрических напряжений поступают на электронные усилители. Конструкции сейсмических усилителей весьма сложны и разнообразны. Существенны отличия усилителей аналогового и цифрового сейсморегистрирующих каналов.

Основное назначение усилителя — многократное (в 10^5—10^6 раз) усиление слабых электрических напряжений, которые поступают на него с выхода сейсмоприемника. Коэффициент усиления усилителя выражается в децибеллах (дБ):

$$D = 20 \lg (u_{вых}/u_{вх}), \qquad (12.7)$$

где $u_{вх}$ и $u_{вых}$ — напряжения на входе и выходе усилителя.

В связи с тем, что динамический диапазон регистрируемых сейсмических колебаний (100—120 дБ) значительно превосходит динамический диапазон аналоговой магнитной записи (40—45 дБ), усилители аналогового канала снабжены различными регуляторами усиления: общим, программным (ПРУ), автоматическим (АРУ).

Общий регулятор усиления изменяет величину коэффициента усиления в одно и то же число раз по всей длине записи. Он предназначен для компенсации возможного уменьшения общей интенсивности сейсмической записи вследствие ухудшения условий возбуждения и приема колебаний, а также вызванного другими причинами.

Программный регулятор усиления (ПРУ) действует по заранее заданной программе и предназначен, в первую очередь, для компенсации уменьшения амплитуд сигналов, вызванного поглощением и геометрическим расхождением фронтов волн. Амплитуды волн уменьшаются со временем регистрации по закону, близкому к экспоненциальному. Поэтому в схеме ПРУ регулирующим элементом является конденсатор, заряд или разряд которого происходит по экспоненциальному закону. Предусмотрена возможность выбора экспоненты (рис. 114, *а*).

Автоматический регулятор усиления (АРУ) осуществляет регулировку усиления по среднему уровню амплитуд на выходе усилителя. Принцип действия АРУ иллюстрирует рис. 114, *б*. На нем в виде восходящей прямой линии показана амплитудная характеристика усилителя без АРУ. В этом случае напряжение на выходе усилителя прямо пропорционально напряжению на его входе. При включении АРУ напряжение сигналов на выходе не может превысить некоторый установленный уровень, на рисунке это отражено поведением второй кривой, асимптотически приближающейся к предельному значению выходного напряжения при больших входных напряжениях. АРУ нарушает линейность амплитудной характеристики усилителя, т. е. является нелинейным элементом сейсморегистрирующего канала. При малых входных напряжениях АРУ не работает и амплитудная характеристика усилителя линейна. Если постепенно сигнал на входе усилителя увеличивать, то при некотором значении входного напряжения, называемого порогом срабатывания АРУ, регулятор начинает работать и снижает коэффициент усиления таким образом, чтобы поддерживать неизменным выходное напряжение при больших изменениях входного напряжения.

Регуляторы усиления должны быть гибкими по своим параметрам, чтобы можно было подобрать программу изменения амплитуд сигналов, оптимальную для каждого конкретного случая. В схеме ПРУ изменяемыми параметрами являются уровни начального и конечного усиления и скорости изменения усиления, а в схеме АРУ — времена срабатывания и отпускания АРУ. Часто ПРУ и АРУ используют совместно: ПРУ — для регулировки начальной части записей сейсмических колебаний, в которой регистрируются наиболее интенсивные волны, а АРУ обеспечивает регулировку уровня во всей ее остальной части.

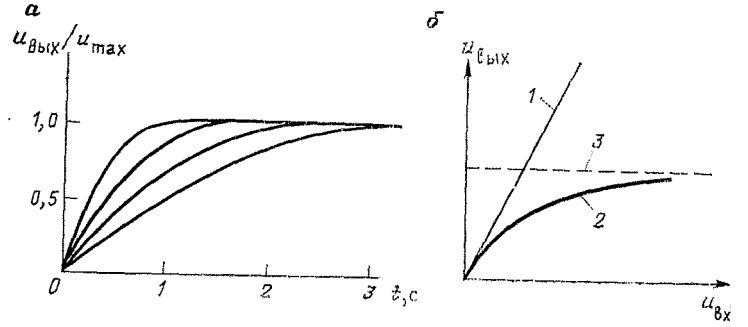


Рис. 114. Амплитудные характеристики сейсмического усилителя:
а — семейство амплитудных характеристик ПРУ; *б* — амплитудные характеристики усилителя без АРУ (*1*) и с АРУ (*2*), *3* — установленный уровень напряжения на выходе

Необходимо заметить, что истинная интенсивность колебаний, их динамический диапазон представляют значительную разведочную ценность. Различные регуляторы усиления, в особенности АРУ, сжимают динамический диапазон регистрируемых колебаний, нивелируя их по амплитуде. Тем самым теряется ценная разведочная информация. Этого недостатка не имеют регуляторы усиления цифрового сейсморегистрирующего канала. Главное преимущество цифровых регуляторов усиления заключается в мгновенности их действия и возможности регистрации всех изменений усиления на магнитной ленте. Последнее позволяет восстанавливать истинные амплитуды регистрируемых волн. Принципы регистрации сейсмических колебаний в цифровой форме будут рассмотрены отдельно (см. 12.4).

Частотная фильтрация сейсмических колебаний. Другая важная операция, которую выполняет сейсмический усилитель, состоит в частотной фильтрации сейсмических колебаний. Частотная фильтрация осуществляется при помощи блоков фильтров верхних (ФВЧ) и нижних (ФНЧ) частот. Действие любого частотного фильтра описывается его **комплексной частотной характеристикой** $H(f)$, характеризующей искажения, вносимые фильтром в спектры сигналов, которые проходят через него. Искажения амплитудных спектров сигналов описываются амплитудной частотной характеристикой $|H(f)|$ — модулем комплексной частотной характеристики; искажения фазовых спектров — **фазовой частотной характеристикой** $\psi(f)$ — аргументом комплексной частотной характеристики. Комплексная частотная характеристика фильтра связана с комплексными спектрами сигналов $S_{вх}(f)$ и $S_{вых}(f)$ на входе и выходе фильтра соотношением

$$S_{вых}(f) = S_{вх}(f)\,H(f). \qquad (12.8)$$

Частотная фильтрация может осуществляться как в аналоговой, так и цифровой форме (подробнее о ней см. 14.2). Однако при полевых сейсморазведочных работах обычно используют только аналоговые электронные фильтры, включенные в канал усилителя записи. Действие аналоговых фильтров обусловлено включением в их схему частотно-зависимых емкостных и индуктивных сопротивлений.

Фильтр, который пропускает без ослабления гармоники ниже некоторой частоты $f_{\text{н гр}}$, а гармоники с частотой выше этой граничной частоты сильно ослабляются, называется **фильтром нижних частот (ФНЧ).** Частотные характеристики ФНЧ представлены правыми ветвями кривых на рис. 115. **Фильтр верхних частот (ФВЧ)** пропускает без ослабления гармоники выше некоторой граничной частоты $f_{\text{в гр}}$ и сильно ослабляет гармоники, частоты которых меньше этой граничной частоты. Частотные характеристики ФВЧ представлены на рис. 115 левыми ветвями кривых. Усилители имеют раздельные блоки ФНЧ и ФВЧ, совместное включение которых позволяет пропускать без ослабления гармоники в определенном интервале частот, называемом **полосой пропускания;** полоса пропускания при совместном включении ФНЧ и ФВЧ на рис. 115 ограничена слева кривой ФВЧ, а справа — кривой ФНЧ.

Степень ослабления гармоник частотным фильтром определяется наклоном (крутизной) его частотной характеристики

$$L = \Delta |H| / \Delta f, \qquad (12.9)$$

где $\Delta|H|$ — изменение значений частотной характеристики $H(f)$ в интервале частот Δf.

Частотные характеристики изображают в двойном логарифмическом масштабе, откладывая по оси ординат $\lg|H(f)|$, а по оси абсцисс $\lg f$. Число $20\lg|H(f)|$ выражает ослабление сигналов в децибеллах (дБ). Тангенс угла наклона частотной характеристики, изображенной в двойном логарифмическом масштабе, называется **логарифмической крутизной.** Чаще логарифмическую крутизну характеризуют в децибеллах на октаву. Для этого определяют два значения характеристики — $|H_1(f_1)|$

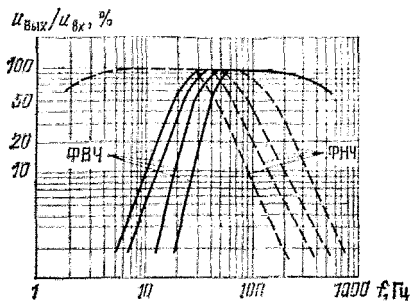


Рис. 115. Частотные характеристики сейсмического усилителя

и $|H_2(f_2)|$ для частот f_1 и f_2, причем $f_2=2f_1$ (октава). Число $20\lg[|H_2(2f_2)|/|H_1(f_1)|]$ дает значение логарифмической крутизны в децибеллах. Частотные характеристики аналоговых фильтров имеют обычно несколько крутизн. При крутизне 6 дБ/окт ослабление на частоте $2f_1$ происходит в 2 раза, 12 дБ/окт — в 4 раза, 18 дБ/окт — в 8 раз, и т. д. На рис. 115 изображены частотные характеристики с логарифмической крутизной 12 дБ/окт. Во многих случаях для ослабления поверхностных и других низкочастотных волн-помех наиболее эффективным оказывается использование ФВЧ с большой крутизной характеристик — 36 дБ/окт и более.

Для подавления электрических наводок на входные цепи усилителей при полевых работах вблизи линий передач промышленного тока используют режекторный фильтр («фильтр-пробка»). Режекторный фильтр имеет нулевую чувствительность к гармоническим составляющим на некоторой фиксированной частоте f_0 (обычно 50 Гц) и пропускает без ослабления остальные частотные составляющие.

Усилитель воспроизведения выполняет те же функции, что и усилитель записи и отличается от последнего только более широким набором частотных характеристик фильтров ФВЧ и ФНЧ, параметров регулировки усиления ПРУ и АРУ и некоторыми другими устройствами, позволяющими повысить отношение сигнал/помеха.

12.2.3. Магнитные регистраторы. Устройства визуализации

Магнитные регистраторы. Магнитные регистраторы предназначены для записи на магнитную ленту регистрируемых при сейсморазведке колебаний в аналоговой или цифровой форме.

В магнитном регистраторе аналоговой сейсмической станции применен барабанный способ регистрации. Магнитная лента натягивается вокруг барабана, совершающего один полный оборот в течение какого-либо точно выдерживающегося интервала времени. Возможен выбор времени полного оборота барабана (например, 3, 6 или 12 с), которое практически и определяет продолжительность записи сейсмических колебаний. В цифровых регистраторах используется рулонный (кассетный) способ регистрации на магнитную ленту.

Устройства визуализации. Для записи воспроизводимых с магнитной ленты сейсмических колебаний применяют **электростатические осциллографы.** В электростатическом осциллографе колебания записываются на специальной полупроводниковой бумаге при помощи стержней — электродов. Полупроводниковая бумага представляет бумажную ленту с тонким слоем диэлектрика, способного накапливать и длительное время сохранять электрические заряды. Запись колебаний происходит благодаря электрическому разряду, возникающему в воздушном

зазоре между записывающими электродами и диэлектрическим слоем на бумаге. Для создания разряда на электроде необходимо создать напряжение, превосходящее напряжение пробоя воздуха; формирование высокого напряжения на записывающих электродах производится специальными электронными схемами. В результате разряда образуется искровой канал, через который электроны и отрицательные ионы попадают на диэлектрической слой и создают зарядные пятна. Величина заряда в пятне пропорциональна величине и длительности приложенных к записывающим электродам напряжений. Вначале получают скрытое изображение. Скрытое изображение проявляется окрашенными в черный цвет заряженными частицами, при этом используется эффект притяжения заряженных частиц проявителя к зарядам скрытого изображения. В результате получают сейсмическую ленту с записью колебаний.

Существуют также и другие способы записи колебаний (электротермический, электрохимический и др.), но они пока не получили в практике сейсморазведки широкого применения.

Для визуального наблюдения регистрируемых процессов современные сейсмические станции укомплектованы электронными осциллографами, позволяющими наблюдать эти процессы на экране электронно-лучевой трубки.

12.3. РЕГИСТРАЦИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В АНАЛОГОВОЙ ФОРМЕ

При аналоговой магнитной записи вначале использовалась прямая магнитная запись. В этом способе сигнал из усилителя поступает непосредственно на магнитную головку, причем интенсивность намагничивания ленты прямо пропорциональна току, пропускаемому через магнитную головку, т. е. пропорциональна амплитуде сигнала. Позднее перешли на магнитную запись с частотной и широтно-импульсной модуляцией, которая меньше подвержена влиянию различных помех и позволяет увеличить динамический диапазон магнитной записи.

Блок-схема аналоговой магнитной записи показана на рис. 116. Для записи колебаний от каждого сейсмоприемника имеется свой сейсморегистрирующий канал, оканчивающийся индивидуальной для каждого канала магнитной головкой. Для воспроизведения с магнитной ленты сейсмических колебаний используются те же самые магнитные головки и протяжная система, что и при записи. Перезапись сейсмических колебаний с магнитной ленты на бумагу можно осуществить двумя способами: считыванием поочередно с каждой дорожки магнитной ленты (последовательная или поканальная перезапись) и одновременно со всех дорожек магнитной ленты (параллельная перезапись). При поканальной перезаписи за один оборот бара-

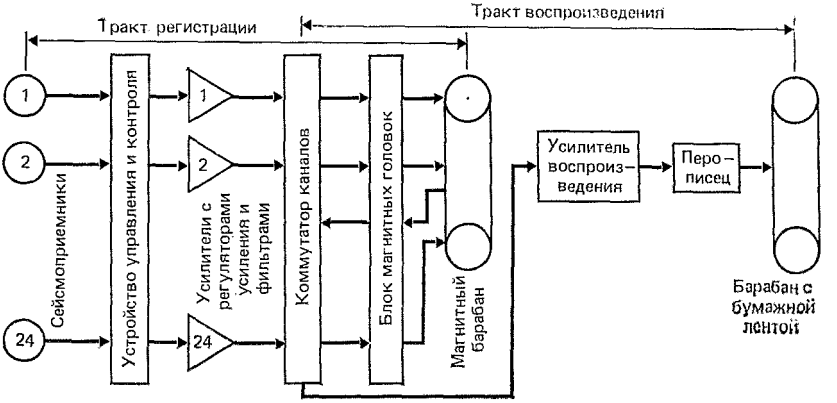


Рис. 116. Блок-схема регистрации сейсмических колебаний в аналоговой форме

банов происходит перезапись колебаний с первой дорожки, за следующий оборот — со второй дорожки и т. д. Процесс получения сейсмоленты завершается после того, как будут воспроизведены на бумаге все трассы.

При параллельной перезаписи сейсмических колебаний одновременно происходит считывание всех трасс. Оптимальные режимы воспроизведения колебаний (усиление, программы ПРУ и АРУ, частотную фильтрацию) подбирают, анализируя сейсмоленты.

12.4. РЕГИСТРАЦИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ЦИФРОВОЙ ФОРМЕ

Использование ЭВМ при обработке данных сейсморазведки привело к необходимости представления записей сейсмических колебаний в цифровом двоичном коде. При этом регистрируемые аналоговые сейсмические сигналы преобразуются в цифровые эквиваленты, которые записываются на магнитную ленту в виде кодовых импульсов. Принципиально возможно преобразование аналоговых сейсмических сигналов в цифровой двоичный код как в полевых, так и лабораторных условиях. Однако цифровое кодирование сейсмических сигналов, поступающих от сейсмоприемников, имеет целый ряд преимуществ и прежде всего позволяет обеспечить более высокое качество полевых записей и возможность их непосредственного ввода в ЭВМ для обработки. Для регистрации сейсмических записей в цифровой форме в полевых условиях используют цифровые сейсмические станции (ЦСС). Если сейсмические записи получены на аналоговых сейсмических станциях, то для их кодирования необ-

ходимо специальное устройство, называемое преобразователем аналог — код. Рассмотрим основные принципы цифровой регистрации сейсмических колебаний.

12.4.1. Квантование аналоговых сейсмических сигналов по времени

Квантованием или дискретизацией непрерывного (аналогового) сигнала по времени $F(t)$ называется его представление в виде последовательности мгновенных значений (отсчетов), взятых через определенные интервалы времени Δt (см. рис. 73).

Частота квантования непрерывных сигналов, имеющих ограниченный спектр частот, т. е. неограниченных по времени, определяется на основе **теоремы В. А. Котельникова.** Согласно теореме Котельникова точно восстановить непрерывный сигнал по его эквидистантным значениям можно только в том случае, если интервал отсчетов (шаг дискритизации) Δt меньше половины гармоники с наибольшей частотой в спектре исходного сигнала. Интервал отсчетов должен быть выбран из условия

$$\Delta t \leqslant 1/2f_{\text{N}}. \qquad (12.10)$$

Граничная частота в выражении (12.10) называется **частотой Найквиста,** в честь американского физика Х. Найквиста, впервые обратившего внимание на ее роль. Как следует из (12.10), частота Найквиста равна половине частоты квантования $f_{\text{кв}} = 1/\Delta t$. Для функции, заданной на временном интервале T число отсчетов, очевидно, составит $m = 2f_N T$.

В сейсморазведке имеют дело с сигналами ограниченной длительности и вследствие этого спектры у них неограниченно широкие. Теорема Котельникова к подобным сигналам строго не применима. Однако если на достаточно высоких частотах спектры сигналов становятся пренебрежимо малыми, т. е. они практически ограничены, то смысл теоремы Котельникова сохраняется и для них. Однозначно определить граничную частоту спектра при квантовании импульсных сигналов затруднительно. Поэтому за счет квантования импульсных сигналов вносятся в них неизбежные искажения. Принято [11], что эти искажения не должны превышать 3 дБ. С учетом допустимых искажений частоту квантования импульсных сигналов следует взять по меньшей мере, вдвое большей, чем она определена согласно теореме Котельникова. Например, если полезную часть спектра сейсмических сигналов ограничить частотой $f_{\text{N}} = 125$ Гц, то частоту их квантования по времени следует принять равной 500 Гц, т. е. мгновенные отсчеты сигналов следует снимать через 2 мс.

При квантовании аналоговых сигналов по времени возникают искажения, связанные с появлением ложных (зеркаль-

ных) частот. Вследствие зеркального эффекта (в иностранной литературе он называется эйлисинг-эффектом) в области спектров сигналов, ограниченных частотой f_N, будут формироваться помехи, обусловленные ненулевыми компонентами спектра аналогового сигнала на частотах $f > f_N$. Другими словами, если в спектре квантуемого сигнала имеются гармоники более высокой частоты $f_N + \Delta f$, чем частота Найквиста, то при квантовании по времени они восстанавливаются как гармоники более низкой частоты $f_N - \Delta f$.

Чтобы понять, почему происходит образование гармоник ложной частоты при дискретизации сигналов, рассмотрим две синусоиды с частотами 50 и 200 Гц, которые дискретизированы с шагом 4 мс (частота квантования $f_{кв} = 250$ Гц).

Как видно из рис. 117, *а*, амплитуды синусоиды с частотой 200 Гц в точках отсчета совпадают с амплитудами синусоиды с частотою 50 Гц в тех же точках. Таким образом, частота 200 Гц будет восприниматься дискретизирующим устройством так же, как 50 Гц. Легко заметить, что ложная частота 50 Гц является зеркальным изображением частоты 200 Гц относительно частоты Найквиста, равной половине частоты квантования $f_{кв}$, т. е. 125 Гц (рис. 117, *б*).

Появление гармоник ложных («зеркальных») частот при восстановлении сигнала выразится в искажении его спектра, а следовательно, и самого сигнала. Рассмотрим дискретизируемый сигнал, в спектре которого присутствуют высокочастотные составляющие, превышающие частоту Найквиста (рис. 117, *в*).

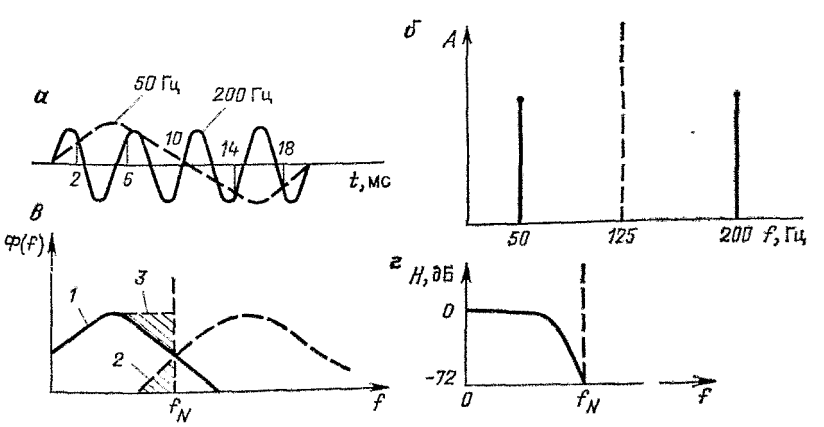


Рис. 117. Выбор шага дискретизации сейсмических сигналов при цифровой регистрации:

а — образование ложной частоты при дискретизации синусоиды с частотой 200 Гц; *б* — соотношение между ложной, квантования и Найквиста частотами; *в* — искажение спектра исходного сигнала за счет дискретизации; *г* — частотная характеристика антиэйлисинг-фильтра

На выходе дискретизирующего устройства эти высокочастотные составляющие *1* проявятся в виде «ложных частот» (*2*), являющихся зеркальным изображением высокочастотных составляющих спектра сигнала относительно частоты Найквиста. Ложные частотные составляющие будут суммироваться с составляющими сигнала, расположенными слева от частоты Найквиста, в результате спектр восстанавливаемого сигнала искажается (*3*).

Для устранения этих искажений сейсмические сигналы до квантования по времени подвергают низкочастотной фильтрации, т. е. пропускают через фильтр зеркальных частот **(антиэйлисинг-фильтр)**. Этот фильтр имеет частотный срез в области $f \ll f_{кв}$ (110—125 Гц при $f_{кв}=500$ Гц). Крутизну среза выбирают такой, чтобы ослабить высокочастотные составляющие спектра аналогового сигнала, превышающие частоту Найквиста. Подавление зеркальных частот в области $f_{кв}$ обычно задают не менее 40—50 дБ.

12.4.2. Квантование аналоговых сигналов по амплитуде

Измерение мгновенных значений аналогового сигнала и представление их в виде цифрового кода (например, двоичного) называется квантованием по амплитуде (уровню). В большинстве современных цифровых сейсмических станций квантование по амплитуде производится по принципу последовательного взвешивания, т. е. измеряемое мгновенное значение сигнала последовательно сравнивается с суммой калиброванных эталонных уровней, поступающих от генератора эталонных уровней. Процесс повторяется до тех пор, пока мгновенное значение сигнала не будет уравновешено суммой эталонных уровней.

Принцип квантования сейсмических сигналов по амплитуде рассмотрим на примере рис. 118, на котором изображен сейсмический сигнал с видимой частотой около 60 Гц, дискретизируемый через 2 мс. Мгновенные значения сигнала по напряжению изменяются в диапазоне ±2,9 мВ. Уровни (кванты) эталонного напряжения заданы через 1 мВ, при начальном уровне +0,5 и —0,5 мВ. Выборки мгновенных значений сигнала через 2 мс, их квантованные значения в милливольтах и в двоичном коде даны в табл. 10.

Поскольку выборки сигнала квантуются дискретными значениями эталонного напряжения, то квантованные величины отличаются от истинных величин выборок, но не более чем на 0,5 уровня квантования, т. е. в данном примере не более чем на 0,5 мВ. Например, когда мгновенное значение сигнала было 2,1 мВ, то квантованное его значение стало 2, когда 2,9 мВ — то 3 и т. д. Очевидно, любое квантованное представление сигнала является приближенным. На рис. 118 отрезками прямых

Таблица 10

Время дискретизации, мс	Мгновенное значение сигнала, мВ	Квантованное мгновенное значение сигнала, мВ	Запись сигнала в двоичном коде			
0	0	0	0	0	0	0
2	2,1	2	0	0	1	0
4	2,9	3	0	0	1	1
6	2,1	2	0	0	1	0
8	0	0	0	0	0	0
10	—2,1	—2	1	0	1	0
12	—2,9	—3	1	0	1	1
14	—2,1	—2	1	0	1	0
16	0	0	0	0	0	0
Значение разряда	—	—	Знак	2^2	2^1	2^0

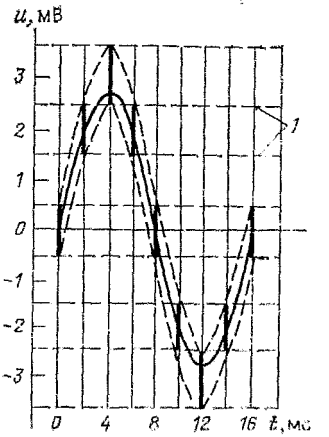


Рис. 118. Принцип квантования сейсмического сигнала по амплитуде.
1 — ступени эталонного напряжения

показаны те мгновенные значения сигнала, которые имеют одни и те же квантованные значения. Таким образом, бесчисленное множество подобных сигналов, значения которых находятся в пределах области, ограниченной сверху и снизу пунктирными кривыми, будет закодировано одинаково.

Точность восстановления сигнала можно улучшить, если уменьшить шаг ступени (кванта) или, что то же самое, увеличить число эталонных уровней. В данном примере при уровне квантования 1 мВ для кодирования сигнала с максимальной амплитудой ±2,9 мВ достаточно оказалось трех разрядов (два числовых и один знаковый). В современных цифровых сейсмических станциях для записи каждого мгновенного значения сигнала в двоичном коде используется 15 двоичных разрядов (14 разрядов для записи числа и один разряд для знака). Они имеют динамический диапазон записи колебаний порядка 150 дБ, т. е. обеспечивают получение без искажений записей сейсмических колебаний практически во всем их динамическом диапазоне, который составляет 120—140 дБ.

12.4.3. Мультиплексирование сигналов

Преобразователь аналог — код (ПАК) является весьма сложным и дорогостоящим устройством, поэтому целесообразно иметь один ПАК на все регистрируемые каналы, которые пооче-

редно подключают к ПАК в течение каждого шага квантования Δt. При этом также экономится число записывающих головок: необходимое число головок равно числу разрядов, отводимых для одного отсчета.

Размещение выборок множества каналов в одном канале с временным уплотнением называется **мультиплексированием сигналов.** Кодирование выборки (отсчета) каждого из каналов должно осуществляться за короткое время $\Delta t/N$ (Δt — шаг дискретизации сигналов, N — число регистрирующих каналов); например, входные каналы подключают всего на 15 мкс, в то время как шаг дискретизации составляет 1 или 2 мс.

В промежутках между выборками сигналов с одного канала производится дискретизация сигналов, поступающих по другим каналам: после первого канала опрашивается второй, затем третий и т. д. до последнего, за которым вновь опрашивается первый канал и т. д. В результате коммутации все записи (например, 24-х каналов) сводятся в одноканальную запись с уплотнением во времени. Временное уплотнение записи (мультиплексирование) позволяет кодировать сейсмические сигналы, поступившие по многим каналам, используя один преобразователь аналог — код.

12.4.4. Цифровая запись сейсмических колебаний на магнитную ленту

Процесс цифровой регистрации сейсмических колебаний состоит в измерении мгновенных значений входного напряжения, формировании цифрового кода, соответствующего этому напряжению, и записи полученного кода на магнитной ленте.

Блок-схема цифровой регистрации колебаний изображена на рис. 119. Сейсмические колебания, преобразованные сейсмоприемниками (1—24) в непрерывные электрические напряжения, поступают на предварительные сейсмические усилители, где они усиливаются, а при необходимости и фильтруются с помощью фильтров ФВЧ и ФНЧ. Дискретизация сейсмических сигналов по времени осуществляется с помощью быстродействующего электронного коммутатора каналов (мультиплексора). Электронный коммутатор поочередно подключает на очень короткий промежуток времени (во много раз меньший шага дискретизации) к выходу одного из сейсмических усилителей устройство для выборки мгновенных значений сигналов. Выборка мгновенных значений сигналов производится через равные промежутки времени, определяемые шагом дискретизации. Время выборки мгновенных значений сигналов точно контролируется кварцевым генератором. Частота коммутации зависит от шага дискретизации и числа коммутируемых каналов:

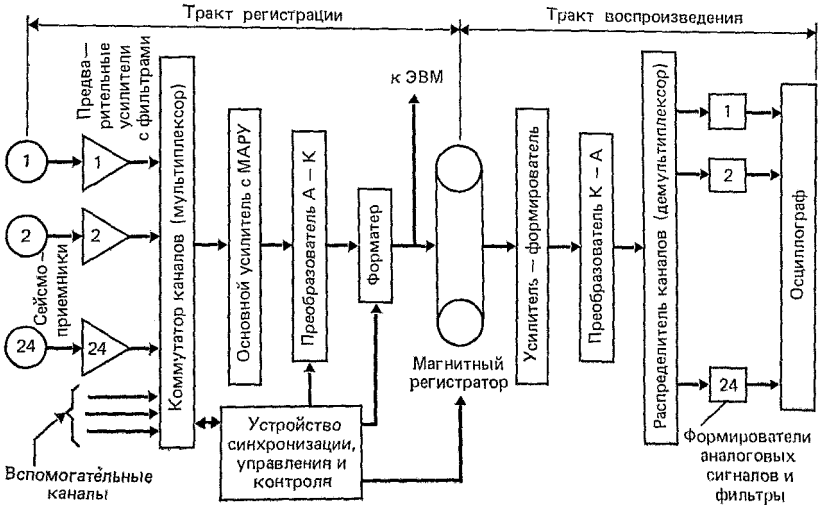


Рис. 119. Блок-схема цифровой регистрации сейсмических колебаний

например, если шаг дискретизации 1 мс и коммутируются 24 входных канала, то частота коммутации составит 24 кГц.

Дискретизированные сигналы всех каналов в виде амплитудно-импульсных выборок по единому каналу поступают в основной усилитель, который окончательно усиливает сигналы и регулирует их величину. Для передачи широкого динамического диапазона возможны две системы регулировки усиления: **бинарная (двоичная) автоматическая регулировка усиления** и **мгновенная автоматическая регулировка усиления (МАРУ).** В усилителе с бинарной регулировкой усиление автоматически изменяется скачкообразно вдвое, т. е. на 6 дБ. Уровни усиления точно фиксируются: каждое изменение усиления записывается в двоичном коде одновременно с записью двоичного кода дискретных выборок сигнала.

В современных цифровых сейсмических станциях вместо инерционной бинарной системы регулировки усиления, вследствие которой возможны искажения быстро изменяющихся во времени сейсмических сигналов, используется мгновенная автоматическая регулировка усиления (МАРУ), сущность которой состоит в следующем. Мгновенные значения напряжения сейсмических сигналов поступают с выхода основного усилителя в следящий автоматический регулятор усиления, где они сравниваются с некоторым заданным пороговым напряжением. Если мгновенное значение сигнала превысило этот порог, то система МАРУ дает команду на повторный опрос той же выборки, но

уже со следующим уровнем усиления, меньшим, чем первый. При этом на магнитной ленте записывается специальный импульс, который указывает, что информация принята по второму уровню усиления и т. д. Применение МАРУ обеспечивает получение неискаженных полевых сейсмических записей с широким динамическим диапазоном, пригодным для непосредственного ввода их в ЭВМ.

С выхода основного усилителя сигналы поступают на **преобразователь аналог — код (ПАК).** В сейсмической цифровой регистрирующей системе используется аналого-цифровой способ преобразования сигналов, заключающийся в сравнении дискретизированного значения напряжения с эталонными уровнями. Эталонное напряжение подбирается двоичными ступенями до тех пор, пока оно не сравняется с поданным напряжением сигнала. Входное напряжение сравнивается с определенным эталонным уровнем с помощью компаратора, который представляет собой дифференциальный усилитель, усиливающий разность двух входных напряжений. Если эталонное напряжение больше кодируемого, то выходное напряжение будет отличным от нуля, если меньше, то с компаратора снимается нуль. Для получения двоичного эквивалента измеряемого напряжения сравнение выполняется до тех пор, пока два входных напряжения компаратора не будут равны (или будут отличаться друг от друга на минимальную величину). Измеренное напряжение записывается в двоичном коде; в современных сейсмостанциях передача сигналов производится 15-разрядными двоичными числами (14 разрядов — для записи числа и один — знака).

Зарегистрированные на магнитную ленту цифровые данные предназначены для ввода в ЭВМ. Современные ЭВМ используют накопители ленточные магнитные (НМЛ) рулонного типа с 9-дорожечной записью параллельного двоичного кода. Один символ, записанный на ленте при 9-дорожечной записи, называется **байтом.** Поскольку ПАК, используемые в сейсмостанциях, имеют более чем 9 разрядов, код каждой канальной выборки записывается на ленту двумя или более байтами. Для преобразования параллельных кодов выборок, получаемых с выхода ПАК, в параллельно-последовательный байтовый формат с целью записи на стандартной магнитной ленте служат устройства, называемые **форматтерами.** Код с форматтера может быть записан магнитным регистратором или подан непосредственно на вход ЭВМ. Обычно используют ленточные магнитные регистраторы с 9-дорожечной записью на ленту шириной 12,7 мм при плотности 32 или 64 имп./мм. Регистратором заканчивается тракт записи.

Для контроля качества получаемых записей их воспроизводят. Считанные с помощью воспроизводящего тракта регистра-

тора кодовые сигналы поступают в усилитель, где после восстановления их динамического диапазона они подвергаются действию цифрового АРУ. С выхода усилителя сигналы поступают на преобразователь код — аналог (К—А), где преобразуются из цифровой в аналоговую форму. После демультиплексирования распределителем каналов аналоговые сигналы подвергаются фильтрации фильтрами ФВЧ и ФНЧ, регулируются по усилению и регистрируются в осциллографе.

12.5. СЕЙСМОРАЗВЕДОЧНЫЕ КОМПЛЕКСЫ

Любой сейсморазведочный комплекс включает оборудование для возбуждения сейсмических волн (источники), системы полевой регистрации сейсмических колебаний (сейсмостанции), вспомогательное оборудование (сейсмические косы, смоточные машины, буровые установки и др.).

По способу представления сейсмической информации сейсморазведочные комплексы подразделяются на аналоговые и цифровые. Основу технического оснащения любого сейсморазведочного комплекса составляет сейсмическая станция. Основными устройствами, входящими в состав сейсмической станции, являются сейсмоприемники, усилители записи и воспроизведения, магнитные регистраторы. Вспомогательные устройства сейсмостанции составляют источники питания, зарядные устройства, устройства связи и отметки момента возбуждения и др.

По целевому назначению сейсмические станции подразделяются на станции для наземных работ МОВ, КМПВ, ГСЗ, для морских работ и т. д. Независимо от целевого назначения сейсмических станций они имеют одни и те же основные устройства. В разных модификациях станций добавляются лишь устройства, учитывающие специфику сейсморазведочных работ (например, в сейсмостанции для морских работ имеется специальный блок фильтров для ослабления реверберационных помех). Сейсмическая аппаратура наземных станций размещается в салоне автомашины повышенной проходимости; аппаратура для морских работ размещается на борту специальных экспедиционных судов.

В настоящее время отечественная приборостроительная промышленность перешла на выпуск только цифровых сейсморазведочных комплексов различного целевого назначения.

12.5.1. Цифровые сейсморазведочные станции

Основу технического оснащения цифрового сейсморазведочного комплекса составляет цифровая сейсмическая станция (ЦСС). Работы по созданию отечественных цифровых сейсми-

ческих станций были начаты в начале 60-х гг. во ВНИИГеофизике МГ СССР. Первый образец цифровой станции ССЦ-1 был успешно испытан еще в 1966 г. В последующие годы конструкции ЦСС непрерывно совершенствовались. В настоящее время отечественная приборостроительная промышленность выпускает различные модификации ЦСС, в том числе «Прогресс», «Волжанка», «Волна» и др. Разрабатываются компьютизированные сейсмические станции [11].

Цифровые сейсмические станции серии «Прогресс». Цифровые сейсмические станции «Прогресс» (завод-изготовитель «Геофизприбор», Москва) предназначены для наземных полевых сейсморазведочных работ на нефть и газ методами отраженных и головных (преломленных) волн. Станции выпускаются в трех модификациях:

«Прогресс-1» — цифровая сейсмостанция для регистрации сейсмических колебаний от взрывов;

«Прогресс-2» по сравнению с «Прогресс-1» дополнительно имеет накопитель слабых сигналов на магнитной ленте, что позволяет проводить работы как с взрывными, так и с импульсными невзрывными источниками;

«Прогресс-3» — имеет накопитель и коррелятор сейсмических сигналов и может работать с взрывами, невзрывными источниками — импульсным и непрерывным вибрационным возбуждением колебаний.

Станция сконструирована на интегральных микросхемах с использованием других элементов современной электроники. Имеется система автоматики, блокировок и световой сигнализации. Высокая точность и надежность регистрации сейсмических сигналов станциями «Прогресс» основана на прогрессивных технических и эксплуатационных ее характеристиках.

Станция может работать в 24- или 48-канальных вариантах. Кроме регистрирующих 48 каналов имеется пять вспомогательных: отметки момента возбуждения, вертикального времени, текущего времени и др.

Тракт записи имеет частотный диапазон 3—125 Гц и динамический диапазон 168 дБ. В тракте записи находятся аналоговые фильтры ФВЧ и ФНЧ и режекторный фильтр («фильтр-пробка»), рассчитанный на подавление помех промышленной частоты 50 Гц. Мгновенная автоматическая регулировка усиления осуществляется с помощью МАРУ в динамическом диапазоне 84 дБ (7 ступеней по 12 дБ). Преобразователь аналог — код (ПАК) имеет 14 информационных и один знаковый разряд и обеспечивает кодирование информации с высокой точностью.

Кодированная информация записывается в двоично-импульсной форме на магнитную ленту шириной 12,7 мм в международном стандарте. Скорость протяжки магнитной ленты 1,15 и 2,1 м/с; плотность записи 32 имп./мм; емкость кассеты с маг-

нитной лентой 752 м. Длительность записи при автоматической остановке от 1 до 31 с ступенями по 1 с, при ручной остановке — любая. Имеется возможность задержать начало записи, что может потребоваться при работах методом головных (преломленных) волн, когда регистрацию проводят на больших удалениях от источника и волны приходят с большой задержкой во времени.

Тракт накопления дает возможность осуществлять до 128 накоплений сейсмических записей (см. 13.1.2) в том же динамическом диапазоне (168 дБ). В тракте воспроизведения может быть визуализирована информация любых 24 из 48 сейсмических каналов. Частотный диапазон тракта воспроизведения 3—90 Гц. Имеется система цифрового поканального АРУ с динамическим диапазоном 90 дБ и ручная регулировка усиления в диапазоне 108 дБ (ступенями по 6 дБ). В тракте воспроизведения имеются цифровые фильтры ФВЧ и ФНЧ с крутизнами 18 дБ/окт и различными граничными частотами. Визуализация информации производится с помощью электростатического печатающего устройства как одновременно с записью, так и в режиме воспроизведения.

Конструктивно аппаратурная группа станций «Прогресс» выполнена в виде трех шкафов, размещенных в салоне специального кузова автомашины повышенной проходимости, а также системы питания, размещенной в тамбуре кузова. Кузов оборудован системой кондиционирования воздуха и обогрева помещения.

В первом шкафу размещены магнитный цифровой регистратор, блок воспроизведения и блоки синхронизированного питания. Во втором шкафу находятся два блока предварительных усилителей, преобразователь аналог — код (ПАК), блоки логики и питания. В третьем шкафу размещены накопитель (в станциях «Прогресс-2» и «Прогресс-3») и коррелятор (только в станциях «Прогресс-3»), а также блоки питания. На рабочем месте оператора находятся пульт дистанционного управления работой станции, блоки связи и система синхронного возбуждения колебаний, коммутатор каналов при работе по методу ОГТ, электронный осциллограф для просмотра уровня микросейсм перед работой, контроля и проверки работы станции и др. В тамбуре кузова находятся две аккумуляторных батареи, генератор постоянного тока, щиток питания, зарядное устройство и система водяного отопления кузова. В станциях «Прогресс» применяется разветвленная система контроля неисправностей и ошибок включения с автоматической индикацией ошибок и запретами работы в нережимных ситуациях.

Каждая запись на магнитную ленту сопровождается нанесением специальных кодов начала и конца записи, по которым производится автоматический поиск чистой зоны на ленте при

каждой новой записи. В начале записи наносится заголовок (этикетка): кодированная в двоичном коде информация о записи (номер ленты, дата, параметры), а также номер сейсмостанции и сейсмической партии и прочие сведения о записи (номер профиля, пикет возбуждения, глубина взрывной скважины, величина заряда и др.). В конце этикетки записывается признак начала записи — код начала данных. По номеру записи производится автоматический поиск ее при воспроизведении.

Телеметрические регистрирующие системы. В телеметрических регистрирующих системах аналоговые сигналы усиливают, фильтруют и кодируют в специальных выносных блоках, расставленных около сейсмоприемников. Унифицированный выносной блок (полевой модуль) представляет цифровую мини-сейсмостанцию с числом каналов 4-8. Цифровые сигналы передают по коаксиальному кабелю или стекловолокну, что значительно уменьшает проблему передачи информации в многоканальных системах. Передача информации от выносных блоков к центральной станции может осуществляться также и по радио. Число каналов в этом случае ограничено только длиной волны, частотным диапазоном каналов и временем опроса каждого канала. Выносные блоки можно использовать также для записи и хранения информации; в конце рабочего дня блоки собирают и сигналы переписывают для обработки на ЭВМ.

Применение телеметрических регистрирующих систем наиболее перспективно при морской и наземной площадной сейсморазведке.

12.5.2. Невзрывные источники возбуждения

В связи с возрастающими объемами сейсморазведочных работ, необходимостью их проведения в населенных пунктах, обжитых и занятых сельскохозяйственными угодиями районах, заповедных зонах и т. п. и принятым в нашей стране законом об охране природы в сейсморазведке расширяется применение невзрывных источников возбуждения (см. также 13.1.2). По принципу возбуждения колебаний все установки невзрывного возбуждения можно разделить на импульсные и вибрационные. Конструкции установок невзрывного возбуждения весьма разнообразны. Они отличаются типом воздействия (вертикальное — для возбуждения продольных волн, горизонтальное — поперечных волн), мощностью воздействия на грунт, транспортной базой и т. д.

Импульсные источники возбуждения подразделяются на механические и газодинамические. В одной из механических импульсных установок падающего груза (УПГ) масса падающего груза составляет 3 т, высота сбрасывания — 2—2,5 м; установка смонтирована на тяжелом тракторе.

В газодинамических импульсных источниках сейсмический

импульс создается в результате детонации газовой смеси, обычно кислорода и пропана, в камере, имеющей контакт с грунтом. Источники такого типа различаются объемом газовой смеси и транспортной базой. В отечественной сейсморазведке применяют источники сейсмических сигналов импульсного типа ГСК-6, ГСК-10, СИ-32 и СИ-40. В качестве примера приведем характеристики поверхностного импульсного источника СИ-32. Источник СИ-32 предназначен для возбуждения продольных сейсмических волн. Расход газовой смеси на одно воздействие — 0,032 нм^3; объемное соотношение пропана и кислорода — 1 : 6; количество камер — 2; диаметр опорной плиты — 820 мм; интервал температуры окружающей среды от —10° до +40 С°; количество воздействий без пополнения запаса газа — 800; минимальное время между воздействиями — 6—12 с. Общая масса установки — 11,2 т, транспортная база — автомашина Урал-375. Для связи с сейсмостанцией установка СИ-32 укомплектована радиостанцией.

Вибрационные источники возбуждают квазисинусоидальные колебания большой длительности с плавно меняющейся частотой. На их основе создан вибросейсмический метод разведки (см. 13.7). Применяют преимущественно электрогидравлические вибраторы, которые представляют весьма сложные агрегаты, состоящие из многих устройств. Основными из этих устройств являются: возбудитель вибраций для возбуждения колебаний с изменяющейся частотой и амплитудой и передачи их на опорную плиту; электрогидравлический преобразователь — усилитель для преобразования электрических сигналов, поступающих от электронных регуляторов и устройств дистанционного управления, в усиленный поток рабочей жидкости и передачи его на гидравлический исполнительный механизм; опорная плита для передачи в грунт квазисинусоидальных колебаний с плавно меняющейся частотой; спуско-подъемная система опорной плиты для подъема опорной плиты и вместе с ней возбудителя вибраций в транспортабельное положение и для опускания ее на грунт в рабочем положении во время возбуждения сейсмических колебаний; насосная установка для нагнетания жидкости в гидросистему вибратора, состоящая из двигателя внутреннего сгорания и самого насоса; гидропневмоаккумулятор для создания запаса напорной жидкости в гидравлической системе вибратора в период пауз ее потребления возбудителем вибрации и выдачи ее в систему при кратковременном увеличении расхода жидкости, а также выравнивания потока жидкости в случае пульсирующей подачи рабочей жидкости в гидросистему. Все устройства вибратора смонтированы на платформе тяжелой автомашины.

Отечественная промышленность выпускает электрогидравлические вибраторы СВ-5-10 и СВ-10-100, развивающие усилия

на грунт 5 и 10 т соответственно. В качестве примера приведем данные об отечественном электрогидравлическом вибраторе СВ-10-100: транспортная база — тяжелая автомашина КрАЗ-10-100; максимальное усилие воздействия на грунт — 10 т; максимальная амплитуда вибраций — 60 мм; нижняя частота — 4 Гц, верхняя граничная частота — 100 Гц; вес инерционной массы — 2,5 т; диаметр опорной плиты — 90 см; общая масса установки — 19,6 т.

12.5.3. Вспомогательное оборудование

Для проведения полевых сейсморазведочных работ, кроме сейсмических станций и источников возбуждения колебаний, требуются разнообразные вспомогательные технические средства: сейсмические кабели (косы), смоточные машины для кос, буровые установки и др.

Для передачи сейсмических сигналов с выхода сейсмоприемников на вход сейсмических усилителей сейсмостанции используют специальные магистрали связи — сейсмические кабели (косы). Для смотки или размотки сейсмических кос на профиль используют специальные смоточные автомашины, на которых находятся барабаны или сетки для сбора косы. Бурение взрывных скважин осуществляется в основном вращательным способом с выносом выбуренной породы промывочной жидкостью (водой), сжатым воздухом или шнеками. Используют самоходные буровые установки, которые смонтированы на тяжелых автомашинах повышенной проходимости или на тракторе. В качестве примера приведем технические характеристики шнековой буровой установки УШБ-16: глубина бурения до 80 м; диаметр скважин 273 мм; высота мачты 8,25 м; грузоподъемность лебедки 2,5 т; мощность двигателя 800 кВт; масса установки 2,5 т.

