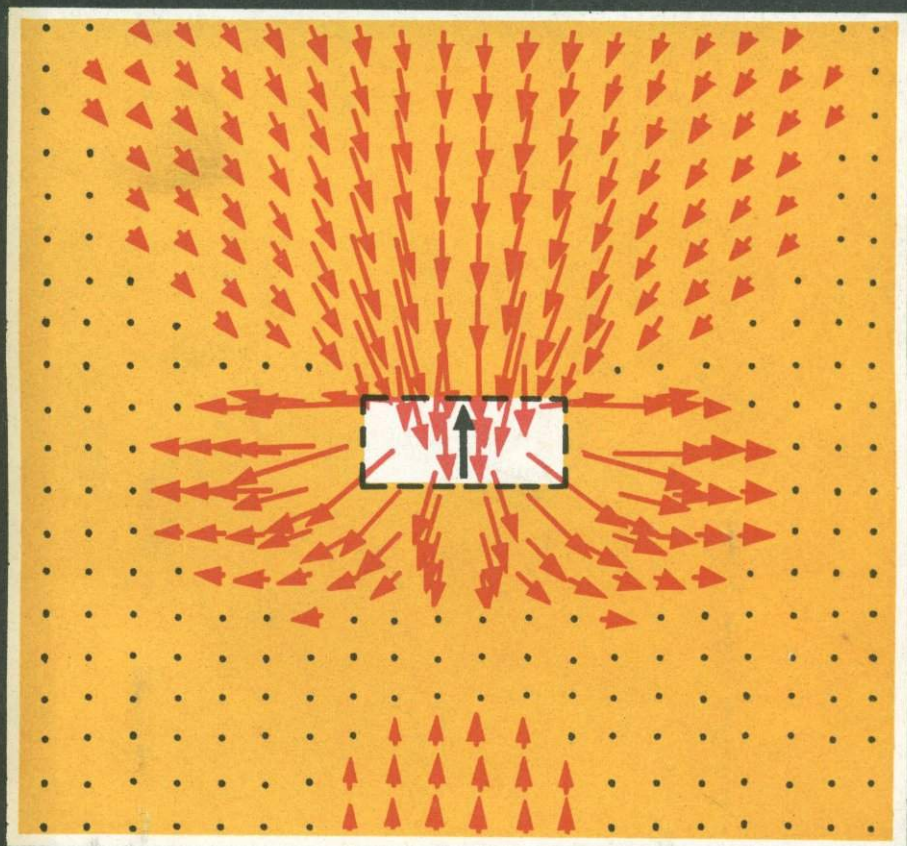


СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ЛИТОСФЕРЫ по сейсмическим данным



АКАДЕМИЯ НАУК СССР

Ордена Ленина Институт физики Земли
им. О.Ю. Шмидта

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ЛИТОСФЕРЫ ПО СЕЙСМИЧЕСКИМ ДАННЫМ

5001
Ответственный редактор
член-корреспондент АН АрмССР
И.Л. ПЕРЕСОВ



МОСКВА "НАУКА"
1988



Авторы:

Ю.А. БУРМАКОВ, Л.П. ВИННИК, Г.Л. КОСАРЕВ, Л.И. МАКЕЕВА,
Н.Г. МИХАЙЛОВА, Н.В. ПЕТЕРСЕН, Э.З. РИЗАЕВ, А.В. ТРЕУСОВ

УДК 551.1 : 550.34

Структура и динамика литосферы по сейсмическим данным /
Ю.А. Бурмаков, Л.П. Винник, Г.Л. Косарев и др. — М.: Наука, 1988.—
— 221 с. — ISBN 5-02-000725-0

Монография посвящена новым методическим разработкам и результатам исследований земных недр. Обсуждаются, в частности, новый метод измерения упругой анизотропии и результаты его практического применения, итоги изучения тонкой скоростной структуры зоны фазовых переходов мантии Земли, численный метод и результаты томографического исследования структуры литосферы ряда районов СССР, метод и результаты изучения структуры земной коры с помощью длиннопериодных объемных волн далеких землетрясений. Рассматривается обратная кинематическая задача сейсмологии для градиентной случайно-неоднородной среды, метод и результаты определения структуры разрыва в очаге землетрясения по данным повторных геодезических измерений в эпицентральной зоне.

Монография представляет интерес для специалистов в области наук о Земле, геофизиков и сейсмологов.

Ил. 71. Табл. 41. Библиогр.: 326 назв.