Для перевозки взрывчатых веществ и детонаторов к месту производства взрывных работ, а также как передвижной склад для хранения ВВ применяют станции взрывного пункта, которые смонтированы в специальных кузовах на шасси тягача или автомобиля. Техническая вода при буровзрывных работах доставляется смонтированными на шасси автомобиля автоцистернами емкостью 1,8 или 2,6 т.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 12

1. Поясните, какие последовательные преобразования сейсмического колебания происходят в цифровом сейсморегистрирующем канале?
2. Почему основным видом регистрации сейсмических колебаний является цифровая запись?
3. Какое значение имеет частота Найквиста для выбора шага дискретизации сейсмических сигналов?
4. Объясните появление ложных («зеркальных») частот при восстановлении дискретизированных сигналов. Какие принимаются меры для их подавления?

5. Почему одиночный сейсмоприемник не позволяет производить селекцию сейсмических волн по направлениям их прихода к линии профиля наблюдений?

6. С какой целью производятся частотная селекция и автоматическая регулировка уровня сейсмических колебаний?

7. Как производится запись сигналов в магнитном регистраторе?

8. Назовите основные блоки цифровой сейсмической станции и поясните их назначение.

Глава 13
МЕТОДИКА СЕЙСМОРАЗВЕДКИ

13.1. ВОЗБУЖДЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Возбуждение сейсмических колебаний осуществляется взрывными и невзрывными способами. При применении взрывных способов сейсмические колебания возбуждают посредством взрыва твердого взрывчатого вещества (ВВ) — тротила, динамита, аммонита и т. д. Возбуждение сейсмических колебаний невзрывными источниками может быть осуществлено разнообразными способами: ударными, пневмоударными, вибрационными, сильным электрическим разрядом в жидкости и другими устройствами.

13.1.1. Возбуждение взрывными источниками (взрывами)

При использовании взрывных источников заряды твердого ВВ помещают в специально пробуренные неглубокие скважины, шурфы, а иногда их подвешивают на шестах в воздухе (воздушные взрывы). Наиболее эффективен взрыв при помещении заряда в скважину под зону малых скоростей (ЗМС), поскольку ЗМС сложена рыхлыми выветрелыми породами, сильно рассеивающими и поглощающими энергию сейсмического взрыва. Большое значение имеют упругие свойства среды, в которой производится взрыв. Лучшие условия возбуждения сейсмических колебаний обеспечиваются при взрыве в пластичных и обводненных песчано-глинистых породах. Чтобы обеспечить возбуждение достаточно интенсивной падающей волны, взрывную скважину, в которую помещен заряд ВВ, заливают водой, буровым раствором или засыпают грунтом.

Выбор оптимальных условий взрыва (глубины заложения заряда, его величины и т. п.) производится по результатам специальных опытных исследований, которые включают измерение сейсмических и других геофизических характеристик пород разреза взрывных скважин, анализ экспериментальных сейсмических записей с разными параметрами взрыва и т. д. Экспериментально установлено, что наиболее интенсивные колебания полезных волн возбуждаются в том случае, если заряд ВВ помещен в среду с невысоким отношением скоростей

распространения поперечных и продольных колебаний (v_S/v_P). Глубину погружения заряда выбирают также с учетом регистрации волн-спутников (см. 10.9.3). В результате наложения колебаний волн-спутников на колебания однократных отраженных волн сейсмические записи сильно усложняются. Для ослабления мешающего влияния волн-спутников подбирают такую глубину помещения заряда, при которой однократная волна и соответствующая волна-спутник складываются в фазе и формируют один усиленный импульс. Принимая во внимание, что при отражении от подошвы ЗМС (или границы «земля — воздух») форма волны не изменится, а только будет в «противофазе», легко убедиться, что такой усиленный импульс сформируется, если волна-спутник запаздывает на четверть видимого периода относительно времени прихода однократной волны. Поэтому рекомендуется помещать заряд под подошву ЗМС на четверть видимой длины прямой волны.

Для формирования сигналов с наиболее широкими частотными спектрами вес заряда целесообразно выбирать наименьшим, но таким, чтобы при максимально допустимом усилении сигналов сейсмической аппаратурой полезные волны оказалось возможным обнаружить и использовать для получения сейсмогеологических результатов. Нецелесообразно большие заряды помещать в одну скважину, так как в этом случае возникнут интенсивные низкочастотные волны-помехи, а спектры полезных сигналов будут обеднены высокочастотными составляющими. При недостаточной сейсмической эффективности взрывов небольших зарядов производят одновременные взрывы из группы скважин.

13.1.2. Возбуждение невзрывными источниками

В последние годы благодаря внедрению в сейсморазведку цифровой регистрирующей и обрабатывающей сейсмической техники существенно расширены возможности использования слабых источников возбуждения сейсмических колебаний и, прежде всего, невзрывных источников.

Невзрывные источники обладают целым рядом технико-экономических и экологических преимуществ по сравнению со взрывными источниками: снижается стоимость полевых работ и, что особенно важно, полностью исключается вред, наносимый природе при применении взрывов. Последнее становится особенно важным в связи со все возрастающими объемами сейсмических работ и необходимостью их проведения в населенных пунктах, обжитых районах, культурных и заповедных зонах и т. п. С целью охраны ихтиофауны еще в 60-х гг. применение твердых ВВ было запрещено при сейсморазведочных работах на Каспийском море и ограничено на остальных акваториях.

Применение невзрывных источников потребовало применения специальных способов регистрации и обработки получаемых данных. Техника и методика невзрывного возбуждения колебаний в настоящее время обеспечивает получение полевых материалов, сравнимых по качеству и глубинности с материалами взрывной сейсморазведки. Доля применения невзрывных источников в сейсморазведке непрерывно возрастает.

Импульсные невзрывные источники. Большинство невзрывных источников, используемых при сейсморазведке на суше, относится к источникам поверхностного типа, т. е. возбуждение колебаний производится непосредственно на поверхности земли, а не в скважинах или шурфах. Рассмотрим принцип действия газодинамического источника. Сейсмический импульс создается детонацией газовой смеси пропана и кислорода в камере, имеющей контакт с грунтом. Общая масса источника в разных конструкциях (см. 12.5.2) составляет 11—18 т. При взрыве газовой смеси многотонная масса источника практически остается неподвижной, а расширения газов передаются в грунт через дно камеры в виде мощного импульса, возбуждающего в земле продольные сейсмические волны. Из находящихся в установке запасов кислорода и пропана взрывная камера по мере необходимости заполняется газовой смесью и готова к новому возбуждению.

Вибросейсмический источник. На другом принципе основано действие так называемого вибросейсмического источника. В этом источнике упругие колебания в земле возбуждаются специальным вибратором (см. 12.5.2), излучающим в течение длительного промежутка времени (10—20 с) синусоидальные колебания, частота которых медленно изменяется во времени от 5 до 100 Гц. Длительность посылаемых вибратором колебаний играет примерно такую же роль, как и величина заряда ВВ: чем больше длительность вибраций, тем больше энергия падающей волны. Так как отраженные волны имеют такую же форму и длительность колебаний, что и падающая волна, то произойдут наложения колебаний волн, отраженных от разных горизонтов. Поэтому полевые сейсмические записи, полученные с применением вибросейсмического источника, обычными способами обрабатывать не представляется возможным. Предварительно их необходимо преобразовать в записи, подобные сейсмическим записям от импульсных источников. Такие преобразования заключаются в вычислении корреляционных функций опорного сигнала вибратора и принятого сейсмического колебания. Поэтому при проведении полевых сейсмических работ с вибросейсмическим источником необходимо иметь в составе полевой регистрирующей аппаратуры специализированное устройство, вычисляющее корреляционные функции (коррелятор). Более подробно принципы преобразования исходных записей

от вибросейсмического источника будут рассмотрены ниже в 13.7.

Накопление сейсмических записей от слабых источников. Все невзрывные источники сейсмических колебаний являются сравнительно маломощными: сейсмический эффект от них примерно такой же, как от взрыва 50—100 г твердого ВВ в скважине. Для достижения требуемого сейсмического эффекта при изучении разреза на достаточную глубину, в одной точке производят несколько возбуждений, не изменяя положения сейсмоприемников на профиле. Полученные при разных воздействиях на одной и той же точке профиля сейсмические записи складывают (накапливают), что дает такой же эффект, как и увеличение веса заряда в скважине. Чтобы обеспечить такую же глубинность изучения разреза, как и при использовании взрывных источников, требуется накапливать несколько десятков и даже сотен воздействий.

При использовании поверхностных невзрывных источников приходится также учитывать и то, что относительно возрастает интенсивность поверхностных волн (волн Рэлея и Лява). Для ослабления поверхностных волн применяют линейное или площадное группирование источников возбуждения и приемников (см. 13.4).

13.1.3. Особенности возбуждения колебаний на море

При морских сейсморазведочных работах для возбуждения колебаний используют специальные источники: взрыв газовой смеси, пневматический, электроискровой и др.

В установке для возбуждения колебаний при помощи взрыва газа используются различные смеси: пропан — кислород, водород — кислород и др. Вследствие невысокой скорости детонации взрыва газовой смеси давление возникающей ударной волны на три порядка ниже, чем при взрыве твердых ВВ, что практически обеспечивает безопасность ихтиофауны.

В пневматическом излучателе в специальную камеру, буксируемую за судном, подается по шлангам сжатый воздух. По электрическому сигналу от имеющейся на борту судна сейсмостанции в камере излучателя резко открывается выхлопное отверстие и сжатый воздух устремляется в воду — происходит «пневмовыстрел».

При помощи электроискрового излучателя производится в воде мощный электроискровой разряд. В результате электрогидравлического эффекта в воде образуется резкий импульс упругой (ударной) волны. Необходимая для создания разряда энергия накапливается в специальной батарее высоковольтных конденсаторов. Электрический разряд создается между электродами, помещенными в воду.

Глубинность изучения разреза под дном моря зависит от мощности применяемых невзрывных источников и может быть увеличена путем использования групповых излучателей.

13.1.4. Особенности возбуждения поперечных сейсмических волн

Рассмотренные выше источники сейсмических колебаний рассчитаны на возбуждение продольных сейсмических волн. Для возбуждения колебаний поперечных волн необходимо создать в упругой среде касательные напряжения. Такие касательные напряжения можно создать, например, горизонтальными ударами или специально направленными взрывами. Ударно-механические (импульсные или вибрационные) источники поперечных волн передают энергию в среду за счет горизонтально движущейся массы через специальные подставки. Для передачи касательных напряжений при взрывах предварительно создаются ослабленные зоны. На границах таких искусственных неоднородностей (траншей, камуфлетов, зон разрушения и т. п.) и производят взрывы. Технология возбуждения сейсмических колебаний в методе поперечных волн сложна и она разработана значительно меньше, чем в методе продольных волн [10].

13.2. СИСТЕМЫ СЕЙСМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

13.2.1. Классификация систем наблюдений

В зависимости от взаимного расположения пунктов возбуждения и пунктов приема сейсмических волн различают **профильные и пространственные системы наблюдений.** Обычно сейсмические наблюдения выполняют на продольных, реже на непродольных профилях. **Продольными** называют в сейсморазведке профили, при которых источники и приемники расположены на одной прямой. При наблюдениях на непродольных профилях источники смещены (например, по перпендикуляру) относительно линий наблюдений. Сейсмические профили подразделяют на разведочные и связующие. **Разведочные профили** располагают вкрест предполагаемого простирания изучаемых структур. Результаты наблюдений на них дают основную информацию об изучаемых геологических объектах и используются для построения структурных карт и схем по интересующим сейсмическим горизонтам. **Связующие профили** прокладывают перпендикулярно секущим, т. е. по простиранию пород, и они предназначены для увязки данных на секущих профилях. По возможности все сейсмические профили задают в виде прямых линий. Если по топографическим условиям проложить

прямолинейные профили невозможно, они могут иметь изломы, но желательно не более, чем на 5—10°.

В зависимости от характера прослеживания сейсмических границ системы наблюдений могут быть в виде **непрерывного профилирования** и в виде **дискретных наблюдений (сейсмозондирования).** По кратности перекрытия годографов сейсмических волн различают системы **однократного перекрытия** и **системы многократных перекрытий.** Системы однократного перекрытия применяют только при решении разведочных задач в простых сейсмогеологических условиях. Во всех остальных случаях применяют системы наблюдений по методике многократных перекрытий.

При решении разведочных задач в сложных сейсмогеологических условиях (несогласное залегание криволинейных поверхностей раздела упругих свойств и т. п.) требуется применение **пространственных систем наблюдений.** Пространственные системы наблюдений позволяют выявлять так называемые боковые волны (волны, пути которых расположены в наклонных к поверхности наблюдений плоскостях) и получать трехмерные представления сложно построенных геологических структур. Наиболее часто при постановке пространственных наблюдений применяется **методика широкого профиля,** сочетающая систему параллельных продольных и непродольных профилей.

13.2.2. Профильные наблюдения

Основные элементы системы профильных наблюдений — длина базы приема L, величина взрывного интервала l и кратность системы N.

Длиной базы приема называется участок профиля, на котором произведена регистрация записей колебаний сейсмических волн из одного и того же источника возбуждения (пункта взрыва). Длина базы приема обычно равна или кратна длине расстановки сейсмоприемников L, которая, в свою очередь, определяется числом n сейсморегистрирующих каналов сейсмической станции и расстояниями Δx между соседними сейсмоприемниками (центрами групп сейсмоприемников) на профиле. Для эквидистантной расстановки сейсмоприемников

$$L = (n-1)\,\Delta x. \qquad (13.1)$$

Расстояние между двумя соседними пунктами взрыва на профиле называется **взрывным интервалом.** Как и расстояние между сейсмоприемниками, величина взрывного интервала обычно сохраняется постоянной, но кратной длине базы приема.

Отношение длины базы приема к удвоенной величине взрывного интервала $L/2l = N$ называется кратностью системы сей-

смических наблюдений (кратностью перекрытия годографов волн). В сейсморазведке МОВ применяют в основном системы многократных (12-кратной и большей кратности) перекрытий, которые позволяют осуществлять различные способы обработки полевых сейсмических материалов, включая обработку методами ОГТ и РНП (см. 13.5 и 13.6).

Важнейшая особенность систем многократных перекрытий состоит в том, что длина базы приема (длина получаемого сейсмического годографа) во много раз превышает величину взрывного интервала. В ходе выполнения сейсмических наблюдений пункт возбуждения колебаний и базу приема L последовательно перемещают по профилю каждый раз на величину взрывного интервала l (рис. 120). После перемещения часть базы приема оказывается в пределах прежнего ее положения: перекрытие тем больше, чем больше отношение L/l, т. е. связано с кратностью перекрытия системы наблюдений. Необходимо сделать несколько перестановок по профилю прежде, чем расстановка сейсмоприемников окажется за пределами своего первоначального положения. Например, при 12-кратной системе необходимо будет сделать (рис. 120, *а*) 24 перестановки, тогда как при однократной системе, когда базы приема перекрываются наполовину,— только две перестановки.

При расчете системы сейсмических наблюдений необходимо выбрать длину базы приема (длину годографа) и кратность перекрытий. Длину годографа определяют по результатам

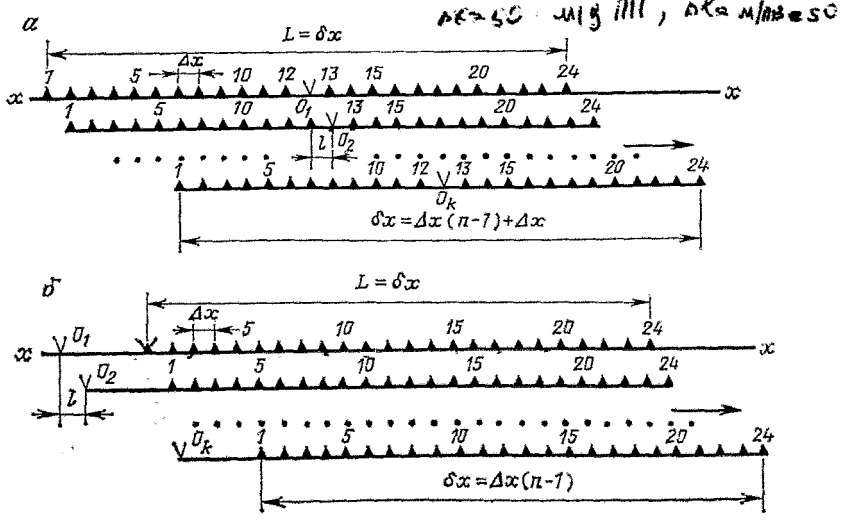


Рис. 120. Системы сейсмических наблюдений:
а — центральная, *б* — фланговая

экспериментального или теоретического изучения характеристик полезных волн и волн-помех. Кратность перекрытий зависит прежде всего, от сложности сейсмогеологических условий. При сейсморазведочных работах методом ОГТ наиболее часто применяют системы 12- или 24-кратных перекрытий со взрывным интервалом 100 или 50 м, при этом длина базы приема составляет 2400 м. Расстояние между соседними каналами, обычно, берут в 2 раза меньшим, чем взрывной интервал, т. е. в данном случае 50 или 25 м. Если регистрация колебаний производится 24-канальными сейсмостанциями, то в пределах базы приема будут располагаться две расстановки сейсмоприемников по 1200 м.

Системы сейсмических наблюдений по взаимному расположению пунктов взрыва и баз приема подразделяют на центральные и фланговые. При **центральной системе** пункты взрыва (O_k) всегда расположены в центре базы приема (см. рис. 120, а), а при **фланговой** — по ее концам или вынесены за пределы базы (рис. 120, *б*). Величина выноса пункта взрыва может составлять несколько взрывных интервалов. Фланговые системы наблюдений с выносными пунктами взрыва позволяют в методе ОГТ добиться ослабления многократных отраженных волн при меньшей длине годографа по сравнению с центральной системой.

Системы сейсмических наблюдений можно изображать различными способами. Наиболее удобно и компактно их изображать (особенно сложные системы) по схеме **развернутой сейсмической плоскости** (рис. 121). При применении этого способа на горизонтальной линии, одновременно представляющей линию профиля, помещают (с соблюдением масштаба) пункты возбуждения колебаний. Базы приема с профиля проектируются на лучи, выходящие из соответствующих источников возбуждения под углами $\pm 45°$ к линии профиля. При центральной системе базу приема (рис. 121, *а*) проектируют на два луча, выходящие из соответствующего источника возбуждения под углами $+45°$ и $-45°$, а при фланговой — на луч под углом $+45°$, если база приема расположена справа от пункта взрыва, как на рис. 121, *б*, или на луч под углом $-45°$, когда она находится слева от него. На развернутой плоскости абсциссы пунктов наблюдений оказываются в масштабе $x/2$, т. е. в таком же, как и на временном сейсмическом разрезе.

Большое значение в увязке систем наблюдений имеют так называемые взаимные точки. Две точки называются **взаимными**, если в первой из них регистрация проведена при возбуждении во второй, а регистрация во второй — при возбуждении в первой, т. е. первая запись относится к точке приема O_1 и точке возбуждения O_2, а вторая запись — соответственно к точке приема O_2 и точке возбуждения O_1.

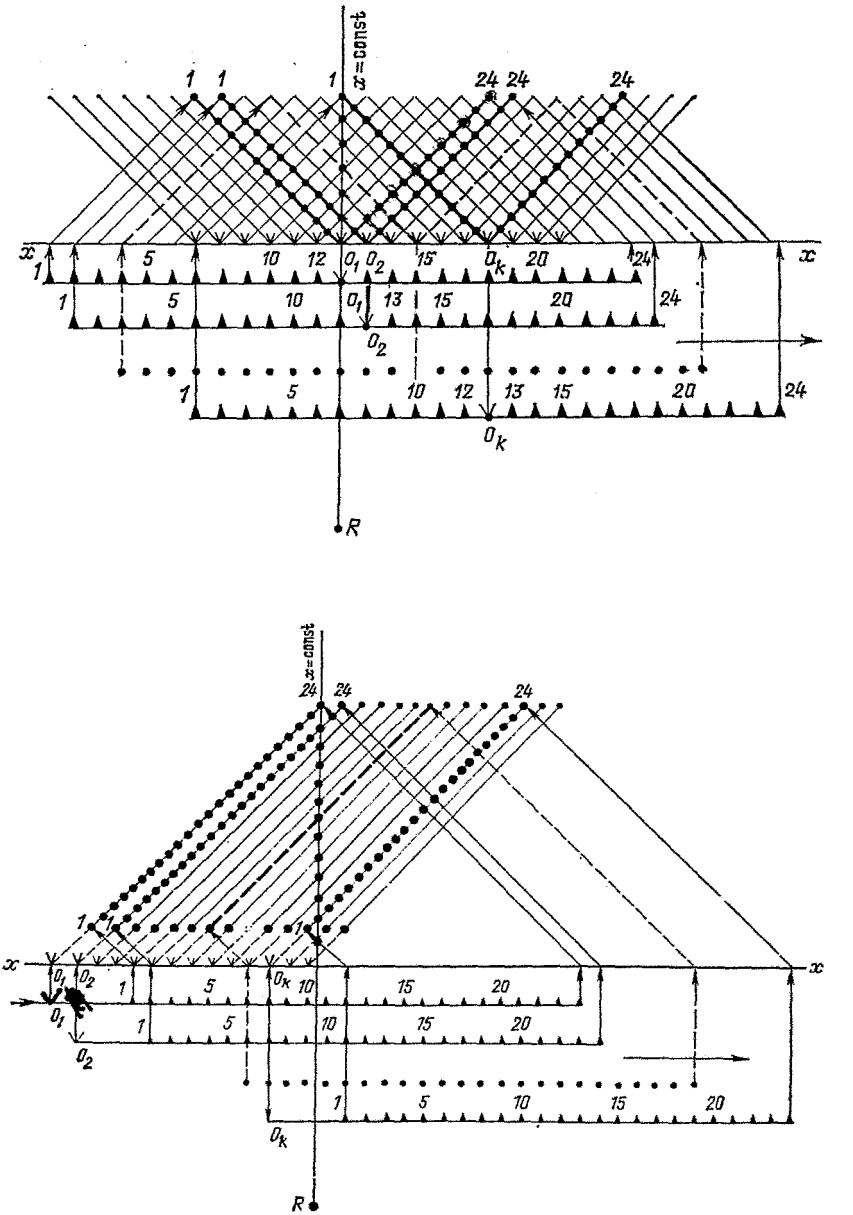


Рис. 121. Изображение центральной (*а*) и фланговой (*б*) систем наблюдений по схеме развернутого профиля.

R — общая глубинная точка отражения

Однотипные волны во взаимные точки приходят от одних и тех же точек среды. Согласно принципу взаимности при регистрации однотипных волн во взаимных точках времена их прихода и форма колебаний не изменяются. На практике строго выполняется только признак равенства времен прихода волн; форма же колебаний, в особенности когда расстояния между взаимными точками достаточно большие, обычно изменяется. Это несколько ограничивает использование сейсмических записей, полученных при больших расстояниях между взаимными точками.

На развернутой плоскости каждая пара взаимных точек изображается точкой пересечения лучей, выходящих из взаимных источников возбуждения. Разноудаленные пары взаимных точек, в которые приходят волны от одной и той же глубинной точки отражения, расположены на вертикальных прямых $x = \text{const}$ (см. рис. 121, *а*). Число пар точек на такой вертикальной прямой связано с кратностью системы наблюдений. На рис. 121, *а* изображена 12-кратная система наблюдений, при которой на каждой из вертикальных прямых находятся шесть пар взаимных точек.

Система, при которой увязка наблюдений производится только по одной паре взаимных точек, соответствует **однократному непрерывному перекрытию (ОНП).** Если расстояние между взаимными точками еще и равно взрывному интервалу, то такая система наблюдений называется **простым непрерывным перекрытием.** На развернутой плоскости она изображена звеньями ломаной линии, опирающимися на профиль наблюдений, а взаимные точки расположены в вершинах этих звеньев. Система простого непрерывного перекрытия, при условии получения достаточно высококачественного полевого материала, обеспечивает получение временного сейсмического разреза МОВ—ОТВ.

Расстояния между сейсморегистрирующими каналами (сейсмоприемниками, центрами групп сейсмоприемников) выбирают экспериментально с учетом изменения интенсивности и формы колебаний регистрируемых полезных волн, кажущихся скоростей полезных волн и волн-помех и их частотного (спектрального) состава, изменения скоростной характеристики разреза с глубиной и по площади, изменчивости поверхностных условий (рельеф, зона малых скоростей) и других факторов. Должны приниматься во внимание и требования, предъявленные к обработке полевых материалов. С учетом всех этих факторов расстояния между соседними сейсморегистрирующими каналами составляют 25—100 м.

Системы наблюдений в методе преломленных волн. Особенности систем наблюдений в методе преломленных волн вызваны следующими причинами: головные (преломленные) волны

можно регистрировать только вдали от пункта взрыва, т. е. за начальными точками годографов головных волн; необходимо, чтобы системы наблюдений позволили выявить рефракцию и проницание сейсмических волн; для интерпретации необходимо иметь встречные годографы головных волн. В методе преломленных волн применяют преимущественно фланговые системы с выносными пунктами взрыва. Для получения встречных годографов необходимо использовать фланговые системы как с левым, так и с правым выносом пункта взрыва. Чтобы выявить рефракцию и проницание сейсмических лучей применяют системы, обеспечивающие получение нагоняющих годографов головных волн (см. 11.6.1).

При расчете системы наблюдений, задавшись моделью и скоростными параметрами среды, определяют области существования головных волн, образовавшихся на разных границах, устанавливают участки смены волн и выхода их в первые вступления. С учетом этих данных определяют области оптимальной регистрации головных волн, которые должны находиться вне зон их наложения. Обеспечивают увязку годографов головных волн во взаимных точках.

При работах по методике общей глубинной площадки (ОГП) применяют системы наблюдений многократных перекрытий, сходные по своей сущности с системами наблюдений в сейсморазведке МОВ.

13.2.3. Площадные системы сейсмических наблюдений

В районах со сложными глубинными сейсмогеологическими условиями (например, с несогласными крутопадающими криволинейными отражающими поверхностями) характер волнового поля становится существенно трехмерным. В результате в пункт приема могут приходить волны, пути которых лежат в разно ориентированных в пространстве плоскостях (боковые волны). Если не учитывать трехмерный характер волнового поля в таких районах, то можно допустить серьезные ошибки при обработке и интерпретации полученных данных.

Для изучения сейсморазведкой сложно построенных районов эффективно применение **площадных систем наблюдений.** Площадные системы располагают так, чтобы они по возможности обеспечивали покрытие всей площади работ равномерной сетью общих глубинных точек отражения. В благоприятных глубинных сейсмогеологических условиях (геометрия отражающих поверхностей сравнительно спокойная) равномерности сети общих глубинных точек отражения можно достигнуть, если равномерно разместить на площади работ источники и приемники, например, по квадратной сетке. Равномерную площадную систему наблюдений можно также задать в виде совокупности продольных и непродольных профилей. Одна из ранних

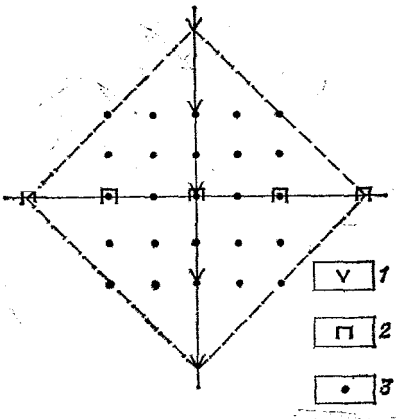


Рис. 122. Регулярная система наблюдений при трехмерной (объемной) сейсморазведке:

1 — источники, *2* — приемники, *3* — средние точки

методик получила название **методики широкого профиля,** в ней сейсмические колебания регистрируют на серии (5—7) параллельных продольных и непродольных профилей, расположенных друг от друга на небольших расстояниях (50—100 м) и образующих полосу постоянной ширины.

В настоящее время при проведении работ методом трехмерной (объемной) сейсморазведки применяются два вида систем наблюдений: регулярные и нерегулярные. Более широко используют регулярные системы. Все они в качестве базового элемента имеют крестовую расстановку: взаимно перпендикулярные линию источников и линию приемников (рис. 122). Разные сочетания этих элементов дают широкий профиль и систему сопряженных широких профилей; последние имеют модификации: с перекрытием и без перекрытия по оси y.

В трудных условиях проведения полевых работ (сложные условия передвижения автотранспорта и т. п.) применяют систему наблюдений на профилях произвольной формы, расположенных с учетом особенностей местности, с поочередным обменом линий возбуждения и приема. Такая система площадных наблюдений иногда в технической литературе называется **тотальной.**

Широкое применение площадных систем сейсмических наблюдений начнется уже в ближайшем будущем после оснащения сейсморазведки многоканальными сейсмическими станциями (с несколькими сотнями сейсморегистрирующих каналов) и высокопроизводительными ЭВМ [11].

13.3. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

Одной из основных задач в сейсморазведке является выделение (селекция) полезных сигналов из регистрируемого сложного волнового поля. Некоторые волны-помехи отличаются от

полезных волн направлением прихода к линии профиля наблюдений (кажущимися скоростями). Для селекции волн, приходящих к точкам приема по различным направлениям, используют **интерференционные системы.** Интерференционной система называется в связи с тем, что получаемый при ее использовании эффект основан на суммировании колебаний, зарегистрированных в разных точках приема или из разных точек возбуждения, и поэтому искусственно создается интерференция волн.

Результат суммирования интерференционной системой волн зависит от времени запаздывания их прихода в соседние точки приема Δt (временных сдвигов). Если во всех точках (базы суммирования) зарегистрированные волны имеют одно и то же время ($\Delta t=0$), то они усиливаются в N раз, где N — число суммируемых записей; их усиление будет тем меньше, чем больше временные сдвиги Δt. Поскольку временные сдвиги связаны с направлениями прихода волн в точки приема (углами падения), то все интерференционные системы обладают эффектом направленной чувствительности по отношению к волнам, приходящим по различным направлениям.

Интерференционная система, у которой все элементы расположены вдоль прямой линии (профиля) наблюдений, называется **линейной интерференционной системой.** Если элементы размещены на плоскости (площади), она называется **площадной интерференционной системой.**

Рассмотрим принцип действия линейной интерференционной системы, состоящей из нечетного числа элементов N, размещенных на прямолинейном участке профиля (базе системы) $\delta x = (N-1)\Delta x$, где расстояние Δx между соседними элементами системы постоянное (эквидистантная система) (рис. 123). Пусть распределение чувствительности элементов интерференционной системы задано некоторой функцией $h(\mu\Delta x)$, где μ — номер элемента системы. Номера элементов будем отсчитывать от центра базы интерференционной системы δx: элемент, совмещенный с центром базы, обозначим номером $\mu=0$; расстояние μ-го элемента от центра базы равно $\mu\Delta x$; крайние элементы имеют номера $\pm(N-1)/2$ и удалены от центра базы на расстояние $\pm(N-1)\Delta x/2$.

Пусть к центральному элементу системы в момент времени t приходит плоская идеально регулярная волна $F_0(t)$, падающая на профиль наблюдения под углом α. Тогда к μ-му элементу эта волна придет с запаздыванием

$$\tau_\mu = \mu\Delta t = \mu\Delta x/v_к = \mu\Delta x \sin\alpha/v, \qquad (13.2)$$

где $v_к$ — кажущаяся скорость; v — скорость распространения волны.

Каждый элемент системы воспринимает сигнал

$$F_\mu(t) = h(\mu\Delta x)\, F_0(t-\mu\Delta t). \qquad (13.3)$$

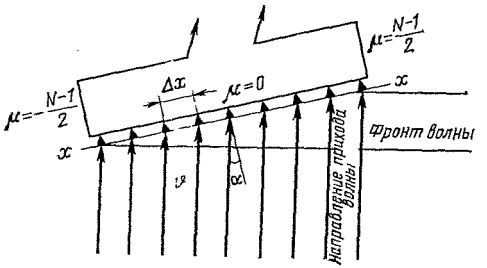


Рис. 123. К принципу суммирования колебаний линейной интерференционной системой

Сигналы, принятые всеми элементами интерференционной системы, суммируются и образуют суммарный выходной сигнал

$$F_{\Sigma}(t,\ \Delta t)=\sum_{\mu=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} F_{\mu}(t)=\sum_{\mu} h(\mu\Delta x)\cdot F_{0}(t-\mu\Delta t). \qquad (13.4)$$

Чтобы перейти от временных соотношений между входным $F_0(t-\mu\Delta t)$ и выходным $F_{\Sigma}(t,\ \Delta t)$ сигналами системы к соотношениям между комплексными их частотными спектрами $S_0(\omega)$ и $S_{\Sigma}(\omega)$, применим к выражению (13.4) преобразование Фурье. Согласно теореме запаздывания (см. 10.3.4) получим

$$S_{\Sigma}(\omega)=\sum_{\mu=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} h(\mu\Delta x)\,S_{0}(\omega)\,e^{-i\omega\mu\Delta t}=S_{0}(\omega)\,H(\omega,\ \Delta t), \qquad (13.5)$$

где

$$H(\omega,\ \Delta t)=\sum_{\mu=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} h(\mu\Delta x)\,e^{-i\omega\mu\Delta t}. \qquad (13.6)$$

Функция $H(\omega,\ \Delta t)$ зависит от частоты и называется **частотной (спектральной) характеристикой направленности.** Частотная характеристика направленности интерференционной системы вычисляется согласно выражению (13.6) как спектр функции распределения чувствительности элементов интерференционной системы, т. е. как прямое преобразование Фурье функции $h(\mu\Delta x)$ (см. 10.3.3). Спектр сигнала на выходе интерференционной системы $S_{\Sigma}(\omega)$ согласно (13.5) равен произведению спектра входного сигнала $S_0(\omega)$ на частотную характеристику системы $H(\omega,\ \Delta t)$. Отсюда следует, что действие интерференционной системы эквивалентно действию фильтра с частотной характеристикой $H(\omega,\ \Delta t)$.

Распределение чувствительности элементов интерференционной системы $h(\mu\Delta x)$ связано с частотной характеристикой направленности $H(\omega,\ \Delta t)$ обратным преобразованием Фурье

(см. 10.3.3), которое в дискретной форме можно записать в виде

$$h(\mu\Delta x) = \frac{\Delta\omega}{2\pi}\sum_m H(\omega_m,\ \Delta t)\, e^{i\omega_m \mu\Delta x}. \qquad (13.7)$$

Специфическая особенность частотной характеристики направленности состоит в том, что ее аргументом является не частота, а произведение частоты на приращение времени прихода волны к соседним элементам интерференционной системы (временной сдвиг) Δt. Временной сдвиг зависит от угла падения волны α и является параметром частотной характеристики, определяющим ее действие. Частотная характеристика не зависит от формы входного сигнала.

Можно показать, что интерференционная система осуществляет селекцию сейсмических волн по пространственным частотам (волновым числам). Выразим $\omega\Delta t$ соотношениями

$$\omega\Delta t = \Delta x\frac{\omega}{v_к} = \Delta x\frac{\omega}{v}\sin\alpha = \frac{\Delta x 2\pi}{\lambda}\sin\alpha = \Delta x\varkappa\sin\alpha. \qquad (13.8)$$

Обозначим $\lambda/\sin\alpha = \lambda_к$ и $\varkappa\sin\alpha = \varkappa_к$, где $\lambda_к$ — кажущаяся длина волны и $\varkappa_к$ — кажущееся волновое число (кажущаяся круговая пространственная частота) зависят от угла падения α.

С учетом соотношений (13.8) частотную характеристику направленности интерференционной системы (13.6) можно теперь записать так:

$$H(\varkappa_к,\ \Delta x) = \sum_\mu h(\mu\Delta x)\, e^{-i\mu\Delta x\varkappa_к}. \qquad (13.9)$$

Характеристика направленности интерференционной системы (13.9) выражена функцией кажущейся пространственной частоты (кажущегося волнового числа), и это говорит о том, что интерференционные системы осуществляют фильтрацию по пространственным частотам (волновым числам). Поэтому характеристику $H(\varkappa_к,\ \Delta x)$ естественно назвать **волновой характеристикой направленности** интерференционной системы.

Действие интерференционной системы во временной области согласно выражению (13.4) описывается сверткой (см. 10.3.5)

$$F_\Sigma(t) = \sum_\mu F_\mu(t) * h_\mu(t), \qquad (13.10)$$

где $\mu = 0,\ \pm 1,\ \ldots,\ \pm(N-1)/2$ — номера элементов интерференционной системы; $h_\mu(t)$ — временная характеристика системы, вид которой зависит от функции распределения чувствительности элементов интерференционной системы $h(\mu\Delta x)$.

Более подробно свойства интерференционных систем рассмотрим на примере системы с прямоугольным законом

распределения чувствительности элементов, т. е. когда чувствительность всех элементов системы одинаковая и $h(\mu\Delta x)=1$. Подобные системы называются **однородными интерференционными системами.**

Частотная характеристика направленности $H(\omega, \Delta t)$ однородной интерференционной системы, как следует из (13.6), принимает вид

$$H(\omega, \Delta t)=\sum_{\mu=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} e^{-i\mu\omega\Delta t}. \qquad (13.11)$$

Выражение (13.11) представляет сумму двух геометрических прогрессий, у которых знаменатели $q_1=e^{i\omega\Delta t}$ и $q_2=e^{-i\omega\Delta t}$ соответственно. Вычислив прогрессии и сделав преобразования, получим

$$H(\omega, \Delta t)=\frac{e^{i\mu\omega\Delta t/2}-e^{-i\mu\omega\Delta t/2}}{e^{i\omega\Delta t/2}-e^{-i\omega\Delta t/2}}=\frac{\sin N\omega\Delta t/2}{\sin \omega\Delta t/2}. \qquad (13.11')$$

С учетом соотношений (13.8), волновая характеристика направленности

$$H(\varkappa_к, \Delta t)=\frac{\sin N\varkappa_к\Delta x/2}{\sin \varkappa_к\Delta x/2}. \qquad (13.12)$$

Частотные характеристики направленности (13.11′) изображены на рис. 124, *а*; волновые характеристики (13.12) — на рис. 124, *б*. На них по оси ординат отложено отношение R суммарной амплитуды на выходе системы к ее максимальной величине, а по оси абсцисс — частота $f=\omega/2\pi$ (*а*) или отношение расстояния Δx между соседними элементами интерференционной системы к кажущейся длине волны $\lambda_к=2\pi/\varkappa_к$ (*б*).

При $\Delta t=0$ ($\alpha=0$) частотная характеристика представляет горизонтальную прямую линию $H(\omega, 0)$. Это означает, что в результате синфазного суммирования волны все амплитуды ее спектра $S_0(\omega)$, а следовательно, и сам суммарный сигнал $F_\Sigma(t)$, увеличиваются в N раз ($R=1$). При возрастании Δt (угла α) частотные характеристики $H(\omega, \Delta t)$ все больше сжимаются, и спектр входного сигнала $S_0(\omega)$ может попасть в область провала характеристики, в результате чего выходной сигнал будет ослаблен.

Характеристика обладает периодичностью. Первый (основной или главный) максимум, как это следует из (13.12), будет при значении аргумента

$$\varkappa_к\Delta x/2=0, \qquad (13.13)$$

т. е. когда $\lambda_к=\infty$.

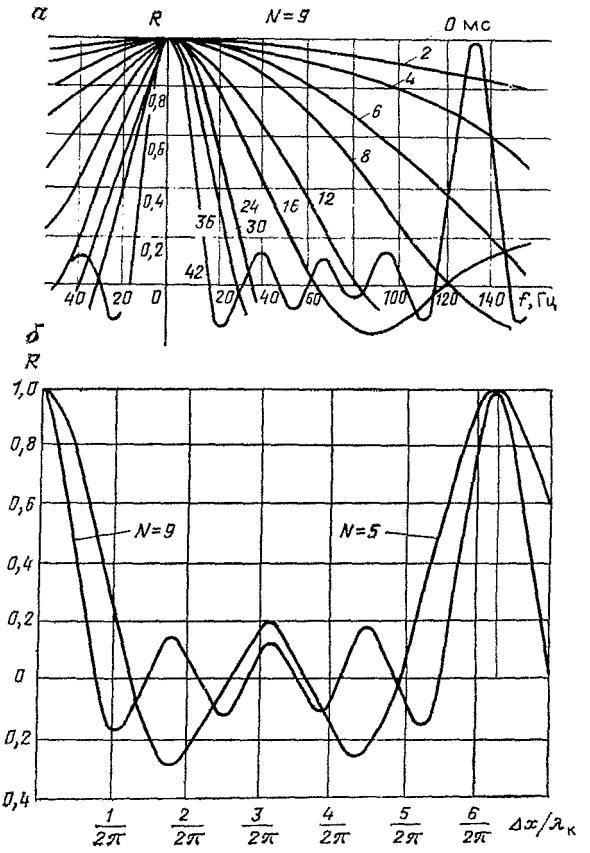


Рис. 124. Частотные (*а*) и волновые (*б*) характеристики направленности интерференционной системы

Вторичные (побочные) максимумы характеристики наблюдаются при значениях

$$\varkappa_к \Delta x/2 = k\pi, \tag{13.14}$$

при $k = \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm\infty$.

Нулевые значения характеристики будут при

$$N\varkappa_к \Delta x/2 = k\pi, \tag{13.15}$$

где $k = \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm\infty$.

Между главным и первым побочным максимумами расположены $N-2$ промежуточных максимума, амплитуды которых, равны примерно $1/N$. Участок характеристики между главным

и первым побочным максимумами называется **полосой подавления** характеристики направленности.

Волна полностью ослабляется интерференционной системой, если выполняется условие (13.15):

$$N\varkappa_к \Delta x/2 = \pi \text{ или } N\Delta x = \lambda_к, \tag{13.16}$$

т. е. если база интерференционной системы равна кажущейся длине волны.

Для оценки ослабления интерференционной системой волны-помехи должны быть известны три параметра: кажущаяся скорость $v_к$, видимый период $T_в$ и амплитуда A. Обычно эти параметры определяют экспериментально. По значениям $v_к$ и $T_в$ определяют кажущуюся длину $\lambda_к$ волны-помехи. Затем вычисляют отношение $\Delta x/\lambda_к$ и по нему оценивают степень ослабления интерференционной системой данной волны-помехи. Изменяя параметры системы (N и Δx), конструируют интерференционную систему, обеспечивающую достаточное ослабление волны-помехи.

В некоторых случаях используют интерференционные системы, в которых распределение чувствительности элементов $h(\mu\Delta x)$ задано каким-либо законом (треугольным, колокольным и др.). Такие системы называются **неоднородными интерференционными системами.** Достоинство подобных неоднородных интерференционных систем состоит в том, что снижается уровень промежуточных максимумов характеристики $H(\varkappa_к, \Delta x)$, т. е. они обеспечивают большую степень подавления волн-помех. Но одновременно снижается и направленное действие системы вследствие расширения главного максимума характеристики направленности.

Статистический эффект интерференционной системы. Выше было рассмотрено действие интерференционной системы по отношению к идеально регулярным волнам, т. е. волнам, форма колебаний у которых в пределах интерференционной системы не изменяется. В сейсморазведке регистрируются также случайные или нерегулярные волны-помехи, т. е. такие колебания, у которых форма и времена изменяются случайным образом и не могут быть предсказаны заранее. Для оценки действия интерференционной системы по отношению к нерегулярным волнам требуется совершенно иной подход, основанный на теории вероятности и математической статистике.

Статистический эффект интерференционной системы состоит в усреднении амплитуд нерегулярных волн:

$$D = \sqrt{N}, \tag{13.17}$$

где N — число элементов системы.

Как следует из (13.17), действие статистического эффекта приводит к понижению среднего уровня нерегулярных волн

в $\sqrt{N}$ раз относительно регулярных волн, усиленных в N раз, что и определяет статистическую помехоустойчивость интерференционной системы.

Помехоустойчивость интерференционных систем по отношению к регулярным и нерегулярным волнам-помехам можно оценить по двум основным эффектам (направленности и статистическому) согласно (13.12) и (13.17).

Виды интерференционных систем. Суммирование является линейной процедурой и ее можно применять на любом этапе: при возбуждении колебаний, их приеме или воспроизведении. Можно также искусственно вводить различные временные задержки во времена зарегистрированных волн, т. е. управлять направленной чувствительностью интерференционной системы. В зависимости от того на каком этапе осуществляется суммирование сигналов и с какими вводимыми искусственно временными задержками, различают группирование источников, группирование сейсмоприемников, смешение сигналов, суммирование по методу ОГТ, суммирование по методу РНП и др.

13.4. ГРУППИРОВАНИЕ СЕЙСМОПРИЕМНИКОВ И ИСТОЧНИКОВ. СМЕШЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ

Простейшие виды интерференционных систем — группирование сейсмоприемников и источников возбуждения. При рассмотрении направленного действия группы сейсмоприемников или источников примем, что в пределах участка профиля, на котором находится интерференционная система, фронт волны плоский и волна сохраняет форму колебаний.

13.4.1. Группирование сейсмоприемников

Пусть сейсмические колебания, регистрируемые группой сейсмоприемников, равномерно (эквидистантно) размещенных на некотором участке профиля (базе группирования), суммируются и записываются в виде отдельной записи (трассы) сейсмоленты. Суммирование колебаний можно осуществить, например, соединив выходы сейсмоприемников так, чтобы происходило сложение возникающих в каждом из них ЭДС. Подобная группа сейсмоприемников способна ослаблять волны, приходящие к профилю наблюдений под различными углами относительно отраженных волн, падающих вертикально, т. е. она обладает вертикальной направленной селекцией.