Рецензенты:

Е.И. Гальперин, Л.А. Латынина

С 1903020000-157
042 (02)-88

183-88-П

© Издательство "Наука", 1988

ISBN 5-02-000725-0

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая монография представляет итог исследований, выполненных в лаборатории общей сейсмологии Института физики Земли АН СССР в основном в 1981–1985 гг. Содержание ее охватывает ряд современных проблем внутреннего строения Земли и методов их решения средствами сейсмологии.

Три первые главы посвящены вопросам использования обменных волн, формирующихся на границах в коре и мантии Земли. Особенностью нашего подхода является использование трехкомпонентных сейсмограмм далеких землетрясений в диапазоне периодов от 5 до 15 с, который в дальнейшем может быть расширен в сторону коротких периодов. Разработанные методы наиболее эффективны при использовании цифровой сейсмической записи, но их можно применять и к записям на фотобумаге, предварительно выполняя их оцифровку. В первой главе описывается оригинальная методика исследования скоростной структуры земной коры, основанная на анализе интегрального эффекта множества сформированных в коре вторичных волн. Во второй главе проводится надежное выделение обменных волн P_s и дается их интерпретация в терминах глубины и тонкой скоростной структуры сейсмических границ. Третья глава посвящена вопросам измерения азимутальной анизотропии литосферы и более глубоких оболочек планеты: в однородной и изотропной среде обменные волны имеют линейную поляризацию, которая сменяется на эллиптическую при распространении в анизотропной среде.

В четвертой главе рассматриваются вопросы применения сейсмической томографии для картирования неоднородностей литосферы. В последние годы это направление стало одним из центральных в структурной сейсмологии. Нами разработан оригинальный алгоритм, который использовался для обращения разнообразных сейсмических данных. Подробно описаны алгоритм, опыт его применения и полученные при этом геолого-геофизические результаты.

В пятой главе дается систематическое исследование эффектов, влияющих на результаты решения обратной кинематической задачи сейсмологии в случае присутствия в среде относительно мелкомасштабных (случайных) скоростных неоднородностей, не включаемых в интерпретационную модель. Для практической оценки этих эффектов необходимо оценивать распределение параметров случайной неоднородности с глубиной; задача оценки этого распределения по наблюдениям на поверхности впервые рассматривается в достаточно строгой постановке.

Одним из элементов структуры земной коры являются разрывы, образующиеся при землетрясениях. Задача определения параметров разрыва по данным повторных геодезических измерений (до и после образования разрыва) в строгой постановке рассматривается в шестой главе. Разработанная методика используется для определения параметров разрывов, возникших при газлийских землетрясениях.

Монография подготовлена большим авторским коллективом. Главы первая и третья написаны Л.П. Винником, Г.Л. Косаревым, Л.И. Макевой; глава вторая — Л.П. Винником, Н.Г. Михайловой; глава четвертая — Ю.А. Бурмаковым, Л.П. Винником, А.В. Треусовым; глава пятая — Н.В. Петерсен; глава шестая — Г.Л. Косаревым, Э.З. Ризаевым.

Авторы благодарят А.Г. Москвину за обсуждение и большую помощь в подготовке рукописи, О.В. Бахареву и Л.Г. Ямашкину за ее техническое оформление.

Глава первая

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ЗЕМНОЙ КОРЫ ПО ФОРМЕ КОЛЕБАНИЙ В P -ВОЛНЕ

При распространении телесеismicческой P -волны в слоистой среде на первичный сигнал накладывается большое число многократных отраженных и обменных волн. В общем случае вторичные волны интерферируют друг с другом и с первичной волной, и их надежное разделение практически невозможно. Те из вторичных волн, которые приходят к приемнику как волны P , регистрируются главным образом на вертикальной компоненте записи, тогда как остальные формируют горизонтальную компоненту. Поэтому отношение спектров вертикальной и горизонтальной компонент зависит от слоистой структуры среды под приемником и может использоваться для определения этой структуры. Метод отношения спектров [1] был предложен около 20 лет тому назад и часто использовался для исследования структуры земной коры. Несмотря на долгую историю применения, вопросы разрешающей способности и единственности решения, получаемого этим методом, оставались неясными. Последние работы (см., например, [2]) показали, что его разрешающая способность довольно низка: мощность коры — практически единственный надежно определяемый параметр.

Мы описываем метод, который в некоторых отношениях близок к методу отношения спектров, но отличается от него более высокой разрешающей способностью и точностью. Сущность метода ранее изложена в краткой форме в [3]. В данной работе мы даем подробное изложение этого подхода и приводим результаты его практического применения к цифровым записям seismicческой группы НОРСАР, а также аналоговым записям нескольких других seismicческих станций на территории Фенноскандии.