Свойство направленной селекции группы сейсмоприемников рассмотрим на примере поверхностных волн, которые распространяются вдоль профиля наблюдений. На рис. 125 изображены две группы, каждая из них состоит из четырех сейсмоприемников (1—4), размещенных на одинаковых расстояниях

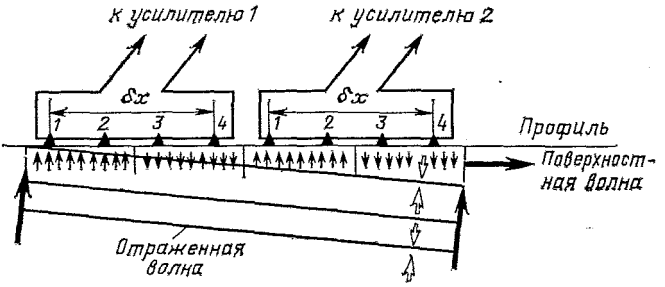


Рис. 125. Ослабление поверхностной волны группой сейсмоприемников

Δx друг от друга на участке профиля δx (базе группирования), равном длине поверхностной волны. В любой момент на выходе группы суммарное колебание поверхностной волны оказывается близким к нулю. Последнее очевидно из того, что первые два из четырех сейсмоприемников группы расположены на длине первой полуволны и в один и тот же момент времени принимают смещения одного знака, тогда как два других сейсмоприемника расположены на длине второй полуволны и в тот же момент принимают смещения другого знака. Отраженные волны, придя по направлениям, близким к вертикальному, передадут смещения одного знака всем корпусам сейсмоприемников в один и тот же момент времени, т. е. на выходе группы колебания практически синфазно складываются и их суммарная амплитуда оказывается в 4 раза больше амплитуды волны, приходящей к одиночному сейсмоприемнику.

Зная скорость распространения и видимый период поверхностных волн, можно рассчитать согласно (13.16) величину базы группирования δx и число сейсмоприемников, обеспечивающих их подавление. Число сейсмоприемников в группе зависит от интенсивности волн-помех и обычно находится в пределах от 3 до 10—15, хотя имеются отдельные примеры использования групп с несколькими десятками сейсмоприемников в каждой.

Направленный эффект группы сейсмоприемников не ограничивается только ослаблением поверхностных волн, распространяющихся в горизонтальном направлении. Из теории интерференционных систем следует, что группа сейсмоприемников ослабляет волны, приходящие к линии профиля по любому направлению, отличающемуся от вертикального. Это позволяет использовать группирование сейсмоприемников для ослабления и других низкоскоростных волн-помех.

Для расчета группы сейсмоприемников с целью подавления низкоскоростной волны-помехи необходимо определить ее па-

раметры: кажущуюся скорость $v_к$ и преобладающий период T. Обычно эти параметры определяют экспериментально. Для этого получают записи сейсмических колебаний с одиночными сейсмоприемниками, расположенными друг от друга на малых (до 1—3 м) расстояниях, на которых волны-помехи легко обнаружить по низким значениям кажущейся скорости. Кажущаяся длина волны определяется согласно (13.16) как произведение соответствующих значений кажущейся скорости на видимый период волны-помехи.

Группирование сейсмоприемников применяют также с целью ослабления нерегулярных волн-помех; эффект ослабления нерегулярных волн согласно (13.17) определяется $\sqrt{N}$, где N — число сейсмоприемников в группе. Для получения статистического эффекта расстояния между соседними сейсмоприемниками в группе должны превышать радиус корреляции случайных колебаний.

На практике могут применяться различные варианты соединений сейсмоприемников в группы. На рис. 126, *а* показано соединение сейсмоприемников в группы с базой группирования, меньшей расстояния между центрами групп, т. е. базы соседних групп не перекрываются. Если величина базы группирования значительно превышает расстояние между центрами групп (базы перекрываются), удобно применить комбинированное соединение, т. е. колебания с выходов сейсмоприемников через

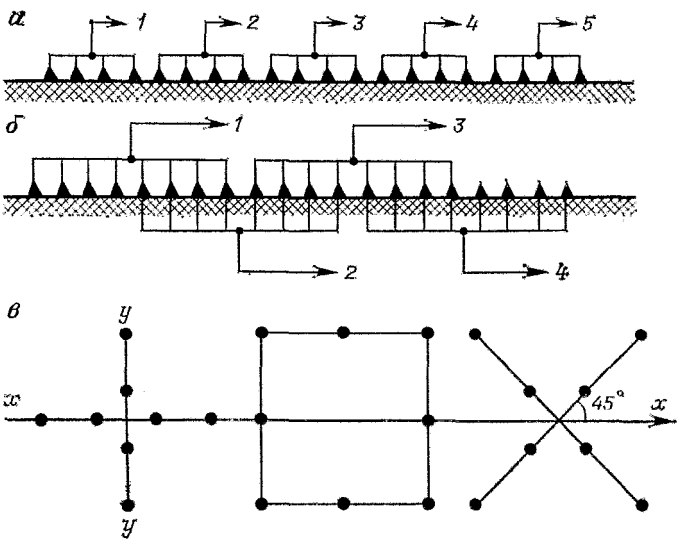


Рис. 126. Линейные (*а*, *б*) и площадные (*в*) группы сейсмоприемников. Цифрами обозначены разные группы

согласующие сопротивления подать более чем на один усилитель. Пример комбинированного группирования сейсмоприемников показан на рис. 126, *б*. Последние четыре сейсмоприемника каждой группы, содержащей по восемь приборов, комбинируются с первыми четырьмя приборами следующей группы, т. е. базы группы перекрываются на 50 %.

Кроме линейных групп сейсмоприемников, т. е. когда все они находятся на одной линии, в сейсморазведке применяют также площадные, или двухмерные группы. Некоторые площадные группы сейсмоприемников (в каждой из них показано по восемь сейсмоприемников) изображены на рис. 126, *в*. Отличительное свойство площадных групп состоит в том, что они позволяют ослабить волны, пути пробега которых находятся в наклонных плоскостях (боковые волны). Боковые волны могут приходить к линии профиля одновременно или с небольшими запаздываниями и поэтому линейной группой сейсмоприемников они не будут ослаблены. В то же время присутствие боковых волн на сейсмических записях может существенно исказить временные сейсмические разрезы. Применение площадного группирования в районах, где ожидается регистрация боковых волн, может способствовать повышению качества результатов сейсморазведки.

При применении группирования сейсмоприемников должны учитываться условия рельефа: базы групп сейсмоприемников должны размещаться, по возможности, в условиях спокойного рельефа. Если рельеф сильно пересеченный, то эффект от применения группирования сейсмоприемников может оказаться меньше ожидаемого вследствие недопустимых искривлений в пределах базы группирования фронтов регистрируемых волн.

В районах со сложной складчатостью отраженные волны приходят к профилю по направлениям, существенно отличающимся от вертикального. В этом случае применение группирования сейсмоприемников на больших базах способно обеднить временной разрез, так как будут подавлены и полезные отраженные волны. Поэтому в сложно построенных районах используют группирование сейсмоприемников только на малых базах для повышения общей чувствительности сейсморегистрирующего канала и ослабления поверхностных и нерегулярных волн-помех.

Кажущиеся скорости головных (преломленных) волн обычно небольшие и это ограничивает применение группирования сейсмоприемников в методе преломленных волн.

13.4.2. Группирование источников

В сейсморазведке широко применяется группирование источников с обеспечением одновременности возбуждения сейсмических волн. О некоторых достоинствах применения груп-

повых источников говорилось в 13.1.4. Остановимся дополнительно на направленном действии группового источника. Направленное действие группового источника будет аналогично направленному действию группы сейсмоприемников, имеющей те же параметры, что и групповой источник. Это следует из принципа взаимности в сейсморазведке: если поменять местами источник и приемник, сейсмические записи во взаимных точках оказываются тождественными. Следовательно, сейсмические колебания, пришедшие в данную точку профиля от группового источника, окажутся просуммированы точно так же, как они суммируются на выходе группы сейсмоприемников при точечном источнике возбуждения.

Групповые источники можно размещать по профилю (продольная группа), в линию перпендикулярно профилю (поперечная группа) и по площади (площадная группа). Число источников в группе и их расположение (база группирования) определяются по характеристикам направленности. Статистический эффект группового источника равен $\sqrt{M}$, где M — число одинаковых источников в группе.

На практике часто применяют совместное группирование сейсмоприемников и источников. Результирующая характеристика направленности получается перемножением соответствующих ординат характеристик направленности группы сейсмоприемников и группы источников. Статистический эффект при совместном применении группирования источников и приемников согласно (13.17) равен $\sqrt{MN}$.

13.4.3. Смешение колебаний

Суммирование колебаний можно осуществлять также непосредственно на выходе сейсморегистрирующих каналов сейсмической станции при регистрации сейсмических колебаний. Устройства, с помощью которых осуществляют такое суммирование, называются **смесителями,** а само суммирование — **смешением колебаний.**

Действие смесителя состоит в том, что производится сложение колебаний, регистрируемых не только данным каналом, но и несколькими соседними каналами сейсмостанции. Суммирование выполняется без временных сдвигов. Чувствительность каналов смесителя задается некоторой функцией $h(\mu\Delta x)$ обычно с прямоугольным, треугольным или гиперболическим законом распределения. В последнем случае чувствительность каналов смесителя убывает от центра базы смешения к ее краям по закону геометрической прогрессии. Знаменатель q прогрессии называется **коэффициентом смешения** смесителя; обычно q составляет 0,25—0,5. Число каналов, участвующих в смешении, изменяется от 2 до 7. Предусмотрена возможность

выбора функции распределения чувствительности каналов, их числа и коэффициента смешения.

Таким образом, смеситель является неоднородной интерференционной системой, у которой элементами являются сейсморегистрирующие каналы сейсмостанции. Как и при группировании сейсмоприемников и источников возбуждения, суммирование колебаний в смесителе производится без временных сдвигов, т. е. по своему действию они сходны. Однако имеются и существенные различия. При группировании сейсмоприемников и источников возбуждения расстояния между ними Δx и число элементов N в группе рассчитывают, исходя из свойств подавляемых волн-помех. При смешении колебаний шаг между элементами интерференционной системы фиксирован и равен расстоянию между сейсморегистрирующими каналами на профиле. Поэтому при больших расстояниях между каналами база смешения может оказаться слишком большой и смеситель, подчеркивая волны с бесконечно большой кажущейся скоростью, может сильно ослабит отражения от неглубоких и наклонных отражающих границ. На участках со сложной интерференционной записью смеситель может создавать кажущееся упрощение волновой картины, формируя ложные оси синфазности. Поэтому применение смесителя требует осторожности; его рекомендуется включать только на больших временах регистрации, когда полезные волны имеют высокие кажущиеся скорости.

Очевидно, применение смесителей нецелесообразно при регистрации головных (преломленных) волн, которые имеют сравнительно невысокие кажущиеся скорости.

13.5. МЕТОД ОБЩЕЙ ГЛУБИННОЙ ТОЧКИ ОТРАЖЕНИЯ (МЕТОД ОГТ)

Метод ОГТ (МОГТ) — одна из модификаций метода отраженных волн — основан на цифровой обработке полевых сейсмических материалов, полученных по методике многократных перекрытий (см. 13.2). В МОГТ исходные сейсмические трассы ОТВ группируются по принципу принадлежности их к **общей средней точке** (середине расстояния между источником и приемником). Совокупность трасс, сгруппированных по принципу принадлежности к общей средней точке, составляет **сейсмограмму ОГТ.** Максимальное расстояние между источником и приемником в сейсмограмме ОГТ называется **базой наблюдений ОГТ** (или просто базой ОГТ). База ОГТ обычно равна 2—3 км и редко превышает 4 км. Кратность перекрытий наиболее часто равна 12 или 24, но имеются примеры, например в районах со сложными условиями применения сейсморазведки МОВ, когда кратность составляет 48 и даже более.

Средние точки на профиле размещаются эквидистантно, расстояния между ними — 25—100 м, наиболее часто — 50 м.

Наиболее существенные особенности метода ОГТ, определяющие его специфику, следующие. Каждая отдельная сейсмограмма ОГТ формируется из сейсмических трасс ОТВ, не повторяющихся ни в одной другой сейсмограмме ОГТ. Годографы ОГТ отраженных волн симметричны относительно общей средней точки и представляют гиперболы (см. 11.3.6). После введения в каждую трассу сейсмограммы ОГТ кинематических поправок (см. 11.4.2) годографы ОГТ однократно отраженных волн трансформируются в горизонтальные прямые линии $t_0 = \text{const}$, а годографы регулярных волн-помех, кинематика которых отлична от кинематики однократно отраженных волн, недоспрямляются, т. е. они имеют остаточную кривизну.

Трассы сейсмограммы ОГТ с введенными статическими и кинематическими поправками суммируются. В результате суммирования записи однократно отраженных волн складываются в фазе и усиливаются, а записи регулярных волн-помех (многократных и др.) складываются с фазовыми сдвигами и вследствие этого ослабляются (гасятся).

Суммирование по методу ОГТ представляет одну из разновидностей интерференционных систем (см. 13.3) и к нему применима рассмотренная выше теория. Зная кинематические и динамические параметры многократно отраженных волн, можно рассчитать систему наблюдений ОГТ (длину базы ОГТ, кратность перекрытий), обеспечивающих заданную степень подавления многократных волн при суммировании по ОГТ.

Эффект подавления многократно отраженных волн при суммировании по ОГТ иллюстрирует рис. 127. На рис. 127, *а* изображены исходные годографы ОГТ однократно (кривая *1*) и многократно (кривая *2*) отраженных волн. После введения кинематических поправок годограф однократно отраженной волны спрямляется, а многократно отраженной волны имеет остаточную кривизну (на рис. 127, *а* изображены точками). Сейсмограмма ОГТ с введенными кинематическими поправками и результат ее суммирования показаны соответственно на рис. 127, *б* и *в*. Эффект относительного ослабления многократно отраженной волны при суммировании по ОГТ будет тем больше, чем больше кривизна остаточного годографа многократной волны, т. е. чем больше остаточные сдвиги по фазе на записях.

Для расчета кинематических поправок требуются непрерывные и точные сведения о скоростях $v_{\text{ОГТ}}$. Поэтому при обработке материалов по методу ОГТ предусмотрено непрерывное автоматическое определение скоростей $v_{\text{ОГТ}}$, называемое скоростным анализом (см. 14.3).

Суммирование по методу ОГТ большого числа записей (12, 24 и более) позволяет получать также значительный статисти-

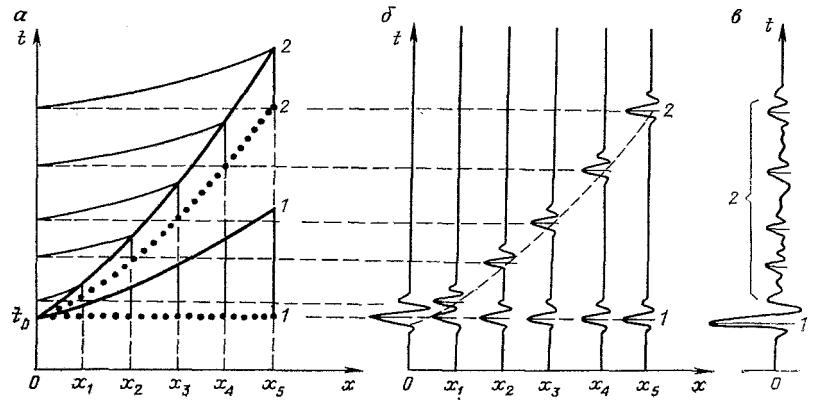


Рис. 127. Годографы ОГТ отраженных волн (*а*), сейсмограмма ОГТ с кинематическими поправками (*б*) и суммарная запись ОГТ (*в*):
1 — однократной волны, *2* — многократной волны

ческий эффект, за счет которого происходит относительное ослабление фона нерегулярных помех.

Совокупности суммарных трасс ОГТ, относящихся к последовательности средних точек на профиле наблюдений, составляют временной разрез ОГТ (см. 11.4.4). Получение временных разрезов ОГТ — одна из основных задач цифровой обработки материалов многократных перекрытий и подробно рассматривается в следующей главе (см. 14.4).

В настоящее время сейсморазведочные работы МОВ по методике многократных перекрытий с последующей обработкой полученных полевых материалов по методу ОГТ являются основными при поисках и разведке как месторождений нефти и газа, так и других полезных ископаемых (уголь и др.). Применение метода ОГТ позволило существенно повысить геологическую эффективность сейсморазведки МОВ и, прежде всего, глубинность и детальность изучения геологических сред.

13.6. МЕТОД РЕГУЛИРУЕМОГО НАПРАВЛЕННОГО ПРИЕМА СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН (МЕТОД РНП)

В районах со сложными сейсмогеологическими условиями (криволинейными границами, резким угловым несогласием между ними, сильной фациальной изменчивостью вдоль геологических напластований, наличием дизъюнктивных нарушений и т. п.) происходят многочисленные и разнообразные явления наложения (интерференция) сейсмических волн. Отразившиеся от разных участков криволинейных или незеркальных сейсмогеологических границ, или дифрагирующие на контактах тектонических нарушений волны приходят к линии профиля по

различным направлениям (с различной кажущейся скоростью). Частотные спектры наложившихся волн часто различаются незначительно, и это не позволяет разрешать их при помощи частотной фильтрации. Применение метода ОГТ также не всегда дает ожидаемый эффект, поскольку этот метод улучшает прослеживание лишь определенной группы волн и подавляет остальные волны, многие из которых могут оказаться полезными. Геологическую эффективность сейсморазведки МОВ в районах со сложным геологическим строением можно повысить применением метода регулируемого направленного приема сейсмических волн (РНП). Метод РНП разработан коллективом сейсморазведчиков кафедры полевой геофизики Московского института нефти и газа им. И. М. Губкина под руководством проф. Л. А. Рябинкина.

Метод РНП основан на совместном применении разновременного (с различными искусственно введенными временными задержками) суммирования записей сейсмических колебаний и частотной фильтрации. Суммирование выполняют на малых базах, что позволяет считать волны идеально регулярными, а их фронты — плоскими. Как и в методе ОГТ, в МРНП используют полевые материалы, полученные по системе многократных перекрытий (не менее 12-кратных), как симметричных, так и фланговых. Ограничения накладываются только на шаг между приборами и максимальные удаления приборов от источника возбуждения (длину годографа): шаг между приборами не должен превышать 50 м, желательно сокращение шага до 25 м; длина годографа при шаге 50 м не должна превышать 2—2,5 км, а при шаге 25 м — 1—1,5 км. Небольшие расстояния между приборами необходимы для того, чтобы база суммирования 8—12 записей не превышала 200—400 м. Центры баз суммирования рекомендуется совмещать с взаимными точками наблюдений (см. 13.2).

Теория метода РНП включает разновременное суммирование волн и разрешающую способность метода.

13.6.1. Разновременное суммирование по методу РНП

На рис. 128, *а* схематически изображена многоканальная запись колебаний волн, приходящих к линии профиля по пяти различным направлениям, или, что то же самое, с различными временами запаздывания относительно соседних записей. Принцип разновременного суммирования по РНП состоит в следующем. Линии суммирования (рис. 128, *б*) как бы поворачивают около центральной суммируемой записи (т. е. записи, относящейся к центру базы суммирования), такой поворот осуществляют введением в записи специальных временных задержек). Совокупность записей результатов суммирования одной и той же группы сейсмических сигналов, отличающихся друг от друга

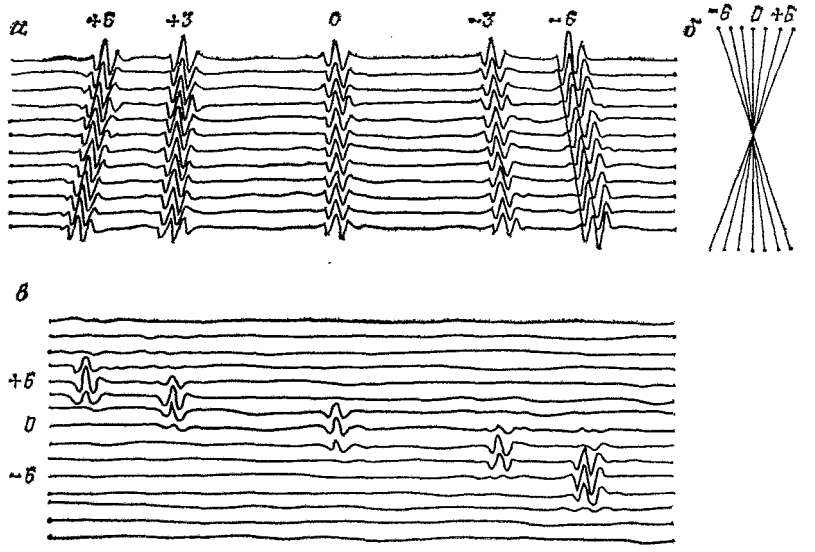


Рис. 128. Принцип суммирования по методу РНП:
а — искусственная сейсмограмма; *б* — линии суммирования; *в* — суммоленты МРНП

наклоном линии суммирования, образует **суммоленту МРНП** (рис. 128, *в*). Амплитуды суммарных сигналов максимальны при синфазном суммировании исходных записей, т. е. при совпадении наклона линий суммирования и оси синфазности волны. Последовательно изменяя с небольшим шагом наклон линии суммирования, обеспечивают синфазное суммирование всех зарегистрированных на сейсмоленте волн.

Рассмотрим эффект суммирования по РНП одиночной идеально регулярной плоской волны.

Пусть база суммирования РНП соответствует прямолинейному участку профиля δx и содержит нечетное число суммируемых каналов N с одинаковыми расстояниями между ними Δx. Распределение чувствительности суммируемых каналов задано некоторой функцией $h(\mu\Delta x)$, где μ — номера каналов. В центре базы суммирования канал имеет номер $\mu=0$, крайние каналы — $\mu=\pm(N-1)/2$ (см. рис. 123, *а*).

Пусть к каналу, находящемуся в центре базы суммирования, приходит идеально регулярная волна $F_0(t)$ под углом падения α. К μ-му каналу базы суммирования волна придет с запаздыванием

$$\mu\Delta t=\mu\Delta x/v_к=\mu\Delta x\sin\alpha/v, \qquad (13.18)$$

где $v_к$ — кажущаяся скорость; v — скорость распространения волны.

При суммировании по РНП в каждый канал вводят различные временные задержки относительно канала с номером $\mu=0$. Поскольку волну считают плоской и расстояния между соседними каналами Δx постоянны, задержки вводят по линейному закону.

Обозначим шаг временной задержки между соседними каналами (временной сдвиг суммирования), определяющий наклон линии суммирования, $\Delta\tau$. При k-м номере задержки временной сдвиг суммирования между соседними каналами составит $k\Delta\tau$, а для μ-го канала

$$\Delta\tau_{k\mu}=\mu k\Delta\tau. \tag{13.19}$$

Разность между временным сдвигом волны и временным сдвигом суммирования называется **относительным временным сдвигом суммирования.** Относительный временной сдвиг суммирования в μ-канале, очевидно,

$$\Delta\theta_{k\mu}=\mu\Delta t-\mu k\Delta\tau=\mu\,(\Delta t-k\Delta\tau)=\mu\Delta\theta_k, \tag{13.20}$$

где $\Delta\theta_k$ — k-й относительный сдвиг суммирования между соседними каналами.

Результат суммирования сейсмических записей с k-м относительным сдвигом суммирования $\Delta\theta_k$ можно записать в виде

$$F_{\Sigma k}(t,\ \Delta\theta_k)=\sum_{\mu=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} h\,(\mu\Delta x)\,F_0\,(t-\mu\,\Delta\theta_k), \tag{13.21}$$

где $k=0,\ \pm1,\ \ldots,\ \pm M$.

В частотной области выражение (13.21) можно представить в виде

$$S_\Sigma\,(\omega,\ \Delta\theta_k)=\sum_{\mu=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} h\,(\mu\Delta x)\,S_0\,(\omega)\times$$

$$\times\,e^{-i\omega\mu\Delta\theta_k}=S_0\,(\omega)\,H\,(\omega,\ \Delta\theta_k), \tag{13.22}$$

где $S_\Sigma\,(\omega,\ \Delta\theta_k)$ — спектр суммарного сигнала, а $S_0(\omega)$ — спектр $F_0(t)$.

Частотная характеристика суммирования

$$H\,(\omega,\ \Delta\theta_k)=\sum_{\mu=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} h\,(\mu\Delta x)\,e^{-i\omega\mu\Delta\theta_k}. \tag{13.23}$$

Для прямоугольного закона распределения чувствительности суммируемых каналов $h\,(\mu\Delta x)=1$ ее можно записать так:

$$H\,(\omega,\ \Delta\theta_k)=\frac{\sin\,(N\omega\Delta\theta_k/2)}{\sin\,(\omega\Delta\theta_k/2)}\ . \tag{13.24}$$

Сравним выражения (13.11′) и (13.24). Отличие их состоит только в том, что в выражении (13.24) временной сдвиг волны Δt заменен относительным временным сдвигом суммирования

$\Delta\theta$. Поэтому все свойства у обеих частотных характеристик (13.11′) и (13.24) оказываются одинаковыми. Вид частотных характеристик суммирования такой же, как на рис. 124, *а*, но временной сдвиг волны Δt заменяется относительным сдвигом суммирования $\Delta\theta$.

Когда относительный сдвиг суммирования $\Delta\theta=0$, т. е. наклон линии суммирования совпадает с наклоном оси синфазности волны, частотная характеристика суммирования представляет горизонтальную прямую линию. В результате синфазного суммирования волны все амплитуды спектральных составляющих суммарного сигнала, а следовательно и сам сигнал, увеличиваются в N раз. С возрастанием относительного сдвига суммирования $\Delta\theta_k$ частотная характеристика все больше сжимается, а спектр суммарного сигнала и сам сигнал все больше ослабляются. Наибольшее ослабление сигнала произойдет при попадании спектра в область провала частотной характеристики.

Эффект суммирования одиночной волны проявляется в следующем (см. рис. 128, *в*). На суммоленте РНП каждой одиночной волне соответствует локальная область синфазных суммарных записей с увеличенными амплитудами. Амплитуды симметрично и плавно убывают по обе стороны от записи с максимальной амплитудой. Число суммарных записей, характеризующих одиночную волну, определяется отношением ширины главного максимума характеристики суммирования к шагу суммирования. Обычно шаг суммирования выбирают таким, чтобы разрастания амплитуд наблюдались на 5—7 суммарных трассах.

Отмеченные выше особенности, составляющие эффект суммирования, позволяют визуально выделять волны на суммоленте. Они использованы в алгоритме автоматической обработки данных метода РНП на ЭВМ (см. 14.6). Для каждой волны на суммоленте определяют несколько параметров: время прихода волны к центру базы суммирования t, временной сдвиг волны Δt, амплитуду A, частоту f и др. Эти параметры используют для получения мигрированного временного или глубинного сейсмического разреза РНП, а также разрезов и графиков параметров волн (амплитуд, частот и др.).

13.6.2. Разрешающая способность метода РНП

Разрешающей способностью метода РНП называется способность выделять раздельно (разрешать) сейсмические волны, пришедшие к линии профиля по разным направлениям приблизительно в одно и то же время и вследствие этого наложившиеся одна на другую. Разрешение волн в методе РНП базируется на способности формировать на суммоленте записи с максимальной амплитудой всякий раз, как только наклон линии суммирования совпадает с наклоном оси синфазности одной из

наложившихся волн. При очень малых различиях в наклонах осей синфазности наложившихся волн их разрешения не происходит, поскольку при одном и том же наклоне линии суммирования амплитуды суммарных записей каждой из одиночных волн будут отличаться незначительно. При достаточно больших различиях в наклонах осей синфазности максимальные амплитуды суммарных записей для различных одиночных волн будут наблюдаться при существенно разных наклонах линии суммирования. В случае разрешения наложившихся волн на суммоленте МРНП между суммарными записями с максимальными амплитудами имеется хотя бы одна запись с меньшей амплитудой («амплитудный пережим»).

Разрешающую способность МРНП иллюстрирует рис. 129. На рис. 129, *а* изображены исходные сейсмические записи колебаний двух волн с разными наклонами осей синфазности, т. е. разной кажущейся скоростью. В результате сложения колебаний формируются сложные записи (рис. 129, *б*), на которых ни одна из волн не наблюдается в явном виде. На суммоленте РНП (рис. 129, *в*) сложные сейсмические записи разрешены; каждую из волн легко обнаружить и определить их параметры.

Влияние на разрешающую способность РНП частотной фильтрации рассмотрим на следующем примере. На семейство

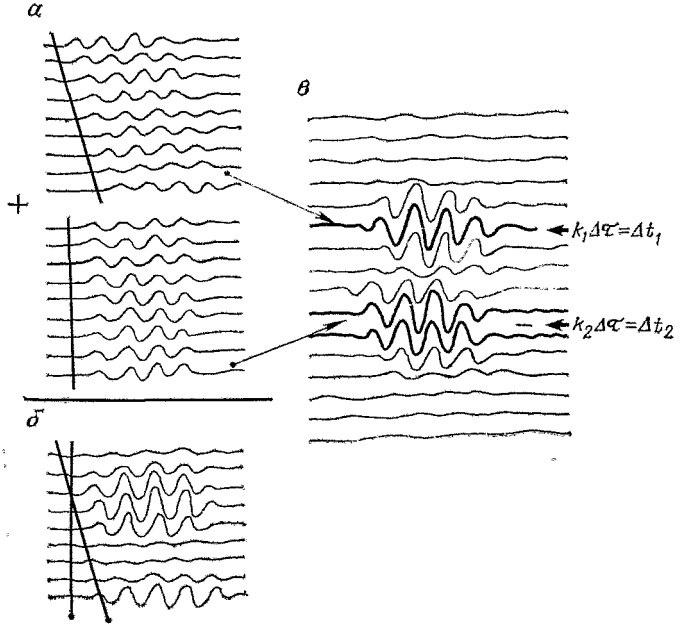


Рис. 129. Разрешение наложения двух волн на суммоленте МРНП:
а — исходные записи; *б* — результат их сложения; *в* — суммолента МРНП

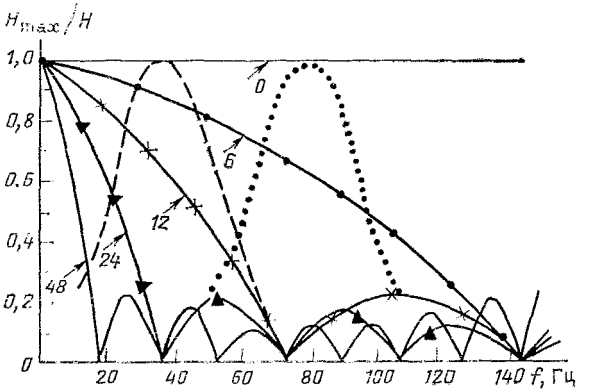


Рис. 130. Воздействие частотных характеристик суммирования МРНП на частотные спектры суммируемых колебаний Φ_1 и Φ_2
Временные сдвиги характеристик — в миллисекундах

частотных характеристик РНП (рис. 130) наложим амплитудные спектры двух волн: один — с максимумом на частоте 80 Гц, другой — с максимумом на частоте 40 Гц. Можно заметить, что волна с более высокочастотным спектром будет представлена на суммоленте РНП меньшей совокупностью суммарных записей, поскольку с возрастанием относительного сдвига суммирования амплитуды суммарных записей будут уменьшаться быстрее, чем при суммировании волны с низкочастотным спектром. Таким образом, разрешающая способность метода РНП для волны с высокочастотными спектрами оказывается выше, чем волны с низкочастотными спектрами. Возможность формирования частотных спектров суммируемых волн в наиболее благоприятной для их разрешения высокочастотной области обеспечивается в МРНП совместным применением разновременного суммирования и высокочастотной фильтрации сейсмических записей.

Сейсморазведка методом РНП позволяет изучать сложно построенные складки с крутыми углами падения (диапиры, соляные купола, рифовые купола и т. п.), выявлять зоны выклинивания несогласно залегающих горизонтов, трассировать зоны тектонических нарушений, производить классификацию сейсмогеологических границ по характеру отражающих свойств (обнаруживать зеркальные и незеркальные отражающие границы) и т. п. В последние годы метод РНП получил дальнейшее развитие на основе использования цифровой техники и назван цифровым методом РНП (ЦМРНП). В ЦМРНП изучают как кинематические, так и динамические характеристики сейсмических волн (интенсивность, частотный состав и форму колеба-

ний и др.), и это позволяет применять метод для решения задач прогнозирования геологического разреза (ПГР) сложно построенных сред.

13.7. ВИБРАЦИОННЫЙ СЕЙСМИЧЕСКИЙ МЕТОД

В вибрационном сейсмическом методе (кратко — метод вибросейс) при помощи специального устройства — вибрационной платформы, установленной на поверхности Земли, в течение длительного интервала времени T в среду посылают квазигармонические колебания с медленно изменяющейся во времени частотой (см. 12.5.2). Падающую волну можно записать в виде

$$F(t) = A \sin\left[2\pi\left(f_0 + \Delta f \frac{t}{T}\right)t\right]. \qquad (13.25)$$

Частота колебаний изменяется от f_0 (в начальный момент) до $f_0+\Delta f$ (при $t=T$). Длительность посылки колебаний составляет от 6—8 до 20 с, иногда более. Большая длительность колебаний задается для того, чтобы суммарная энергия падающей волны была достаточно большой. Частоту f_0 выбирают порядка 5—10 Гц, а $f_0+\Delta f$ — 70—100 Гц, иногда и выше. Чем меньше глубина исследований, тем выше частота f_0 и $f_0+\Delta f$.

Достигнув имеющихся в разрезе отражающих границ, падающая волна отразится. Форма колебаний каждой из отраженных волн останется такой же, как и падающей волны, а амплитуда будет пропорциональна коэффициенту отражения на границах. Например, отраженную от первой в разрезе границы с коэффициентом отражения k_{11} волну можно записать так:

$$F_1(t) = k_{11} A \sin\left[2\pi\left(f_0 + \Delta f \frac{t}{T}\right)t\right]. \qquad (13.26)$$

Записи падающей и отраженной от трех границ волн показаны на рис. 131 раздельно в виде трасс $F(t)$, $F_1(t)$, $F_2(t)$ и $F_3(t)$. В верхней части рисунка дано распределение коэффициентов отражения по времени (амплитуда падающей волны A принята за единицу). Результирующая запись F_Σ получена в результате сложения колебаний всех четырех записей $F(t)$, $F_1(t)$, $F_2(t)$ и $F_3(t)$. Вследствие большой длительности колебаний каждой из регистрируемых волн результирующая запись вибросейса (вибросейсмограмма) имеет сложный неразрешенный характер, и отраженные волны на ней нельзя обнаружить обычными способами. Нужна специальная техника преобразования вибросейсмограмм в записи, сходные с получаемыми при импульсном источнике. Эта техника основана на взаимной корреляции вибросейсмограммы и опорного квазигармонического

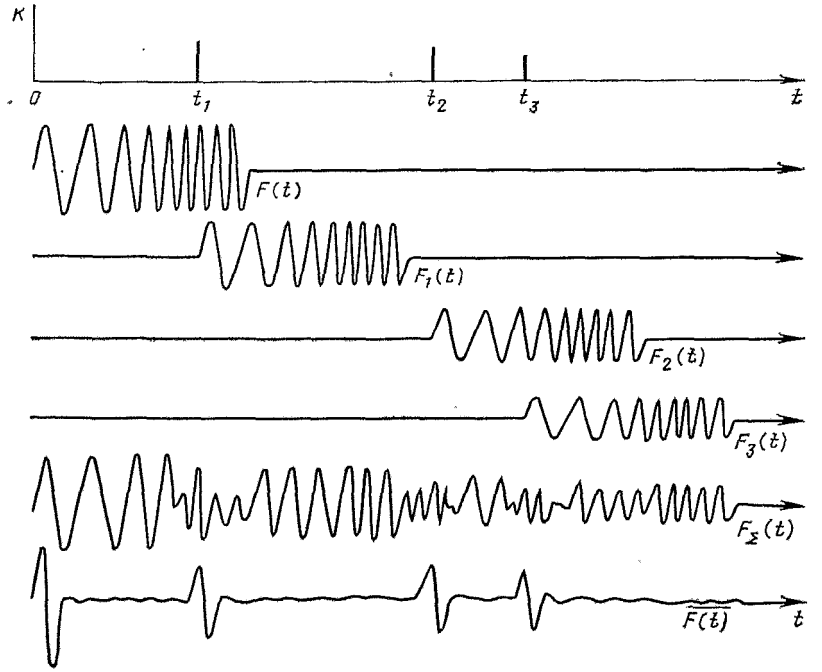


Рис. 131. Формирование сейсмических записей колебаний в вибросейсмическом методе

колебания, форма которого определена выражением (13.25) (опорный сигнал называют «свип-сигналом»):

$$F_{\text{ВК}}(t) = \frac{1}{T}\int_0^T F(t)\, F_\Sigma(t+\tau)\, dt, \tag{13.27}$$

где $F_{\text{ВК}}(t)$ — функция взаимной корреляции (ФВК) (см. 10.4.3).

Взаимную корреляцию полевой вибросейсмограммы со свип-сигналом можно переписать в виде

$$F_{\text{ВК}}(t) \approx \frac{1}{T}\Sigma F(t)\, F_\Sigma(t+\tau) = \frac{1}{T}\Sigma F(t)\, F(t+\tau)\, k(t) =$$

$$= \frac{1}{T}\Sigma F_{\text{АК}}(\tau)\, k(t), \tag{13.27'}$$

где $F_{\text{АК}}(\tau)$ — функция автокорреляции трассы, равная с точностью до постоянного множителя функции автокорреляции сейсмического сигнала $F(t)$:

$$F_{\text{АК}}(\tau) = F(t) * F(-t);$$

$k(t)$ — функция распределения коэффициентов отражения.

Функция взаимной корреляции $F_{ВК}(t)$ принимает максимальное значение, как только сдвиг полевой записи вибросейса оказывается равным времени пробега одной из волн, т. е. когда колебания одной из волн, содержащихся в полевой записи, совпадают по времени с колебаниями свип-сигнала. Преобразованная полевая вибросейсмограмма (см. рис. 131) имеет вид, сходный с сейсмической записью, получаемой при импульсном источнике. Такие записи в дальнейшем обрабатывают как обычные сейсмические записи от импульсных источников.

13.8. СЕЙСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ГЛУБОКИХ БУРОВЫХ СКВАЖИНАХ

Сейсмические исследования в глубоких скважинах проводят для решения разнообразных специальных и геологоразведочных задач. К специальным задачам относятся: определение скоростей распространения упругих волн в реальных средах, изучение коэффициентов отражения, прохождения и поглощения сейсмических волн, изучение природы регистрируемых при сейсморазведке волновых полей и т. п. Решение этих задач необходимо для выбора правильной методики полевых работ и для обработки получаемых полевых сейсмических материалов, а также стратиграфической привязки временных и глубинных сейсмических разрезов. Одновременно со специальными задачами сейсмические исследования в глубоких скважинах все шире применяются, особенно в районах со сложными сейсмогеологическими условиями, для изучения структурных условий залегания горизонтов, литологического и вещественного состава пород разреза, включая прямые поиски залежей нефти и газа и др.

Сейсмические исследования в глубоких буровых скважинах заключаются в регистрации проходящих, отраженных и других сейсмических волн на вертикальном профиле, которым является ствол глубокой скважины. Источники возбуждения обычно находятся на поверхности земли или вблизи нее.

Разработаны различные модификации сейсмических исследований в скважинах: скважинная сейсморазведка (МСС), вертикальное сейсмическое профилирование (ВСП), метод обращенных сейсмических годографов (МОГ) и др. Основная особенность сейсмических исследований в глубоких скважинах состоит в том, что прием сейсмических колебаний происходит на больших глубинах в условиях высоких температур и больших давлений. Поэтому для их выполнения требуется специальная термостойкая скважинная сейсморегистрирующая аппаратура.

Системы сейсмических наблюдений в глубоких скважинах зависят от поставленных геологических задач и выбранного метода разведки. Если решают задачу поисков и разведки структур, то системы наблюдений предусматривают регистрацию

сейсмических колебаний из многих пунктов взрыва, расположенных на разных удалениях и по различным направлениям (лучам) от скважины. Если изучают волновое поле или пластовые и средние скорости, то применяют системы наблюдений, при которых сейсмические колебания регистрируют из двух-трех разноудаленных пунктов взрыва. Как правило, первый пункт взрыва (ближний) расположен на расстоянии не более 50—200 м от устья глубокой скважины по простиранию слоев, поскольку в этом случае направления прихода сейсмических волн к сейсмоприемникам наиболее близки к вертикальным, а волновая картина наиболее простая. Другие пункты взрыва (удаленные) располагают на расстояниях до 2—3 км от устья скважины. Наибольшее удаление источника от устья скважины задают, исходя из максимальной длины годографа МОВ или ОГТ. По сейсмическим записям, полученным из удаленных источников, выявляют особенности волновой картины, обусловленные изменением скорости в горизонтальном направлении, преломлением сейсмических лучей на границах промежуточных пластов, а также изучают роль некоторых волн-помех, прежде всего обменных отраженных волн, которые не образуются при нормальном падении волны.

Как правило, сейсмические исследования проводят в имеющихся разведочных глубоких скважинах. В отдельных случаях глубокие скважины могут быть пробурены специально для выполнения сейсмических исследований.

13.8.1. Скважинная сейсморазведка

В методе скважинной сейсморазведки (МСС) изучают времена пробега сейсмических волн через мощные пласты с резко различными скоростями (проходящие волны). Метод применяют в основном для определения конфигурации структур слож-

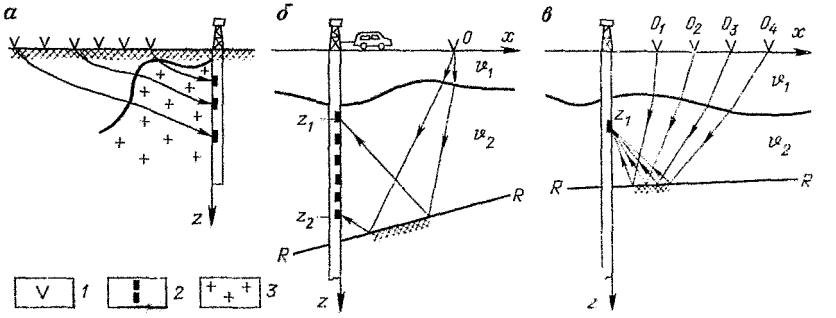


Рис. 132. Схемы сейсмических наблюдений в глубоких скважинах:
а — при скважинной сейсморазведке; *б* — при вертикальном сейсмическом профилировании (ВСП); *в* — в методе обращенных годографов (МОГ)

ной формы: соляных куполов, рифов и т. п. Проходящие волны регистрируют в глубоких поисковых скважинах, пробуренных в своде купола или вблизи его крутого склона (рис. 132, *а*). Пункты взрыва располагают по радиально расходящимся от устья скважины профилям, длина которых составляет 3—4 км. Взрывной интервал задают в пределах 200—600 м. Прием сейсмических колебаний осуществляется специальным зондом сейсмоприемников, который перемещают вдоль ствола скважины обычно с шагом 50 м. Сейсмические колебания регистрируются на поверхности стандартными сейсмическими станциями (см. 12.5). Времена пробега проходящих волн существенно зависят от участка пути в высокоскоростной среде, какой является, например, соль. Зная времена, а также скорости распространения волны в надсолевых отложениях $v_н$ и в соли $v_с$, можно найти точки преломления лучей на поверхности соли (см. рис. 132, *а*), т. е. в конечном итоге определить конфигурацию крутого склона соляного купола.

13.8.2. Вертикальное сейсмическое профилирование (метод ВСП)

В методе ВСП регистрация сейсмических колебаний рассчитана не только на проходящие сейсмические волны, которые наблюдаются в начальной части записи, но также и на отраженные волны в последующей части записи. При регистрации и обработке записей ВСП используют те же аппаратурные средства и методические приемы, что при сейсморазведке МОВ (цифровая регистрация, обработка по методу ОГТ или методу РНП и т. д.).

Сейсмические наблюдения по методу ВСП выполняют для решения разведочных геологических задач, изучения волновых полей, определения скоростной характеристики разреза и др. Схема наблюдений в ВСП при решении разведочных задач показана на рис. 132, *б*. На нем изображены пути пробега отраженной волны от наклонной границы *RR* к вертикальной расстановке сейсмоприемников, помещенной в интервале глубин z_2—z_1. Источник расположен на поверхности в точке *О*, удаленной от устья скважины на некоторое расстояние. Следовательно, наблюдения в методе ВСП относятся к наблюдениям на непродольных вертикальных профилях. Регистрация сейсмических волн в методе ВСП осуществляется во внутренних точках среды, расположенных ниже верхней неоднородной части разреза, в которой образуются наиболее интенсивные волны-помехи. Поэтому на сейсмических записях ВСП отраженные волны в некоторых случаях могут прослеживаться лучше, чем на обычных записях МОВ. Кроме того, при ВСП меньше сказывается искажающее влияние на времена прихода отраженных

волн рельефа поверхности земли и подземного рельефа верхней неоднородной части разреза.

Метод ВСП является эффективным средством изучения волновых полей и определения природы регистрируемых волн при сейсморазведке МОВ. По сейсмическим записям ВСП осуществляется привязка отраженных волн к реальным геологическим границам, а также изучение характеристик полезных волн

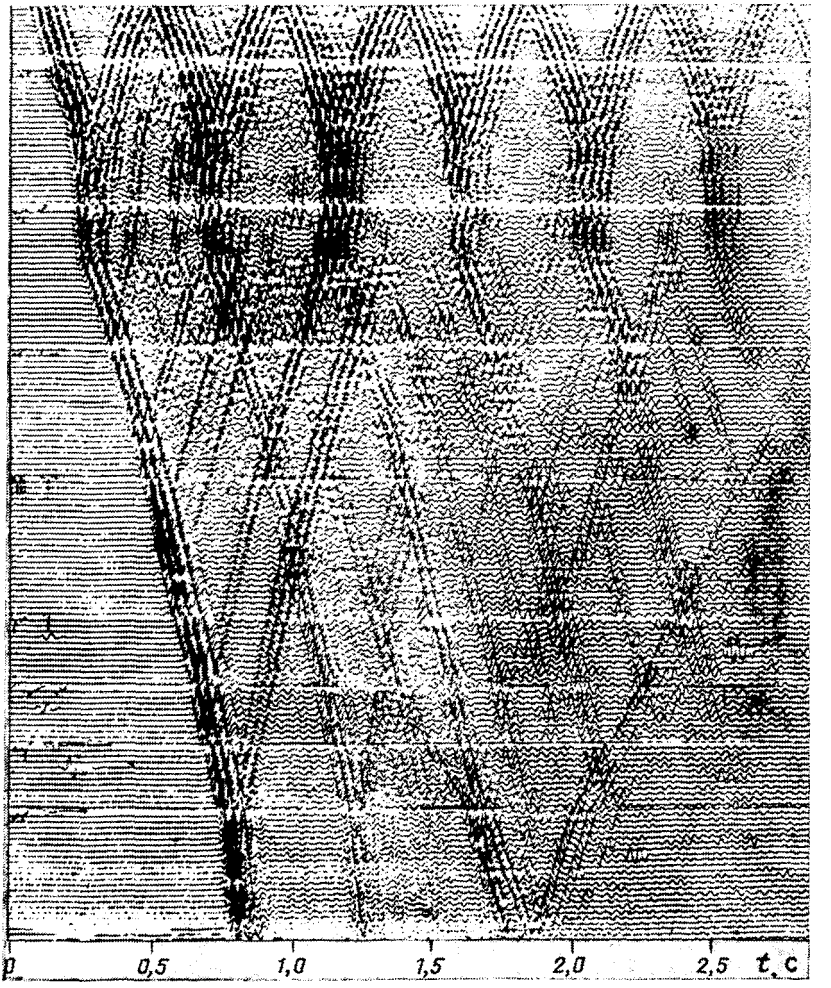


Рис. 133. Регистрация многократных отраженных волн на сейсмических записях ВСП

и волн-помех. Пример сейсмических записей ВСП, на которых наблюдается регистрация интенсивных многократных волн, показан на рис. 133.