1. Метод интерпретации формы колебаний в P -волне

Рассмотрим вертикальную Z и радиальную R (горизонтальную, направленную от источника к приемнику) компоненты записи телесеismicческой P -волны на поверхности Земли, предполагая при этом, что земная кора может моделироваться пачкой плоских однородных изотропных слоев на однородном полупространстве. Для простоты предполагается, что частотные характеристики регистрирующей аппаратуры одинаковы для обеих компонент. Тогда для заданной слоистой пачки спектр вертикальной компоненты S_Z может быть представлен как

$$S_Z(\omega) = \int_0^d Z(t) \exp(-i\omega t) dt = H_Z(\omega, x, c) S(\omega), \quad (1.1)$$

где ω — круговая частота; t — время; $S(\omega)$ — спектр первичной P -волны

в полупространстве; d — длительность записи, начинающейся при $t = 0$; H_Z — частотная характеристика слоистой пачки для вертикальной компоненты колебаний; x — вектор изменяемых параметров модели; c — кажущаяся скорость.

Синтетическая радиальная компонента R_s может быть рассчитана как

$$R_s(t, x, c) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} H_R(\omega, x, c) S(\omega) \exp(i\omega t) d\omega = \\ = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} H_R(\omega, x, c) H_Z^{-1}(\omega, x, c) S_Z(\omega) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (1.2)$$

Здесь H_R — частотная характеристика слоистой пачки для горизонтальной компоненты колебаний. Для заданной модели среды обе компоненты частотной характеристики могут быть рассчитаны методом Томсона—Хаскелла [4]. Модель можно опробовать, рассчитав для нее R_s с помощью (1.2) и сравнив R_s с наблюдаемой радиальной компонентой R .

Практический поиск оптимальной модели может быть выполнен несколькими способами. Способ проб и ошибок — самый простой. Если число неизвестных параметров модели невелико (скажем, два), весь набор исследуемых вариантов исчисляется несколькими десятками. Отличие R_s от R для j -й записи можно определить как

$$\sigma_j = [D^{-1} \int_0^D (R(t) - R_s(t, x, c))_n^2 dt]^{1/2}, \quad (1.3)$$

где R , R_s и c соответствуют j -й записи, $D \leq d$, а индекс n означает нормализацию, которая делает величину σ_j независимой от амплитуды записи P -волны. Качество аппроксимации R -компонент совокупности записей можно охарактеризовать величиной σ :

$$\sigma = (N^{-1} \sum \sigma_j^2)^{1/2} \quad (1.4)$$

(N — число записей). Оптимальной может считаться модель, обеспечивающая минимум σ для данной совокупности записей. Это определение оптимальной модели основано на предположении, что статистическое распределение шума, присутствующего на записях, близко к нормальному.

Второй способ поиска оптимальной модели основан на общем методе решения некорректных обратных задач [5, 6]. Мы описываем этот способ в упрощенном виде. Оптимальные параметры модели можно найти итеративной минимизацией сглаживающего функционала $F(x)$:

$$F(x) = \sigma^2 + \alpha \sum_{i=1}^M q_i (x_i - x_i^0)^2, \quad (1.5)$$

где x_i — изменяемый параметр модели; x_i^0 — значение этого параметра в начальной модели; M — число изменяемых параметров; q_i — весовой коэффициент; α — параметр регуляризации, выражаемый как

$$\alpha = \alpha_p \Delta\alpha \quad (1.6)$$

(α_p — значение параметра регуляризации на предыдущем шаге минимизации, $\Delta\alpha < 1$).

Радиальную компоненту j -й записи в интервале $0 \leq t \leq D$ можно заменить соответствующей дискретной числовой последовательностью. Такие последовательности для всех записей можно объединить в одну последовательность $R(t_k)$. Такое же преобразование следует применить к синтетической радиальной компоненте.

Пусть x_i^p — значение переменного параметра модели, которое было получено на предыдущем шаге минимизации. Зависимость R_s от x в окрестности x^p можно представить линейным соотношением

$$R_s(t_k, x) = R_s(t_k, x^p) + \sum_{i=1}^M G_{ki}(x_i - x_i^p),$$

где

$$G_{ki} = \partial R_s(t_k, x) / \partial x_i |_{x=x^p}.$$

Значение x , которое минимизирует $F(x)$, можно найти из выражения

$$x - x^p = (G^T G + \alpha k E_q)^{-1} [G^T (R - R_s(t, x^p)) + \alpha k E_q (x^0 - x^p)]. \quad (1.7)$$

Здесь G — прямоугольная матрица с элементами G_{ki} ; R и R_s — векторы, элементами которых служат элементы последовательностей $R(t_k)$ и $R_s(t_k)$; k — число элементов; E_q — диагональная матрица из элементов q_i .

Число итераций определяется условием, что достигнутое отклонение расчетной радиальной компоненты от наблюдаемой приближается к уровню шума или же дальнейшие итерации не уменьшают отклонение. Шумом в нашей задаче можно считать особенности волнового поля, связанные с латеральной неоднородностью среды или ее анизотропией. Хорошей оценкой этого шума могут служить смещения тангенциальной компоненты T , которые в идеальном случае должны быть равны нулю.

Теперь можно сопоставить наш подход с методом отношения спектров.

1. В методе отношения спектров используются амплитудные спектры. В то же время для расчетов по формуле (1.2) необходимы не только амплитудные, но и фазовые частотные характеристики, а также комплексный спектр вертикальной компоненты записи. Таким образом, при нашем подходе из записи извлекается большая информация.

2. Результаты расчета отношения спектров зависят от длины выбранного временного интервала. В общем случае этот интервал должен быть как можно больше, чтобы включить все вторичные волны, порожденные первичной волной в коре. Однако увеличение интервала неизбежно влечет искажение спектров различными нежелательными волнами, в том числе и волнами, порожденными рассеянием на случайных неоднородностях среды. С другой стороны, если интервал выбирается небольшим, при вычислении спектров исключаются некоторые вторичные волны, связанные с корой. При этом наблюдаемое отношение спектров нельзя сопоставлять с расчетным, которое учитывает все вторичные волны. Использование так называемых усеченных спектров [7] решает эту проблему только в редких случаях очень малой длительности первичной волны. В то же время метод,

рассматриваемый в данной главе, свободен от изложенной выше проблемы. Временной интервал d в выражении (1.1) может быть взят сколь угодно большим, а интервал D для расчета σ_j — достаточно коротким, чтобы включить наиболее важные коровые фазы и исключить остальные, где относительно велик уровень шума. Можно показать численным экспериментом, что отсекаемая таким образом часть записи вертикальной компоненты не влияет на сохраняемую часть R -компоненты. Сопоставление расчетных и наблюдаемых радиальных компонент в усеченном временном интервале не нарушает условия сопоставимости наблюдаемых данных и данных моделирования, как это имеет место в методе отношения спектров, а лишь сокращает объем используемой информации. Относительная свобода выбора длины временного интервала для расчета R_s представляет серьезное преимущество нашего метода.

3. Еще одним недостатком метода отношения спектров является сильная зависимость ошибки оценки этого отношения от частоты. Эта ошибка особенно велика вблизи максимальных значений спектрального отношения, так как они получаются в результате деления амплитудного спектра вертикальной компоненты на очень малые значения спектра радиальной компоненты. В работе [8] отмечено, что отношение спектров становится очень опасной величиной, если имеется шум, поскольку тогда оно изменяется в очень широких пределах. Рассматриваемый нами метод свободен и от этой проблемы.

2. Определение структуры коры под группой НОРСАР

Идея, представленная в разд. 1, была опробована для интерпретации длиннопериодных записей группы НОРСАР. Сейсмическая группа НОРСАР находится у юго-западной оконечности Балтийского щита, у северного окончания Осло-грабена. Группа состоит из 22 подгрупп (рис. 1.1), каждая из которых включает одну трехкомпонентную длиннопериодную установку. Полное описание этой системы можно найти в работе [9]. Частотная характеристика длиннопериодного канала, использованного в нашей ра-

Таблица 1.1. Параметры землетрясений, записи которых использованы для определения структуры коры под группой НОРСАР

№ п/п	Дата	Координаты		Глубина, км	Δ°	Az°
		φ°	λ°			
1	20.08.71	13,4 N	92,4 W	33	84,8	287,9
2	24.06.72	36,2 N	69,7 E	57	44,1	96,3
3	13.10.72	52,8 N	163,1 W	38	66,6	356,0
4	01.07.73	57,8 N	137,3 W	33	59,1	340,8
5	20.09.73	9,0 N	123,8 E	560	93,0	65,6
6	10.09.73	42,4 N	130,9 E	532	66,1	44,4
7	06.03.74	12,3 N	86,4 W	110	82,9	282,3
8	11.08.74	39,5 N	73,8 E	9	43,6	89,7
9	03.09.74	18,3 N	119,2 E	11	82,7	65,3
10	29.11.74	30,7 N	138,3 E	419	79,3	44,1