13.8.3. Метод обращенных годографов (МОГ)

В методе МОГ упругие колебания последовательно возбуждают из разноудаленных источников, расположенных на наземном профиле, а их регистрацию осуществляют во внутренних точках среды на некоторой глубине (*рис. 132, в*). Согласно принципу взаимности, времена прихода отраженной волны не изменятся, если поменять местами источник и приемник. Это позволяет отнести времена прихода отраженной волны в любую фиксированную внутреннюю точку среды к точкам, совмещенным с наземными источниками возбуждения. Получают обращенный вертикальный годограф отраженной волны.

Отраженные волны в МОГ регистрируют зондом сейсмоприемников, помещенном выше изучаемых границ. Очень важно подобрать оптимальную глубину погружения зонда, которую устанавливают в результате анализа волновой картины на сейсмолентах ВСП: выявляют интервалы глубин, в пределах которых наблюдаются наиболее интенсивные и наименее осложненные волнами-помехами записи однократных отраженных волн от интересующих горизонтов.

Из полученных полевых записей составляют сводные сейсмоленты МОГ — совокупности записей сейсмических колебаний, относящихся к одной и той же глубинной точке приема. Сейсмоленты МОГ обрабатывают также, как и обычные сейсмические записи МОВ. Например, вводя кинематические поправки в сейсмоленты МОГ, получают временной разрез. Записи МОГ можно обрабатывать методами ОГТ, РНП и т. д.

13.9. СЕЙСМОРАЗВЕДОЧНЫЕ РАБОТЫ НА МОРЕ (МОРСКАЯ СЕЙСМОРАЗВЕДКА)

Проведение сейсморазведочных работ на море имеет целый ряд особенностей. Прежде всего, при морской сейсморазведке практически исключено применение твердых взрывчатых веществ и возбуждение сейсмических колебаний осуществляется невзрывными источниками (пневматическими, электроискровыми, газовыми и др.). Основной объем сейсморазведочных работ на море выполняют методом отраженных волн с применением систем многократных перекрытий и накапливанием слабых воздействий от одиночных возбуждений. Сейсмические колебания принимает многоканальная (24 или 48 каналов) пьезосейсмографная установка длиной до 2—3 км, которая буксируется судном. Для создания наилучших условий приема

сейсмических волн пьезосейсмографную установку погружают на определенную глубину, равную примерно четверти видимой длины полезных волн. Поддерживать на постоянной глубине достаточно длинную приемную установку — задача весьма сложная, и для ее решения используют различные устройства, обеспечивающие стабилизацию установки по глубине. Не менее сложная задача — точно определять и постоянно контролировать пространственное положение приемной установки относительно буксируемого судна. Прежде всего требуется точно определять фактические расстояния между источником возбуждения и каждым приемником, которые необходимы для расчета кинематических поправок при обработке записей отраженных волн. Между тем, в процессе буксировки снос приемной установки длиной порядка 2,5 км при неблагоприятных гидрометеорологических условиях может достигать 500 м и более. Для определения пространственного положения приемной установки в процессе движения судна выполняют измерения с помощью специальных радионавигационных систем. Серьезные трудности при морской сейсморазведке возникают при изучении мелководной прибрежной зоны глубиной менее 3 м: на мелководье чувствительность пьезоприемников резко уменьшается и возникают сложности с возбуждением колебаний. Методика изучения прибрежных зон еще требует дальнейшего совершенствования.

Сейсмические колебания регистрируют в процессе непрерывного движения судна (скорость 3—7 км/ч) при помощи морских цифровых сейсмических станций (например, «Волна»), которые отличаются от наземных тем, что в них предусмотрены более низкочастотные фильтры с крутыми срезами (до 50 дБ/окт), дополнительный блок автоматики для синхронизации работы станции, устройства возбуждения колебаний и др. Необходимость низкочастотной фильтрации с крутыми правыми срезами частотных характеристик вызвана особенностями распространения упругих волн при морской сейсморазведке: возникновением многократных отраженных волн в водном слое (реверберация), специфических волн-помех, например, боковых волн, обусловленных неровностями морского дна, и т. п. Эти волны характеризуются более высокочастотными спектрами по сравнению со спектрами однократных отраженных волн от глубоких границ.

Полученные в процессе морских сейсморазведочных работ магнитограммы по возвращении судна на базу передают в вычислительный центр для последующей их обработки на ЭВМ. Передача полевой информации с борта судна также может передаваться через спутниковую связь. В последнее время созданы судовые вычислительные системы, предназначенные для экспресс-обработки получаемых данных на борту судна.

Глубинность освещения разреза под дном моря при использовании методики многократных перекрытий в общем такая же, как и при наземных работах.

Метод преломленных волн применяют при работах на море реже, чем МОВ. Это связано с тем, что для регистрации головных рефрагированных волн от глубоких границ раздела требуются мощные источники возбуждения. Сделаны первые попытки применения невзрывных источников (в основном пневматических) для регистрации головных волн донной пьезосейсмографной установкой. Однако энергии единичного возбуждения недостаточно для получения длинных годографов головных волн (до 10—30 км и более), которые необходимы для изучения глубоких слоев земной коры. Перспективы дальнейшего применения на море сейсморазведки преломленными волнами связаны с разработкой эффективной методики многократного накопления записей от слабых невзрывных источников.

Основная особенность современных морских геофизических работ — комплексирование различных методов на борту одного судна. Перед морской комплексной геофизической партией, находящейся на борту одного судна, обычно ставятся задачи одновременного изучения регионального строения крупного района методами магниторазведки, гравиразведки, выявления перспективных структур и подготовки их к разведочному бурению сейсморазведкой МОВ.

13.10. МНОГОВОЛНОВАЯ СЕЙСМОРАЗВЕДКА

При сейсмической разведке в настоящее время используют преимущественно продольные волны. Это связано с относительно более простыми условиями их возбуждения и приема по сравнению с поперечными волнами. В связи с тем, что перед сейсморазведкой в последние годы ставятся все более сложные задачи, в том числе прогнозирование геологического разреза и прямые поиски залежей нефти и газа, возникла необходимость для их решения использовать объемные волны и других типов — поперечные и обменные. Комплексный сейсмический метод, в котором изучается распространение продольных, поперечных и обменных волн, называется многоволновой сейсморазведкой. Этот метод разработан в СССР коллективом сейсморазведчиков научно-исследовательских и производственных организаций под руководством акад. Н. Н. Пузырева [10].

Рассмотрим некоторые специфические особенности многоволновой сейсморазведки.

Волновые характеристики продольных P и поперечных S волн существенно различаются. Скоростная дифференциация поперечных волн в 1,5—2 раза выше, чем у продольных волн. Отношение скоростей v_S/v_P зависит от литологического состава,

флюидонасыщения и других факторов и изменяется в большом диапазоне. Оно определяется величиной коэффициента Пуассона ν. Согласно формул (10.44′)

$$v_S/v_P = \sqrt{(1-2\nu)/2(1-\nu)}. \qquad (13.28)$$

Таким образом, если определены значения скоростей v_S и v_P, можно вычислить коэффициент Пуассона

$$\nu = \frac{1-2(v_S/v_P)^2}{2[1-(v_S/v_P)^2]}. \qquad (13.29)$$

Изучение скоростей v_P и v_S, как и коэффициента Пуассона ν, имеет важное значение для выявления в разрезе пород-коллекторов. Переход к двухмерным зависимостям (v_P, v_S либо v_P, v_S/v_P) позволяет более уверенно связать упругие параметры с литологией и коллекторскими свойствами изучаемых разрезов. Насыщение коллектора газом в большей степени сказывается на значении v_P, чем на v_S; коэффициент отражения от поверхности коллектора, наоборот, при расчете по скорости v_S больше, чем при расчете по скорости v_P.

Коэффициент анизотропии скорости для поперечных волн $\varkappa_S$ выше, чем для продольных волн $\varkappa_P$ и доходит до 40 %. Полученные сведения об анизотропии скоростей поперечных волн могут помочь более правильной интерпретации скоростных аномалий, в том числе и продольных волн.

Преобладающие частоты поперечных волн примерно в 2 раза ниже, чем у продольных волн; длины волн — примерно одинаковые. Затухания поперечных и продольных волн на преобладающих частотах примерно одинаковые в консолидированных породах, а в слабоконсолидированных терригенных породах несколько выше у поперечных волн.

Для возбуждения поперечных волн необходимы источники типа горизонтальной силы. Такой источник можно создать, если, например, приложить горизонтальную силу к платформе (подставке) небольшой массы, жестко скрепленный со средой. Однако источники подобного типа имеют небольшую мощность. Сдвиговые источники большой мощности можно создать за счет асимметрии взрывного воздействия на среду. Асимметрия достигается созданием полости в грунте. Используются также вибрационные, ударные и другие источники.

При взрывном возбуждении наряду с поперечными волнами возбуждаются и продольные волны за счет появления вертикальной силы и компрессионного эффекта от стенок полости. Для ослабления продольных волн используют свойство инверсии фазы поперечных волн и ее неизменности у продольных волн при изменении знака горизонтального воздействия. Вычитанием сейсмических трасс от противоположно направленных

воздействий обеспечивается высокое качество выделения и прослеживания поперечных волн за счет ослабления мешающих продольных волн.

Для совместной регистрации продольных, поперечных и обменных волн используют трехкомпонентные установки, которые регистрируют x, y и z-компоненты смещений. Для получения высокого качества записей поперечных волн производят вычитание сейсмических записей, зарегистрированных на x- и y-компонентах от противоположно направленных воздействий. При регистрации сейсмических колебаний применяют системы многократных перекрытий и стандартную цифровую сейсморегистрирующую аппаратуру.

Регистрируемое волновое поле в многоволновой сейсморазведке оказывается более сложным за счет поляризации S-волн и обилия обменных волн, из которых преобладают обменные волны типа PS. Полезные волны различных типов — продольные P, поперечные S и обменные PS и SP — в большинстве случаев приурочены к одним и тем же выдержанным сейсмогеологическим горизонтам. При регистрации на поверхности земли S-волны имеют преобладающую амплитуду в большинстве случаев на горизонтальных x- и y-компонентах, а P — волны на вертикальной z-компоненте. Однако при выходе на поверхность высокоскоростных пород (траппы, вечная мерзлота и др.) в случае больших удалений от источника S-волны имеют заметную вертикальную составляющую, а P-волны — горизонтальную составляющую.

Обработку данных многоволновой сейсморазведки проводят на ЭВМ по тем же программам, что и в методе продольных волн, с добавлением специальных программ вычитания продольных волн, которые в данном случае являются помехами. Особенностью ее является измерение ряда новых параметров: коэффициентов Пуассона, показателей анизотропии скорости, отношения коэффициентов поглощения и др. Применяемые способы возбуждения, регистрации и обработки материалов многоволновой сейсморазведки позволяют уверенно прослеживать сейсмические горизонты на поперечных и обменных волнах до глубины 5—6 км и более.

Совместная интерпретация данных многоволновой сейсморазведки с использованием волн различных типов позволяет расширить набор изучаемых физических параметров разреза и тем самым получить о нем новую информацию. При решении структурных задач вследствие малой скорости S-волн повышается точность и надежность выявления поднятий небольшой амплитуды, малоамплитудных нарушений, областей выклинивания и т. п. При прогнозировании геологического разреза появляется возможность более полного разделения влияний структурного и вещественного фактора на характеристики волнового

поля, чем при использовании только одного типа волн. Для получения информации об условиях и характере осадконакопления можно использовать данные об анизотропии скорости и другие физические характеристики. Повышается надежность прогноза нефтегазовых залежей. Скорости v_P и v_S по-разному реагируют на замещение пластовой воды газом либо нефтью, содержащей пузырьки газа. Величина v_P в большей степени зависит от концентрации газа, чем $v_S : v_P$ при наличии газа меньше, чем в водосыщенном пласте, тогда как v_S практически не изменяется. Вследствие этого нефтегазовая залежь характеризуется увеличением отношения v_S/v_P (понижением коэффициента Пуассона), т. е. появляется дополнительный критерий для прогнозирования нефтегазоносности по данным сейсморазведки. Различная реакция v_P и v_S на присутствие газа может способствовать также более однозначному истолкованию «ярких пятен» на сейсмических разрезах: «яркое пятно», фиксируемое на сейсмическом разрезе Р-волн и связанное с залежью углеводородов, скорее всего, не должно отмечаться на разрезе S-волн.

Таким образом, можно уверенно сказать, что один из путей дальнейшего совершенствования сейсморазведки и повышения ее геологической эффективности связан с комплексным использованием волн различных типов.

13.11. ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩАЯ СЕЙСМОРАЗВЕДКА

Сейсморазведка отраженными волнами в настоящее время рассчитана на использование сейсмических сигналов, энергия которых сосредоточена в сравнительно узком среднечастотном диапазоне (20—80 Гц). Такой частотный диапазон сейсмических колебаний существенно ограничивает разрешающую способность МОВ как по горизонтали (см. 10.6), так и по вертикали (см. 14.2.5). В настоящее время перед сейсморазведкой поставлены задачи выделения нефтегазоносных ловушек небольших размеров (несколько сотен метров) и мощностью порядка 10 м и менее. Это требует существенного повышения разрешающей способности сейсморазведки МОВ, которой можно добиться, расширив спектры обрабатываемых сигналов со стороны верхних (высоких) частот. В СССР и за рубежом интенсивно разрабатывают метод отраженных волн, в котором возбуждение, регистрация и обработка материалов рассчитаны на частотный диапазон сигналов 20—500 Гц и выше, названный высокоразрешающей сейсморазведкой.

Высокоразрешающую сейсморазведку характеризуют целый ряд особенностей возбуждения, регистрации и обработки материалов, на которых кратко остановимся.

При возбуждении сейсмических колебаний необходимо обеспечить обогащение спектров возбуждаемых сигналов высокоча-

стотными составляющими, т. е. существенно увеличить энергию составляющих на частотах свыше 100 Гц. С этой целью используют специальные приемы формирования спектров посылаемых в землю сигналов путем выбора величины заряда, глубины и среды его заложения, накапливание малых воздействий и др. Проводятся экспериментальные разработки по созданию невзрывных источников для возбуждения широкополосных сигналов — легких вибраторов, погруженных излучателей и др.

При приеме сейсмических колебаний должны быть предусмотрены необходимые технические и методические средства для сохранения высокочастотных составляющих сигналов. Для этого требуются сейсмоприемники, имеющие высокий динамический диапазон (до 200 дБ) с широкой полосой пропускания частот. Ограничивается допустимая величина базы группирования сейсмоприемников (не более 20 м) и уменьшается расстояние между каналами (до 5—10 м). Применяются многократные системы наблюдений. Цифровые сейсмические станции должны иметь большую канальность (несколько сот каналов) и малый шаг дискретизации сигналов (не более 0,5—1 мс).

Регистрируемое волновое поле при высокоразрешающей сейсморазведке оказывается более сложным. Это вызвано тем, что даже в районах с довольно простым геологическим строением модель среды уже не представляет совокупность толстых пластов с плоскопараллельными границами раздела между ними; существенное усложнение в волновое поле внесут проявляющиеся на высоких частотах незеркальность и кривизна отражающих границ, фациальные замещения и т. д. Более сложный характер волнового поля необходимо учитывать в алгоритмах и программах цифровой обработки материалов высокоразрешающей сейсморазведки (см. 14.4 и 14.5). Прежде всего, повышаются требования к точности расчета и введения статических и кинематических поправок, необходимо применение более совершенных способов их автоматической коррекции и т. д. Существенно возрастает роль процедур, обеспечивающих сохранение динамики волнового поля. Для подавления различных волн-помех должны применяться одноканальные фильтры, которые бы сохраняли широкий частотный диапазон полезных сигналов, и многоканальные фильтры, более оптимальные, чем простое суммирование. Основным результатом обработки является получение динамических временных с миграцией и глубинных сейсмических разрезов.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 13

1. Какими принципами руководствуются при выборе оптимальных условий возбуждения сейсмических колебаний взрывами в скважинах?
2. На какую глубину под поверхность наблюдений следует поместить заряд ВВ, чтобы однократная отраженная волна и ее волна-спутник усиливали друг друга, если $v=2500$ м/с, $f_н=50$ Гц?

3. Какие невзрывные способы возбуждения колебаний применяются в сейсморазведке? Как обеспечивается при их применении такая же глубинность, что и при использовании взрывов?

4. Какие источники возбуждения сейсмических колебаний применяются на море?

5. В чем особенность возбуждения поперечных волн?

6. Назовите основные элементы сейсмической системы наблюдений. Как они между собою связаны?

7. Как подразделяются системы наблюдений по расположению на профиле пунктов взрыва и баз приема?

8. Поясните термин «система многократных перекрытий».

9. В чем сущность направленного и статистического эффекта интерференционной системы?

10. Какой направленной селекцией обладает группа сейсмоприемников (взрывов)?

11. Как по характеристике направленности интерференционной системы оценить степень ослабления волны-помехи?

12. С какой целью в сейсморазведке применяются площадные группы сейсмоприемников?

13. Как определяется степень подавления многократных отраженных волн в сейсморазведке методом ОГТ?

14. Что такое суммолента МРНП?

15. От каких параметров зависит разрешение сейсмических волн на суммоленте МРНП?

16. Как полевую запись, полученную с вибросейсмическим источником, преобразуют в такой же вид, как и при возбуждении импульсным источником?

17. Поясните основные методы сейсмических исследований в скважинах. Для решения каких разведочных задач каждый из них применяется?

Глава 14
ОБРАБОТКА И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ

Обработка данных сейсморазведки объединяет все операции (процедуры), выполняемые с целью преобразования полевых записей сейсмических колебаний в изображения границ раздела упругих свойств, на которых произошло отражение, преломление или дифракция сейсмических волн. Она в настоящее время полностью автоматизирована и выполняется с помощью цифровых электронных вычислительных машин (ЭВМ).

Для изучения основ цифровой обработки данных сейсморазведки необходимо рассмотреть стохастическую модель сейсмической записи.

14.1. МОДЕЛЬ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ТРАССЫ. ИМПУЛЬСНАЯ И СИНТЕТИЧЕСКАЯ СЕЙСМОГРАММЫ

Рассмотрим, какое влияние оказывает слоистый сейсмогеологический разрез на распространяющиеся в нем сейсмические волны, другими словами, что представляет собой сейсмическая

трасса и как на ее формирование влияет слоистость разреза. Ограничимся моделью сейсмической трассы только монотипных однократных отраженных волн.

Вначале возьмем случай, когда среда состоит из ограниченного числа пластов с горизонтальными границами раздела и постоянными внутри каждого пласта упругими параметрами (рис. 134). Обозначим амплитудный коэффициент отражения на произвольной границе k_{jj}, где j — номер границы. Распределение коэффициентов отражения в разрезе можно выразить некоторой функцией от глубины z или от двойного времени t_0 пробега волны до отражающей границы по вертикальному лучу, где $t_0 = 2z/v_{ср}$ и $v_{ср}$ — средняя скорость до данной границы.

Для дальнейшего рассмотрения примем независимо от номера границы амплитуду падающей волны постоянной и равной единице ($A_0 = 1$). Это можно сделать, поскольку сами границы не изменяют форму колебаний проходящих волн, а лишь обусловливают уменьшение их масштаба в соответствии со значениями амплитудных коэффициентов прохождения.

Пусть волна вблизи источника определена некоторой функцией времени $F_0(t)$. Достигнувшую отражающей границы волну можно выразить той же функцией, что и в источнике, внеся лишь в ее аргумент время пробега волны от источника до границы:

$$F_0(t - z/v_{ср}), \qquad (14.1)$$

где $z/v_{ср} = t_0/2$ — время пробега волны от источника до границы вдоль вертикального луча.

Отраженную волну можно записать, умножив выражение (14.1) на коэффициент отражения k_{jj}. Поскольку нас интере-

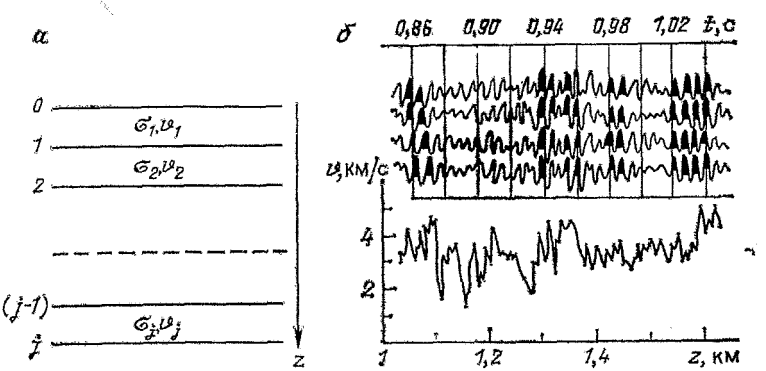


Рис. 134. Характер сейсмической записи в случае тонкослоистого разреза:
а — модель горизонтально-слоистой среды (j — номер границы, σ_j — плотность, v_j — скорость в j-м пласте); *б* — сейсмическая запись отраженных волн и график изменения скорости

суют только волны, приходящие к профилю наблюдений, время пробега в выражении (14.1) следует удвоить. Для отраженной волны в точке $x=0$ получаем

$$k_{jj}F_0(t-2z_j/v_{\text{ср }j}). \tag{14.2}$$

В произвольную точку ($x\neq 0$) профиля наблюдений отраженная волна приходит с запаздыванием $t'=x/v_{\text{к }x}$, где $v_{\text{к }x}$ — кажущаяся скорость фронта волны в точке x. Полагая, что коэффициент отражения для разных углов падения луча не изменяется (справедливо для малых углов падения), выражение (14.2) можно переписать в виде

$$k_{jj}F_0\left(t-\frac{2z_j}{v_{\text{ср}}(z_j)}-\frac{x}{v_{\text{к }x}}\right). \tag{14.3}$$

Сейсмическая запись, содержащая колебания всех монотипных отраженных волн, пришедших в точку приема x (сейсмическая трасса), будет выражена суммой

$$F_{\Sigma}(t)=\sum_{j=0}^{N}k_{jj}F_0\left(t-\frac{2z_j}{v_{\text{ср}}(z_j)}-\frac{x}{v_{\text{к }j\,x}}\right), \tag{14.4}$$

где $k_{00}=1$; $v_{\text{к}0x}=v_1$; N — число отражающих границ.

Обозначив

$$2z_j/v_{\text{ср}}(z_j)+x/v_{\text{к }j\,x}=\tau(x), \tag{14.5}$$

выражение (14.5) перепишем в виде

$$F_{\Sigma}(t)=\sum_{j=0}^{N}k_{jj}F_0[t-\tau(x)]. \tag{14.6}$$

Это выражение является аналитической формой теоретической сейсмограммы с записью однократных монотипных отраженных волн. Чтобы лучше понять роль в формировании сейсмической трассы сейсмогеологического разреза, представим, что мощности всех слоев разреза — бесконечно малые величины. В этом случае горизонтально-слоистая среда переходит в непрерывную. В ней на бесконечно малом интервале времени $d\tau$ происходит изменение коэффициента отражения на величину $dk(\tau)=k(\tau)\,d\tau$. Следовательно, отраженную волну, сформированную этим интервалом разреза, можно записать так:

$$dF_{\Sigma}(t)=dk(\tau)\,F_0(t-\tau).$$

Сейсмическая запись всех отраженных волн в интервале времени t будет определена интегралом

$$F_{\Sigma}(t)=\int_0^t k(\tau)\,F_0(t-\tau)\,d\tau. \tag{14.7}$$

Выражение (14.7) является интегралом свертки [см. выражение (10.125)] и сокращенно записывается в виде

$$F_{\Sigma}(t) = k(t) * F_0(t). \tag{14.8}$$

Его физический смыс состоит в следующем. Регистрируемую на поверхности земли сейсмическую запись можно рассматривать как свертку (английский ее термин — конволюция) распространяющегося в среде исходного сигнала $F(t)$ и последовательности коэффициентов отражения, заданной функцией двойного времени пробега волны до соответствующих горизонтов $k(t)$.

Последовательность коэффициентов отражения, заданная как функция двойного времени пробега волны до отражающего горизонта $k(t)$, называется **импульсной сейсмограммой.** Такое название дано в связи с тем, что так бы выглядела сейсмическая трасса, если бы отраженные волны имели форму единичного импульса (10.120). В большинстве случаев моделью импульсной сейсмограммы $k(t)$ считают «белый шум», т. е. процесс с неограниченно широким равномерным амплитудным спектром $K(f)$.

Интегралу свертки (14.7) можно придать и частотный смысл. Для свертки двух функций времени справедливо соотношение [см. выражение (10.100)]

$$S_{\Sigma}(f) = S_0(f)\,K(f), \tag{14.9}$$

где $S_{\Sigma}(f)$, $S_0(f)$ и $K(f)$ — комплексные частотные спектры, соответствующие сейсмической записи (трассы) $F_{\Sigma}(t)$, исходного сигнала $F_0(t)$ и последовательности коэффициентов отражения $k(t)$.

Физический смысл соотношения (14.9) состоит в том, что полевую сейсмическую запись можно рассматривать как процесс частотной фильтрации распространяющегося в среде сигнала $F(t)$ сейсмогеологическим разрезом, частотная характеристика которого определена последовательностью коэффициентов отражения $k(t)$.

Теоретическая сейсмограмма, рассчитанная на основе выражений (14.7) или (14.9), называется **синтетической сейсмограммой.** Для ее расчета следует задать форму сигнала $F_0(t)$ или, что то же самое, его комплексный частотный спектр $S_0(f)$. При расчете синтетических сейсмограмм могут принимать участие все или лишь некоторые отраженные волны: только однократные или только многократные, или комбинации однократных и многократных волн и т. п.

Расчет синтетических сейсмограмм представляет большой интерес для решения многих теоретических и практических

задач сейсморазведки, например, для изучения особенностей формирования сейсмических волновых полей в реальных средах с целью выявления причин, затрудняющих регистрацию и выделение отраженных волн, и разработки эффективных способов для их устранения. Расчет синтетических сейсмограмм отраженных волн от последовательности тонких пластов позволяет понять значение формы записей отраженных волн и правильно их интерпретировать. По синтетическим сейсмограммам можно оценить роль многократных отраженных волн на реальных сейсмических записях и установить критерии выделения на них однократных отраженных волн. Их можно использовать для стратиграфической привязки регистрируемых отраженных волн и т. п.

14.2. ЦИФРОВАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ЗАПИСЕЙ

Под фильтрацией сейсмических записей в широком смысле этого термина понимают все процедуры, предназначенные для повышения отношения сигнал/помеха. Цифровые фильтры подразделяются на две больших группы: одноканальные и многоканальные. **Одноканальные фильтры** (полосовые, обратные и др.) предназначены для ослабления волн-помех, форма колебаний (частотный состав) которых отличается от формы колебаний (частотного состава) полезных волн, или для повышения разрешающей способности путем сжатия сейсмического импульса (расширение частотного спектра) и др. **Многоканальные фильтры** позволяют повысить отношение сигнал/помеха на основе формирования выходной трассы в результате суммирования нескольких входных трасс. Суммирование по ОГТ (горизонтальное накапливание), разновременное суммирование по МРНП и др.— все это различные варианты многоканальной фильтрации.

С математической точки зрения цифровую фильтрацию можно рассматривать как преобразование входного сигнала (или сигналов) $F_{вх}(t)$ с помощью некоторого математического оператора — цифрового фильтра — в выходной сигнал $F_{вых}(t)$. Такие преобразования можно выполнять во временном или частотном представлении сигналов. При временном представлении сигнала преобразование производится с помощью **временной характеристики** цифрового фильтра — импульсной реакции $h(t)$ (фильтрация во временной области). Если фильтрация производится в частотной области, то преобразование осуществляется над комплексным частотным спектром сигнала с помощью **частотной характеристики** цифрового фильтра $H(\omega)$. Фильтрация сейсмических колебаний во временной или частотной областях дает идентичные результаты, и выбор той или иной из них определяется лишь технологическими удобствами выполнения

этой процедуры цифровой обработки. Функции $h(t)$ и $H(\omega)$ связаны парой преобразований Фурье

$$h(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}H(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega,\quad H(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}h(t)\,e^{-i\omega t}dt.$$

Принципы многоканальной фильтрации были рассмотрены в гл. 13 (см. 13.3—13.6). Рассмотрим теперь принципы одноканальной цифровой фильтрации.

14.2.1. Фильтрация во временной области

Пусть сейсмический сигнал задан некоторой функцией времени $F_{вх}(t)$. Цифровая его фильтрация как математическая операция выражается интегралом свертки

$$F_{вых}(t)=\int_{-\infty}^{\infty}F_{вх}(t)\,h(\tau-t)\,dt=F_{вх}(t)*h(t),\qquad(14.10)$$

где $F_{вых}(t)$ — значение сигнала на выходе фильтра; $h(t)$ — импульсная реакция фильтра.

Выражение (14.10) является сверткой функций $F_{вх}(t)$ и $h(t)$, его физический смысл состоит в том, что, как было показано (см. 10.3.7), сигнал $F(t)$ можно представить в виде интегральной суммы вида (10.129). Отличие выражений (14.10) и (10.129) лишь в том, что в первом из них в подынтегральном выражении вместо единичного импульса $\delta(t)$ находится временная характеристика фильтра $h(t)$. Следовательно, временную характеристику $h(t)$ следует рассматривать как результат преобразования единичного импульса фильтром — **отклик фильтра на единичный импульс** (рис. 135). Каждый из единичных импульсов, на которые разложен сигнал, вызовет на выходе фильтра соответствующий отклик. Если импульс запаздывает на время τ, то на такое же время запаздывает и отклик на него. Выходной сигнал $F_{вых}(t)$ представляет интегральную сумму откликов на все единичные импульсы, что и выражено формулой (14.10).

При дискретном представлении сигнала интеграл (14.10) заменяется суммой

$$F_{вых}(t)=\Delta t\sum_{m=0}^{m}F_{вх}(m\Delta t)\,h(n\Delta t-m\Delta t),\qquad(14.10')$$

где $F_{вх}(m\Delta t)$ и $h(m\Delta t)$ — последовательности мгновенных значений сигнала и импульсной реакции фильтра; $n\Delta t=\tau$ — фиксированное значение времени t. Значение сигнала на выходе фильтра получают в результате вычисления суммы (14.10′). При этом мгновенные значения импульсной реакции берутся в обратном времени, поскольку время в ее аргументе отрицательное, $h(-t)$.

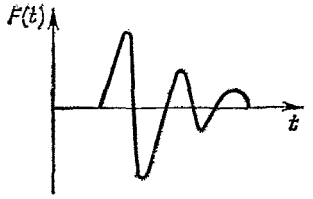
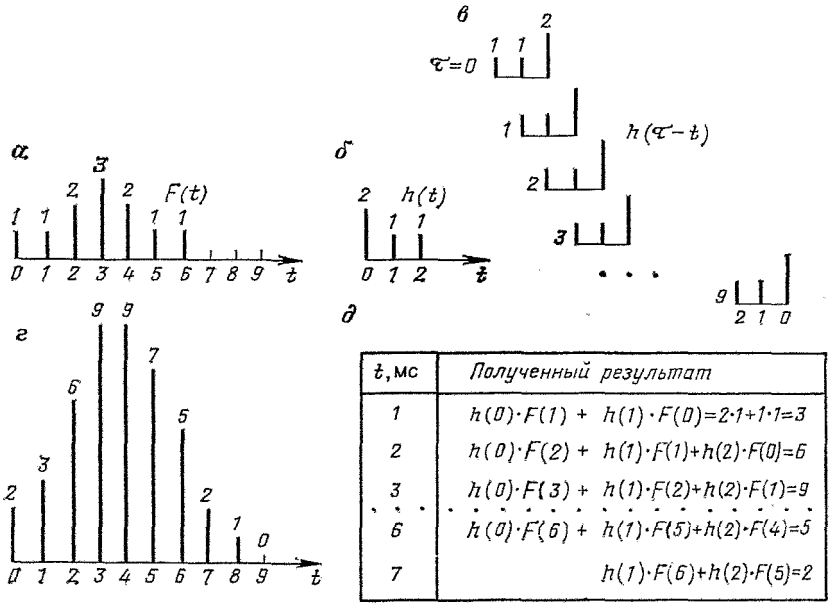


Рис. 135. Результат преобразования единичного импульса фильтром

Чтобы лучше понять принцип вычислений, рассмотрим рис. 136. На нем сигнал $F_{вх}(t)$ (рис. 136, *а*) и временная характеристика $h(t)$ (рис. 136, *б*) заданы мгновенными значениями. Последовательные положения мгновенных значений временной характеристики фильтра изображены в обратном времени (рис. 136, *в*). При каждом фиксированном значении сдвига $n\Delta t=\tau$ мгновенные значения сигнала и временной характеристики фильтра перемножают, а результаты перемножения суммируют (рис. 136, *д*) и получают мгновенные значения сигнала на выходе цифрового фильтра (рис. 136, *г*).



t, мс	Полученный результат
1	$h(0)\cdot F(1) + h(1)\cdot F(0)=2\cdot1+1\cdot1=3$
2	$h(0)\cdot F(2) + h(1)\cdot F(1)+h(2)\cdot F(0)=6$
3	$h(0)\cdot F(3) + h(1)\cdot F(2)+h(2)\cdot F(1)=9$
. . .	. . . . .
6	$h(0)\cdot F(6) + h(1)\cdot F(5)+h(2)\cdot F(4)=5$
7	$h(1)\cdot F(6)+h(2)\cdot F(5)=2$

Рис. 136. Цифровая фильтрация сейсмических сигналов во временной области:

а — мгновенные значения сигнала на входе фильтра; *б* — временная характеристика фильтра; *в* — последовательные положения оператора фильтра $h(t)$; *г* — мгновенные значения сигнала на выходе фильтра; *д* — таблица мгновенных значений сигнала

Эквидистантная (с постоянным шагом Δt) дискретизация сигналов облегчает численный расчет фильтров, используя математический аппарат **z-преобразования.** Кратко рассмотрим сущность z-преобразования.

Как было показано выше (см. 10.2.5), дискретную временную функцию можно записать в виде

$$F(t)=\sum_m F_m\delta(t-m\Delta t), \tag{14.11}$$

где F_m — отсчеты дискретной временной функции; Δt — шаг дискретизации; $m=0, \pm1, \pm2, \ldots$ — номера отсчетов; $\delta(t)$ — единичный импульс (импульс Дирака).

Спектр импульсов Дирака согласно теореме запаздывания можно записать так:

$$S(\omega)=\sum_m F_m e^{-i\omega m\Delta t}. \tag{14.12}$$

Проведем в (14.12) замену переменных, обозначив

$$z=e^{i\omega\Delta t}. \tag{14.13}$$

Подставив (14.13) в (14.12), получим степенной ряд

$$S(z)=\sum_m F_m z^m=F_0+F_1z+F_2z^2+\ldots. \tag{14.14}$$

В ряде (14.14) коэффициенты F_m являются отсчетами дискретной функции, а комплексная величина z имеет смысл оператора задержки на Δt. Полином (14.14) называется z-преобразованием дискретной временной функции $F(t)$. Получив полином z-преобразования, находим обратное преобразование Фурье непосредственно по его коэффициентам, равным отсчетам дискретной временной функции. Например, полином

$$S(z)=1+2z^2+5z^4$$

соответствует временной функции

$$F_m=(1,\ 0,\ 2,\ 0,\ 5).$$

Так же, как и в преобразовании Фурье, различные математические операции в z-преобразовании регламентируются соответствующими теоремами (теорема запаздывания, теорема суммирования, свертка последовательностей и т. д.).

Использование z-преобразования существенно упрощает расчет различных цифровых фильтров. Например, одноканальная цифровая фильтрация, выполняемая во временной области как дискретная свертка сигнала с импульсной реакцией фильтра $F_{t\,\text{вых}}=F_t * h_t$, в z-преобразовании сводится к перемножению некоторых полиномов $F(z)$ и $h(z)$, являющихся z-преобразованиями дискретного сигнала F_t и импульсной реакцией фильтра

h_t, и последующему переходу от результирующего полинома $F(z)$ к последовательности значений сигнала $F_{t\,\text{вых}}$.

Покажем, как это можно выполнить, на следующем примере. Пусть сигнал F_t и импульсная реакция фильтра h_t заданы в дискретной форме последовательностями чисел:

$$F_t = (1,\ -1,\ 1/2);\quad h_t = (1,\ 1/2,\ -1/2).$$

Запишем z-преобразования последовательностей F_t и h_t:

$$F(z) = 1 - z + 1/2z^2;\quad h(z) = 1 + 1/2z - 1/2z^2.$$

Перемножим полиномы $F(z)$ и $h(z)$:

$$F(z)\,h(z) = \left(1 - z + \frac{1}{2}z^2\right)\left(1 + \frac{1}{2}z - \frac{1}{2}z^2\right) =$$

$$= \left(1 - \frac{1}{2}z + \frac{1}{2}z^2 + \frac{3}{4}z^3 + \frac{1}{4}z^4\right).$$

Сигнал на выходе фильтра будет задан последовательностью чисел:

$$F_{t\,\text{вых}} = (1,\ -1/2,\ +1/2,\ +3/4,\ +1/4).$$

Простой проверкой легко убедиться, что полученный результат аналогичен свертке $F_t * h_t$.

14.2.2. Фильтрация в частотной области (частотная фильтрация)

Выражению (14.10) можно придать и частотный смысл: согласно теореме о спектре свертки функций (см. 10.3.4) для него справедливо соотношение (10.100), которое запишем так:

$$S_{\text{вых}}(\omega) = S_{\text{вх}}(\omega)\,H(\omega), \tag{14.15}$$

где $S_{\text{вых}}(\omega)$ и $S_{\text{вх}}(\omega)$ — комплексные частотные спектры сигналов на выходе $F_{\text{вых}}(t)$ и входе $F_{\text{вх}}(t)$ фильтра, а $H(\omega)$ — комплексная частотная характеристика фильтра, являющаяся спектром его временной характеристики $h(t)$.

Выражение (14.15) можно представить в виде

$$\Phi_{\text{вых}}(\omega)\,e^{i\varphi_{\text{вых}}(\omega)} = \Phi_{\text{вх}}(\omega)\,|H(\omega)|\,e^{i[\varphi_{\text{вх}}(\omega)+\psi(\omega)]}. \tag{14.15'}$$

Из выражения (14.15′) следует, что амплитудный частотный спектр сигнала на выходе фильтра равен произведению амплитудного частотного спектра сигнала на его входе на амплитудную частотную характеристику фильтра:

$$\Phi_{\text{вых}}(\omega) = \Phi_{\text{вх}}(\omega)\,|H(\omega)|. \tag{14.16}$$

Фазовый частотный спектр равен сумме фазового частотного спектра сигнала $\varphi(\omega)$ на его входе и фазовой частотной характеристики фильтра $\psi(\omega)$:

$$\varphi_{\text{вых}}(\omega) = \varphi_{\text{вх}}(\omega) + \psi(\omega). \qquad (14.17)$$

Как видим, фильтрация в частотной области состоит в выполнении операций: вычисления амплитудного и фазового спектров подаваемого на вход фильтра сигнала (прямое преобразование Фурье), преобразования их согласно выражений (14.16) и (14.17) и переход от комплексного спектра отфильтрованного сигнала к его представлению в виде функции времени $F_{\text{вых}}(t)$ (обратное преобразование Фурье).

Все преобразования выполняются для дискретной формы представления сигнала и его спектра. Вычисление по дискретным значениям сигнала его частотных спектров называется **прямым дискретным преобразованием Фурье (ПДПФ).** Восстановление по дискретным частотным спектрам сигнала как функции времени называется **обратным дискретным преобразованием Фурье (ОДПФ).**

14.2.3. Обратная фильтрация (деконволюция)

При распространении сейсмических волн в среде, их регистрации и обработке происходит подавление частотных составляющих (в особенности высокочастотных) в спектрах отраженных волн. В результате спектры отраженных волн сжимаются, а длительность сейсмических сигналов увеличивается. Таким образом, ухудшается разрешенность временного сейсмического разреза. Чтобы повысить разрешенность сейсмических записей, необходимо спектры зарегистрированных волн, по возможности, сделать широкими. Идеальным образом это можно осуществить с помощью фильтра, у которого частотная характеристика обратна частотному спектру волны:

$$H(\omega) = 1/S(\omega), \qquad (14.18)$$

где $S(\omega)$ — комплексный частотный спектр волны; $H(\omega)$ — комплексная частотная характеристика идеального обратного фильтра.

Преобразование волны фильтром (14.18) называется идеальной **обратной фильтрацией** или **деконволюцией.** Английский термин «деконволюция» означает процесс, обратный свертке, который, как было показано выше (см. 14.2.1), представляет обычную частотную фильтрацию, но во временном представлении сигналов. Таким образом, деконволюция представляет как бы антифильтрацию, цель которой — устранить искажения первоначальной формы волны, вызванные фильтрующими действиями среды и другими причинами.

На выходе идеального обратного фильтра спектр волны будет равномерным во всей области частот и равен единице:

$$S(\omega)\,H(\omega)=1. \tag{14.19}$$

Подобный спектр имеет единичный импульс. Следовательно, сигнал на выходе идеального обратного фильтра будет сжат в единичный импульс.

Чтобы рассчитать обратный фильтр (14.18), должна быть известна форма исходного сигнала. На практике форма сигнала неизвестна, поскольку полевые сейсмические записи обычно имеют сложный характер вследствие наложения (интерференции) волн различной природы. В таком случае сейсмическую трассу можно рассматривать как случайный волновой процесс, в котором полезные сигналы статистически распределены во времени (см. 10.4). Важным свойством автокорреляционной функции случайного процесса вида (10.136) и (10.138) является то, что она пропорциональна автокорреляционной функции самого сигнала $F(t)$, а ее энергетический спектр (спектр мощности) пропорционален квадрату амплитудного спектра сигнала [см. выражение (10.140)]. Таким образом, обратный фильтр можно рассчитать по спектру функции участка сейсмической трассы. При этом вводят некоторые ограничения на форму сигнала: сигнал принимают за нуль-фазовый, тогда его фазовый спектр равен нулю, или за минимально-фазовый, тогда его фазовый спектр можно рассчитать по амплитудному спектру (см. 10.3.5).

Обратный фильтр, рассчитанный по формуле вида (14.18), ориентирован на преобразование записи отраженных волн в единичные импульсы. Такой обратный фильтр часто называют **импульсной деконволюцией сжатия импульса.**

Рассмотренные выше принципы обратной фильтрации сильно идеализированы. Спектры реальных волн очень сильно затухают с частотой, и для их восстановления потребуется применение обратного фильтра, частотная характеристика которого безгранично возрастает с частотой (кривая *1* на рис. 137). Фильтры с такой частотной характеристикой не осуществимы. Поэтому полосу частот характеристики обратного фильтра приходится ограничивать некоторым диапазоном (см. кривую *2* на рис. 137). Естественно, что в этом случае уже не может идти речь о сжатии сигнала в единичный импульс, но спектры сигналов, подвергшихся обратной фильтрации, становятся достаточно широкими, и поэтому разрешенность сейсмической волновой картины на временных разрезах улучшается, что особенно важно при изучении районов с тонкой слоистостью разреза.

Практические методы расчета обратных фильтров достаточно полно описаны в литературе [8, 11]. Они основаны на представлениях матричной алгебры и z-преобразования.

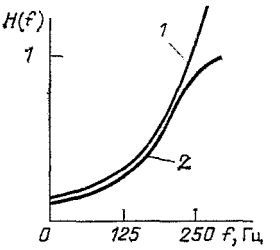


Рис. 137. Амплитудные частотные характеристики обратного фильтра:
1 — идеального обратного; *2* — реального

Покажем теперь, как можно применить z-преобразование для расчета обратного фильтра. Идеальный обратный фильтр должен удовлетворять условию

$$F_t * h_t = = \delta(t),$$

где $\delta(t)$ — единичный импульс; h_t — импульсная реакция обратного фильтра.

Применяя z-преобразование, это условие можно записать так:

$$h(z) = 1/F(z).$$

Следовательно, нахождение обратного фильтра при использовании z-преобразования сводится к делению на полином $F(z)$. Напомним, что идеальный обратный фильтр практически неосуществим. Существующие способы расчета обратных фильтров рассмотрены в специальной литературе [8].

14.2.4. Оптимальная фильтрация

Частотные характеристики обычного цифрового фильтра выбирают с расчетом на подавление волн-помех, имеющих некоторые средние характеристики. Между тем спектральный состав полезных волн и волн-помех вдоль профиля весьма изменяется. Цифровая обработка материалов сейсморазведки допускает применение фильтров, которые были бы настроены на максимальное ослабление волн-помех, зарегистрированных в пределах каждой обрабатываемой сейсмической трассы. Определение характеристик подобных фильтров составляют задачу так называемой **оптимальной фильтрации.** При оптимальной фильтрации каждая отдельная сейсмическая трасса преобразуется индивидуальным фильтром, характеристика которого подобрана на основе изучения индивидуальных особенностей полезных сигналов и волн-помех.

В основе теории оптимальной фильтрации находится представление о сейсмических волнах как случайных процессах (см. 10.4 и 14.1). Оптимальным фильтром называется такой фильтр,

который обеспечивает выделение полезного сигнала $F(t)$ с минимальной дисперсией

$$\varepsilon^2(t) = [F_{\text{вых}}(t) - F_{\text{вх}}(t)]^2 = \min. \tag{14.20}$$

Показано, что условие (14.20) выполняется, если

$$\int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) R(t-\tau)\, d\tau = R_{12}(t), \tag{14.21}$$

где $h(t)$ — импульсная реакция оптимального фильтра; $R(t)$ — автокорреляционная функция входного сигнала; $R_{12}(t)$ — функция взаимной корреляции входного и выходного сигналов; функции $R(t)$ и $R_{12}(t)$ определены выражениями (10.136) и (10.141) соответственно.