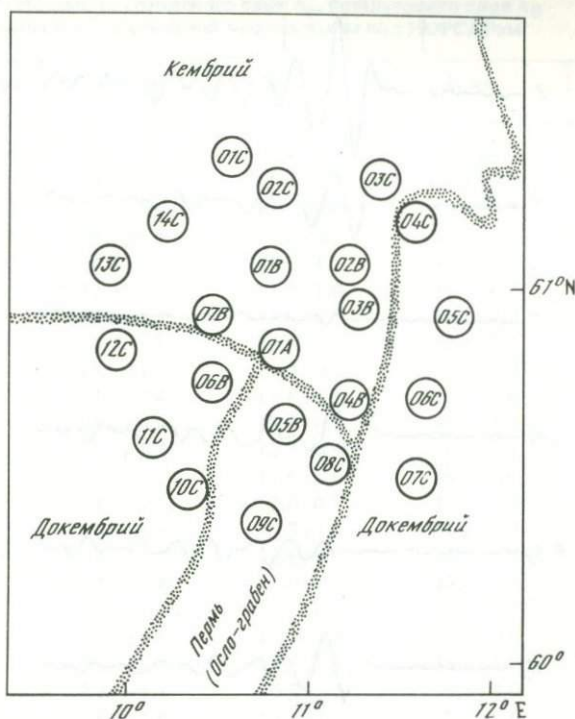


Рис. 1.1. Схема группы НОРСАР

Центры подгрупп обозначены кружками

боте, имеет максимум в области 0,05 Гц с резким спадом в сторону более высоких частот. Регистрация ведется в цифровом коде с частотой опроса 1 Гц. Записи НОРСАРА особенно удобны для нашей цели, так как они ранее интерпретировались методом отношения спектров [2].

Записи каждой подгруппы были обработаны независимо от других подгрупп. Записи десяти землетрясений, отобранные для анализа (табл. 1.1), характеризуются относительно малой длительностью главной части записи волны P и большим отношением амплитуды сигнала к микросейсмическому фону. Увеличение длиннопериодного канала НОРСАРА имеет наибольшую величину в области 20 с и резко уменьшается в области 5–10 с. Однако периоды около 20 с представляют для нас относительно небольшой интерес из-за их низкого разрешения во временной области. Поэтому записи дополнительно фильтровались. Преобладающие периоды на фильтрованных записях лежат между 5 и 15 секундами. Интервал d при расчете спектров составлял около 3 мин, величина $D = 26$ с, что достаточно для сигнала малой длительности. Чтобы нормализовать $(R - R_s)$ в выражении (1.3) и сжать сигнал во времени, вычислялась величина

$$(R(t) - R_s(t))_n = \int_{t_1}^{t_2} (R(t + \tau) - R_s(t + \tau)) Z(\tau) d\tau / \int_{t_1}^{t_2} (Z(\tau))^2 d\tau, \quad (1.8)$$

где t_1 и t_2 соответствуют началу и концу записи основной части вертикальной компоненты P -волны.

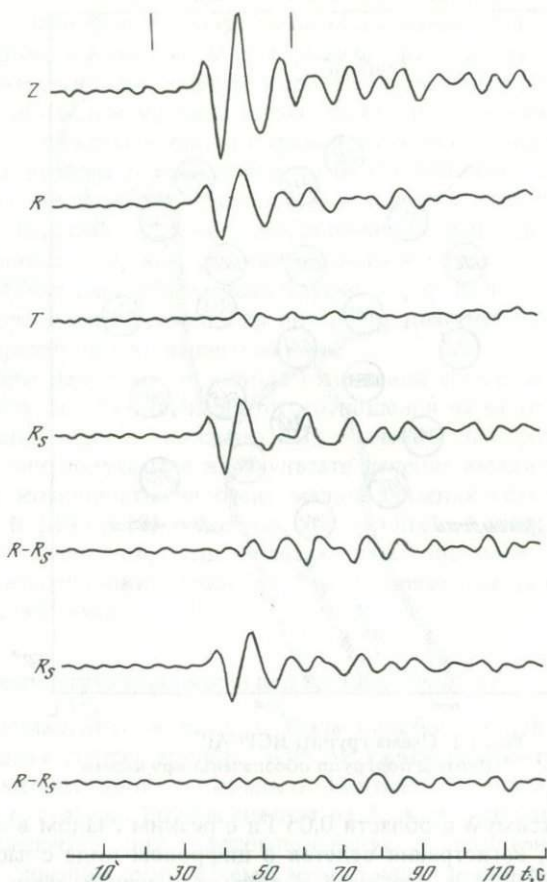


Рис. 1.2. Пример обработки сейсмограммы НОРСАР (табл. 1.1, землетрясение № 2, подгруппа 14С)