В частотной области выражение (14.21) можно записать, используя теорему о спектре свертки функции. Тогда согласно выражению (10.100) следует

$$H(\omega) S_R(\omega) = S_{R_{12}}(\omega), \tag{14.22}$$

или

$$H(\omega) = S_{R_{12}}(\omega)/S_R(\omega), \tag{14.22'}$$

где $H(\omega)$ — частотная характеристика оптимального фильтра; $S_R(\omega)$ — комплексный частотный спектр автокорреляционной функции $R(t)$; $S_{R12}(\omega)$ — комплексный частотный спектр функции взаимной корреляции R_{12}. Таким образом, характеристики оптимального фильтра определяются корреляционными функциями $R(t)$ и $R_{12}(t)$ или, что то же самое, их частотными спектрами $S_R(\omega)$ и $S_{R12}(\omega)$.

Подавление волн-помех, у которых частотные спектры отличаются от частотных спектров полезных волн, не представляет особого труда, тогда как подавление помех, занимающих тот же частотный диапазон, что и полезные сигналы, для одноканальной фильтрации — задача неразрешимая.

14.2.5. Разрешающая способность сейсморазведки по времени

Мерой разрешающей способности сейсморазведки по времени (по вертикали) будем считать такую минимальную мощность отдельного пласта слоистого разреза, при которой на сейсмической трассе отражения от кровли и подошвы пласта наблюдаются раздельно.

Из выражения (14.6) следует, что раздельная регистрация от кровли и подошвы пласта отраженной волны будет только в том случае, если интервал между вступлениями (началом) колебаний больше их длительности. Если это условие не выполняется, то происходит наложение (интерференция) волн и

в результате формируется сложная сейсмическая запись. Пример сложной сейсмической записи иллюстрирует рис. 134, *б*. Изрезанность кривой значений скорости свидетельствует о тонкослоистости разреза. Полученная сейсмическая запись лишь на первый взгляд кажется довольно простой: на ней в определенных интервалах времени наблюдаются интенсивные группы колебаний, которые казалось бы можно принять за отдельные отраженные волны. В действительности ни одну из этих групп колебаний нельзя отождествить с отдельной отраженной волной. Все они сформировались за счет благоприятных фазовых соотношений при наложении отраженных волн от пачки тонких пластов. Такие группы колебаний будем называть **сложными волнами.**

Разрешающая способность по вертикали зависит от длительности распространяющегося через толщу пород импульса или, что то же самое, от ширины его частотного спектра. Чтобы получить сейсмограмму с короткими импульсами отражений, необходимо компенсировать фильтрующее действие среды, приема и регистрации. Теоретически это можно осуществить применением обратного фильтра. Результатом действия идеального обратного фильтра было бы преобразование полевой сейсмической записи в последовательности коэффициентов отражения, т. е. в импульсную сейсмограмму. Однако, как было показано выше (см. 14.2.3), восстановление всех ослабленных частотных составляющих в спектрах зарегистрированных волн — задача физически не осуществимая. Экспериментально установлено, что для обычно реализуемого частотного диапазона отраженных волн 20—100 Гц и средних значений их скорости распространения 2—3 км/с критическая толщина пласта составляет 15—25 м. Многие продуктивные пласты-коллекторы имеют толщину меньше 20 м. В подобных случаях мерой толщины тонких пластов оказываются значения динамических параметров сейсмических волн (амплитуды, частоты и др.).

14.3. АНАЛИЗ СКОРОСТЕЙ. ВЕРТИКАЛЬНЫЕ И ГОРИЗОНТАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ СКОРОСТИ

Цифровая обработка немыслима без получения в необходимом объеме сведений о скоростной характеристике разреза. Данные о скорости используют для коррекции кинематических поправок, восстановления истинных амплитуд, преобразования временных разрезов в глубинные и т. п. В благоприятных случаях данные о скоростях используют для литологической и других характеристик пород разреза (прогнозирование геологического разреза).

Важнейшим источником сведений о скорости сейсмических волн являются сами исходные полевые сейсмические материалы

и, в наибольшей степени, материалы, полученные по методике многократных перекрытий (см. 13.2).

Эффективные скорости $v_{ОГТ}$ можно определить по суммолентам ОГТ. **Суммолентой ОГТ** назовем совокупность суммарных записей, полученных в результате суммирования одних и тех же записей сейсмограммы ОГТ с перебором значений эффективной скорости в кинематических поправках $\Delta t_{кин}$ ОГТ. На рис.138, *а* показаны шесть записей и теоретические годографы ОГТ (обозначены 1, 2, 3) с тремя разными значениями эффективной скорости. Результаты суммирования записей сейсмограммы ОГТ и график распределения амплитуд суммарных записей A_Σ при трех разных значениях скорости $v_{ОГТ}$ в кинематических поправках показаны на рис. 138, *б* и *в*. Значение оптимальных кинематических поправок, обеспечивающих наилучшее спрямление годографов ОГТ, находят по суммарной записи с максимальной амплитудой.

По результатам энергетического анализа суммарных сигналов на суммоленте ОГТ получают так называемые спектры скорости. **Спектр скорости** характеризует величину энергии суммарных записей на суммоленте ОГТ в зависимости от значений $v_{ОГТ}$ в кинематической поправке (11.40). Максимальные значения энергии в спектре скорости будут наблюдаться при таких значениях последней, которые наилучшим образом обеспечивают спрямление годографов ОГТ и, следовательно, синфазное суммирование записей отраженных волн на сейсмоленте ОГТ. Если результаты скоростного анализа выражают функцией вертикального времени t_0, то получают вертикальные спектры скорости (рис. 139, *а*); если функцией горизонтальной координаты x — **горизонтальные спектры** (рис. 139, *б*). Для получения горизонтальных спектров скорости суммирование с перебором скоростей $v_{ОГТ}$ выполняют вдоль предварительно протрассированной на временном разрезе ОГТ линии $t_0(x)$. Горизонтальные спектры скорости характеризуют измене-

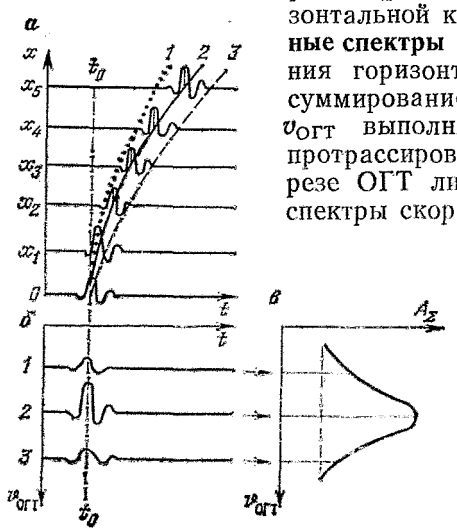


Рис. 138. Сейсмограмма ОГТ (*а*), суммолента ОГТ (*б*) и график распределения амплитуд суммарных записей суммоленты ОГТ (*в*)

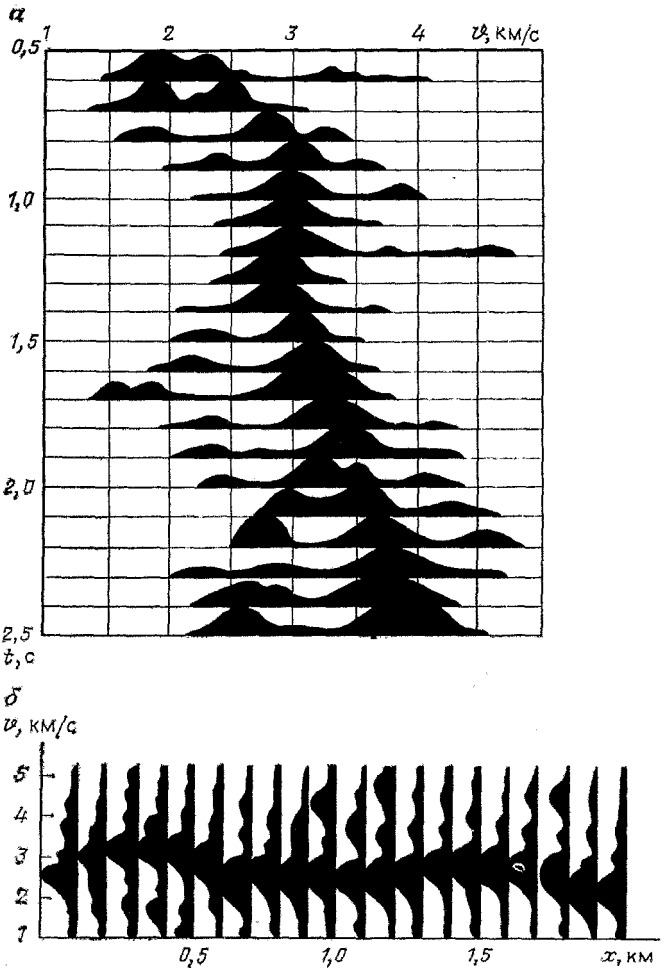


Рис. 139. Вертикальные (*а*) и горизонтальные (*б*) спектры скорости

ние эффективной скорости в горизонтальном направлении до одного и того же горизонта.

При скоростном анализе используют и другие способы определения эффективной скорости, например, скоростной анализ в методе РНП основан на результатах массового определения эффективной скорости по коротким элементам годографов отраженных волн, относящихся к взаимным точкам (подробнее о скоростном анализе в методе РНП см. 14.6).

Результаты скоростного анализа используют при составлении скоростной модели среды (см. 14.9.4).

14.4. ПОЛУЧЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ РАЗРЕЗОВ

Окончательные результаты обработки данных сейсморазведки представляют в виде временных или глубинных сейсмических разрезов, дающих информацию о местонахождении глубинных источников волн в вертикальном сечении, а в отдельных случаях в виде пространственных картин расположения этих источников.

Современный процесс обработки данных сейсморазведки не является полностью автоматическим. В нем активно участвует геофизик-обработчик, что требует многократного оперативного графического вывода данных и использования средств взаимодействия человека с ЭВМ.

Схема стандартной цифровой обработки материалов сейсморазведки МОВ приведена на рис. 140. Рассмотрим основные ее процедуры.

14.4.1. Демультиплексирование цифровых полевых записей. Мьютинг

Демультиплексирование записей. Цифровая регистрация сейсмических колебаний происходит по принципу временного уплотнения каналов, т. е. в мультиплексной форме (см. 12.4.3). Мультиплексная форма цифровой регистрации записей неудобна для последующей их обработки. Поэтому при вводе в ЭВМ сейсмические записи необходимо представить в демультиплексированном, т. е. поканальном виде. Процедура ввода

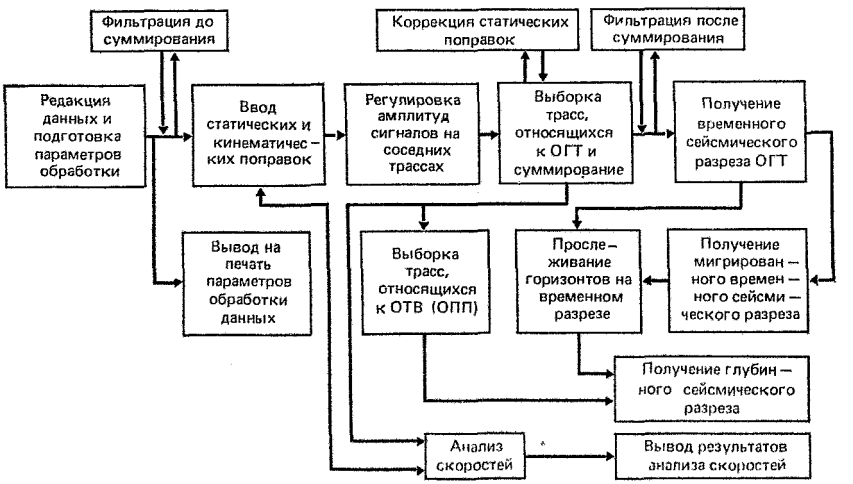


Рис. 140. Схема цифровой обработки данных МОВ-ОГТ

в ЭВМ и демультиплексирования цифровых магнитных записей заключается в индентификации и считывании заголовков полевых сейсмограмм, размещении этих данных в запоминающих устройствах, техническом редактировании данных с целью устранения дефектов полевой записи и разделении единого массива данных цифровой сейсмограммы на отдельные массивы по числу зарегистрированных каналов, которые записываются на рабочие магнитные ленты.

Исходные полевые данные должны быть представлены в формате, пригодном для ввода в ЭВМ данного типа. Если вводят в ЭВМ аналоговые сейсмические записи, то предварительно при помощи специального преобразователя аналог — код их преобразуют в цифровую форму.

При вводе все данные заносят во внешнюю (дисковую) память машины, что позволяет вводить в обработку отдельную сейсмическую трассу (или ее часть) или одновременно несколько трасс. Записываются и хранятся в памяти машины также другие необходимые для обработки параметры: длина сейсмической трассы, шаг дискретизации сигналов по времени, число трасс, подлежащих обработке, априорные статические и кинематические поправки и т. п. Для контроля за правильностью вводимых в ЭВМ данных и параметров обработки производится их вывод на печать.

Мьютинг. Программой ввода данных должно быть предусмотрено исключение из обработки участков трасс, занятых первыми вступлениями прямых и преломленных волн или искаженных помехами. В начальной части сейсмических записей обычно наблюдаются высокоамплитудные группы низкочастотных колебаний, относящихся к низкоскоростным поверхностным волнам. Они оказывают сильное мешающее влияние на последующую обработку записей (суммирование по ОГТ или РНП и др.). Поэтому интенсивные группы колебаний в начальной части трасс искусственно убирают. Кроме того, необходимо исключить из обработки также участки в начальной части записи отраженных волн, на которых импульсный сигнал $F(t)$ чрезмерно растягивается из-за кинематической коррекции (см. ниже). Эта операция называется мьютингом (перевод с английского этого слова — «сделать немым»). Мьютинг заключается в обнулении участков трасс в начальной части записи. Обычно обнуление проводят до некоторого момента времени, пропорционального удалению сейсмоприемника от источника.

14.4.2. Ввод и коррекция кинематических поправок

Кинематические поправки вводят с целью трансформации гиперболических годографов ОГТ $t(x)$ однократных отраженных волн в прямые линии $t_0=\text{const}$, где $t_0=2h/v$ — время отражения

в точке $x=0$ (см. 11.4). Эта процедура — одна из наиболее ответственных в цифровой обработке сейсмических материалов, от ее качества зависит эффект последующего суммирования сейсмических записей, следовательно, и качество получаемых временных сейсмических разрезов.

Как следует из (11.40), для расчета $\Delta t_{кин}$ необходимо располагать набором значений $v_{ОГТ}$ для различных времен t_0. На начальном этапе цифровой обработки сейсмических материалов обычно располагают только приближенными сведениями о $v_{ОГТ}$ и расчетные значения кинематических поправок с этими значениями будут содержать погрешности. Поэтому кинематические поправки вводят в два этапа. Вначале рассчитывают исходные (априорные) поправки на основе имеющихся сведений о скоростной характеристике разреза. При этом получают лишь грубые оценки кинематических поправок. Затем проводят коррекцию кинематических поправок с целью обеспечить наилучшее спрямление годографов ОГТ и тем самым получить наибольший эффект при суммировании записей сейсмоленты ОГТ. Данные о значениях скоростей $v_{ОГТ}$ при коррекции кинематических поправок получают либо способом перебора скоростей, либо по данным скоростного анализа.

В способе перебора скоростей получают фрагменты временного разреза с разными значениями скорости $v_{ОГТ}$ в кинематической поправке. Оптимальное значение скорости $v_{ОГТ}$ в кинематической поправке определяют по наиболее четкому формированию изображения сейсмических границ на временном разрезе. Оценивает качество изображения геофизик-интерпретатор и поэтому оно носит несколько субъективный характер. Коррекция по данным скоростного анализа производится по вертикальным спектрам скоростей $v_{ОГТ}$.

14.4.3. Ввод и коррекция статических поправок

Изменения мощности зоны малой скорости (ЗМС) и скорости в ней приводят к значительным искажениям времен годографов сейсмических волн. Другой причиной искажений годографов является пересеченный рельеф. Неучет искажающего влияния ЗМС и рельефа отрицательно сказывается на результатах всех последующих этапов цифровой обработки. Для устранения фазового разброса записей сейсмических волн требуется вводить в годографы статические поправки (см. 11.4.1).

Коррекция времен сейсмических записей за влияние ЗМС и рельефа, так же как и кинематических поправок, выполняется в два этапа. На первом этапе определяют априорные статические поправки, которые рассчитывают согласно имеющимся сведениям о мощности ЗМС и распределению скоростей в ней (см. 11.4.1). Они являются лишь приближенной оценкой вноси-

мых ЗМС и рельефом искажений. На втором этапе проводят коррекцию статических поправок, требующую применения довольно сложных вычислительных процедур.

Поясним коррекцию статических поправок на основе вычисления функции взаимной корреляции (ФВК) между двумя трассами (см. 10.4.3). Согласно (10.141′) в дискретной форме выражение ФВК во временном окне длительностью T можно записать в виде

$$R_{12}(\nu\Delta t) = \frac{1}{N-\nu}\sum_{n=0}^{N-\nu} F_1(n\Delta t)\,F_2[(n+\nu)\Delta t], \qquad (14.23)$$

где $\nu=\tau/\Delta t$; Δt — шаг дискретизации; N — число отсчетов.

ФВК принимает максимальное значение, как только временные сдвиги между колебаниями, записанными на трассах, будут равны нулю. Сдвигая с малым шагом (1—2 мс) одну трассу относительно другой, вычисляют для каждого фиксированного сдвига ФВК. Устанавливают временной сдвиг, при котором ФВК принимает максимальное значение. Аналогично определяют сдвиги между второй и третьей трассами, третьей и четвертой и т. д. Эти сдвиги, за вычетом кинематической компоненты, определяют остаточные статические поправки.

Одной из причин остаточного фазового разброса после введения априорных статических поправок является негиперболичность наблюденных годографов. Даже после коррекции кинематических поправок годографы полностью могут быть не спрямлены. Автоматическая коррекция статических поправок устраняет этот недостаток. Другая причина фазового разброса связана с невыдержанностью частотного состава (формы записи и амплитуд) отраженных волн, а также с наложением различных помех и т. п. Автоматическая коррекция статических поправок и в этом случае приводит к лучшему спрямлению годографов отраженных волн. Однако поскольку автоматическая поканальная коррекция статических поправок, основанная на расчете ФВК, связана с большими затратами машинного времени, то ее массовое использование можно реализовать только на мощных ЭВМ.

14.4.4. Восстановление и регулировка амплитуд сейсмических записей

В процессе распространения в среде сейсмической волны ее динамические характеристики претерпевают существенные изменения вследствие расхождения, поглощения, отражения и других явлений. В результате наблюдается общее уменьшение интенсивности сейсмических волн с увеличением времени их прихода, а также изменение интенсивности волны, регистрируемой

в разных точках профиля наблюдений. На ранней стадии цифровой обработки сейсморазведку использовали преимущественно для решения структурных задач. Для этого достаточно было ограничиться прослеживанием так называемых опорных волн, что обеспечивалось процедурами фильтрации и усиления слабых сигналов. Изменения интенсивности сигналов (истинных амплитуд) преднамеренно устраняли, чтобы улучшить визуальную выразительность отражений. В настоящее время, когда установлена высокая геологическая информативность динамических характеристик сейсмических волн (истинных амплитуд, частоты и т. д.) такого упрощенного подхода уже недостаточно. В связи с этим при цифровой обработке сейсмических материалов была разработана методика восстановления истинных амплитуд, точнее — истинного соотношения амплитуд.

Коррекция амплитуд за геометрическое расхождение и поглощение волны. Истинной амплитудой считают амплитуду плоской волны, распространяющейся без расхождения, поглощения и потерь на отражение. Как было показано выше (см. 10.2.4), вследствие расхождения фронта волны амплитуда убывает пропорционально радиусу фронта волны $r=v_{ср}(t)t$. Компенсацию за расхождение производят умножением отсчетных значений на величину $v_{ср}(t)t$.

Уменьшение амплитуды волны, вызванное поглощением, определяется экспоненциальным множителем $e^{-\alpha r}$ (α — коэффициент поглощения). Компенсацию за поглощение производят умножением отсчетных значений на величину $e^{\alpha v_{ср} t}$.

Истинная амплитуда волны с учетом геометрического расхождения фронта и поглощения волны

$$A_{ист}=A(t)\,v_{ср}(t)\,t\,e^{\alpha v_{ср}(t)\,t}. \qquad (14.24)$$

Поскольку на практике значения коэффициента поглощения обычно неизвестны, то пользуются формулой

$$A_{ист}=A(t)\,v_{ср}(t)\,t\,e^{c(t)\,t}, \qquad (14.24')$$

где $c(t)$ — функция, компенсирующая потери на затухание (сумма потерь на поглощение и отражение); вид функции $c(t)$ подбирают экспериментально.

Автоматическая регулировка амплитуд (АРА). Регулировку с сохранением истинного соотношения амплитуд применяют только тогда, когда требуется изучить динамику волнового поля (динамическая цифровая обработка). В тех случаях, когда обработка проводится без сохранения истинных амплитуд, применяют АРА.

Нередко полевые записи сейсмических колебаний по среднему уровню видимых амплитуд сильно различаются на разных трассах, как если бы они были зарегистрированы при разной

чувствительности сейсморегистрирующих каналов. Перед суммированием записей по ОГТ или РНП необходимо уровни суммируемых записей выравнять. Выравнивание производят умножением мгновенных значений амплитуд $A(t)$ на корректирующий коэффициент $q(t)$, постоянный в пределах некоторого заданного «временного окна» (интервала) T трассы (цифровое АРА). Если трасса сейсмограммы представлена отсчетными значениями амплитуд $A(t_j)$, то амплитуда на отрегулированной трассе в результате действия АРА будет $A_{\text{вых}}(t_j)=q(t)A(t_j)$. Процесс регулировки состоит в нормировании отсчетных амплитуд $A(t_j)$ коэффициентами $q(t)$, обратно пропорциональными реальной интенсивности записи на данной трассе.

Интенсивность записи $\mathcal{E}(t)$ оценивают разными способами. В одном из способов абсолютные значения амплитуд усредняют. Если в пределах скользящего окна длительностью $\Delta T=(n-m)\Delta t$ известны модули отсчетных значений амплитуд $A(t_j)$, то среднее значение амплитуды

$$\overline{A(t)}=\sum_{j=m}^{n} A(t_j)/(n-m+1), \qquad (14.25)$$

где t_j — любое фиксированное время в пределах интервала ΔT.

При использовании АРА большую роль играет правильный выбор интервала ΔT: при небольшом интервале ΔT (менее 0,1 с) может происходить потеря динамической выразительности записи, т. е. стираются динамические различия между записями отраженных волн от разных границ; с увеличением длины окна ΔT динамические искажения сейсмических записей уменьшаются.

14.4.5. Суммирование сейсмических записей

Суммирование сейсмических записей (трасс) производят с целью повышения отношения сигнал/помеха. Эта процедура представляет процесс многоканальной фильтрации (см. 14.2). Выходным сигналом является суммарная трасса $F_{\Sigma}(t)$, полученная в результате суммирования нескольких входных трасс $F(t)$. Одни и те же сейсмические записи можно суммировать по ОГТ (горизонтальное накапливание), РНП (разновременное суммирование), осуществлять другие виды многоканальной фильтрации [11].

Суммирование сейсмических записей основано на представлении о волне как идеально регулярной. В суммируемые трассы предварительно вводят кинематические и статические поправки и выполняют их коррекцию, записи фильтруют (полосовая, обратная и другие виды фильтрации), производят восстановление истинных амплитуд и некоторые другие процедуры.

Для суммирования по ОГТ сейсмические трассы группируют (делают выборки) по общим глубинным точкам отражения (см.

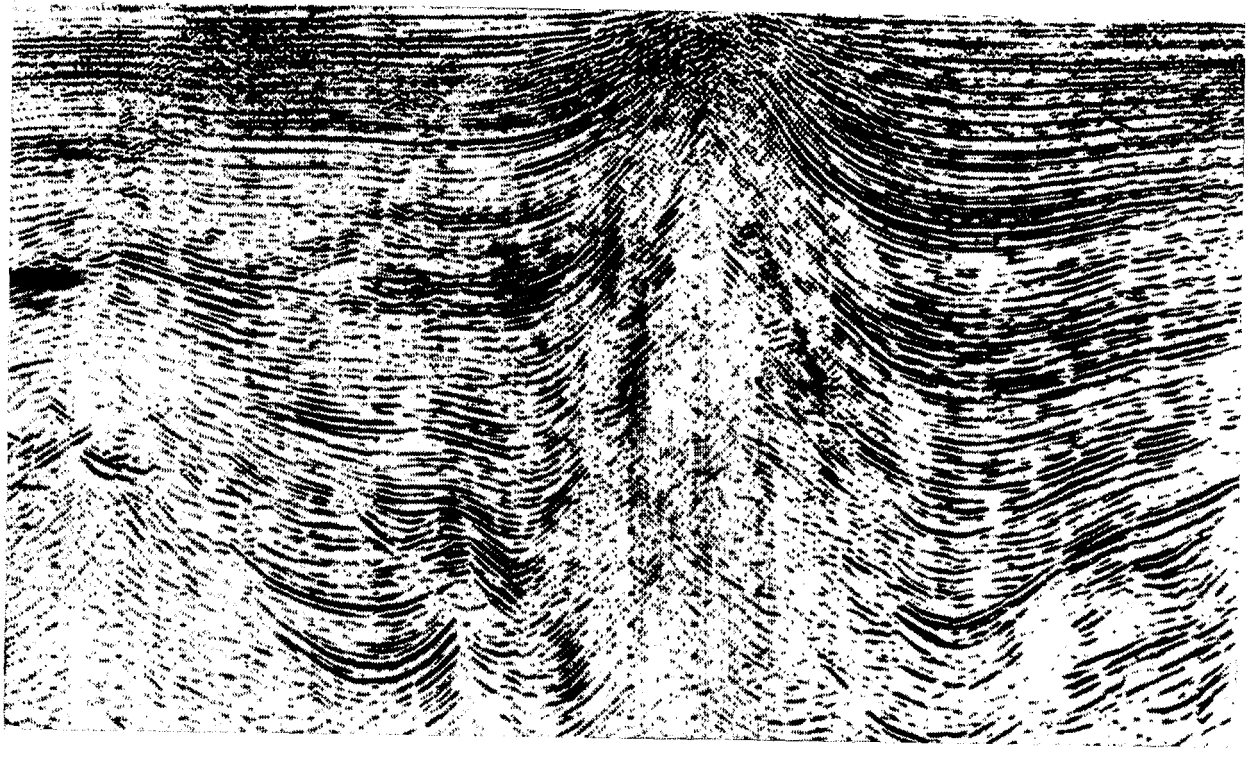


Рис. 141. Временной сейсмический разрез ОГТ

13.5). Для суммирования по РНП сейсмические трассы группируют по общему пункту возбуждения (ОТВ) или общему пункту приема (ОТП) (см. 13.6). Суммарные трассы поступают во внешнюю память ЭВМ и в последующем их используют для получения сейсмических изображений (временных или глубинных сейсмических разрезов).

14.4.6. Получение временных сейсмических разрезов

При получении временного разреза МОВ используют сейсмические трассы, в которые введены кинематические поправки, относящиеся к системе однократного непрерывного профилирования (ОНП), и выполнены другие процедуры предварительной обработки. Информация об отобранных трассах заносится во внешнюю память ЭВМ в виде матрицы временного разреза M_S, t, каждый элемент которой представляет один мгновенный отсчет амплитуды сигнала S на времени t_0. Эти данные поступают на графический построитель (плоттер) для записи колебаний на бумаге. Совокупность последовательно расположенных по вертикали трасс образует временной сейсмический разрез ОНП.

Временной сейсмический разрез ОГТ сформирован последовательностью расположенных по вертикали суммарных трасс ОГТ. Пример временного разреза ОГТ показан на рис. 141.

14.5. МИГРАЦИЯ ВРЕМЕННЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ РАЗРЕЗОВ

В случае криволинейных отражающих границ нарушается прямое соответствие между изображениями на временном и глубинном сейсмических разрезах, что может вызвать серьезные затруднения в геологической интерпретации временного разреза и даже привести к неверным заключениям относительно истинной формы отражающих границ. Причиной этих искажений является действие на временной разрез сейсмического сноса (см. 11.4.5). Для устранения несоответствия изображений строения среды на временной и глубинной координатных плоскостях проводят различные преобразования, которые объединяют под общим названием **миграция.** Английский термин «миграция» означает исключение сейсмического сноса на временном разрезе. Рассмотрим общую идею миграционного преобразования сейсмического временного разреза [5].

Сейсмический временной разрез (см. рис. 141) можно рассматривать как волновое поле, характеризующее отражательную и рассеивающую способность среды в координатной плоскости x, $t_в$ (x — абсцисса точки на профиле, $t_в$ — вертикальное время). Пусть произвольная точка упругой среды D (x, y) является точкой дифракции. На плоскости временного разреза ее коорди-

наты x, $t_в = 2z/v$, где v — средняя скорость. Неискаженным изображение точки D на временном разрезе будет в том случае, если амплитуда дифрагированной волны всюду равна нулю, кроме точки D. Но на временном разрезе точке D соответствует дифрагированная волна с гиперболическим годографом (в случае однородной среды). Поэтому точек, где амплитуда не равна нулю, окажется множество и все они расположены по годографу дифрагированной волны (см. рис. 142, *а*). Очевидно, такой динамический годограф дифрагированной волны можно рассматривать как искаженное изображение на временном разрезе точки дифракции D. Эти искажения обусловлены сейсмическим сносом.

Чтобы получить неискаженное изображение точки D, следует выполнить такое преобразование временного разреза, в результате которого все колебания были бы собраны в одной точке D. Такая фокусировка волнового поля дифрагированной волны в одной точке представляет процедуру устранения сейсмического сноса и раскрывает сущность миграции. Таким образом, миграцию можно рассматривать как обратную задачу дифракции. Исключение сейсмического сноса означает локализацию отраженной или дифрагированной волны в той точке среды, где они действительно возникли и где они характеризуют отражающие и рассеивающие свойства среды. Такая локализация означает

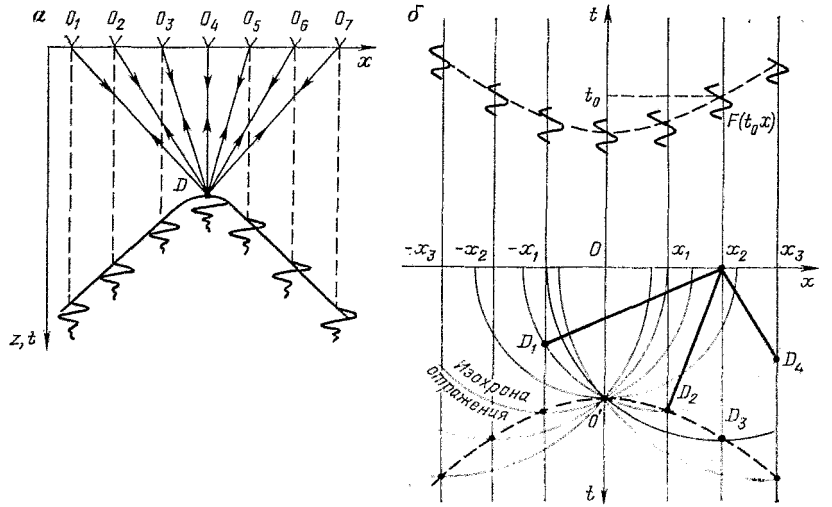


Рис. 142. Принцип получения временного разреза с миграцией по способу дифракционного преобразования:

а — изображение точки дифракции на временном разрезе без учета сейсмического сноса; *б* — суммирование амплитуд по годографам дифрагированных волн

повышение разрешающей способности по горизонтали (см.10.6), подобно тому, как обратная фильтрация повышает разрешенность временных разрезов по вертикали (см. 14.2.5).

Можно показать, что проблема миграции сводится к математической проблеме решения скалярного волнового уравнения (10.29), в частности, продолжения вниз поля, заданного на линии наблюдения. Дифференциальное уравнение (10.29) можно решать с использованием различных подходов: продолжение вниз путем дифракционного преобразования сейсмического волнового поля, в котором на основе принципа Гюйгенса—Френеля (см. 10.6) волновое поле представляют как суперпозицию дифрагированных волн, а среду — как совокупность точек дифракции (D-преобразование); продолжение волнового поля вниз, основанное на приближенном решении волнового уравнения (10.29) численными методами (миграция способом конечных разностей); продолжение вниз способом развертки трасс временного разреза по изохронам отражения; динамическое РНП-преобразование, основанное на развертке суммолент РНП (см. 13.6) по изохронам отражения, и др.

14.5.1. Миграция по способу дифракционного преобразования

В способе D-преобразования математической основой является дифракционный интеграл Кирхгофа (10.163), который получен на основе приближенного решения волнового уравнения (10.29). Если в нем определенные члены подынтегрального выражения отбросить, то оставшийся член представляет суммирование амплитуд трасс по годографам дифрагированных волн.

Пусть исходный временной разрез (без учета сноса) задан совокупностью трасс $F(t_0, x)$. Согласно принципу Гюйгенса — Френеля отраженную волну на трассе временного разреза можно представить как суперпозицию дифрагированных волн, возбужденных в точках, совпадающих с изохроной отражения $t_0 = \text{const}$. Обозначая абсциссы центра дифракции и трассы временного разреза соответственно x_μ и x_d, скорость в однородной покрывающей среде v, результат суммирования дифрагированной волны можно записать в виде

$$F_\Sigma(t_0, x_\mu) = \sum_d D\left[\sqrt{t_0^2 - 4(x_d - x_\mu)^2/v^2},\ x_d\right], \tag{14.26}$$

где символом D обозначена дифрагированная волна.

Уравнение годографа дифрагированной волны, по которой выполняется суммирование,

$$t(x_D) = 2\sqrt{t_в^2 + (x_d - x_\mu)^2/v^2(t_в)}, \tag{14.27}$$

где $t_в$ — вертикальное время; x_d — абсцисса центра дифракции; x_μ — абсцисса трассы временного разреза.

Для вычисления данной трассы результирующего временного разреза со сносом требуется просуммировать отсчетные амплитуды исходного временного разреза вдоль гиперболических годографов дифрагированных волн, рассчитанных для центров дифракций, лежащих на данной результирующей трассе. Сумма отсчетных амплитуд, считываемых с исходного временного разреза вдоль годографов дифрагированных волн для данного значения $t_в$, и является искомой отсчетной амплитудой результирующей трассы временного разреза со сносом на этом времени $t_в$.

Принцип преобразования исходного временного разреза во временной разрез со сносом поясняет рис. 142, *б*. В точке O' суммируются амплитуды $F_\Sigma(t_0, x_\mu)$, каждая из которых является суммой амплитуд дифрагированных волн, возбужденных в точках, лежащих на изохронах отражения $t_{0\mu}$, отвечающих трассам x_μ временного разреза. Следовательно, функцию $F_\Sigma(t_в)$ в точке O' можно записать в виде

$$F_\Sigma(t_в) = \sum_\mu F_\Sigma(t_{0\mu}, x_\mu) = \sum_\mu \sum_d D \times$$
$$\times \left[\sqrt{t_{0\mu}^2 - 4(x_d - x_\mu)^2/v^2},\ x_d\right]. \qquad (14.28)$$

В каждой амплитуде $F_\Sigma(t_{0\mu}, x_\mu)$ присутствуют составляющие дифрагированной волны, возбужденной в точке O'; их можно считать когерентными. Остальные составляющие, возбужденные полем центров дифракции, лежащих на пересекающихся частях изохрон отражения (на рисунке обозначены D_1, D_2 и т. д.), не повторяются и суммируются как нерегулярный шум $\varepsilon(t_{0\mu})$. Поэтому выражение (14.28) для $F_\Sigma(t_в)$ можно переписать в виде

$$F_\Sigma(t_в) = \sum_\mu \left[D\left(\sqrt{t_{0\mu}^2 - 4x_\mu^2/v^2},\ 0\right) + \varepsilon(t_{0\mu})\right]. \qquad (14.28')$$

В результате непрерывного повторения операции суммирования отсчетных амплитуд вдоль годографов дифрагированных волн, вычисленных для последовательности $t_в$, заданных с шагом, обычно равным шагу квантования, формируется последовательность отсчетных амплитуд результирующей трассы. Длина годографа дифрагированной волны, по которому выполняется суммирование, определяется с учетом глубины залегания и, гораздо реже, угла наклона границ раздела (апертура преобразования). Чтобы ослабить влияние на результат преобразования нерегулярного шума (краевые эффекты), в отсчетные значения амплитуды иногда вводят весовые коэффициенты: амплитуда принимается максимальной в точке касания годографа дифраги-

рованной волны с годографом отраженной волны и уменьшается по обе стороны от нее.

Эффект от применения D-преобразования хорошо виден при сравнении разрезов на рис. 143. Оба разреза получены по одним и тем же исходным материалам, но имеют мало общего и даже дают противоречивые представления относительно условий залегания отражающих горизонтов: на рис. 143, *а*, залегание отражающих горизонтов имеет вид антиклинального перегиба; после учета сейсмического сноса (рис. 143, *б*) отражающие горизонты принимают форму узкой синклинали.

14.5.2. Миграция способом конечных разностей

Сама идея миграции способом конечных разностей довольно проста. Если бы нам удалось линию наблюдений совместить с отражающей границей, то пути отраженных волн от этой границы были бы ничтожно малы и сейсмического сноса не было бы. Математически эта задача решается продолжением наблюденного волнового поля, зарегистрированного на поверхности, назад в глубь среды до тех пор, пока не встретятся точки рассеяния или отражающие горизонты. Это обратное продолжение поля выполняется с использованием дискретных (конечно-разностных) аппроксимаций дифференциального уравнения, которое описывает движение волны.

Запишем волновое уравнение плоской продольной монохроматической волны:

$$v_P^2\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\right)=\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}. \qquad (14.29)$$

Потенциал φ в уравнении (14.29) задан в виде

$$\varphi(x,\ z,\ t)=A\exp\{i\omega[t-(x/v)\sin\alpha-(z/v)\cos\alpha]\}, \qquad (14.30)$$

где α — угол падения волны.

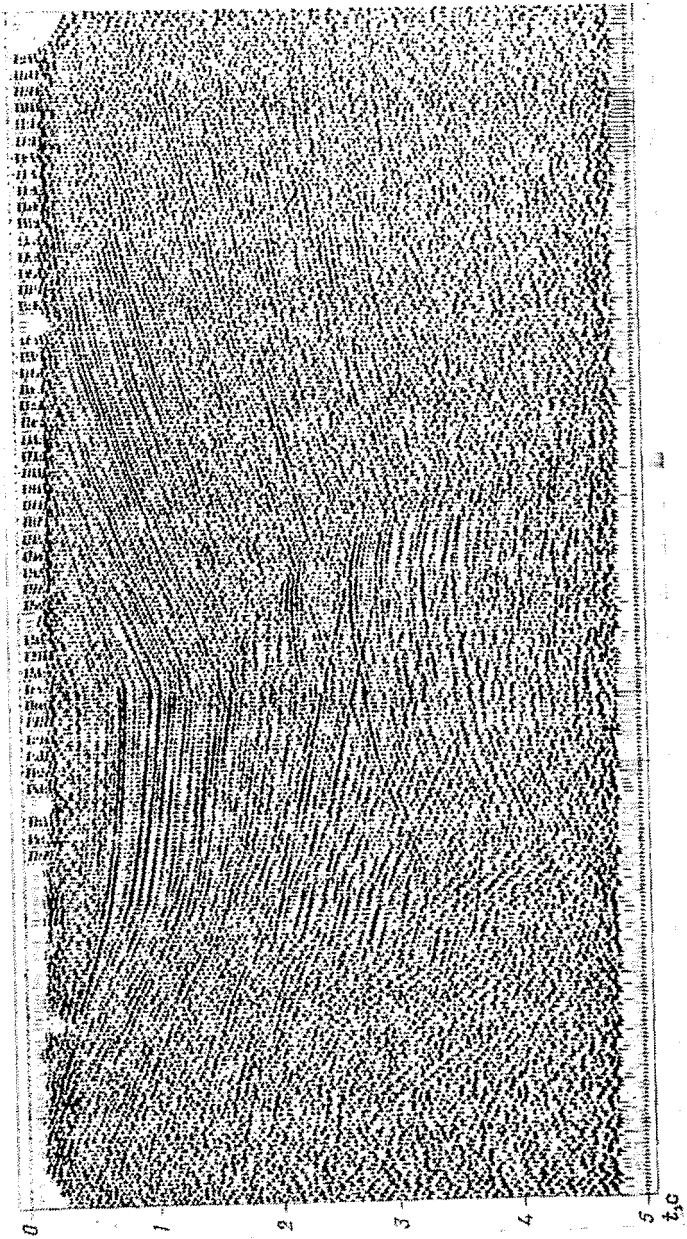
Перепишем уравнение (14.29) в новой координатной системе $x,\ z,\ t^*=t-z/v$, которая движется вместе с фронтом восходящей волны. Потенциал восходящей волны в новой системе координат

$$\varphi^*(x,\ z,\ t^*)=A\exp[i\omega(t^*-x\alpha/v+z\alpha^2/2v)]. \qquad (14.31)$$

Легко показать, что $\partial^2\varphi/\partial x^2=\partial^2\varphi^*/\partial x^2$, $\partial^2\varphi/\partial t^2=\partial^2\varphi^*/\partial t^{*2}$, $\partial^2\varphi/\partial z^2=\partial^2\varphi^*/\partial z^2-(2/v)\,\partial^2\varphi/(\partial z\partial t^*)+(1/v)\,\partial^2\varphi^*/\partial t^{*2}$.

Подстановка этих выражений в волновое уравнение (14.29) дает

$$\frac{\partial^2\varphi^*}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi^*}{\partial z^2}-\frac{2}{v}\frac{\partial^2\varphi^*}{\partial z\partial t}=0. \qquad (14.32)$$


0
1
2
3
4
5
t,c

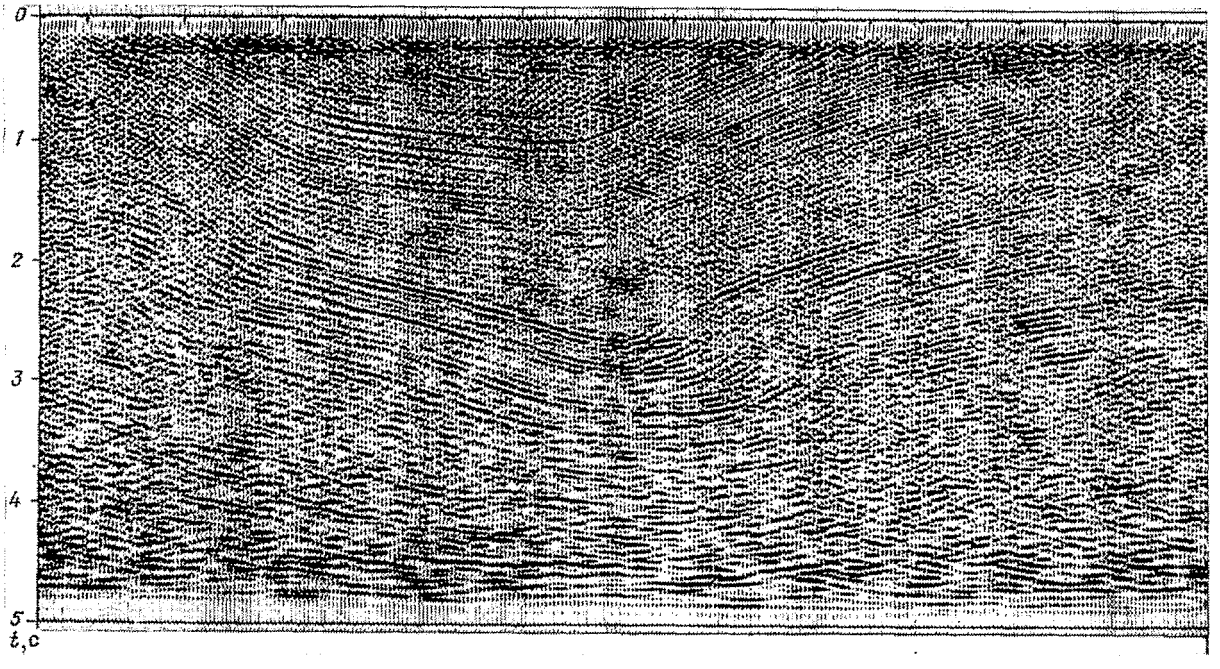


Рис. 143. Временной сейсмический разрез ОГТ:

а — без учета сейсмического сноса (вверху); *б* — с учетом сейсмического сноса по способу дифракционного преобразования (внизу)

Для волн, распространяющихся почти вертикально вверх, изменение φ^* относительно z в нашей движущейся координатной системе будет незначительно, и поэтому в уравнении (14.32) можно опустить член $\partial^2\varphi^*/\partial z^2$:

$$\frac{\partial^2\varphi^*}{\partial x^2} - \frac{2}{v}\frac{\partial^2\varphi^*}{\partial z \partial t} = 0. \qquad (14.32')$$

Достоинством уравнения (14.32′) является то, что в нем не содержится вторая производная по z и его можно преобразовать в конечных разностях к виду

$$\varphi^*(x, z, t^*) = c_1\varphi^*(x, z-\Delta z, t^*) + c_2\varphi^*(x, z, t^*-\Delta t^*) + c_3\varphi^*(x, z-\Delta z, t^*-\Delta t^*) + v[c_4\varphi^*(x-\Delta x, z, t^*) + c_5\varphi^*(x-2\Delta x, z, t^*)], \qquad (14.33)$$

где $c_1, \ldots, c_5$ — некоторые коэффициенты.

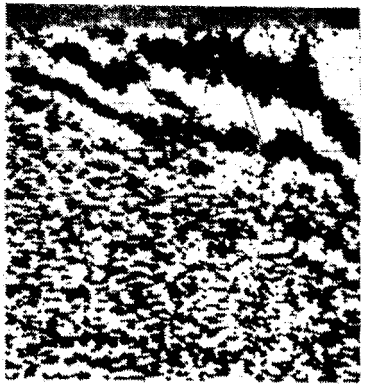
Процедуру миграции выполняют последовательно. По волновому полю $\varphi(x, t, 0)$, зарегистрированному на поверхности (исходный временной разрез), определяют поле $\varphi^*(x, t=0, \Delta z)$ на фиксированной глубине Δz. С физической точки зрения это равносильно временному разрезу, который был бы получен при размещении источников и приемников на глубине Δz. Значения $\varphi^*(x, t=0, \Delta z)$ дают полосу (горизонталь) мигрированного разреза на глубине Δz. Затем, используя разрез $\varphi^*(x, t=0, \Delta z)$, получают разрез $\varphi^*(x, t=0, 2\Delta z)$, и новую полосу мигрированного разреза $\varphi^*(x, t=0, 2\Delta z)$ и т. д. При продолжении поля вниз от $z=z_1$ до $z=z_1+\Delta z$ используют пластовую скорость между z_1 и $z_1+\Delta z$.

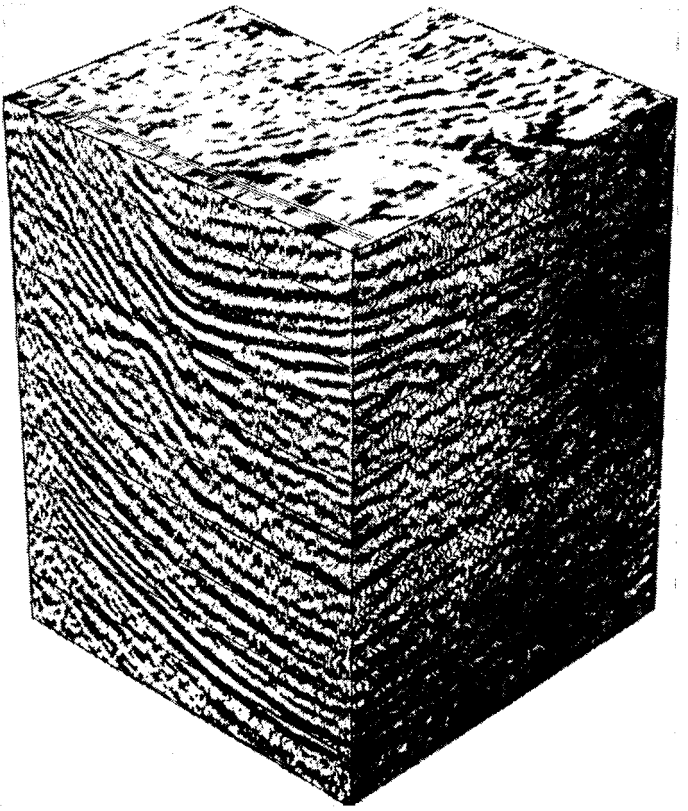
Уравнение (14.32′) справедливо только при малых углах наклона отражающих границ, не превышающих 10—15° (так называемое, 15-градусное приближение). Имеются более сложные аппроксимации волнового уравнения, не содержащие второй производной по z, для больших углов наклона, например для углов до 45° (45-градусное уравнение миграции). Поскольку D-преобразование и миграция способом конечных разностей имеют одни и те же физические предпосылки [оба способа основаны на приближенном решении скалярного волнового уравнения (10.29)], то, в принципе, они должны давать и одинаковые результаты миграции; различия этих способов — только в технологических операциях при осуществлении миграции.

14.5.3. Объемная (трехмерная) миграция

Верную картину пространственного размещения источников волн на сейсмических разрезах можно получить на основе объемной (трехмерной) миграции. Трехмерную миграцию, в принципе, можно выполнять теми же способами, что и двухмерную.

Рис. 144. Сечение волнового поля («срез») и результат трехмерного изображения данных сейсморазведки





Отличие состоит лишь в том, что волновое поле будет задано уже не функцией трех переменных x, z, t, как в двухмерном варианте, а функцией четырех переменных x, y, z, t. Это означает, что если в двухмерном D-преобразовании суммирование производится вдоль всевозможных дифракционных гипербол, то в трехмерном варианте суммирование выполняется по всевозможным гиперболоидам. Аналогично тому, как в способе миграции конечными разностями в двухмерном варианте вычисляются значения волнового поля для каждого шага пересчета в вершинах квадратов, а в трехмерном варианте — в вершинах кубов.

Для выполнения трехмерной миграции необходим очень большой объем вычислений, который требует использования супермощных ЭВМ. По этой причине часто пользуются упрощенным вариантом трехмерной миграции, который называется **двухступенчатой миграцией.** Сущность двухступенчатой миграции состоит в том, что ее проводят в два этапа. Вначале двухмерную миграцию выполняют на профилях, проложенных в каком-либо одном направлении (например, xx). Затем двухмерную миграцию уже мигрированных данных выполняют в перпендикулярных направлениях (yy). На полученных в результате подобной двойной двухмерной миграции окончательных временных разрезах ОГТ все кинематические параметры отраженных волн окажутся приведенными к параметрам волн, пути которых расположены в вертикальных плоскостях, а все точки отражения будут охарактеризованы вертикальными временами $t_в$, а не временами t_0. Срезы волновых полей для различных значений $t_в = \text{const}$ дают представление о пространственном распределении и интенсивности источников отраженных и дифрагированных волн. Основные трудности выполнения двухступенчатой миграции связаны с выбором правильных законов скорости, которая теперь будет функцией не только вертикальной $t_в$, но и горизонтальных x, y координат.

Результаты объемной (трехмерной) сейсморазведки представляют в виде динамических картин сечений волнового поля — так называемых срезов (рис. 144, вверху) и в виде объемных сейсмических разрезов (рис. 144, внизу).

14.5.4. Миграция до суммирования сейсмических записей

Как отмечалось выше (см. 13.2), большая часть объема сейсморазведочных работ при поисках и разведке месторождений нефти и газа выполняется по методике многократных перекрытий. Обработка получаемых полевых материалов, как правило, проводится по методу общей глубинной точки отражения. В методе ОГТ обычно производят миграцию временных сейсмических разрезов ОГТ, которые, как известно, сформированы из совокуп-

ностей просуммированных по ОГТ полевых записей. Миграция не исходных полевых записей, а временных разрезов ОГТ позволяет резко сократить объем подлежащих обработке данных, количество которых уменьшается примерно пропорционально кратности суммирования. Недостатком миграции временных разрезов ОГТ является то, что в случае наклонных границ каждая отдельная суммарная трасса разреза ОГТ получена не от общих точек отражения, а от более или менее протяженного элемента границы (площадки) (см. 11.3.6). В результате суммирования будут внесены искажения в динамику дифрагированных волн на временных разрезах ОГТ, поскольку будет нарушен принцип Гюйгенса — Френеля (см. 10.6), и это скажется на точности изображения сейсмических объектов на мигрированных временных разрезах ОГТ.

Более точное изображение сейсмических объектов можно получить, если миграцию выполнять применительно к несуммированным записям. Однако, как отмечалось выше, при этом резко возрастает объем подлежащей обработке информации и для ее выполнения в реальные сроки требуются супермощные ЭВМ. Кроме того, значительно возрастает и стоимость обработки. Поэтому миграция до суммирования сейсмических материалов пока еще не находит широкого применения. Разработка способов такой миграции, не требующих чрезмерных материальных затрат, является весьма актуальной задачей обработки данных сейсморазведки.

14.5.5. Миграция преобразованием временного разреза в глубинный

Преобразование временного разреза ОТВ или временного разреза ОГТ в глубинный разрез заключается в пересчете каждой трассы временного разреза $F(x, t)$ в трассу глубинного разреза $F(x, z)$, где z — глубина. Если пересчет производят методом средних скоростей (см. 10.9.2), то для каждой трассы временного разреза $x=\text{const}$ должна быть известна зависимость $v_{\text{ср}}(t_0)$.

Глубина z связана со временем t_0 и средней скоростью:

$$z = v_{\text{ср}}(t_0)\, t_0/2. \tag{14.34}$$

Дифференцируя (14.34), получаем связь между шагом квантования по глубине dz и шагом квантования по времени dt

$$dz = (v_{\text{ср}} dt_0 + t_0 dv_{\text{ср}})/2, \tag{14.35}$$

или, переходя к конечным приращениям,

$$\Delta z = (v_{\text{ср}} \Delta t_0 + t_0 \Delta v_{\text{ср}})/2, \tag{14.35'}$$

где $\Delta v_{\text{ср}}$ — изменение средней скорости на интервале Δt_0.

Из выражения (14.35′) следует, что постоянному шагу Δt_0 соответствует все увеличивающийся шаг Δz, поскольку скорость $v_{ср}$ обычно увеличивается с глубиной. Чтобы сохранить шаг по глубине постоянным, шаг квантования Δt_0 периодически уменьшают. С этой целью в начальной части записи (на малых временах) отбрасывают отдельные отсчетные значения мгновенных амплитуд, что приводит к искусственному расширению спектров сигналов и сжатию сигналов на глубинном разрезе. На больших временах, наоборот, добавляют значения амплитуд, получаемые интерполяцией, что приводит к искусственному сжатию спектров сигналов и растяжению последних на глубинном разрезе. Подобное преобразование обычно выполняют на мигрированных временных разрезах.

При преобразовании временного разреза в глубинный с предварительным прослеживанием отражающих горизонтов (рис. 145) вначале на временном сейсмическом разрезе прослеживают отражающие горизонты в виде временных линий $t_0(x)$. Затем вычисляют по формуле $z=v_{ср}(t_0)t_0/2$ в равномерно расположенных точках x глубины z до одного и того же горизонта. Изображение отражающей границы на плоскости глубинного разреза получают в виде огибающей дуг окружностей радиусами r и с центрами в точках x. Недостатком такого способа преобразования временного разреза в глубинный является необходимость предварительного прослеживания отражающих горизонтов на временном разрезе, которое возможно только при относительно простой волновой картине; при этом также теряется информация о динамических характеристиках отраженных волн.

Сущность преобразования временного разреза в глубинный динамический разрез иллюстрирует рис. 146. На нем отдельная трасса временного разреза МОВ или ОГТ развернута по изохроне отражения — кривой, время пробега отраженной волны до любой точки которой — величина постоянная и равная удвоенному времени пробега волны вдоль нормального луча. Другими словами, амплитуда суммарной записи ОГТ приписывается

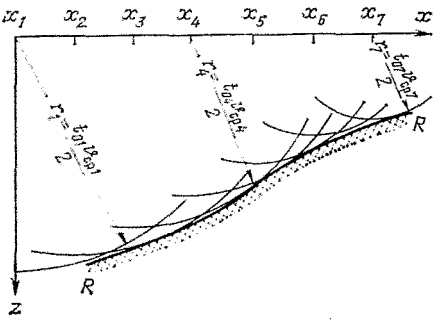


Рис. 145. Принцип построения глубинного сейсмического разреза с предварительным прослеживанием отражающих горизонтов

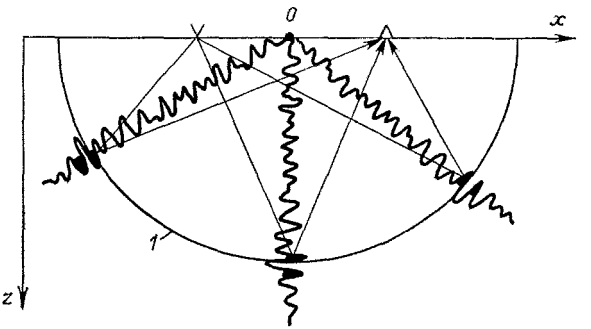


Рис. 146. Принцип миграции сейсмического разреза в глубинной области.
1 — линия равных значений времени пробега

каждой точке среды, находящейся на этой изохроне, которая в случае постоянной средней скорости — окружность. Построив динамические изохроны для всех глубинных точек, получим суммарную волновую картину. На ней за счет интерференции колебаний будут сформированы изображения участков среды, на которых произошло отражение или дифракция волн. Динамическое изображение отражающей границы формируется за счет сложения в фазе колебаний на перекрывающихся участках соседних изохрон. Если использованы дифрагированные волны, то изохроны пересекаются в источнике дифракции, где колебания складываются в фазе и формируют тем самым изображение точки дифракции в виде колебания с увеличенной амплитудой. В областях среды, где отсутствуют отражающие или дифрагирующие элементы, колебания складываются случайным образом и тем самым будут ослаблены до фона преобразования.

14.6. ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА СЕЙСМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПО МЕТОДУ РНП (ЦМРНП)

Примерная схема цифровой обработки материалов по МРНП (ЦМ НП) изображена на рис. 147. На ней в один блок (предварительная обработка) помещены все операции, выполняемые при цифровой обработке сейсмических материалов любым методом: ввод и демультиплексирование записей; полосовая и обратная фильтрация; восстановление и регулировка амплитуд; ввод и коррекция кинематических и статических поправок и т. п. Отдельными блоками изображены специфические операции обработки ЦМРНП, основными из которых являются: формирование системы наблюдений ЦМРНП; разновременное суммирование и измерение параметров волн; отбор и синтез полезных волн; получение динамического глубинного (или временного с миграцией) разреза и разрезов параметров волн.

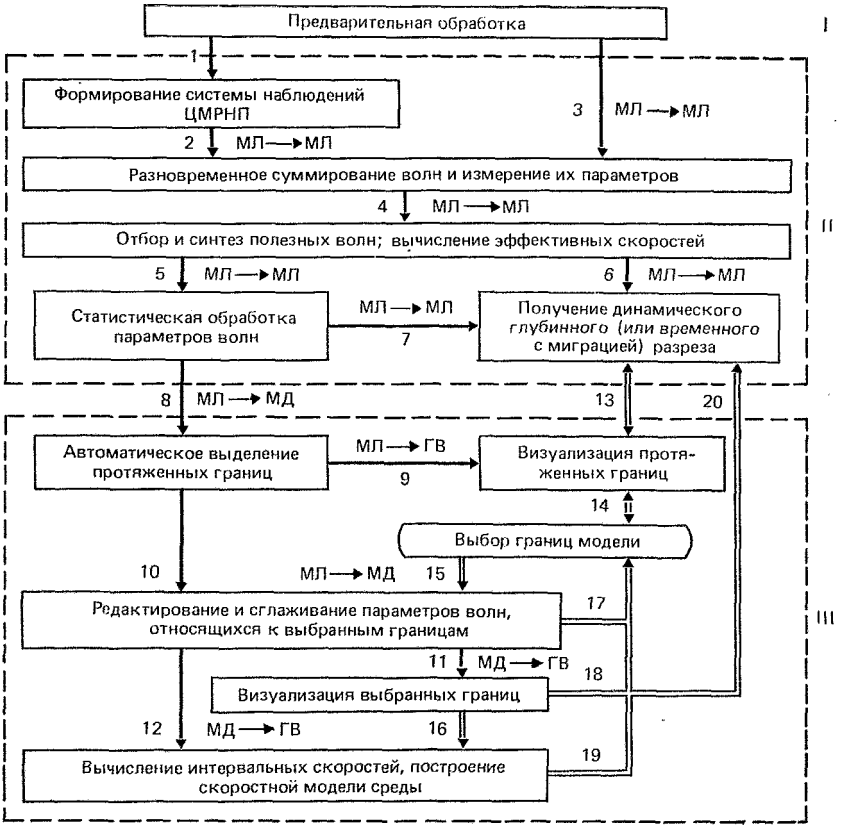


Рис. 147. Схема цифровой обработки данных МРНП.

14.6.1. Особенности предварительной обработки

Предварительная обработка должна проводиться с учетом специфических требований МРНП. Наиболее существенные из них следующие.

Для повышения разрешающей способности МРНП рекомендуется применение высокочастотной фильтрации исходных записей (см. 13.6). Для этого полосовую фильтрацию следует задавать с расчетом на сильное подавление нижнечастотных составляющих в спектрах регистрируемых волн и одновременно существенное расширение полосы пропускания в области верхних частот.

При регулировке амплитуд записей предпочтение отдается сохранению относительных амплитуд. Применение автоматиче-

ской регулировки амплитуд (АРА) ограничивается особенно при обработке ЦМРНП сложных (интерференционных) сейсмических записей, поскольку АРА является нелинейной операцией и может внести значительные амплитудные и фазовые искажения.

В связи с применением в ЦМРНП высокочастотной фильтрации требуется тщательная корректировка статических поправок с помощью соответствующих программ стандартной обработки МОВ.

14.6.2. Особенности формирования сейсмограмм ЦМРНП

В ЦМРНП разновременное суммирование записей выполняют на малых базах, центры которых расположены во взаимных точках.

Величина базы суммирования МРНП связана с видимой длиной волны условием

$$5 \leqslant \delta x/\lambda_{в} \leqslant 10, \qquad (14.36)$$

где δx — величина базы; $\lambda_{в}$ — видимая длина волны.

Для обработки ЦМРНП можно использовать сейсмические материалы, полученные по любой системе многократных перекрытий (как симметричной, так и фланговой), но рекомендуются системы кратностью не менее 12. Чтобы обеспечить суммирование 9—11 записей на базе, величина которой определяется условием (14.36), при видимых частотах записей 30—80 Гц шаг между приборами не должен превышать 50 м; желательно сокращение шага до 25 м.

Центры баз суммирования будут совмещены со взаимными точками только в том случае, если расстояния между пунктами приема (ПП) и пунктами взрыва (ПВ) равные, т. е. ΔПП$=\Delta$ПВ (см. 13.2); такие системы будем называть равномерными. Если это требование не выполняется, то равномерные системы формируют искусственно (синтетические системы наблюдений). Формирование синтетической равномерной системы наблюдений осуществляют на основе интерполяции исходных данных. Для этого производят накапливание (суммирование без временного сдвига) исходных записей с введенной кинематической поправкой на скользящих по сейсмограмме ОГТ небольших базах (обычно суммируют 2—3 записи); накопленные записи относят к центрам баз. В результате накопления записей также улучшается отношение сигнал/помеха, и это обеспечивает повышение точности измерения параметров волн ЦМРНП. Таким образом, синтетическая система может оказаться полезной при любых исходных системах наблюдений.

14.6.3. Суммирование записей и измерение параметров волн ЦМРНП

Суммирование записей и измерение параметров волн ЦМРНП можно осуществлять несколькими путями. Один из них состоит в получении суммолент МРНП и измерении на них параметров волн, как это было показано в 13.6. Такой путь обработки материалов ЦМРНП связан с большими затратами машинного времени, поскольку при переборе большого числа наклонов линии суммирования приходится многократно обращаться к исходным записям. Другой путь заключается в использовании алгоритма, объединяющего суммирование и определение параметров волн МРНП. Отличительной его особенностью является то, что обнаружение волн и оценка их параметров производится не по суммоленте МРНП, а по суммарным трассам суммоленты. В результате уменьшается число обращений к исходным записям и за счет этого существенно сокращаются затраты машинного времени на обработку материалов ЦМРНП.

Сущность алгоритма быстрого суммирования и определения параметров волн ЦМРНП поясняет рис. 148. В исходные сейсмические записи (рис. 148, *а*) с шагом суммирования τ последовательно вводят временные задержки, заключенные в некотором окне δt, а все записи с этими задержками накапливают в одну. Накопленная подобным образом запись аналогична суммарной трассе суммоленты МРНП, полученной при вертикальном суммировании трасс суммоленты, находящихся в окне временных сдвигов δt (рис. 148, *б*).

Одновременно накапливают несколько таких суммарных трасс, различающихся окнами временных сдвигов (на рис. 148, *а* изображены три окна), что позволяет обнаружить волны с раз-

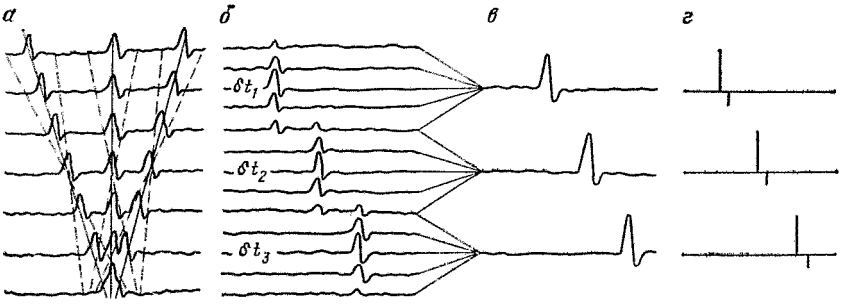


Рис. 148. Принцип суммирования и определения параметров волн в цифровом методе РНП (ЦМРНП):

а — исходные сейсмические записи; *б* — суммолента МРНП; *в* — суммарные трассы суммоленты МРНП; *г* — результат экстремирования суммарных трасс суммоленты МРНП и определение параметров волн

личными временными сдвигами, но и близкими временами прихода (рис. 148, *в*). Число таких суммарных трасс определяют, исходя из разрешающей способности метода РНП (см. 13.6) и диапазона временных сдвигов, в которых ожидаются полезные сигналы.

Суммарные трассы экстремируют (рис. 148, *г*). Время экстремума определяет время видимой фазы волны t, его амплитуда — видимую амплитуду волны a, номер суммарной трассы — временной сдвиг Δt. Точные оценки параметров волн (t, Δt, a и др.) получают при повторном суммировании полевых записей в узких окнах δt на временах экстремумов.

Быстрота обработки достигается тем, что обнаружение волн происходит на трассах суммоленты, которые получают при однократном обращении к исходным записям (см. рис. 148, *а*), минуя получение суммоленты МРНП (на рис. 148, *б* суммолента МРНП изображена только для того, чтобы пояснить смысл суммарных трасс суммоленты), и вторичное к ним обращение требуется только для получения точных значений параметров волн.

14.6.4. Отбор полезных волн и синтез их параметров

За счет суммирования в МРНП на малых базах разложение сложного волнового поля происходит на элементарные плоские волны. Среди них имеются как полезные отраженные и дифрагированные волны, так и всевозможные регулярные и нерегулярные волны-помехи. Для построения временного или глубинного разреза необходимо использовать только полезную информацию. Отбор полезных волн в ЦМРНП производят на основе принципа взаимности. Другим критерием полезности волны является значение ее эффективной скорости. Остановимся на этих критериях подробнее.

Вначале отбирают только те волны, которые удовлетворяют принципу взаимности. Помехоустойчивость такого отбора еще не очень высока, поскольку принципу взаимности удовлетворяет не только полезные отраженные и дифрагированные волны, но и многие регулярные волны-помехи. Однако на основе принципа взаимности исключаются нерегулярные волны-помехи, для которых этот принцип не выполняется.

Чтобы использовать второй критерий полезности волны — ее эффективную скорость, рассмотрим, как она определяется в ЦМРНП. Для этого запишем разность временных сдвигов волны $\Delta t^{(-)}$ во взаимных точках:

$$\Delta t^{(-)} = \Delta t_{12} - \Delta t_{21}, \tag{14.37}$$

где Δt_{12} и Δt_{21} — временные сдвиги волны во взаимных точках.

Легко показать, что

$$\Delta t^{(-)} = \frac{2x\Delta x \cos^2 \varphi}{v^2 t_{вз}}, \tag{14.38}$$

где x — расстояние между взаимными точками; Δx — расстояние между соседними каналами; $t_{вз}$ — взаимное время волны; φ — угол наклона границы; v — скорость в покрывающей среде.

Формулу (14.38) можно использовать для вычисления $v_{эф}$, если известна величина $\cos^2 \varphi$. Для ее определения найдем полусумму временных сдвигов во взаимных точках

$$\Delta t^{(+)} = \frac{1}{2}(\Delta t_{12} + \Delta t_{21}) = \frac{2h_0 \Delta x \sin \varphi}{v^2 t_{вз}}, \tag{14.39}$$

где h_0 — глубина отражающей границы в точке $x/2$.

Для не слишком малых глубин отражающей границы и небольших удалений x можно положить

$$t_{вз} \approx t_0 = 2h_0/v. \tag{14.40}$$

С учетом (14.40) формулу (14.39) можно приближенно переписать в виде

$$\Delta t^{(+)} \approx \Delta x \sin \varphi / v, \tag{14.41}$$

откуда

$$\cos^2 \varphi = 1 - (v\Delta t^{(+)}/\Delta x)^2. \tag{14.41'}$$

Подставляя (14.41') в (14.38), получаем формулу для вычисления эффективной скорости в ЦМРНП

$$v_{эф} = \sqrt{\frac{2x\Delta x^2}{\Delta x t_{вз} \Delta t^{(-)} + 2x\Delta t^2 (+)}}. \tag{14.42}$$

Сравнение расчетного значения $v_{эф}$ [по формуле (14.42)] с заданным априорным позволяет отбирать полезные волны по второму критерию — значению эффективной скорости.

Из каждой пары волн во взаимных точках синтезируют одну волну с четырьмя параметрами: суммой амплитуд $a_c = a_{12} + a_{21}$, полусуммой времен $t_c = (t_{12} + t_{21})/2$, полусуммой временных сдвигов $\Delta t_c = (\Delta t_{12} + \Delta t_{21})/2$ и разностью временных сдвигов $\Delta t_c^{(-)} = \Delta t_{12} - \Delta t_{21}$. Третий параметр представляет временной сдвиг на центральной базе суммирования с центром в точке $x/2$. Как следует из (14.41'), он характеризует угол наклона границы и используется при получении глубинного (или временного с миграцией) разреза ЦМРНП. Четвертый параметр согласно (14.42) используется при вычислении эффективной скорости и служит дополнительным критерием полезности каждой волны. На основе отличия $v_{эф}$ от задаваемого априори значения скорости устанавливают весовой коэффициент к амплитуде волны,

как меру ее полезности. Изменяя этот весовой коэффициент, можно усилить или ослабить жесткость отбора полезной информации.

14.6.5. Получение динамического глубинного сейсмического разреза ЦМРНП

Получение динамического разреза ЦМРНП основано на результатах предварительного отбора полезных волн и определении их синтезированных параметров t_c, Δt_c и a_c. Кинематические параметры t_c и Δt_c позволяют рассчитать координаты центра x, z и угол наклона φ элементарной отражающей площадки; амплитуда a_c характеризует интенсивность отраженной волны в центре этой площадки. Координаты центра и угол наклона площадки рассчитывают лучевым способом. Расчет координат центра и угла наклона отражающей площадки в общем случае приводит к громоздким выражениям. Ограничимся решением этой задачи для простейшего случая, когда средняя скорость есть функция только глубины z, а параметры t и δt относятся к базе, центр которой совмещен с источником возбуждения сейсмических колебаний (центральная база).

Один из сейсмических лучей с постоянным параметром δt изображен на рис. 149. Луч построен как геометрическое место концов отрезков прямых линий, выходящих из полюса O (центра базы) под разными углами α_z. Величины углов определены согласно формуле (10.154′):

$$\sin \alpha_z = v_{\text{ср}}(z)/v_{\text{к}} = v_{\text{ср}}(z)\,\delta t/\delta x, \tag{14.43}$$

где $v_{\text{ср}}(z)$ — значение средней скорости на глубине z; $v_{\text{к}}$ — кажущаяся скорость; δx — величина базы.

Координаты центра площадки, как следует из рис. 149, связаны с параметрами волны зависимостями

$$x = r\sin\alpha = \frac{1}{2} v_{\text{ср}}(z)\, t v_{\text{ср}} \frac{\delta t}{\delta x} = \frac{1}{2} v_{\text{ср}}^2(z)\, t \frac{\delta t}{\delta x},$$

$$z = r\cos\alpha = r\sqrt{1-\sin^2\alpha} = \frac{1}{2} v_{\text{ср}}^2(z)\, t \times$$

$$\times \sqrt{\frac{1}{v_{\text{ср}}^2(z)} - \left(\frac{\delta t}{\delta x}\right)^2}. \tag{14.44}$$

В формулы (14.44) входят времена пробега волны вдоль нормальных лучей, они равны половине времени отражения ($t_0/2$).

При вычислении угла наклона малой площадки RR примем во внимание, что она должна касаться изохроны отражения в точке пересечения нормального луча с изохроной. Уравнение

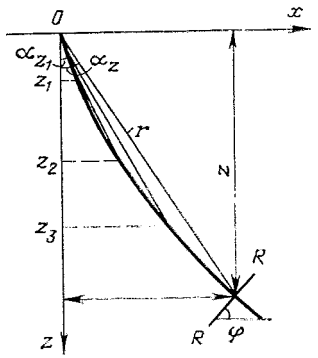


Рис. 149. Принцип расчета координат центра и угла наклона отражающей площадки

изохроны отражения в среде со средней скоростью $v_{ср}$ будет иметь вид

$$\frac{1}{v_{ср}(z)}\sqrt{x^2+z^2}=\frac{t}{2}. \tag{14.45}$$

Его можно переписать так:

$$x=\sqrt{\frac{1}{4}v_{ср}^2(z)\,t^2-z^2}. \tag{14.46}$$

Угол наклона площадки связан с производной dx/dz формулой

$$\operatorname{tg}\varphi=1/\frac{dx}{dz}. \tag{14.47}$$

Продифференцировав (14.46) и выполнив необходимые преобразования, получим

$$\frac{dx}{dz}=\frac{1}{x}\left[\frac{1}{4}v_{ср}(z)\,t^2\frac{dv_{ср}(z)}{dz}-z\right],$$

откуда

$$\operatorname{tg}\varphi=x/\left[\frac{1}{2}v_{ср}(z)\,t\cdot\frac{1}{2}\,t\frac{dv_{ср}(z)}{dz}-z\right]. \tag{14.48}$$

Подставив в формулу (14.48) выражения (14.44) для x и z, получим

$$\operatorname{tg}\varphi=\frac{v_{ср}(z)\dfrac{\delta t}{\delta x}}{\dfrac{1}{2}\,t\dfrac{dv_{ср}(z)}{dz}-\sqrt{1-v_{ср}^2(z)\left(\dfrac{\delta t}{\delta x}\right)^2}} \tag{14.49}$$

(в выражении (14.49) угол φ считается положительным по падению границы).

На рис. 150, *а* изображено семейство лучей и изохрон отражений, рассчитанных для заданного закона изменения средней скорости с глубиной $v_{ср}(z)$, которое образует **лучевую диаграмму первого рода.** Параметрами лучей являются временные сдвиги волн (в миллисекундах), а изохрон — времена отражения (в секундах). Если совместить полюс лучевой диаграммы с центром базы δx и горизонтальную ось диаграммы направить вдоль профиля наблюдений x, то центр отражающей площадки будет находиться в точке пересечения луча и изохроны, с измеренными значениями t и δt. Площадка, как было сказано выше,

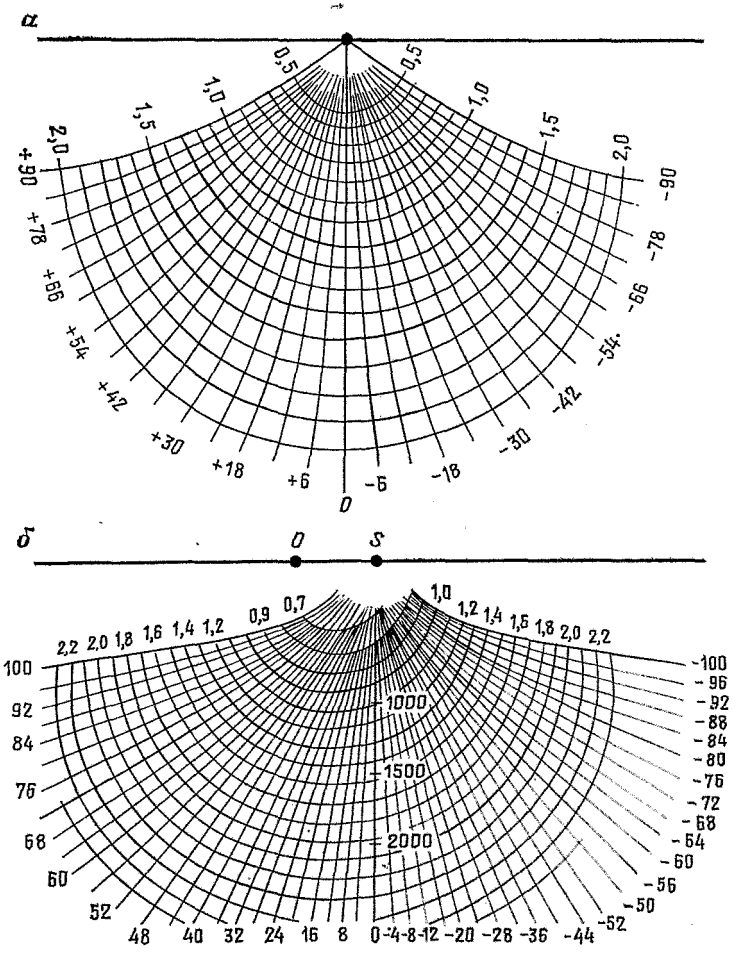


Рис. 150. Лучевые диаграммы первого (*а*) и второго (*б*) рода

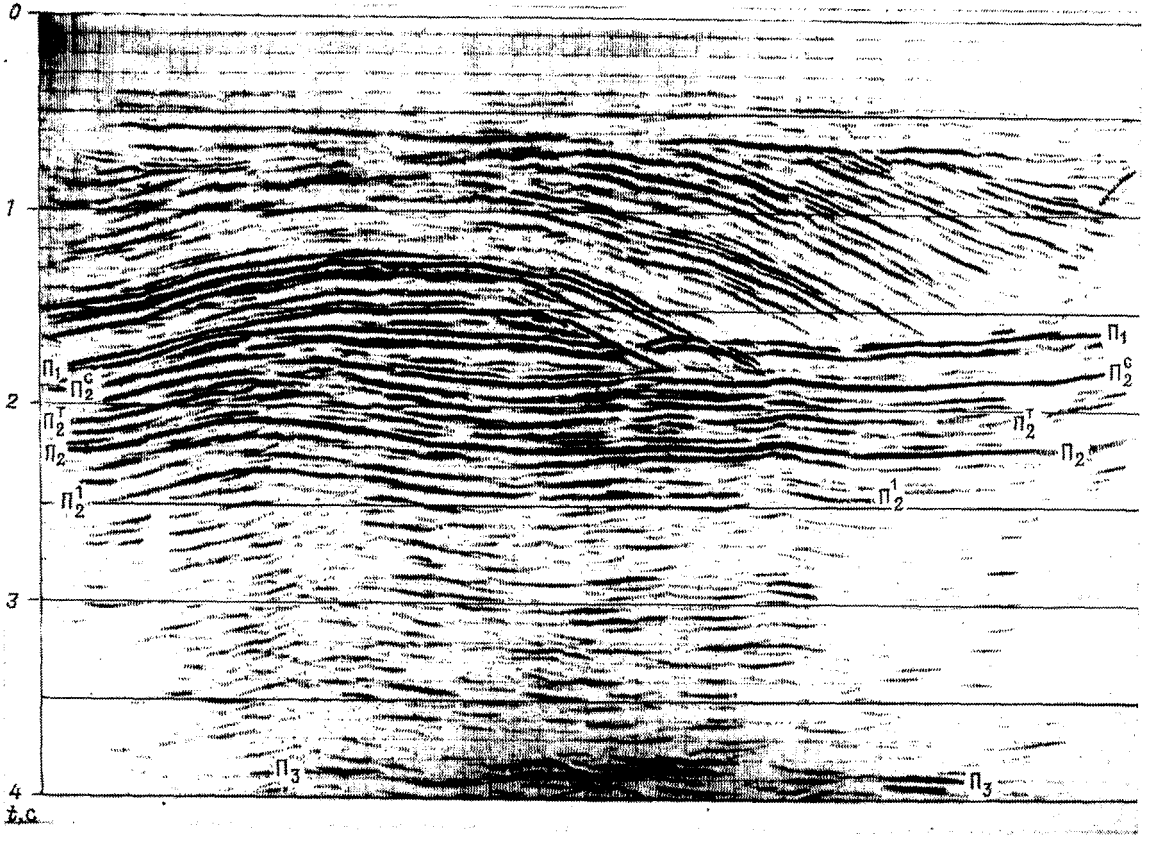

0
1
2
3
4
t,c
$П_1$
$П_2^c$
$П_2^T$
$П_2$
$П_2^1$
$П_3$
$П_1$
$П_2^c$
$П_2^T$
$П_2$
$П_2^1$
$П_3$



Рис. 151. Динамические разрезы ЦМРНП:
а — временной с миграцией (вверху); *б* — интенсивностей (амплитуд) (внизу)

будет касаться изохроны в этой точке пересечения. Длину отражающей площадки условно принимают равной половине базы δx, что справедливо без больших погрешностей для довольно значительных углов отражающих границ (до 30—40°).

При построении глубинного разреза параметры t и δt волн могут относиться к базам, центры которых смещены относительно источника на ту или иную величину $\pm l$. Наиболее простой, но менее точный способ определения координат площадок основан на предварительном приведении параметров t и δt волн к их значениям на центральной базе с тем же центром, что и у нецентральной базы. Такое приведение можно сделать, введя в измеренные параметры t и δt кинематическую поправку. После этого координаты центров и углов наклона площадок можно рассчитать по формулам (14.44), (14.49). Более сложный, но и более точный способ определения координат центров и углов наклона площадок — расчет по формулам, в которых учтено смещение центра базы суммирования относительно источника.

На рис. 150, б изображена **лучевая диаграмма второго рода.** В отличие от лучевой диаграммы первого рода (см. рис. 150, *а*) она рассчитана для фиксированного расстояния источник — центр базы (l). Положение площадки (или точки дифракции) с помощью лучевой диаграммы второго рода определяется так же, как и по лучевым диаграммам первого рода.

При формировании динамического разреза ЦМРНП учтен механизм образования отраженных волн на границах. Согласно принципу Гюйгенса — Френеля (см. 10.6), отраженную волну можно рассматривать, как результат суммирования элементарных (дифрагированных) волн, источники которых непрерывно расположены на некотором участке отражающей границы. Вклад различных источников в формирование отраженной волны не одинаков: он максимален в окрестностях точки зеркального отражения и уменьшается до нуля к краям участка. Другими словами, в пределах некоторого участка границы как бы непрерывно расположены источники дифрагированных волн, интенсивность которых уменьшается до нуля к краям участка. Отраженная волна формируется в результате наложения колебаний дифрагированных волн. Размер участка границы, формирующего отраженную волну, определяется шириной первой зоны Френеля и зависит от видимой длины волны и глубины залегания границы.

Динамический разрез ЦМРНП получают в результате развертки сейсмических сигналов, отобранных с суммолент МРНП, вдоль отрезков касательных к изохронам. Центры касательных определены кинематическими параметрами волн t и δt, амплитуды сигналов убывают до нуля к краям отрезков касательных. Формирование динамического разреза ЦМРНП происходит в результате накапливания данных в глубинной области, получен-

ных в результате обработки материалов многократных перекрытий. Такое накапливание повышает динамическую выразительность разрезов и помехоустойчивость к случайным сигналам. Глубинный разрез ЦМРНП представляет совокупности вертикальных трасс, на каждой из которых отражающая граница представлена единичным импульсом, свернутым с сигналом заданной формы, с амплитудой, пропорциональной отраженному сигналу. Пересчетом шкалы глубин в шкалу t_0 глубинный разрез ЦМРНП легко преобразовать во временной разрез с миграцией (рис. 151, *а*).

Возможен и другой путь получения динамического глубинного разреза МРНП: используют всю имеющуюся на суммолентах МРНП волновую информацию, которую накапливают в глубинной области, развертывая по изохроне отражения лучевой диаграммы трассы суммолент МРНП. Изображение каждой точки среды формируется за счет интерференции сигналов при развертке суммолент. Интерференционное накапливание суммолент МРНП в глубинной области с позиции волновой теории эквивалентно D-преобразованию (см. 14.5.1) и для его реализации нужны ЭВМ с высоким быстродействием и большими объемами быстрой памяти.

На основе ЦМРНП разработана методика получения цветных и тоновых разрезов динамических и кинематических параметров волн (амплитуд, частот, эффективных скоростей и др.). Пример тонового разреза интенсивностей (амплитуд) волн ЦМРНП приведен на рис. 151, *б*. На нем интенсивные отражения приурочены к толще отложений, представленной чередованием карбонатных и терригенных пород.

14.7. ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ МЕТОДОМ ПРЕЛОМЛЕННЫХ ВОЛН (МПВ)

При цифровой обработке материалов сейсморазведки МПВ применяются многие операции цифровой обработки материалов МОВ, такие, например, как редактирование и сортировка сейсмических записей, полосовая и обратная фильтрация, ввод и коррекция кинематических и статических поправок и т. п. В то же время, специфические особенности образования и распространения головных волн, их динамики и кинематики обусловливают и некоторые отличия, на которых остановимся ниже.

Регулировка амплитуд. Головные волны характеризуются более широким диапазоном изменения амплитуд сигналов, чем отраженные. Это объясняется большой длиной используемых годографов и в связи с этим повышенным поглощением головных волн.

Для суммирования записей головных волн по способу общей глубинной площадки (ОГП) (см. 11.6.2) амплитуды голов-

ных волн необходимо выравнять. Выравнивание производят с помощью расчетных нормировочных коэффициентов

$$q = \overline{A}_{\mu}/\overline{A}_{\mu+1}, \tag{14.50}$$

где $\overline{A}_{\mu}$ и $\overline{A}_{\mu+1}$ — средний уровень записи на сейсмических трассах номеров μ и $\mu+1$.

Средний уровень записи определяют по формуле

$$\overline{A} = \sum_{m=1}^{N} |A_m|/N, \tag{14.51}$$

где N — число отсчетов в интервале; A_m — отсчетное значение амплитуды сигнала на m-м отсчете.

Ввод и коррекция статических и кинематических поправок. Вследствие более низких частот (5—20 Гц) регистрируемых колебаний в МПВ можно предъявлять меньшие требования к точности определения статических поправок, чем в МОВ, но существенно возрастает роль поправки за пункт взрыва (см. 11.4.1). Последнее связано с тем, что в МПВ применяют длинные расстановки сейсмоприемников и с одного пункта взрыва получают большое число сейсмограмм. При работах МПВ на море большое значение имеют поправки за непродольность расстановок сейсмоприемников и смещение источника возбуждения относительно линии профиля.

Кинематические поправки рассчитывают по линейному закону (см. 11.6.2)

$$\Delta t_{\text{кин}} = x/v_{\text{ОГП}}, \tag{14.52}$$

где $v_{\text{ОГП}} = v_{\text{г}}/\cos\varphi$ ($v_{\text{г}}$ — граничная скорость, φ — угол наклона границы).

Значения скорости $v_{\text{ОГП}}$ определяют по результатам скоростного анализа. Скоростной анализ проводят либо на основе перебора скоростей $v_{\text{ОГП}}$ при расчете кинематических поправок (14.52), либо по вертикальным и горизонтальным спектрам скорости $v_{\text{ОГП}}$. Критерием определения скорости $v_{\text{ОГП}}$ способом перебора является трансформация в горизонтальные прямые линии t_0 ветвей годографов головных волн. Расчет вертикальных и горизонтальных спектров скорости $v_{\text{ОГП}}$ проводят по суммолентам ОГП подобно тому, как и спектров скорости отраженных волн (см. 14.3).

Получение временного разреза МПВ и преобразование его в глубинный разрез. После ввода в годографы ОГП головных волн кинематических поправок (14.52) будет обеспечено синфазное суммирование колебаний головной волны. Сейсмические изображения преломляющих границ (временной разрез МПВ) образуют совокупности суммарных записей ОГП. На временном разрезе МПВ геометрия преломляющих границ отображается осями синфазности суммарных колебаний (рис. 152).

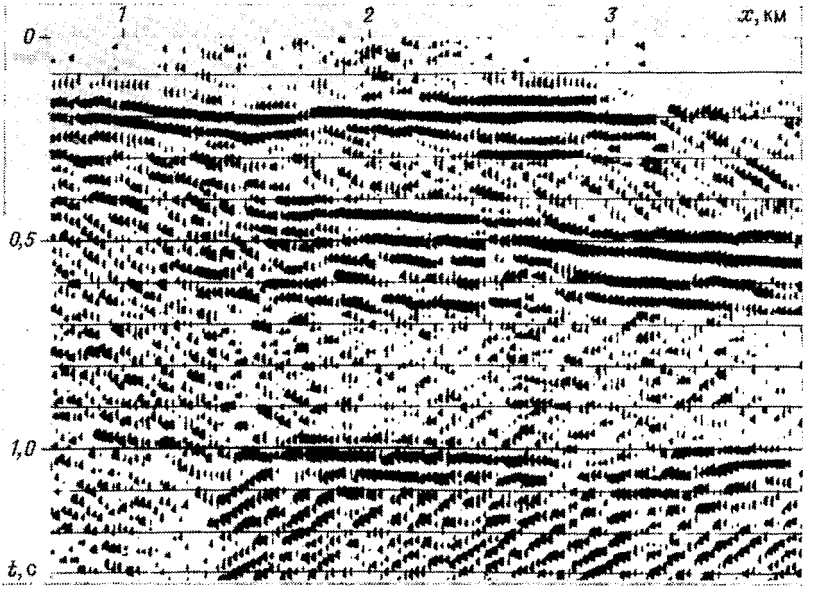


Рис. 152. Временной сейсмический разрез головных (преломленных) волн

Угол наклона преломляющей границы связан с наклоном линии временного разреза выражением

$$\varphi = \arcsin \frac{\Delta t_0 / \Delta x}{2\sqrt{1/v^2 - 1/v_г^2}}, \qquad (14.53)$$

где Δt_0 — приращение времени t_0 на временном разрезе на участке профиля Δx. В качестве начального приближения для $v_г$ можно использовать значения $v_{ОГП}$, полученные при скоростном анализе.

Преобразование временного разреза МПВ в глубинный сейсмический разрез можно выполнить способом окружностей. В этом способе каждую суммотрассу временного разреза МПВ трансформируют в масштабе глубин по формуле

$$h = \frac{t_0}{2\sqrt{1/v^2 - 1/v_г^2}}, \qquad (14.54)$$

где t_0 — время на суммотрассе временного разреза, v — скорость в покрывающей среде, $v_г$ — граничная скорость. Значения каждого отсчета глубинной трассы присваивают всем точкам среды, лежащим на дугах полуокружностей радиусов $r = h$ с цен-

трами в соответствующих точках x временного разреза. Сигнал головной волны развертывается по дуге окружности. Изображение преломляющей границы формируется накапливанием огибающей окружностей. Вне огибающей сигналы головных волн взаимно подавляются за счет несинфазного наложения друг на друга.