Z — вертикальная, R — радиальная, R_s — синтетическая радиальная компоненты. R_s (вверху) рассчитана для оптимальной однослойной модели (40 км), R_s (снизу) — для оптимальной трехслойной модели (23, 7, 11 км). Вертикальные штрихи на Z -компоненте показывают t_1 и t_2 , используемые в (1.8)

Первые эксперименты были выполнены для однослойной модели коры. Параметры коры ($v_p = 6,2$ км/с, $v_s = v_p/1,73$, плотность $\rho = 0,77 + 0,32 v_p$) и мантии ($v_p = 8,15$ км/с, $v_s = v_p/1,73$, $\rho = 0,77 + 0,32 v_p$) были приняты такими же, как и в модели [2]. Полученные для этой модели значения глубины границы Мохо были близки к данным [2]. Однако качество аппроксимации наблюдаемых R -компонент синтетическими записями при оптимальных значениях мощности коры было очень низким. Типичный пример (рис. 1.2) показывает, что амплитуда $R-R_s$ в представляющем интерес временном интервале в несколько раз превышает амплитуду T -компоненты. Последняя может рассматриваться как индикатор присутствующего на записи шума. Невозможность добиться удовлетворительного согласия между расчетными и наблюдаемыми R -компонентами в рамках однослойной

Таблица 1.2. Мощность гранитного слоя h_{Γ} , базальтового слоя $h_{\text{б}}$ и коры в целом h в двухслойной модели коры под НОРСАРОМ

Номер подгруппы	h_{Γ} , км	$h_{\text{б}}$, км	h , км	σ_{min}^*
01А	24,8±1,2	11,5±0,9	36,3±0,7	0,07
01В	23,1±0,9	11,7±0,7	34,8±0,5	0,05
02В	23,9±0,7	11,5±0,4	35,4±1,0	0,06
03В	24,9±0,8	11,7±0,3	36,6±1,0	0,07
04В	24,4±1,3	11,3±1,1	35,7±1,0	0,06
05В	22,8±0,7	11,4±1,0	34,2±0,2	0,04
06В	23,6±1,3	11,6±0,9	35,2±0,5	0,07
07В	24,2±1,4	10,9±1,0	35,1±0,8	0,07
01С	25,7±1,2	11,2±0,5	36,9±0,9	0,07
02С	24,4±0,4	11,8±0,3	36,2±0,6	0,06
03С	25,4±0,7	12,4±0,2	37,8±0,6	0,06
04С	24,7±1,2	11,3±0,4	36,0±1,0	0,06
05С	24,9±0,8	11,6±0,6	36,5±0,6	0,07
06С	23,7±1,1	12,0±0,7	35,7±0,5	0,06
07С	22,6±1,5	11,7±1,4	34,3±0,4	0,06
08С	24,3±1,3	10,6±1,2	34,9±0,3	0,06
09С	27,0±0,4	10,0±0,6	37,0±0,8	0,07
10С	29,4±1,2	10,1±0,5	39,5±1,2	0,07
11С	25,6±1,6	12,1±1,4	37,7±0,9	0,08
12С	25,9±1,7	12,1±1,6	38,0±1,0	0,08
13С	29,5±1,3	10,0±1,0	39,5±1,0	0,08
14С	24,8±1,6	12,1±1,6	36,9±0,6	0,07

* σ_{min} — минимальное значение σ .

модели может служить обоснованием экспериментов с двух- и трехслойными моделями.

Мы параметризуем модели в предположении, что диапазон вероятных значений скорости волн P в коре достаточно надежно определен по наблюдениям рефрагированных волн. В то же время наблюдения рефрагированных волн гораздо менее информативны в отношении глубины границ раздела между слоями, так как эти границы в редких случаях проявляются настолько четко, чтобы дать ясно различимые на записях фазы. Скорость P -волн в кровле мантии надежно определяется по наблюдениям волны P_n .