14.8. СТРУКТУРА ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ. ЦИФРОВЫЕ ОБРАБАТЫВАЮЩИЕ КОМПЛЕКСЫ

Спецификой цифровой обработки сейсмической информации является сложность и большое число производимых различных преобразований сейсмических записей, что требует выполнения огромного объема вычислительных операций. Чтобы иметь представление об объеме вычислений при цифровой обработке данных сейсморазведки, приведем такой расчет [11]. Одна 48-канальная магнитограмма с длительностью записи 5 с и шагом дискретизации 2 мс, содержит более 10^5 машинных слов (многоразрядных кодов). Объем математических операций, подлежащих выполнению по стандартному комплексу программ, оценивается 10^4—10^5 на каждое машинное слово. Таким образом, при цифровой обработке только одной 48-канальной магнитограммы требуется выполнить 10^9—10^{10} операций. Учитывая, что одна сейсмостанция при выполнении наземных работ МОВ за полевой сезон получает 5000 магнитограмм (а при морской сейсморазведке это число еще больше), сейсмические обрабатывающие центры должны иметь огромные вычислительные мощности.

Структура цифровой обработки. Весь процесс цифровой обработки материалов сейсморазведки можно условно подразделить на две группы технологически однородных и в значительной степени автономных процедур: процедуры предварительной обработки сейсмических материалов (препроцессинг) и их графического представления; процедуры основной обработки сейсмических материалов.

Препроцессинг включает: ввод и демультиплексирование полевых данных; проверку и редактирование данных (печать заголовков, обнуление трасс или изменение их полярности и т. п.); сортировку трасс по системам наблюдений (ОТВ, ОГТ и т. п.); регулировку амплитуд; различные виды частотной фильтрации; преобразование форматов цифровой записи, визуализацию и документирование сейсмических данных и другие подобные процедуры.

Процедуры **основной обработки** выполняют по разветвленной сети весьма сложных алгоритмов.

В соответствии с составом препроцессинга и основной обработки обрабатывающие комплексы, как правило, состоят из

вспомогательных комплексов препроцессинга и комплексов основной обработки, что значительно повышает эффективность использования вычислительных мощностей универсальных ЭВМ. В центрах малой мощности функции вспомогательного и основного комплексов могут быть совмещены в одном комплексе.

По характеру решаемых задач цифровую обработку материалов сейсморазведки условно можно подразделить на два вида: для решения структурных задач; для прогнозирования геологического разреза (ПГР). Основными процедурами цифровой обработки при решении структурных задач являются (см. рис. 140): ввод полевых записей в ЭВМ, регулировка амплитуд, различные виды фильтрации, ввод и коррекция статических и кинематических поправок, различные виды суммирования (ОГТ, МРНП и др.), скоростной анализ, получение временного разреза с миграцией и некоторые специальные процедуры интерпретационного этапа (расчет модели среды, построение структурных карт и др.). Обработка данных сейсморазведки с целью прогнозирования геологического разреза, иначе называемая динамической обработкой, предусматривает использование сейсмических данных с восстановленными и сохраненными истинными амплитудами полезных сигналов. Она включает все процедуры цифровой обработки при решении структурных задач и ряд дополнительных: количественный анализ динамических и кинематических параметров волн (амплитуды, частоты, скорости и др.); определение коэффициентов отражения и поглощения сейсмических волн и др. (см. 14.11 и 14.12).

Геофизические вычислительные комплексы (ГВК). Стремление к достижению высокой производительности и эффективности при обработке информации обусловливает необходимость применения универсальных ЭВМ специализированных конфигураций.

Совокупность устройств для цифровой обработки данных сейсморазведки составляет **геофизический вычислительный комплекс** (ГВК). Основу технического оснащения ГВК составляют средние и мощные ЭВМ. В нашей стране в ГВК входят ЭВМ серии ЕС—ЕС-1033, ЕС-1045, ЕС-1055 и более высоких порядков, а также ГВК ПС-2000. Чтобы разгрузить основную ЭВМ от большого числа массовых и однотипных вычислений, таких как свертка функций, быстрое преобразование Фурье и т. п., применяют специализированные процессоры (спецпроцессоры), позволяющие выполнять вычисления одновременно с несколькими массивами исходных данных и в десятки раз быстрее по сравнению с процессором основной ЭВМ.

В связи с обработкой огромных массивов исходных данных, расположенных на многих магнитных лентах, ГВК имеют расширенные объемы оперативной памяти и высокоскоростные каналы ввода-вывода, обеспечивающие возможность параллель-

ной работы нескольких устройств развитой внешней памяти (4—8 дисковых накопителей емкостью 29 Мбайт или более и 6—16 накопителей на магнитных лентах).

Геофизические вычислительные комплексы также включают перфокарточные устройства ввода, алфавитно-цифровые печатающие устройства (АЦПУ), диалоговые средства связи с ЭВМ (дисплеи) и устройства графической визуализации данных — графопостроители и сейсмические плоттеры (специализированные высокоскоростные аппараты для визуализации сейсмических трасс) в основном электростатического типа.

Эффективное использование ресурсов ГВК обеспечивается соответствующими операционными и специализированными сейсмическими обрабатывающими системами (СЦС-3, СОС-ПС, ГЕОПАК и др.).

В связи с быстрым развитием вычислительной техники происходит непрерывное и глубокое техническое переоснащение ГВК. В качестве примера приведем сведения о ГВК ПС-2000 [11]. Он включает управляющую ЭВМ, мультипроцессор, дисковые и ленточные накопители, цветные графические дисплеи, устройства ввода перфокарт и перфоленты, высокопроизводительный плоттер, а также автоматизированное рабочее место геофизика-интерпретатора (АРМГЕО). Происходит планомерное дооснащение уже используемых ГВК ПС-2000 вторым мультипроцессором. Обработка данных сейсморазведки на ГВК ПС-2000 производится с помощью сейсмической обрабатывающей системы переменной структуры (СОС-ПС). Широкий набор имеющихся в системе СОС-ПС процедур обработки обеспечивает возможность ее использования как в качестве комплекса препроцессинга, так и как основной вычислительный комплекс экспедиционного типа.

14.9. ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТЕЙ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

Сведения о скоростях распространения упругих колебаний получают в результате обработки материалов наблюдений в глубоких буровых скважинах и наземных исследований МОВ и МПВ. Истинные, пластовые и средние скорости наиболее точно можно вычислить по материалам сейсмических наблюдений в глубоких скважинах. По материалам наземной сейсморазведки определяют эффективные и граничные скорости.

14.9.1. Определение скоростей по данным сейсмокаротажа

Пластовые и средние скорости определяют по записям проходящих волн, зарегистрированных в различных точках вертикального профиля, совмещенного со стволом глубокой скважины (сейсмический каротаж — СК); шаг наблюдений обычно

составляет 20—100 м. С наибольшей возможной точностью, но не ниже 0,002—0,003 с, определяют времена вступлений проходящих волн. В измеренные времена вводят различные поправки: за глубину взрыва, отнесение источника от устья скважины и др. Совокупность исправленных значений времен первых вступлений проходящих волн составляет продольный вертикальный годограф $t(z)$. В случае горизонтально-слоистой среды вертикальный годограф представляет ломаную линию, каждое звено которой характеризует пласт с постоянной скоростью (рис. 153, *а*).

Пластовую скорость вычисляют по угловому коэффициенту прямолинейного звена годографа согласно формуле

$$v_{\text{пл}} = 1/\frac{dt}{dz} \approx \frac{z_{\text{п}} - z_{\text{к}}}{t_{\text{п}} - t_{\text{к}}}, \qquad (14.55)$$

где $z_{\text{к}}$ и $t_{\text{к}}$, $z_{\text{п}}$ и $t_{\text{п}}$ — координаты точек излома вертикального годографа на кровле и подошве пласта соответственно.

Выражение (14.55) определяет так называемую среднепластовую (интервальную) скорость для пачки тонких слоев. Прямолинейные участки (интервалы) вертикального годографа выделяют с учетом литолого-стратиграфических комплексов по совокупности геолого-геофизических данных.

Средняя скорость на произвольной глубине

$$v_{\text{ср}}(z) = z/t_{\text{в}}, \qquad (14.56)$$

где z — глубина по вертикали; $t_{\text{в}}$ — время пробега проходящей волны по вертикальному лучу.

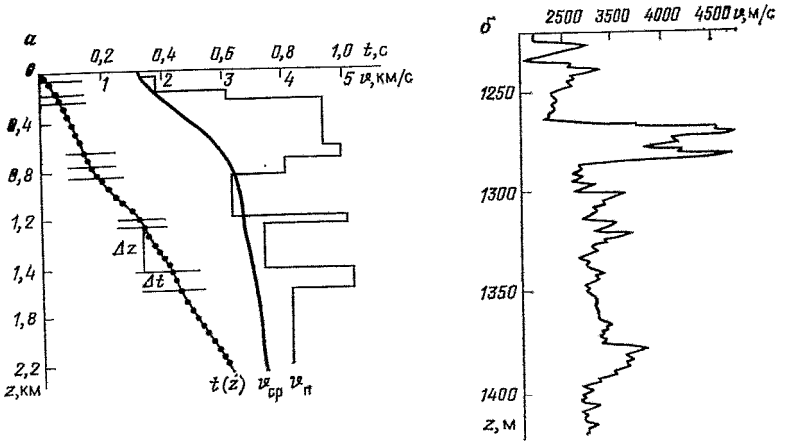


Рис. 153. Графики средней $v_{\text{ср}}$, пластовой $v_{\text{пл}}$ (*а*) и истинной (*б*) скорости по данным:

а — сейсмического каротажа (СК); *б* — акустического каротажа (АК)

График средней скорости строят в двух системах координат: $v_{ср}(z)$ и $v_{ср}(t_в)$. Переход от одной системы координат к другой осуществляется согласно (14.56).

Нередко на графиках средней скорости наблюдается разброс отдельных значений, что противоречит существующим представлениям о плавном ее изменении с глубиной. Это объясняется двумя причинами: неучтенными погрешностями измерений и дифференциацией скорости вследствие тонкой слоистости разреза. При усреднении графиков градиенты средней скорости с глубиной должны быть согласованы со среднепластовыми (интервальными) скоростями. Связь между средней и пластовой скоростями найдем дифференцированием выражения (14.56):

$$\frac{dt_в}{dz} = \frac{v_{ср}(z) - z\dfrac{dv_{ср}(z)}{dz}}{v^2_{ср}(z)},$$

откуда

$$v_{пл} = 1/\frac{dt_в}{dz} = \frac{v^2_{ср}(z)}{v_{ср}(z) - z\dfrac{dv_{ср}(z)}{dz}}. \qquad (14.57)$$

Если используется зависимость $v_{ср}(t_в)$, то формулу (14.57) следует преобразовать. Поскольку $z = v_{ср}t_в$, то можно записать

$$\frac{dv_{ср}}{dz} = \frac{dv_{ср}}{dt_в}\frac{dt_в}{dz} = \frac{dv_{ср}}{dt_в}\frac{1}{v_{пл}}. \qquad (14.58)$$

Подставив (14.58) в (14.57), получим

$$v_{пл} = v_{ср} + \frac{dv_{ср}}{dt_в}t_в. \qquad (14.59)$$

Графики пластовых и средних скоростей показаны на рис. 153, а.

14.9.2. Определение скоростей по данным ультразвукового (акустического) каротажа (АК)

Определения скоростей по материалам сейсмических наблюдений в скважинах рассчитаны на измерения времен проходящих волн в обычном сейсмическом диапазоне частот (20—100 Гц) и позволяют изучать скорости в пластах сравнительно большой мощности — более 20 м. В действительности в пределах таких пластов могут находиться тонкие слои, скорости в которых существенно отличаются от средней скорости в пласте, определенной при СК. Кроме того, обычно наблюдается плав-

ное увеличение скорости с глубиной, особенно в разрезах, представленных терригенными породами.

Выделять тонкие пласты и изучать их скоростные характеристики можно по записям упругих колебаний, полученным в существенно более высоком диапазоне частот по сравнению с принятым при СК. Разработан и применяется на практике метод изучения скоростей на высоких ультразвуковых частотах, названный **ультразвуковым (акустическим) каротажем (АК).** В АК измеряют разность времен пробега упругого импульса частотой 10—150 кГц в две близкие точки приема, находящиеся на расстоянии не более 0,5—1 м. Излучатель и приемники ультразвуковых колебаний помещены в одном приборе — зонде, который непрерывно (или с остановками — при дискретном АК) перемещается снизу вверх по скважине. Разность между временами вступлений упругой волны на первом и втором приемниках измеряется с очень высокой точностью — порядка 10 мкс. Скорости распространения ультразвука в горных породах вычисляют по формуле $v = 1/\frac{dt}{dz}$. Строго говоря, в АК измеряют интервальные скорости, но вследствие малой базы приема (порядка 0,5 м) они близки к истинной скорости, т. е. имеется возможность изучать непрерывное изменение скорости с глубиной. Пример графика непрерывного изменения скорости с глубиной по данным АК приведен на рис. 153, *б*. Кривая изменения скорости имеет весьма изрезанный характер, что говорит о тонкослоистости разреза; в интервале глубин 1260—1280 м выделяется пачка тонких слоев, характеризующихся высокой скоростью распространения упругих колебаний.

Непрерывную кривую $v(z)$ можно пересчитать в вертикальный годограф проходящей волны по формуле

$$t_{\text{в}} = \int_0^z \frac{dz}{v_{\text{ср}}(z)}. \tag{14.60}$$

По вертикальному годографу $t_{\text{в}}(z)$ согласно (14.56) можно рассчитать графики средних скоростей $v_{\text{ср}}(z)$ и $v_{\text{ср}}(t_{\text{в}})$.

Заметим, что при сравнении значений скорости на одной и той же глубине, измеренной при СК и АК, часто наблюдаются расхождения, достигающие 2—3 % и более. Эти расхождения не зависят от литологического состава пород или скорости распространения упругих волн. Как правило, скорости по данным СК оказываются меньше скоростей, измеренных при АК. Причины расхождений еще до конца не выяснены, возможно они обусловлены дисперсией скорости, поскольку частотные диапазоны, в которых измеряют скорости в СК и АК, существенно разные.

14.9.3. Определение эффективных скоростей по материалам сейсморазведки МОВ

Понятие эффективной скорости, определяемой по материалам сейсморазведки МОВ, и связь ее со средней скоростью слоистой среды были рассмотрены выше (см. 11.3.5). Сущность определения эффективной скорости заключается в следующем. К наблюденному годографу аналитически или графически подбирают теоретический годограф, рассчитанный для некоторой заданной модели среды. Скоростной параметр теоретического годографа, который наилучшим образом аппроксимирует наблюденный годограф, и называется эффективной скоростью. Наиболее часто (но не обязательно во всех случаях) таким теоретическим годографом является гиперболический годограф, т. е. принимается модель среды с плоскими отражающими границами и постоянной скоростью.

Эффективную скорость определяют по годографам, исправленным за рельеф, глубину взрыва, зону малой скорости (ЗМС) и т. п. Наблюденный (исправленный и усредненный) годограф аппроксимируется гиперболой, определенной выражением (11.14) (для годографа МОВ) или (11.25) (для годографа ОГТ). Параметр $v_{эф}$ гиперболического годографа отраженной волны, которым аппроксимируется наблюденный годограф, и является искомым значением эффективной скорости.

В районах с относительно простыми сейсмогеологическими условиями (плоскими участками отражающих границ, небольшими углами их наклона, слабой скоростной дифференциацией покрывающей толщи и т. п.) эффективные скорости близки к средним скоростям (см. рис. 95). В районах со сложными сейсмологическими условиями (неплоскими большой кривизны участками границ, значительной скоростной дифференциацией разреза и т. п.) эффективные и средние скорости значительно различны.

Знание эффективных скоростей необходимо для решения следующих задач: получение сведений о законе изменения средних и пластовых скоростей с глубиной и по площади на основе определения скоростной модели среды; коррекция кинематических поправок при получении временных разрезов МОВ и ОГТ; выявление на сейсмических записях многократных отраженных волн (по аномально низким значениям эффективных скоростей) и их подавление и др.

Разработаны многочисленные способы определения эффективных скоростей. Все их можно классифицировать по четырем основным группам: способы, в которых определение эффективных скоростей производится по одиночным годографам отраженных волн; способы, основанные на совместной обработке встречных годографов; способы, в которых эффективные скоро-

сти вычисляют по коротким элементам или отдельным точкам годографов; способы, в основе которых лежит определение эффективных скоростей в процессе построения элементов временного или глубинного сейсмических разрезов. Ниже рассмотрены некоторые примеры определения $v_{эф}$ по годографам отраженных волн.

Способ встречных годографов. В этом способе используют два увязанных во взаимных точках встречных годографа. Пусть l — расстояние между источниками, x и t — координаты произвольной точки на прямом годографе, а $l-x$ и t_2 — координаты точки на обратном годографе (рис. 154, *а*). Уравнения прямого и обратного годографов для горизонтальной границы ($\varphi=0$) будут

$$v_{эф}^2 t_1^2 = x^2 + 4h^2,$$
$$v_{эф}^2 t_2^2 = (l-x)^2 + 4h^2. \qquad (14.61)$$

Уравнение разностного годографа

$$\varkappa = t_1 - t_2 = \frac{l}{v_{эф}^2 \tau} x - \frac{l^2}{2\tau v_{эф}^2}, \qquad (14.62)$$

где

$$\tau = \frac{1}{2}[t_1(x) + t_2(x)]. \qquad (14.63)$$

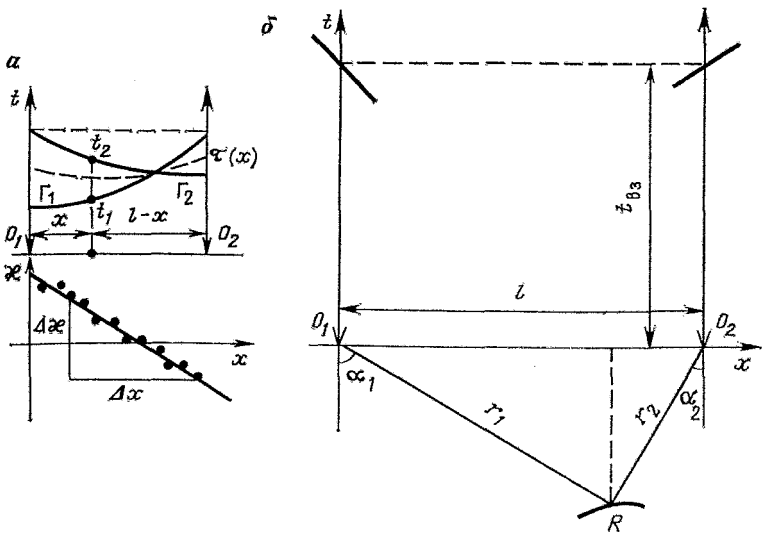


Рис. 154. Определение эффективной скорости:
а — способом встречных годографов; *б* — способом взаимных точек

Величина $\tau(x)$ в выражении (14.63) принимается постоянной и равной $\tau=(\tau_{max}+\tau_{min})/2$; τ_{max} и τ_{min} находят на графике $\tau(x)$. Теперь выражение (14.62) в системе координат $\varkappa$, x можно рассматривать как уравнение прямой линии. Эффективная скорость

$$v_{эф}=\sqrt{\frac{l}{(\tau_{max}+\tau_{min})/2}\frac{\Delta x}{\Delta\varkappa}}. \qquad (14.64)$$

Способ дает хорошие результаты при углах наклона границ до 10°.

Способ взаимных точек. Рассмотрим два взаимных элемента линейных продольных годографов отраженных волн (рис. 154, *б*), на форму отражающей границы ограничений не накладываем. Пусть известны время отраженной волны во взаимных точках $t_{вз}$ и кажущиеся скорости $v_{к1}$ и $v_{к2}$.

Согласно рис. 154, *б* можно записать уравнения

$$l=r_1\sin\alpha_1+r_2\sin\alpha_2,\quad vt_{вз}=r_1+r_2.$$

Решая их относительно r_1 и r_2, получим

$$l-vt_{вз}\sin\alpha_2=r_1(\sin\alpha_1-\sin\alpha_2),$$
$$vt_{вз}\sin\alpha_1=r_2(\sin\alpha_1-\sin\alpha_2),$$

откуда

$$r_1/r_2=(l-vt_{вз}\sin\alpha_2)/(vt_{вз}\sin\alpha_1-l).$$

Из треугольника O_1RO_2 следует $r_1\cos\alpha_1=r_2\cos\alpha_2$, т. е. последнее уравнение можно переписать так:

$$(l-vt_{вз}\sin\alpha_2)/(vt_{вз}\sin\alpha_1-l)=\cos\alpha_2/\cos\alpha_1. \qquad (14.65)$$

Выразим углы падения α_1 и α_2 через кажущиеся скорости:

$$\sin\alpha_1=v/v_{к1},\quad \sin\alpha_2=v/v_{к2}.$$

Теперь выражение (14.65) можно записать в виде

$$(v^2/v_{к1}-l/t_{вз})\sqrt{1-v^2/v_{к2}^2}=$$
$$=(l/t_{вз}-v^2/v_{к2})\sqrt{1-v^2/v_{к1}^2}.$$

Решая последнее уравнение относительно v, окончательно получим

$$v_{эф}=\sqrt{\frac{2v_{к1}v_{к2}-l(v_{к1}+v_{к2})/t_{вз}}{v_{к1}+v_{к2}-2l/t_{вз}}\frac{l}{t_{вз}}}. \qquad (14.66)$$

При малых углах наклона отражающих границ можно положить

$$\bar{v}_к = \frac{1}{2}(v_{к1} + v_{к2}),\ \bar{v}^2_к = v_{к1}v_{к2},$$

где $v_к$ — среднеарифметическое значение кажущейся скорости во взаимных точках.

В этом случае выражение (14.66) принимает более простой вид

$$v_{эф} = \sqrt{\bar{v}_к l / t_{вз}}. \qquad (14.67)$$

14.9.4. Обобщение данных о скоростях. Определение скоростной модели среды

Сведения о скоростях распространения сейсмических волн, полученные по результатам измерений в глубоких скважинах, и определения эффективных скоростей по полевым сейсмическим записям обычно представляют в виде графиков, карт и разрезов пластовых $v_{пл}$, средних $v_{ср}$ и эффективных $v_{эф}$ скоростей. График скорости дает распределение скорости с глубиной z или временем прихода волны t в какой-либо фиксированной точке площади (профиля). Карта скоростей характеризует изменение скорости в горизонтальном направлении до одного и того же сейсмического горизонта, или до определенной глубины, или времени отражения t_0. При достаточности данных результаты изучения скоростей изображают в виде разрезов пластовых, средних и эффективных скоростей.

Наиболее представительными, а во многих случаях даже единственными исходными сведениями о скоростях являются сведения об эффективных скоростях. Как было показано выше (11.3.5), эффективная скорость является интегральным упругим параметром, характеризующим всю толщу, залегающую выше участка границы, от которой получен годограф сейсмической волны. Она является в общем случае лишь грубым приближением к средней скорости и в сложных сейсмогеологических условиях (криволинейные границы, сложное распределение истинных скоростей) их различие может оказаться весьма существенным. Поэтому данные о $v_{эф}$ непосредственно для расчета $v_{пл}$ использовать неправомерно. Кроме того, непосредственно измеренные значения $v_{эф}$ осложнены различными погрешностями, большинство из которых носит случайный характер. Для построения графиков $v_{эф}(t_0)$ используют сглаженные значения $v_{эф}$. Сглаживание осуществляется способом скользящего окна либо на основе сплайнов. В процессе сглаживания определяется средняя квадратическая погрешность сглаживания, которая исполь-

зуется при последующей оценке точности определения скорости.

В найденные значения $v_{эф}$ вводят поправку за слоистость среды. Значение $v_{эф}$ с поправкой за слоистость разреза называется **предельной эффективной скоростью** v_e. Предельная эффективная скорость представляет дифференциальный упругий параметр среды и характеризует ее на бесконечно малом вертикальном сечении (луче). Она связана с $v_{эф}$ соотношением

$$v_e = \lim_{x \to 0} v_{эф}. \tag{14.68}$$

Различия между значениями $v_{эф}$ и v_e зависят от скоростной дифференциации среды, соотношения толщин слоев и скоростей в них, длины годографа, глубины залегания границы и др. По своему физическому смыслу предельная эффективная скорость близка к средней скорости, определяемой по данным сейсмокаротажа глубоких скважин, и она используется для определения пластовых скоростей.

Переход от предельной эффективной скорости к пластовой скорости осуществляется согласно формуле

$$v_{пл} = \sqrt{(v_{e\,п}^2 t_{0п} - v_{e\,к}^2 t_{0к})/(t_{0п} - t_{0к})}, \tag{14.69}$$

где индексы «к» и «п» соответственно означают кровлю и подошву пласта.

Если в качестве исходных данных используют значения $v_{ОГТ}$, то они предварительно должны быть исправлены за влияние наклона отражающей границы в соответствии с соотношением

$$v_{эф} = v_{ОГТ} \cos \varphi. \tag{14.70}$$

Угол наклона отражающей границы φ можно найти, если на временном разрезе ОГТ протрассирована соответствующая этой границе ОГТ линия $t_0(x)$. Тогда имеет место соотношение

$$\sin \varphi = (t_0 \Delta v_{эф} + v_{эф} \Delta t_0)/2L, \tag{14.71}$$

где L — участок профиля, на котором время t_0 изменяется на величину Δt_0, а скорость $v_{эф}$ на величину $\Delta v_{эф}$. Решая совместно уравнения (14.70) и (14.71), получим

$$v_{эф} = v_{ОГТ} \Big/ \left[\frac{1}{4L^2}(t_0 \Delta v_{ОГТ} + v_{ОГТ} \Delta t_0)^2 + 1\right]^{1/2}, \tag{14.72}$$

где $\Delta v_{ОГТ}$ — приращение скорости $v_{ОГТ}$ на участке профиля L.

По результатам изучения скоростей составляются модели (разрезы) эффективной скорости $v_{эф}$, средней скорости $v_{ср}$ и пластовой скорости $v_{пл}$. Каждая такая модель представляет скоростной разрез во временной t, x или глубинной z, x области.

Появление новых технических средств визуализации (дисплеев, плоттеров) позволяет представлять результаты изучения скорости в черно-белом (тоновом) или цветном изображении.

Скоростная модель среды используется для выбора правильного закона изменения скорости при миграции временного разреза, преобразовании его в глубинный разрез и для решения некоторых задач, связанных с прогнозированием геологического разреза. Так, установлено, что часто пониженным значениям скорости соответствуют интервалы пород разреза с улучшенными коллекторскими свойствами, поэтому выявление таких интервалов на скоростном разрезе представляет особый интерес.

14.9.5. Определение граничной скорости

Граничной скоростью $v_г$ называется скорость распространения фронта головной (преломленной) волны вдоль границы, на которой она образовалась. Граничная скорость всегда больше средней скорости в покрывающей преломляющую границу толще. Наиболее точно определить граничную скорость можно по встречным продольным годографам головных волн.

Граничные скорости дают важную информацию о скоростной характеристике среды, их используют для стратиграфической привязки преломляющих и отражающих границ, а также литологической характеристики пород изучаемого разреза. Однако определяемая по реальным годографам головных волн граничная скорость не всегда точно соответствует действительной скорости в преломляющем пласте. Если преломляющие границы неплоские, а покрывающая среда — тонкослоистая, то возможна регистрация псевдоголовных волн, претерпевших проницание и рефракцию. Измеренные по годографам псевдоголовных волн граничные скорости будут отличаться от реальных скоростей в преломляющих пластах и способны дать лишь некоторые усредненные их характеристики.

Ниже рассматриваются основные способы определения граничной скорости по встречным продольным годографам головных волн при условии, что рефракция и проницание волн отсутствуют.

Определение граничной скорости по прямолинейным встречным годографам. В случае прямолинейных встречных годографов граничные скорости определяют по кажущимся скоростям (рис. 155, *а*):

для прямого годографа

$$v_{к1} = \Delta x_1/\Delta t_1 = v_{ср}/\sin(i-\varphi); \qquad (14.73)$$

для обратного годографа

$$v_{к2} = -\Delta x_2/\Delta t_2 = -v_{ср}/\sin(i+\varphi). \qquad (14.74)$$

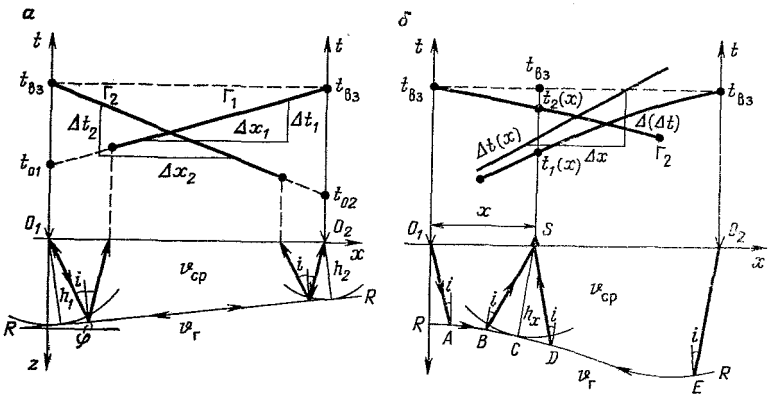


Рис. 155. Определение граничной скорости $v_г$:
а — по прямолинейным встречным годографам; *б* — по криволинейным встречным годографам способом разностного годографа

Кажущаяся скорость по обратному годографу принята отрицательной, поскольку волна движется в сторону, противоположную положительному направлению оси x.

Согласно выражениям (14.73) и (14.74) справедливо уравнение

$$|1/v_{к1}| + |1/v_{к2}| = \sin(i-\varphi)/v_{ср} + \sin(i+\varphi)/v_{ср} = 2\sin i\cos\varphi/v_{ср}. \quad (14.75)$$

Поскольку $\sin i/v_{ср} = 1/v_г$,

$$1/v_г = \frac{1}{2\cos\varphi}(|1/v_{к1}| + |1/v_{к2}|). \quad (14.76)$$

Если углы наклона преломляющей границы не превышают 10—15°, то можно положить $\cos\varphi \approx 1$ и пользоваться упрощенной формулой

$$1/v_г \approx \frac{1}{2}(|1/v_{к1}| + |1/v_{к2}|). \quad (14.77)$$

Определение граничной скорости способом разностного годографа. Способом разностного годографа граничная скорость определяется, когда преломляющая граница не очень сильно отклоняется от плоской и имеет небольшие (до 10—15°) углы наклона, а ветви встречных годографов на некотором участке профиля перекрываются (рис. 155, *б*).

Разностным годографам $\Delta t(x)$ головной волны назовем график, определяемый уравнением

$$\Delta t(x) = t_1(x) - t_2(x) + t_{вз}. \quad (14.78)$$

Дифференцируя уравнение (14.78) по x, получим

$$d(\Delta t)/dx = dt_1/dx - dt_2/dx,$$

или

$$1/v_{к\Delta} = 1/v_{к1} - 1/v_{к2}, \qquad (14.79)$$

где $v_{к\Delta}$, $v_{к1}$ и $v_{к2}$ — кажущиеся скорости, определяемые по разностному, прямому и обратному годографам соответственно.

Кажущаяся скорость

$$v_{к\Delta} = \Delta(\Delta t)/\Delta x, \qquad (14.80)$$

а кажущиеся скорости $v_{к1}$ и $v_{к2}$ определяются формулами (14.73) и (14.74). Подставив значения кажущихся скоростей в выражение (14.79), получим формулу для вычисления граничной скорости

$$v_г = 2v_{к\Delta}\cos\varphi. \qquad (14.81)$$

При малых углах наклона преломляющей границы можно принять $\cos\varphi = 1$ и воспользоваться формулой

$$v_г \approx 2v_{к\Delta} = 2\Delta x/\Delta(\Delta t). \qquad (14.82)$$

Относительно погрешности определения граничной скорости по формуле (14.82) составляют 1,5 % при угле наклона границы $\varphi = 10°$, 3,5 % при $\varphi = 15°$ и 6 % при $\varphi = 20°$.

14.10. ПОСТРОЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ КАРТ И СХЕМ

При площадных сейсмических исследованиях окончательные результаты сейсморазведки представляют в виде структурных карт и схем, отображающих пространственное залегание изучаемых геологических структур. **Структурную карту (схему)** изображают в виде изолиний равных глубин залегания сейсмических горизонтов. При сложном геологическом строении на карту наносят также линии протрассированных тектонических нарушений, границы несогласий, простирание осей складок и т. д. В отдельных случаях на картах выделяют зоны отсутствия отражений, которые могут быть обусловлены геологическим строением.

Горизонт, по которому строят структурную карту, должен достаточно хорошо отображать наиболее существенные черты геологического строения и по возможности находиться в пределах той толщи, в которой расположены основные залежи нефти, газа или других полезных ископаемых. Число отражающих горизонтов, по которым строят структурные карты, определяется эффективностью сейсморазведки в данном районе. Учитывают также угловые и азимутальные несогласия горизонтов, например, при согласном залегании горизонтов можно ограничиться

построением структурной карты по одному отражающему горизонту, характеризующему наиболее интересную в разведочном отношении часть разреза.

Перед построением структурной карты глубинные сейсмические разрезы по отдельным разведочным профилям следует согласовать (увязать). Такое согласование осуществляется сопоставлением глубин залегания протрассированных сейсмических горизонтов на пересечениях профилей: в местах пересечения глубины залегания протрассированных сейсмических горизонтов на пересечениях профилей: в местах пересечения глубины по нормали к горизонтам должны совпадать.

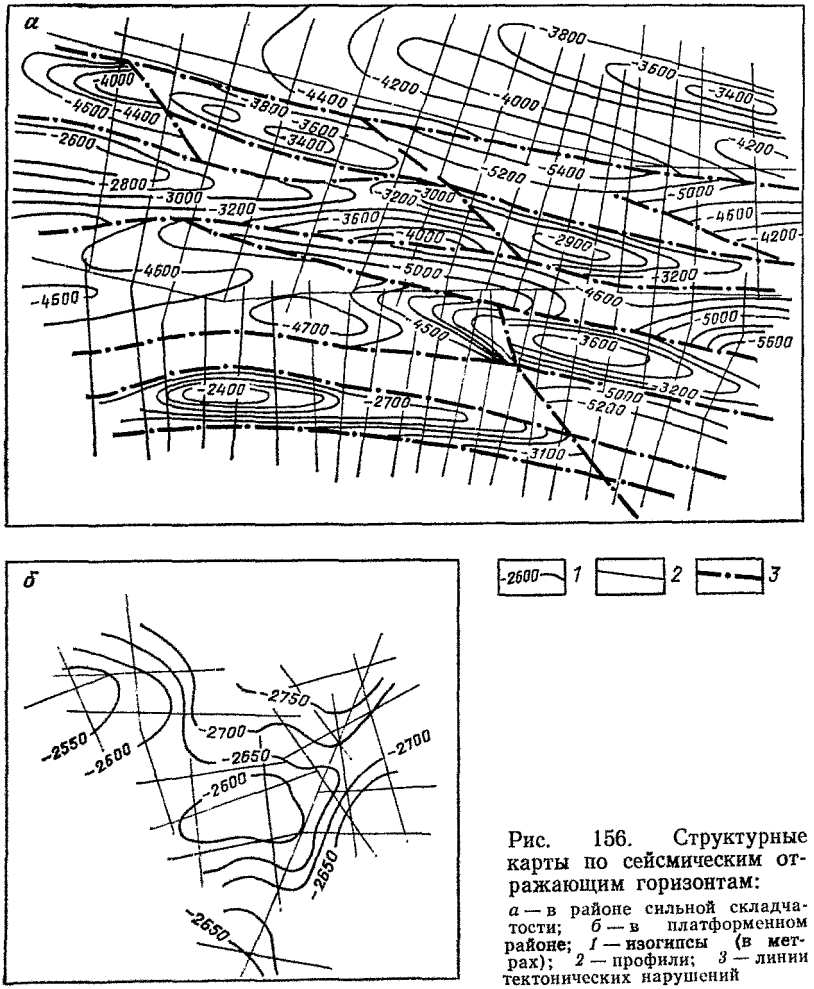


Рис. 156. Структурные карты по сейсмическим отражающим горизонтам:

а — в районе сильной складчатости; *б* — в платформенном районе; *1* — изогипсы (в метрах); *2* — профили; *3* — линии тектонических нарушений

При небольших углах наклона (до 10°) структурные карты строят в **изовертикалях**, снимая отметки глубин данного сейсмического горизонта. При больших углах наклона горизонтов сначала определяют глубины по нормалям к горизонтам и по ним строят **карту изонормалей.** Карта изонормалей является промежуточной. Ее с помощью метода ортогональных профилей преобразуют в карту изовертикалей.

Сечение изолиний на структурных картах выбирают с таким расчетом, чтобы на них нашли отражение все интересующие подробности изучаемых структур, и в то же время оно не должно быть меньше удвоенной погрешности определения глубины сейсмического горизонта. Лишь в отдельных случаях (при разведке малоамплитудных структур и достаточно густой сети наблюдений) сечение принимают равным погрешности определения глубины. Масштабы структурных карт в зависимости от точности и детальности наблюдений, размеров изучаемых структур и сложности их строения составляют 1 : 25 000—1 : 100 000.

Примеры структурных карт по сейсмическим отражающим горизонтам приведены на рис. 156.

Карта изохрон. В районах, где покрывающая толща имеет сложное строение, а скорость изменяется и в горизонтальном направлении, неизбежны существенные погрешности в построении глубинных разрезов и структурных карт, если закон изменения скорости с глубиной и по площади установлен недостаточно надежно. В подобных случаях иногда ограничиваются представлением результатов сейсморазведки в виде карт изолиний равных значений времен t_0 — карт изохрон.

Зная закон изменения средней скорости, от карты изохрон легко перейти к карте глубин.

14.11. ДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СЕЙСМИЧЕСКИХ ЗАПИСЕЙ

Динамический анализ сейсмических записей, так же как и цветное изображение его результатов, являются новыми способами обработки данных сейсморазведки, позволяющими выявлять тонкие особенности регистрируемого волнового поля, которые при других способах обработки можно было бы пропустить.

Как известно (см. 7.3.1), гармонические сигналы вида $U(t)=a_0\cos(\omega_0 t+\varphi_0)$ можно записать в комплексной форме:

$$U(t)=\mathrm{Re}\{a_0 e^{i(\omega_0 t+\varphi_0)}\}. \tag{14.83}$$

Выражение в фигурных скобках (14.83) — комплексная функция действительной переменной:

$$\tilde{F}(t)=a_0 e^{i(\omega_0 t+\varphi_0)}=a_0[\cos(\omega_0 t+\varphi_0)+i\sin(\omega_0 t+\varphi_0]. \tag{14.84}$$

Действительная часть выражения (14.84) совпадает с исходным гармоническим сигналом $U(t)=a_0\cos(\omega_0 t+\varphi_0)$, а его мнимая часть $V(t)=a_0\sin(\omega_0 t+\varphi_0)$ отличается от исходного сигнала поворотом фазы на $-\pi/2$ и называется сопряженным гармоническим сигналом. Метод замены действительного гармонического сигнала комплексной функцией называется **символическим методом.**

Обобщением символического метода является представление сложного, т. е. негармонического сигнала в виде действительной части $U(t)$ комплексного сигнала

$$\tilde{F}(t)=U(t)+iV(t), \tag{14.85}$$

где $V(t)$ — сигнал, сопряженный с $U(t)$.

Функция $\tilde{F}(t)$ называется аналитическим сигналом.

Аналитический сигнал (14.85) в комплексной форме можно записать так:

$$\tilde{F}(t)=a(t)\,e^{i\varphi(t)}=a(t)\,[\cos\varphi(t)+i\sin\varphi(t)], \tag{14.86}$$

$$U(t)=a(t)\cos\varphi(t),\quad V(t)=a(t)\sin\varphi(t).$$

Огибающая сигнала дает распределение так называемых мгновенных амплитуд

$$a(t)=\sqrt{U^2(t)+V^2(t)}. \tag{14.87}$$

Другими характеристиками аналитических сигналов являются

мгновенная фаза

$$\varphi(t)=\operatorname{arctg}[V(t)/U(t)], \tag{14.88}$$

мгновенная частота

$$\omega(t)=\frac{d\varphi}{dt}=\frac{V'(t)\,U(t)-U'(t)\,V(t)}{U^2(t)+V^2(t)} \tag{14.89}$$

(в выражении (14.89) штрихи обозначают производные по t).

Неизвестный в выражении (14.85) сигнал $V(t)$ вычисляют на основе преобразования Гильберта, которое устанавливает связь между функцией $U(t)$ и сопряженной с ней функцией $V(t)$:

$$U(t)=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{V(\tau)}{\tau-t}d\tau,$$

$$V(t)=-\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{U(\tau)}{\tau-t}d\tau. \tag{14.90}$$

Из преобразования Гильберта следует, что спектры функций $V(t)$ и $U(t)$ связаны соотношением

$$\tilde{V}(\omega) = i\,\tilde{U}(\omega)\,\mathrm{sgn}\,\omega, \tag{14.91}$$

где $\tilde{V}(\omega)$ и $\tilde{U}(\omega)$ — прямое преобразование Фурье функций $V(t)$ и $U(t)$; $\mathrm{sgn}\,\omega$ — знак переменной ω ($\mathrm{sgn}\,\omega = -1$ при $\omega < 0$ и $+1$ при $\omega > 0$).

Как следует из уравнения (14.91)

$$|\tilde{V}(\omega)| = |\tilde{U}(\omega)|,$$

$$\arg\tilde{V}(\omega) = \arg\tilde{U}(\omega) \pm \pi/2. \tag{14.92}$$

Комплексный спектр аналитического сигнала (14.85) в соответствии с (14.92):

$$S(\omega) = 2\tilde{V}(\omega) \text{ при } \omega > 0,$$

$$S(\omega) = 0 \text{ при } \omega < 0, \tag{14.93}$$

где $S(\omega)$ — прямое преобразование Фурье аналитического сигнала $\tilde{F}(t)$.

Из выражения (14.93) следует, что для вычисления сопряженной функции надо произвести обнуление спектра реального сигнала на отрицательных частотах, удвоение его для положительных частот и выполнить обратное преобразование Фурье.

Динамический анализ сейсмических записей проводят с целью тонкого анализа особенностей регистрируемого волнового поля. В результате анализа получают раздельную информацию об амплитудах и фазах сейсмических записей. Амплитуды сигналов определяются согласно формуле (14.87) и несут информацию об интенсивности регистрируемых волн. Фазы, определяемые согласно формуле (14.88), несут информацию о свойствах отражающих границ и являются основой для вычисления мгновенной частоты, с которой они связаны формулой (14.89).

Остановимся на разведочном значении мгновенных динамических параметров сейсмических волн.

Мгновенные амплитуды. Мгновенные амплитуды, определяемые по огибающей сигнала, не зависят от фазы. Они могут иметь свой максимум, отличный от максимума реального сигнала, что обычно обусловлено явлениями интерференции сейсмических волн. В этом заключается принципиальное отличие мгновенных амплитуд от видимых амплитуд сейсмических сигналов. На разрезе мгновенных амплитуд можно выявить поверхности несогласия горизонтов, которые отмечаются резкими изменениями значений мгновенных амплитуд, обусловленными отличиями упругих свойств прилегающих снизу к границе несогласия пород. Высокие значения мгновенных амплитуд могут

быть также связаны с литологическим изменением пород разреза, а также с нахождением в нем нефтегазовых залежей. Отражения почти постоянной интенсивности можно использовать в качестве опорных для определения разности времен волн, отраженных от кровли и подошвы пластов при изучении зон выклинивания, а также при изменении скорости в пластах и др.

Мгновенные фазы. Данный динамический параметр сейсмических волн не зависит от амплитудной характеристики волнового поля и его изучение позволяет улучшить прослеживание сейсмических горизонтов на разрезах, полученных в сложных сейсмогеологических условиях с низким соотношением сигнал/помеха. Сбросы, угловые несогласия, выклинивания и т. п. проявляются на разрезах мгновенных фаз в виде различных нарушений фазовой непрерывности. Разрезы мгновенных фаз также несут информацию об изменении полярности сейсмических сигналов на границах, и это позволяет использовать их для прогнозирования вещественного состава пород разреза.

Мгновенная частота. Мгновенная частота, являющаяся производной мгновенной фазы по времени, не относится к какому-либо протяженному интервалу времени, а характеризует особенности сейсмических сигналов в определенный момент времени. В случае интерференционной записи, обусловленной наложением волн, отразившихся от кровли и подошвы тонкого пласта, величина мгновенной частоты зависит от мощности пласта и литологии. На изменении значений мгновенной частоты также сказываются различные выклинивания, границы водоуглеводородных контактов и др. Множество факторов, которые влияют на изменения значений мгновенной частоты, затрудняют интерпретацию этого параметра. Для сглаживания резких изменений мгновенной частоты в некоторых случаях вычисляют средневзвешенную частоту, которая по своему смыслу близка к доминирующей (видимой) частоте.

14.12. ПСЕВДОАКУСТИЧЕСКИЙ КАРОТАЖ (ПАК)

Псевдоакустическим каротажем называется преобразование полевых сейсмических записей отраженных волн в кривые, подобные кривым акустического каротажа глубоких скважин (см. 14.9.2). Для преобразования ПАК пригодны исходные сейсмические материалы, на которых устранены многократные отраженные волны и другие волны-помехи, т. е. на них содержатся только однократные отраженные волны. Необходимо также, чтобы были восстановлены истинные величины амплитуд отраженных волн.

Преобразование сейсмических записей в кривые ПАК включает выполнение нескольких операций: преобразование исходных записей в импульсную сейсмограмму, преобразование им-

пульсной сейсмограммы в последовательность коэффициентов отражения, переход от последовательности коэффициентов отражения к распределению акустической жесткости или скорости в среде.

Кратко рассмотрим сущность этих преобразований.

Как было показано выше (см. 14.1), сейсмическую трассу можно представить в виде свертки исходного сигнала $F_0(t)$ с распределением коэффициентов отражения $k(t)$

$$F(t)=\int_0^t F_0(\tau)\,k(t-\tau)\,d\tau = F_0(t) * k(t). \tag{14.94}$$

Последовательность коэффициентов отражения $k(t)$ в среде называется импульсной сейсмограммой, которую можно рассматривать как последовательность однократных отраженных волн, когда исходный сигнал представляет собой единичный импульс.

Импульсную сейсмограмму представим как преобразование Фурье функции распределения коэффициентов отражения

$$k(t)=\int_0^\infty K(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega, \tag{14.95}$$

где $K(\omega)$ — частотный спектр импульсной сейсмограммы.

Интеграл (14.95) запишем в виде суммы интегралов с пределами 0—$\omega_н$ (низкочастотный диапазон), $\omega_н$—$\omega_в$ (среднечастотный диапазон) и $\omega_в$—∞ (высокочастотный диапазон):

$$\int_0^\infty K(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega=\int_0^{\omega_н} K(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega+$$

$$+\int_{\omega_н}^{\omega_в} K(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega+\int_{\omega_в}^{\infty} K(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega=$$

$$=k_н(t)+k_с(t)+k_в(t). \tag{14.96}$$

Спектры реальных отраженных волн ограничены некоторой полосой частот $\omega_н$—$\omega_в$, и на полевых сейсмических записях отраженных волн содержится информация только о среднечастотной части распределения коэффициентов отражения $k_с(t)$. Информация о низкочастотной $k_н(t)$ и высокочастотной $k_в(t)$ частях распределения коэффициентов отражения в исходной сейсмической записи отсутствует. Среднечастотную часть импульсной сейсмограммы $k_с(t)$ можно получить в результате применения деконволюции к исходной сейсмограмме:

$$F^\wedge(t)=\int_0^\infty S^\wedge(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega=\int_{\omega_н}^{\omega_в} CK(\omega)\,e^{i\omega t}d\omega=Ck_с(t), \tag{14.97}$$

где значок $\wedge$ означает, что к исходному сигналу $F(t)$ и его

спектру $S(\omega)$ применена процедура деконволюции; C — некоторый постоянный множитель. Из выражения (14.97) следует, что среднечастотная часть импульсной сейсмограммы определяется с точностью до постоянного множителя C, который называется масштабным коэффициентом.

Преобразование импульсной сейсмограммы $k_c(t)$ в кривую распределения акустической жесткости производится на основе следующих формул. В соответствии с формулой (10.177) коэффициент отражения на границе j

$$k_j = \frac{\gamma_{j+1} - \gamma_j}{\gamma_{j+1} + \gamma_j} \approx \frac{\Delta\gamma}{2\gamma} \approx \frac{1}{2}\Delta(\ln\gamma) = \frac{1}{2}CA_j, \tag{14.98}$$

где $\gamma_{j+1} = \sigma_{j+1}v_{j+1}$, $\gamma_j = \sigma_j v_j$ — акустические жесткости; C — масштабный множитель; $\Delta(\ln\gamma)$ — изменение акустической жесткости; A_j — амплитуда отраженной волны.

Выражение (14.98) можно преобразовать так:

$$\gamma_{j+1} = \gamma_j \frac{1+k_j}{1-k_j} = \gamma_j \frac{1+\frac{1}{2}CA_j}{1-\frac{1}{2}CA_j}. \tag{14.99}$$

Формула (14.99) позволяет вычислять акустическую жесткость, если известно ее значение γ_j и амплитуда отражения A_j для предыдущего слоя. Например, если известны значения γ_1 и A_1 для первого слоя, можно вычислить значение γ_2 для второго слоя; по известным значениям γ_2 и A_2 можно найти значения γ_3 для третьего слоя и т. д. Получение по импульсной сейсмограмме значений акустической жесткости как функции времени пробега волн или глубины залегания слоев называется **псевдоакустическим каротажем.**

Если принять акустическую жесткость за непрерывную функцию времени, то выражение (14.98) следует записать в виде

$$\int_0^t \Delta[\ln\gamma(t)] = \int_0^t d[\ln\gamma(t)] = \ln[\gamma(t)] - \ln[\gamma(0)] = \int_0^t CdA(t). \tag{14.100}$$

После потенцирования выражения (14.100) получаем

$$\gamma(t) = \gamma(0)\, e^{C\int_0^t dA(t)}. \tag{14.101}$$

Постоянная интегрирования $\gamma(0)$ называется низкочастотной составляющей. Сейсмическая трасса $F(t)$ не содержит низкочастотных компонент и составляющую $\gamma(0)$ нельзя определить непосредственно по импульсной сейсмограмме. Поэтому необхо-

дима привязка расчетных данных псевдоакустического каротажа, например, по данным сейсмокаротажа.

Псевдоакустическую каротажную кривую можно пересчитать в кривую зависимости скорости от времени $v(t)$ или от глубины $v(z)$. Для этого необходимо иметь данные определения плотности σ или использовать экспериментально установленные зависимости плотности от скорости. В частности, для терригенных отложений нередко используют зависимость

$$\sigma = mv^n, \tag{14.102}$$

где σ — г/см^3; v — м/с; $m=0{,}31$ и $n=0{,}25$ — некоторые постоянные коэффициенты.

С учетом (14.102) из (14.101) следует

$$v(t) = v(0)\, e^{4C/5 \int dA(t)}, \tag{14.103}$$

что совпадает с выражением (14.101) при замене в нем константы C на $4C/5$.

Низкочастотную компоненту $v(0)$ и масштабный множитель C определяют на основе привязки расчетной кривой псевдоакустического каротажа с использованием только амплитудной информации к кривой реального акустического каротажа, предварительно отфильтрованной со стороны высоких частот.

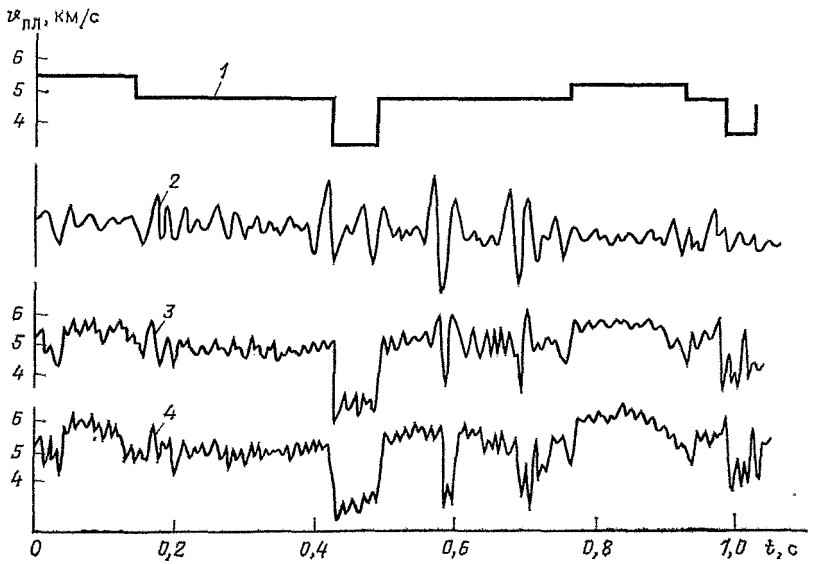


Рис. 157. Сопоставление графиков псевдоакустического и акустического каротажа (по Г. Н. Гогоненкову).

Исходные данные: *1* — низкочастотная составляющая — график пластовых скоростей; *2* — среднечастотная составляющая — сейсмическая трасса; *3* — график псевдоакустического каротажа ($f_в$=120 Гц); *4* — график акустического каротажа

Для определения этих констант можно использовать также данные скоростного анализа, проводимого при обработке материалов сейсморазведки по методу ОГТ (см. 14.3). Значения $v(t)$, вычисленные по амплитудной информации, пересчитывают в эффективные скорости, которые сравнивают со значениями эффективных скоростей, полученных в результате скоростного анализа. Эту процедуру повторяют с различными значениями $v(0)$ и C до тех пор, пока скорости не окажутся достаточно близкими.

Псевдоакустический каротаж оказался весьма эффективным средством детального изучения геологических разрезов. Он позволяет обнаруживать литологические изменения пород разреза, получать данные о величине коэффициентов пористости, обнаруживать скопления углеводородов и др. На рис. 157 показаны низкочастотная и среднечастотная составляющие распределения скорости, кривая псевдоакустического каротажа, полученная в результате их сложения, и реальная кривая акустического каротажа. Видно, что кривые псевдоакустического и реального акустического каротажа оказываются достаточно близкими.

14.13. НОВЫЕ ФОРМЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ РАЗРЕЗОВ

Графическую информацию о результатах обработки данных сейсморазведки необходимо представлять с учетом зрительного восприятия интерпретатора. При визуальном анализе временных или глубинных сейсмических разрезов геофизику или геологу приходится выполнять фазовое прослеживание волн, анализировать их форму, амплитуду и другие параметры, выделять структурные элементы и т. п. Решаемым задачам должны соответствовать способы и масштабы изображения.

До недавнего времени сейсмическая информация представлялась в виде трасс переменной плотности или переменной ширины. В способе переменной плотности трассу изображают дорожкой постоянной ширины, потемнение (оптическая плотность) которой изменяется в соответствии с формой и интенсивностью записываемого сигнала. Нулевому уровню сигнала соответствует среднее потемнение, на фоне которого положительные и отрицательные полупериоды записываются как более темные и более светлые участки. При записи способом переменной ширины (переменной площади) трассы представляет собой равномерно зачерненную дорожку, ширина которой изменяется пропорционально записываемому сигналу.

Большое значение имеет выбор масштаба изображения. Сжатие временного разреза по оси x (уменьшение ширины трасс) облегчает прослеживание волн через зоны потери прослеживания волн и выделение малоамплитудных поднятий, чему

способствует и растяжение по оси t, но при этом хуже видна форма колебаний.

Новые возможности повышения информативности и улучшения зрительного восприятия получаемых сейсмических изображений обеспечивает использование цвета. Цветом можно изображать различные признаки или параметры. Например, на временном сейсмическом разрезе разным цветом можно обозначать величину значений амплитуды, частоты колебаний, эффективной или пластовой скорости и т. д.

Главное преимущество цветного изображения (по сравнению с черно-белым) состоит в том, что глаз в состоянии различить больше градаций в цвете, чем это можно сделать на черно-белых временных разрезах переменной плотности или переменной площади. Хотя получение цветных изображений сложнее, чем черно-белых, но оно оправдано. Еще более эффективно получение цветных изображений на экране графического дисплея при обработке данных сейсморазведки в режиме взаимодействия геофизика с ЭВМ.

14.14. ПРЯМЫЕ ПОИСКИ ЗАЛЕЖЕЙ НЕФТИ И ГАЗА

В комплексе разведочных геолого-геофизических работ сейсмические исследования до недавнего времени предназначались в основном для решения структурных задач, т. е. для получения информации о внутреннем строении осадочных толщ. Однако достигнутый научно-технический прогресс в сейсморазведке свидетельствует о возможности расширения разведочных задач, решаемых сейсмическими исследованиями. Практический успех достигнут в решении прогноза нефтегазоносности. Залежь углеводородов вызывает изменение физических свойств содержащих ее коллекторов (скорости сейсмических волн, их поглощения и др.), а вертикальная миграция газов приводит к изменению физических свойств мощных толщ вышележащих пород.

Методика яркого пятна. Поверхность раздела газ — вода или нефть — вода представляет собой границу, на которой скачкообразно изменяется волновое сопротивление, т. е. от нее волны отражаются так же, как от любой другой отражающей границы. Экспериментально было установлено, что при благоприятных сейсмогеологических условиях контуры нефтегазовых залежей на динамических временных сейсмических разрезах как бы обрисовываются областями повышенных значений амплитуд отраженных волн (рис. 158), тогда как сама залежь расположена в области низких их значений.

Область, оконтуренная на сейсмическом разрезе высокими значениями амплитуд отраженных волн, называется «ярким пятном». Прогнозирование нефтегазоносности по «ярким пятнам» называется методикой «яркого пятна». Причина формирования «яркого пятна» на динамическом сейсмическом разрезе

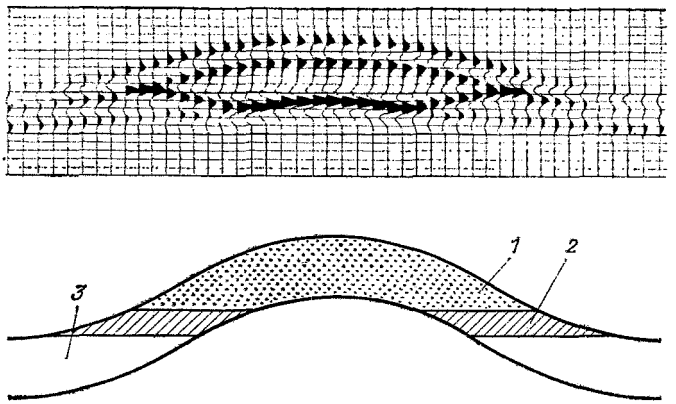


Рис. 158. Модельные сейсмические записи отраженных волн над газонефтяной залежью:

1 — породы, насыщенные газом; *2* — породы, насыщенные нефтью; *3* — непродуктивные породы

связана с возрастанием по абсолютной величине коэффициента отражения от поверхности, приуроченной к кровле коллектора при замещении в нем воды нефтью или газом. В результате происходит увеличение амплитуд волн, отраженных от кровли коллектора, и повышенное их поглощение при распространении через нефтегазовую залежь.

Следует отметить, что в методике «яркого пятна» используется существенно упрощенное представление о сложном процессе распространения сейсмических волн: предполагается, что физические характеристики породы, влияющие на ее плотность и скорость распространения сейсмической волны, а через них и на коэффициент отражения, не меняются и все изменения амплитуд связаны только с изменением содержимого пор. В действительности, изменение литологического состава породы, эффект наложения волн, отразившихся от кровли и подошвы пластов с изменяющейся толщиной, фокусировка энергии волн, отразившихся от криволинейных границ, и другие факторы могут также привести к формированию на временных сейсмических разрезах «ярких пятен». Поэтому при прогнозе нефтегазоносности дополнительно к «яркому пятну» следует привлекать и другие геофизические признаки, обусловленные наличием углеводородов: изменение полярности сейсмических сигналов, горизонтальные (плоские) пятна отражений от водонефтяных контактов, уменьшение скорости распространения волн, дифракция от краевых частей залежи и др.

При обработке сейсмических материалов по методике «яркого пятна» требуется учет трех факторов: геометрического расхождения фронта волны, поглощения волны и разной степени

усиления сейсмических сигналов при их регистрации. С этой целью производится восстановление истинных амплитуд сейсмических записей (см. 14.4.4).

Изучение поглощения волн. Другое направление прогнозирования нефтегазоносности основано на изучении параметров, характеризующих поглощение сейсмических колебаний. Способы определения поглощения сейсмических волн условно можно подразделить на две группы. В первую группу отнесем способы, в которых поглощение изучают по характеристикам отдельных сейсмических волн: измеряют видимые амплитуды или частоты отраженных и проходящих волн (дифференциальные способы). В этих способах предполагается, что волны отражаются или преломляются на границах толстых пластов. Во вторую группу включим способы, в которых измеряют те же характеристики, что и в первой группе, но на интервалах времени, значительно бóльших длительности колебаний отдельной волны (интегральные способы).

Преимуществом дифференциальных способов определения поглощения является их относительная простота. Недостаток их — сравнительно большие погрешности в значениях определяемого параметра, которые обусловлены тем, что реальные среды, как правило, тонкослоистые, вследствие чего регистрируемые волны имеют интерференционный характер.

Более точно поглощение можно измерить по записям сейсмических колебаний на сравнительно большом интервале времени. В этом случае усредняются случайные изменения сейсмических колебаний, вызванные тонкой слоистостью разреза и другими причинами. Поскольку измеряют лишь некоторые средние значения поглощения, относящиеся к значительной части разреза, интегральные способы обладают меньшей разрешающей способностью, чем дифференциальные.

В способах определения поглощения по амплитудным графикам отраженных волн предполагается, что амплитуды измерены по записям только однократных отраженных волн на постоянной преобладающей частоте; не учитывается ослабление энергии сейсмических волн при отражении и преломлении на промежуточных границах раздела. В связи с этим определяемый параметр отличается от действительной величины коэффициента поглощения α и он называется **коэффициентом затухания амплитуд** β.

Видимая амплитуда отраженной волны на некоторой фиксированной преобладающей (видимой) частоте согласно выражению (10.61) будет

$$A_t = k\frac{A_0}{v_{\text{ср}}t}\,e^{-\beta v_{\text{ср}}t}, \qquad (14.104)$$

где k — коэффициент отражения на времени t; $r = v_{\text{ср}}t$.

Логарифмируя последнее выражение, получим

$$\ln(A_t v_{ср} t) = -\beta v_{ср} t + \ln(kA_0). \qquad (14.105)$$

График $\ln(A_t v_{ср} t)$ показан на рис. 159, *а*. На нем совокупности значений $\ln(A_t v_{ср} t)$ аппроксимированы четырьмя разнонаклоненными отрезками прямой линии, по которым можно определить значения коэффициентов затухания.

Способы определения поглощения по частотным спектрам записей сейсмических волн основаны на линейной зависимости коэффициента поглощения α от частоты f. Измерив амплитуды различных частотных составляющих, можно определить величину декремента поглощения δ.

Согласно формуле (10.62) $\alpha = \delta/\lambda = f\delta/v$.

Следовательно, выражение (14.104) можно переписать так:

$$A_f vt = kA_0 e^{-f\delta t}. \qquad (14.106)$$

Логарифмируя выражение (14.106), получим

$$\ln(A_f vt) = \ln(kA_0) - f\delta t. \qquad (14.107)$$

При линейной частотной зависимости поглощения $\delta = \text{const}$ и последнее выражение является уравнением прямой линии относительно частоты f. Поэтому значения $\ln(A_f vt)$ аппроксимируют отрезком прямой линии, по наклону которого определяют декремент поглощения

$$\delta = \Delta \ln(A_f vt)/\Delta f. \qquad (14.108)$$

Чтобы вырезать из исходного спектра записи волны составляющие разной частоты, осуществляют узкополосную фильтрацию полевых сейсмических трасс. Амплитуды измеряют на профильтрованных записях и относят к частоте, равной полусумме граничных частот узкополосной частотной характеристики полосового фильтра $f = (f_{н\,гр} + f_{в\,гр})/2$.

Корреляционная методика прямых поисков (КМПП). Определение поглощения по протяженным участкам сейсмических трасс основано на корреляционной теории случайных функций, по которой запись сейсмических колебаний на достаточно боль-

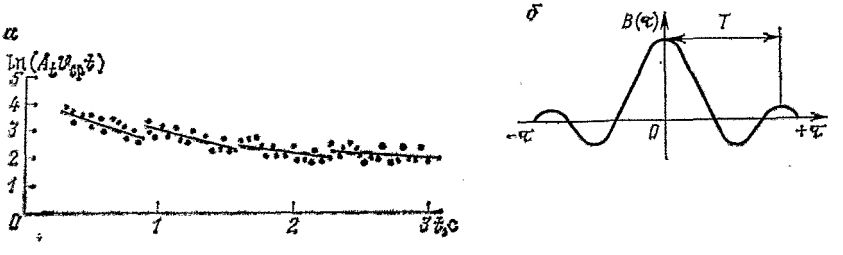


Рис. 159. Определение коэффициента затухания сейсмических волн: *а* — амплитудный график; *б* — график автокорреляционной функции

шом интервале времени рассматривается как некоторый случайный процесс (см. 10.4). Поглощение определяется по сглаженным (усредненным) квадратам амплитудных спектров (называемых спектрами мощности) двух протяженных (не менее 0,4—0,6 с) участков сейсмической записи с центрами соответственно на временах t_1 и t_2.

Из выражения (10.140) следует, что отношение спектров мощности двух участков сейсмической трассы $W_1(f)$ и $W_2(f)$ с учетом поглощения можно записать в виде

$$\frac{W_2(f)}{W_1(f)} = \frac{\Phi_2^2(f)}{\Phi_1^2(f)} = k^2 e^{-2\alpha(t_2 v_2 - t_1 v_1)}, \tag{14.109}$$

где α — средний коэффициент поглощения на интервале между центрами t_1 и t_2; k — постоянный множитель, равный отношению коэффициентов отражения.

Логарифмируя выражение (14.109), получим

$$\ln[W_2(f)/W_1(f)] = -2\alpha(t_2 v_2 - t_1 v_1) + 2\ln k. \tag{14.110}$$

Декремент поглощения

$$\delta = \frac{1}{t_2 - t_1} \frac{\Delta \ln[W_1(f)/W_2(f)]}{\Delta f}. \tag{14.111}$$

Погрешности определения поглощения этим способом можно уменьшить сглаживанием спектров мощности или корреляционных функций по множеству трасс.

Быстрые качественные оценки поглощения можно сделать по упрощенной методике, в которой определяют параметр θ, характеризующий поглощение, по изменению периодов T_1 и T_2 функций автокорреляции (ФАК) двух участков сейсмической трассы. Изменение поглощения сказывается на частотном составе записей сейсмических колебаний и, следовательно, на периодах T_1 и T_2 ФАК (рис. 159, *б*).

Параметр

$$\theta = (T_2 - T_1)/T_1 \tag{14.112}$$

пропорционален величине декремента поглощения.

Несмотря на то, что повышенное поглощение (или затухание) сейсмических волн при их распространении через нефтегазовые залежи является экспериментально установленным фактом, причины этого явления в достаточной степени еще не выяснены. Определения коэффициента поглощения на образцах горных пород, насыщенных нефтью, газом и водой, а также в условиях их естественного залегания показывают, что в водоносных песчано-глинистых породах $\alpha \approx 10^{-3}$ м$^{-1}$, а в нефтегазоносных (в зависимости от коэффициента нефтегазонасыщенности) он, как правило, на порядок больше. Сам факт повышенного зату-

хания сейсмических волн на каком-либо участке наблюдений еще однозначно не указывает на наличие в изучаемом разрезе нефтегазовой залежи. Аномалия затухания может быть вызвана и фациальной изменчивостью пород в горизонтальном направлении: например, при замещении известняков песчаниками будет наблюдаться увеличение затухания, как и при замещении в пласте воды нефтью или газом; повышенное поглощение сейсмических волн установлено в зонах тектонических нарушений. Все это свидетельствует о том, что на современном этапе аномалии поглощения сейсмических волн указывают лишь на возможное наличие углеводородов в той или иной части разреза. Более определенные данные можно получить по результатам комплексной интерпретации нескольких геолого-геофизических параметров, характеризующих влияние нефтегазовой залежи.

14.15. СЕЙСМОСТРАТИГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ

Интерпретация данных сейсморазведки с использованием всех особенностей волнового поля, как кинематических, так и динамических, в последние годы оформилась как новое направление, названное сейсмостратиграфической интерпретацией или, кратко, сейсмостратиграфией.

Сейсмостратиграфическая интерпретация состоит из следующих этапов:

анализ сейсмических комплексов — выявление по характерным изменениям волнового поля во времени поверхностей несогласий и выделение на их основе временных единичных комплексов;

сейсмофациальный анализ — изучение условий осадконакопления по характерным особенностям волнового поля;

анализ динамики волновых полей — для обнаружения латеральных петрофизических изменений горных пород, стратиграфических несогласий и т. д.;

прогноз нефтегазовых залежей.

Для сейсмостратиграфической интерпретации используются в основном материалы сейсморазведки МОВ. Качество и надежность получаемых результатов интерпретации зависит, прежде всего от того, насколько удалось снизить в волновом поле уровень помех, т. е. насколько волновое поле отражает реальные геологические объекты. Это определяет весьма высокие требования как к самим полевым материалам, так и к обработке полученных материалов. На основе качественного анализа волнового поля (формы и интенсивности колебаний, регулярности и т. д.) выделяют отдельные сейсмостратиграфические комплексы, которые привязываются к имеющимся данным бурения.

Как было показано выше (см. 14.1), сейсмические записи отраженных волн в своем большинстве являются интерференционными и представляют сумму элементарных волн, отразившихся от кровли и подошвы тонких пластов. Для того, чтобы понять, как связаны наблюдаемые динамические особенности волнового поля с геологическим разрезом, производится расчет модельных (синтетических) волновых полей методами цифрового моделирования на ЭВМ. Модель среды задается в виде совокупности тонких пластов, каждый из которых характеризуется определенной мощностью, скоростью сейсмических волн, плотностью, коэффициентом поглощения и др. Синтетическая сейсмограмма рассчитывается путем свертки функции распределения коэффициентов отражения с распространяющимся в среде сейсмическим импульсом (подробнее см. 14.1). На основе сопоставления синтетической и полевой записей делают заключение о степени соответствия модельного и реального геологических разрезов.

Степень детальности изучения геологических разрезов определяется разрешающей способностью сейсморазведки по вертикали (см. 14.2) и горизонтали (см. 10.6). Разрешающая способность по вертикали позволяет судить о предельных мощностях пластов, которые можно выделить по данным сейсморазведки, а по горизонтали — о предельных горизонтальных размерах неоднородностей. Основными волновыми параметрами, ограничивающими разрешающую способность сейсморазведки, являются: по вертикали — частотный диапазон спектров волн, по горизонтали — длина волны.

Кратко остановимся на содержании перечисленных выше этапов сейсмостратиграфической интерпретации.

Анализ сейсмических комплексов. В результате анализа сейсмических комплексов определяют границы хроностратиграфического единого комплекса. Такой комплекс определен как трехмерная группа фаций, накопленных одновременно и объединенных процессами и обстановкой осадконакопления. Определяющие признаки единого комплекса — поверхности несогласия, образующие кровлю и подошву комплекса. Картирование единичного комплекса заключается в обнаружении углов, отличающих эти поверхности несогласия друг от друга. При выделении сейсмических комплексов принимается, что положение сейсмических отражающих горизонтов соответствует положению осадочно-временных границ геологического разреза.

Сейсмофациальный анализ. Сейсмические записи имеют характерные особенности, которые позволяют одну группу отражений визуально отличать от соседних отражений. Параллельность отражений позволяет предположить равномерное осадконакопление на неподвижной или равномерно опускающейся поверхности. Расходящиеся отражения могут быть связаны

с различием скорости осадконакопления на разных участках. Хаотическая волновая картина свидетельствует либо о чрезмерно высокой интенсивности осадконакопления, либо о нарушениях, произошедших уже после осадконакопления (например, в результате оползневых процессов и процессов скольжения и т. п.). Интервал отсутствия отражений может рассматриваться как свидетельство неизменности литолого-фациальной обстановки. Но также следует иметь в виду, что трудно отличить участки с такими условиями от участков с высоким уровнем помех.

Анализ динамики волновых полей. Анализируется изменение формы, интенсивности и других параметров волнового поля от одного и того же отражающего горизонта с целью установления связи динамических параметров волн с петрофизическими характеристиками пород разреза (литологическим составом, коэффициентом пористости и др.). Чтобы легче было обнаружить аномалии волнового поля, используют специальные способы представления параметров: увеличенное изображение волнового поля для изучаемой части разреза, разрезы амплитуд, скорости, мгновенной частоты (см. 14.11), привлечение записей псевдоакустического каротажа (см. 14.12) и др.

Прогноз нефтегазовых залежей. Этот этап интерпретации подробно был рассмотрен выше (см. 14.14). Основными признаками наличия углеводородов являются: изменение интенсивности волн, отраженных от кровли и подошвы нефтегазоносных пластов (например, наличие «яркого» пятна на временном разрезе); отражение от контакта нефть (газ) — вода («плоские» пятна на разрезе); изменение частотного состава волн при прохождении через нефтегазовую залежь (аномалии поглощения); уменьшение скорости продольных волн в породах, насыщенных нефтью и газом и др.

В заключение следует отметить, что сейсмостратиграфическая интерпретация данных сейсморазведки находится еще на начальном этапе своего становления, ее результаты во многом зависят от компетентности и опыта геофизика- или геолога-интерпретатора. Установление количественных зависимостей между параметрами волнового поля и петрофизическими характеристиками пород разреза — одно из важнейших направлений дальнейшего развития сейсмостратиграфической интерпретации данных сейсморазведки.

Контрольные вопросы и задачи к гл. 14

1. Рассчитайте форму импульса волны, отраженной от кровли и подошвы тонкого пласта, если мощность пласта 20 м, скорость 2500 м/с, коэффициенты отражения от кровли $k_{11}=0{,}1$, от подошвы $k_{22}=-0{,}1$; падающий импульс задан последовательностью мгновенных амплитуд с шагом дискретизации 4 мс: 10, 9, —8, —9, 0,5, 3.

2. Та же задача, что и 1, но при частоте импульса вдвое меньшей

(т. е. длительность импульса вдвое больше). Сравните результаты задач 1 и 2 и сделайте выводы.

3. С какой целью производится при получении временных разрезов частотная фильтрация сейсмических записей?

4. Каково назначение обратной фильтрации при получении временных сейсмических разрезов?

5. Объясните получение вертикальных и горизонтальных спектров скоростей при обработке материалов сейсморазведки по методу ОГТ.

6. Перечислите способы миграции временных сейсмических разрезов и поясните их сущность.

7. Какие дополнительные данные необходимо ввести для преобразования временного разреза в глубинный?

8. В чем отличие цифровой обработки и получаемых результатов сейсморазведки методом РНП и методом ОГТ?

9. В чем особенности прослеживания головных (преломленных) волн в случае слоистого разреза?

10. Какой физический смысл граничной скорости? Как ее определяют в методе головных (преломленных) волн?

11. Как используют в сейсморазведке средние, эффективные и граничные скорости?

12. Поясните принцип получения временного разреза ОГП в методе преломленных волн.

13. Как получают карту изохрон отражения t_0? Как ее преобразовать в карту глубин залегания отражающего горизонта?

14. В чем сущность обнаружения нефтегазовых залежей в методике «яркого пятна» и по параметру поглощения сейсмических волн?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Веселов К. Е.* Гравиметрическая съемка. — М.: Недра, 1986. — 312 с.
2. *Гурвич И. И., Боганик Г. Н.* Сейсмическая разведка. 3-е изд. перераб. — М.: Недра, 1980. — 551 с.
3. *Жданов М. С.* Электроразведка. — М.: Недра, 1986. — 316 с.
4. *Знаменский В. В.* Полевая геофизика.— М.: Недра, 1980.— 351 с.
5. *Козлов Е. А.* Миграционные преобразования в сейсморазведке.— М.: Недра, 1986. — 247 с.
6. *Логачев А. А., Захаров В. П.,* Магниторазведка. 5-е изд., перераб. и доп. — Л.: Недра, 1979. — 351 с.
7. *Миронов В. С.* Курс гравиразведки. 2-е изд., перераб. и доп. — Л.: Недра, 1980. — 543 с.
8. *Рапопорт М. Б.* Вычислительная техника в полевой геофизике.— М.: Недра, 1984. — 264 с.
9. *Рябинкин Л. А.* Теория упругих волн. — М.: Недра, 1987. — 182 с.
10. *Сейсмическая* разведка методом поперечных и обменных волн/ Н. Н. Пузырев, А. В. Тригубов, Л. Ю. Бродов и др. — М.: Недра, 1985. — 277 с.
11. *Системы* регистрации и обработки данных сейсморазведки/ М. К. Полшков, Е. А. Козлов, В. И. Мешбей и др. — М.: Недра, 1984. — 381 с.
12. *Урупов А. К., Левин А Н.* Определение и интерпретация скоростей в методе отраженных волн.— М.: Недра, 1985.— 288 с.

Гравиразведка

Аномалии остаточные 59, 60, 119, 131
Буге поправка 21, 25, 47, 50
Гамбурцева палетка 71, 72, 77
Гипотеза Пратта 22, 24
— Эри 23, 24
Гравиметр астазированный 34, 35
Гравитационная постоянная 8
Земной сфероид 6, 13, 14, 17, 18
Клеро формула 18
Методика наблюдений однократная 46
Методика наблюдений с повторением 46
Ньютона закон 7, 8, 81
Остаточная компонента поля 78
Плотность избыточная 27, 52, 54, 63, 70, 77
Потенциал логарифмический 11
Пункты опорные 45, 46, 47, 108, 111
— рядовые 45, 46, 108
Пуассона интеграл 57, 118
Смещение нуль-пункта гравиметра 36, 45, 46, 108
Спектр аномалии частотный амплитудный 61
— — частотный фазовый 61
Средняя квадратичная погрешность 48
Уровенная поверхность 10, 13, 14
Фая поправка 20, 25
Фоновая компонента поля 78
Формула нормального значения силы тяжести 18
— Гельмерта 18, 19
— Кассиниса 18
Элкинса формула 60, 119
Этвеша поправка 49, 50
Цена деления гравиметра 36, 39

Магниторазведка

Аномалии мировые (континентальные) 91
— псевдогравитационные 131
Бури магнитные 89, 111
Вариации магнитные вековые 87, 88
— суточные 89, 108, 112
Восприимчивость магнитная 84, 85, 94, 95
Диполь магнитный 83
Зеемана эффект 96, 97
Изогоны 87
Изодинамы 87
Изоклины 88
Инверсия геомагнитных полюсов 93, 94
Интенсивность намагничивания 84, 85, 122, 128
Кюри точка 88, 93, 95
Магнитосфера 88, 89
Магнитный схематический 119
Массы магнитные 81
Намагниченность остаточная 85, 92, 93
— термостойкая 93
Планка постоянная 97
Полюса магнитные 81, 88, 90, 116
Постоянная магнитная 84, 86, 116
Проницаемость магнитная абсолютная 86
— — относительная 86
Прецессия магнитного момента 97
Поле магнитное дипольное 87, 90, 91
— — нестационарное 81
— — однородное 82
— — постоянное 81, 87
Пуассона формула 114, 117, 119, 131, 132
Пульсации магнитные 89
Пятницкого способ 130
Смещение нуль-пункта магнитометра 108, 111
Солнечный ветер 88
Экватор магнитный 87, 90
Цена деления магнитометра 100

Электроразведка

Анизотропия удельного электрического сопротивления 160
Асимптоты кривых зондирований 187, 188, 192, 194, 217, 218
Вектор поляризации 161
Волновое число 147
Волновые кривые электромагнитных зондирований 191
Гельмгольца уравнения 147, 148, 155, 209
Глубина эффективная проникновения электромагнитной волны 153, 158
Диполь гармонический 157
Диэлектрическая проницаемость 133,

134, 161
Зона ближняя 157, 158, 174, 196
— волновая 175, 191, 194
— дальняя 157, 158, 174, 196
— средняя 157, 174
Зона S 191, 192, 193, 194, 196
Импеданс электромагнитный 153, 210
Кажущееся удельное электрическое сопротивление 175, 179, 180, 186, 211
Коэффициент анизотропии 160
Коэффициент затухания волны 151
Коэффициент отражения тока 167, 168
Коэффициент прохождения тока 168
Коэффициент четырехэлектродной установки AMNB 176
Лапласа уравнения 139, 140
Максвелла уравнения 135, 140, 146, 147, 152, 154, 155
Модель волновая 139
Модель квазистационарная 139, 146
Модель стационарная 139
Модель Тихонова — Каньяра 208, 209
Нормальное электрическое поле 141
Палетки теоретических кривых зондирований 187, 188
Плотность полного тока 135
Поглощение электромагнитной волны 153
Потенциал электродинамический векторный 154
Потенциал электродинамический скалярный 154
Проводимость продольная суммарная 163, 189, 191, 192, 194, 197, 200
Процесс становления поля 156
Скорость фазовая волны 151, 173
Сопротивление поперечное суммарное 163
Способ зеркальных изображений 167
Теллуропараметр 219
Ток проводимости 135
Ток смещения 135
Уравнение диффузии 139
Уравнение телеграфное 139

Сейсморазведка

Акустическая жесткость (волновое сопротивление) среды 298, 501, 502
Амплитуда мгновенная 498, 499
Анизотропия скорости 308, 428, 429, 430
Белый шум 435
Бенидорфа закон 288, 289
Брегга — Вульфа уравнение 301
Взаимности принцип 320, 396, 409, 425, 471
Вибросейсмограмма 419
Волновое сопротивление среды (см. акустическая жесткость)
Волновое уравнение векторное 235, 236
— скалярное 235, 236, 457
— — продольных волн 237, 239, 240
— — поперечных волн 237, 239, 240
— — сферических волн 244
Волны Лява 242, 390
— обменные 294, 422, 427, 429
— объемные 238, 240
— поверхностные 240, 406, 408
— плоские неоднородные 246
— плоские однородные 246
— Рэлея 240, 241, 390
— рефрагированные 311
— спутники 309, 388
— суммарно-диафрагированные 300, 301
Время вертикальное 307, 334, 345
— взаимное 472
— запаздывания (временной сдвиг) 264, 399, 401, 415, 416
Гамильтона уравнение (эйконал) 286
Гильберта преобразования 272, 498, 499
Градиент поля времен 286, 288
Границы зеркальные 293
— незеркальные 300
Гука закон 231, 256
Деконволюция 441
Декремент поглощения 253
Демультиплексирование 381, 448
Дилатация 227, 230
Динамический диапазон 314, 367, 377, 383
Дисперсия скорости аномальная 251
— — нормальная 251
Дюамеля разложение 257
Затухание волны 452, 507
Зоммерфельда интеграл 246
Импульс Берлаге 254
— единичный (функция Дирака) 257, 271, 274, 275, 437, 439, 472
— колокольный 255
— минимально-фазовый 271, 442
— нуль-фазовый 271, 442
— Риккера 255
Кирхгофа интеграл 292, 457
Котельникова теорема 374
Коэффициент отражения 295, 298, 434, 501
— прохождения 295, 298
— поглощения 253, 507
Ламе упругие коэффициенты 232
Лучевая диаграмма 475
Лучевое приближение 304

Лучевой ряд 304
Мгновенная автоматическая регулировка усиления (МАРУ) 379, 380, 382
Микросейсмы 312
Модуль сдвига 223
Мультиплексер 378
Мьютинг 449
Найквиста частота 272, 374, 375, 376
Напряжения касательные 231
— нормальные 231
Нормальный закон распределения (закон Гаусса) 280
Общая глубинная точка отражения 329, 397
Отсчетов теорема (теорема Котельникова) 374
Параметр сейсмического луча 295, 475
Поляризация S-волн 238, 239, 429
Поперечно-изотопная среда 308
Потенциал поля смещений векторный 230, 239
— — — скалярный 230, 239
Преобразователь аналог — код (ПАК) 361, 377, 382, 419
Преобразователь код — аналог (К-А) 381
Пуассона коэффициент 232, 428
Пьезоэффект обратный 367
— прямой 367
Разрешающая способность по вертикали 430, 444, 457, 511
— — по горизонтали 292, 430, 457, 511
Расхождение геометрическое 304, 305, 452
Реверберация 310, 426
Рейли теорема 268
Свертка функций (конволюция) 267, 277, 401, 435, 437, 501
Свип-сигнал 420
Сейсмограмма импульсная 435
— синтетическая 435
— ОГТ 340
Скорость сейсмической волны граничная 302, 351, 484, 493
— — — групповая 251
— — — интервальная 485, 487
— — — истинная 287, 484, 487
— — — кажущаяся 288, 399, 414
— — — пластовая 355, 485
— — — предельная 329, 492
— — — средняя 306, 328, 485
— — — фазовая 251
— — — эффективная 328, 446, 472, 484, 488
Снеллиуса закон 295
Спектр амплитудный 258, 260, 262
— фазовый 258, 260, 262
Среда анизотропная 232, 305, 308
— изотропная 225, 232, 305, 308
Суммолента МРНП 414, 417, 470
— ОГТ 446
Суперпозиции принцип 256
Тензор напряжений 231
Угол выхода волны 288
— падения волны 289
— — — критический 302
Фаза мгновенная 498, 500
Ферма принцип 287
Фильтр режекторный (фильтр-пробка) 371, 382
— зеркальных частот (антиэйлисинг-фильтр) 376
Форматтер 380
Франгофера неравенство 247
Френеля зоны 290
Функция единичная 257, 274
Фурье преобразование прямое 261, 274, 400, 437, 441, 499
— — обратное 261, 263, 274, 400, 437, 441, 499
Шаг дискретизации 248, 256, 272, 374, 439
Частота дискретизации (квантования) 272, 374
— мгновенная 498, 500
Юнга модуль 232
Z-преобразование 439, 443

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение 3

Раздел первый. ГРАВИРАЗВЕДКА

Глава 1. **Краткая теория гравитационного поля Земли** 6

1.1. Сила тяжести. Потенциал силы тяжести 6
1.2. Вторые производные потенциала силы тяжести 14
1.3. Нормальное гравитационное поле Земли 17
1.4. Нормальные значения градиентов силы тяжести 19
1.5. Поправки силы тяжести. Аномалии силы тяжести 20
1.6. Аномалии градиентов силы тяжести 26
1.7. Плотность горных пород 26

Глава 2. **Измерение силы тяжести и вторых производных силы тяжести. Гравиметрические съемки** 29

2.1. Измерения силы тяжести динамическими способами 30
2.2. Статические способы измерения силы тяжести 33
2.3. Измерение вторых производных потенциала силы тяжести. Гравитационные вариометры и градиентометры 40
2.4. Гравиметрические съемки 42

Глава 3. **Интерпретация гравитационных аномалий** 52

3.1. Качественная интерпретация гравитационных аномалий 52
3.2. Трансформации гравитационных аномалий 55
3.3. Решение прямой задачи гравиразведки 63
3.4. Решение обратной задачи гравиразведки 73
3.5. Корреляционные методы интерпретации гравитационных аномалий . 77

Раздел второй. МАГНИТОРАЗВЕДКА

Глава 4. **Земной магнетизм** 81

4.1. Магнитное поле 81
4.2. Элементы земного магнетизма. Географическое распределение элементов земного магнетизма 86
4.3. Изменение магнитного поля Земли во времени 87
4.4. Структура магнитного поля Земли 90
4.5. Магнитные свойства горных пород 92

Глава 5. **Измерение элементов магнитного поля Земли. Магнитные съемки** 95

5.1. Абсолютные определения элементов геомагнитного поля 96
5.2. Относительные определения элементов геомагнитного поля 99
5.3. Магнитные съемки 105

Глава 6. **Интерпретация магнитных аномалий** 114

6.1. Качественная интерпретация магнитных аномалий 115
6.2. Связь между магнитным и гравитационным потенциалами 116
6.3. Трансформации магнитных аномалий 117

6.4. Решение прямой задачи магниторазведки 119
6.5. Решение обратной задачи магниторазведки 126
6.6. Совместная интерпретация гравитационных и магнитных аномалий 131

Раздел третий. ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА

Глава 7. **Краткая теория электромагнитного поля** 134

7.1. Основные уравнения электромагнитного поля 134
7.2. Поле постоянного электрического тока 140
7.3. Гармоническое электромагнитное поле 145
7.4. Неустановившееся электромагнитное поле 155
7.5. Электромагнитные свойства горных пород. Геоэлектрический разрез 159
7.6. Классификация методов электроразведки 163

Глава 8. **Электроразведка с искусственным возбуждением поля** . . . 167

8.1. Электрическое поле точечного источника постоянного тока в горизонтально-слоистой среде 167
8.2. Гармоническое электромагнитное поле дипольного источника, расположенного на поверхности однородного полупространства 169
8.3. Электромагнитные зондирования 175
8.4. Электроразведочная аппаратура и оборудование 181
8.5. Интерпретация материалов электромагнитных зондирований . . . 185
8.6. Электрическое профилирование 202
8.7. Геологоразведочные задачи, решаемые электроразведкой с контролируемыми источниками возбуждения 206

Глава 9. **Магнитотеллурические методы разведки** 208

9.1. Физико-геологические основы магнитотеллурических методов . . . 208
9.2. Методика и техника работ 212
9.3. Интерпретация материалов магнитотеллурических методов 217
9.4. Геологоразведочные задачи, решаемые магнитотеллурическими методами 221

Раздел четвертый. СЕЙСМОРАЗВЕДКА

Глава 10. **Образование и распространение сейсмических волн** 224

10.1. Продольные и поперечные волны 224
10.2. Форма сейсмических колебаний 243
10.3. Разложение сейсмических колебаний 255
10.4. Детерминированные и случайные сейсмические волны 278
10.5. Основы геометрической сейсмики 283
10.6. Принцип Гюйгенса—Френеля. Интеграл Кирхгофа 289
10.7. Отражение, преломление и дифракция сейсмических волн 293
10.8. Лучевой метод расчета интенсивности сейсмических волн. 303
10.9. Особенности сейсмических волновых полей, обусловленные слоистостью разреза 305
10.10. Основные свойства регистрируемых в сейсморазведке волновых полей 311
10.11. Методы сейсморазведки 316

Глава 11. **Кинематические особенности сейсмических волн. Годографы и временные сейсмические разрезы** 319

11.1. Классификация годографов сейсмических волн 320
11.2. Годографы прямой волны 321

11.3. Годографы отраженных волн 322
11.4. Статические и кинематические поправки в годографы отраженных волн. Временные сейсмические разрезы 334
11.5. Годографы дифрагированных волн 342
11.6. Годографы и временные разрезы головных (преломленных) волн . 345
11.7. Вертикальные годографы сейсмических волн 354
11.8. Соотношение годографов волн различных типов. Области их регистрации 355

Глава 12. **Регистрация сейсмических колебаний. Сейсмическая аппаратура и оборудование** 358

12.1. Принципы регистрации сейсмических колебаний 358
12.2. Сейсмоприемники. Усилители. Магнитные регистраторы 362
12.3. *Регистрация сейсмических колебаний в аналоговой форме* 372
12.4. Регистрация сейсмических колебаний в цифровой форме 373
12.5. Сейсморазведочные комплексы 381

Глава 13. **Методика сейсморазведки** 387

13.1. Возбуждение сейсмических колебаний 387
13.2. Системы сейсмических наблюдений 391
13.3. Интерференционные системы 398
13.4. Группирование сейсмоприемников и источников. Смешение колебаний 405
13.5. Метод общей глубинной точки отражения (метод ОГТ) 410
13.6. Метод регулируемого направленного приема сейсмических волн (метод РНП) 412
13.7. Вибрационный сейсмический метод 419
13.8. Сейсмические исследования в глубоких буровых скважинах . . . 421
13.9. Сейсморазведочные работы на море (морская сейсморазведка) . . 425
13.10. Многоволновая сейсморазведка 427
13.11. Высокоразрешающая сейсморазведка 430

Глава 14. **Обработка и интерпретация данных сейсморазведки** 432

14.1. Модель сейсмической трассы. Импульсная и синтетическая сейсмограммы 432
14.2. Цифровая фильтрация сейсмических записей 436
14.3. *Анализ скоростей. Вертикальные и горизонтальные спектры скорости* 445
14.4. Получение временных сейсмических разрезов 448
14.5. Миграция временных сейсмических разрезов 455
14.6. Цифровая обработка сейсмических материалов по методу РНП (ЦМРНП) 467
14.7. Цифровая обработка материалов сейсморазведки методом преломленных волн (МПВ) 479
14.8. Структура цифровой обработки. Цифровые обрабатывающие комплексы 482
14.9. Изучение скоростей сейсмических волн 484
14.10. Построение структурных карт и схем 495
14.11. Динамический анализ сейсмических записей 497
14.12. Псевдоакустический каротаж (ПАК) 500
14.13. Новые формы изображения сейсмических разрезов 504
14.14. Прямые поиски залежей нефти и газа 505
14.15. Сейсмостратиграфическая интерпретация данных сейсморазведки . 510

Список литературы 514
Предметный указатель 515