В наших двухслойных моделях верхний, гранитный, слой коры характеризуется скоростью P -волн, равной 6,2 км/с, в базальтовой части коры $v_P = 6,7$ км/с и в кровле мантии — $v_P = 8,15$ км/с. Эти значения близки, например, к параметрам упрощенной рабочей модели коры Балтийского щита, принятой в [10]. Существующие данные о скорости S -волн довольно противоречивы, особенно для нижней коры. В нашей модели отношение v_P/v_S имеет обычное значение (1,73), а распределение плотности следует закону Берча ($\rho = 0,77 + 0,32 v_P$). Сходные значения были приняты в [11] при исследовании мощности земной коры в Фенноскандии методом отношения спектров. Наша трехслойная модель получена добавлением в подошву коры слоя со скоростью P -волн, равной 7,2 км/с. Такая модель согласуется в основных чертах с данными для Южной Норвегии, полученными

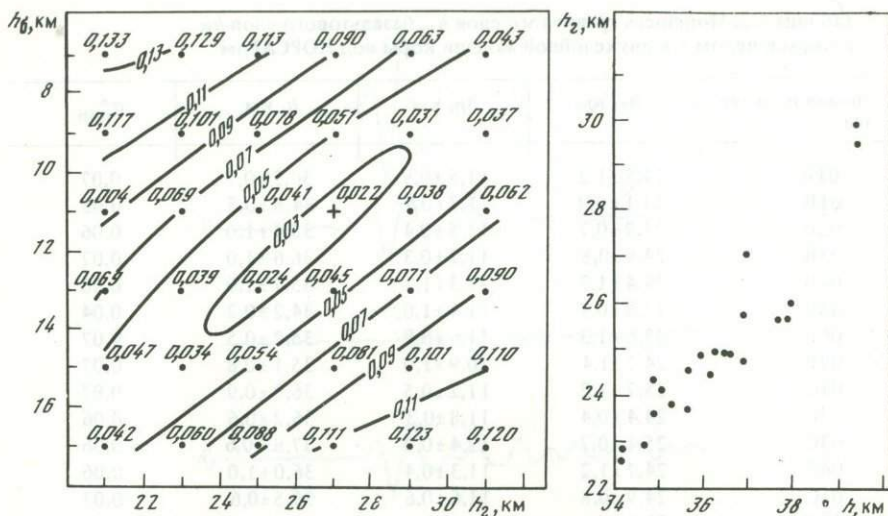


Рис. 1.3. Среднеквадратичное отклонение расчетной радиальной компоненты от наблюдаемой в функции мощности гранитного и базальтового слоев (табл. 1.1, землетрясение № 5, подгруппа 13С)

Крестом показано минимальное значение

Рис. 1.4. Зависимость мощности гранитного слоя от полной мощности коры для группы НОРСАР, соответствующая данным табл. 1.2

Каждая точка соответствует одной подгруппе

методом рефрагированных волн [12, 13]. Скорость поперечных волн и плотность в третьем слое определялись теми же соотношениями, что и для двухслойной модели. Роль неизвестных параметров играли мощности слоев. Оптимальные двухслойные и, особенно, трехслойные модели уменьшают амплитуды $R-R_s$ в несколько раз по сравнению с однослойными моделями (см. пример на рис. 1.2).

Оптимальные значения параметров двухслойной модели оценивались для каждой подгруппы НОРСАРА минимизацией σ . Если рассматривать значения σ или σ_j как функцию мощностей гранитного и базальтового слоев, эта функция, как правило, имеет единственный минимум (рис. 1.3). Соответствующие оценки мощностей приведены в табл. 1.2. Минимальные значения σ обычно близки к 0,06 (табл. 1.2), что примерно вдвое больше среднеквадратичной величины смещения T -компоненты. Дополнительно мощности слоев определялись минимизацией σ_j для каждой записи табл. 1.1 и осреднением соответствующих оценок. Определенные этим способом средние значения мощностей практически не отличаются от значений, полученных минимизацией σ . Стандартные ошибки средних значений приведены в табл. 1.2. Эти ошибки составляют 0,7 км для коры в целом, 1,1 км для гранитного слоя и 0,8 км для базальтового слоя. Кора имеет относительно небольшую мощность в центральной части района НОРСАРА и утолщается по направлению к периферии. Этот результат согласуется с ранее полученными данными [14]. Оценки мощностей "гранита" и "базаль-

Таблица 1.3. Мощность гранитного слоя h_{Γ} , первого базальтового слоя $h_{\text{Б1}}$, второго базальтового слоя $h_{\text{Б2}}$ и коры в целом h в трехслойной модели коры под НОРСАРОм

Номер под- группы	h_{Γ} , км	$h_{\text{Б1}}$, км	$h_{\text{Б2}}$, км	h , км	σ_{\min}
01A	24,6±1,7	7,2±1,6	9,0±1,1	40,8±1,1	0,03
01B	22,8±1,5	9,0±1,4	6,2±1,4	38,0±0,5	0,03
02B	23,2±1,0	7,2±0,9	7,0±1,3	37,4±0,5	0,02
03B	22,8±1,2	6,1±1,2	8,9±1,0	37,8±1,3	0,03
04B	25,6±1,8	7,0±1,6	6,2±0,9	38,8±1,1	0,03
05B	23,7±1,3	8,1±1,1	5,3±0,9	37,1±1,4	0,02
06B	23,0±1,8	6,6±1,2	7,4±1,4	37,0±0,8	0,03
07B	23,0±1,6	6,2±3,1	8,1±1,5	37,3±0,8	0,03
01C	23,5±3,8	10,4±1,3	5,9±1,0	39,8±0,8	0,03
02C	22,9±1,1	7,0±1,2	8,6±1,4	38,5±1,0	0,02
03C	24,7±1,3	7,7±1,1	8,7±1,1	41,1±1,0	0,02
04C	21,8±1,6	7,6±1,3	8,6±1,2	38,0±1,3	0,03
05C	24,9±1,7	5,3±1,0	10,2±0,9	40,4±1,2	0,03
06C	23,2±1,6	9,9±1,5	4,8±1,1	37,9±0,8	0,03
07C	22,9±1,8	8,6±1,7	4,8±0,7	36,3±0,6	0,03
08C	25,2±1,8	7,4±2,1	4,3±1,5	36,9±1,8	0,03
09C	27,2±0,5	4,8±0,8	7,7±0,6	39,7±0,7	0,02
10C	29,5±1,1	4,5±0,5	8,5±0,9	42,5±1,0	0,02
11C	26,0±2,0	8,1±2,1	6,5±1,0	40,6±1,0	0,03
12C	23,7±2,0	7,9±2,1	8,3±1,6	39,9±0,9	0,04
13C	29,0±1,7	6,0±1,3	7,7±1,5	42,7±0,9	0,03
14C	24,3±1,7	9,5±1,8	5,8±1,3	39,6±0,6	0,03

та” в этом районе сделаны впервые. Замечательной особенностью найденных решений является очень тесная корреляция мощности гранитного слоя и полной мощности коры (рис. 1.4). По мере того как мощность коры меняется от 34 до 40 км, мощность ”гранита” меняется от 22 до 30 км при практически неизменной (10–12 км) мощности базальтового слоя.

Для трехслойных моделей оптимальные значения мощностей были получены с помощью итеративной процедуры, которая выполнялась для каждой записи отдельно. Результирующие оценки осреднялись по всем записям. Трехслойная модель может быть представлена точкой в трехмерном пространстве, где каждая из трех координат соответствует мощности одного из трех слоев. Начальное значение мощности третьего (самого нижнего) слоя принималось равным 2 км, а начальные значения мощности двух других слоев соответствовали оптимальной двухслойной модели. Поиск следующего приближения выполнялся на сфере радиусом 2 км с центром в начальной точке. Найденные таким образом параметры использовались как центр следующей сферы и т.д. Эта процедура достаточно эффективна, но слишком медлительна для того, чтобы рекомендовать ее при дальнейших исследованиях. Однако она была единственной доступной для нас в 1981 г., когда выполнялся этот эксперимент. Эксперименты с другими начальными параметрами обычно приводили к тем же параметрам оптимальных моделей.

Параметры оптимальных трехслойных разрезов приведены в табл. 1.3. Соотношения между мощностью первого, гранитного, слоя и полной мощностью коры качественно сходны с найденными с помощью двухслойной модели; значения σ в среднем вдвое меньше, а стандартные ошибки оценок параметров существенно больше, чем для двухслойной модели.

В целом двухслойные модели обеспечивают разумный компромисс между разрешением и величиной стандартной ошибки оценки параметров. Трехслойные модели дают более детальное распределение скорости с глубиной, но стандартная ошибка оценки параметров выше. Минимальные значения σ для трехслойных моделей близки к среднеквадратичным значениям смещения T -компоненты. Использование моделей с числом переменных параметров более трех может вести к резкому росту стандартной ошибки.

3. Определение структуры коры под сейсмическими станциями Фенноскандии

Методы, описанные в разд. 1, были применены к записям ряда сейсмических станций Фенноскандии (рис. 1.5). Использовались обычные записи длиннопериодной регистрирующей аппаратуры, полученные на фотобумаге. Были обработаны оцифрованные вручную сейсмограммы, которые применялись ранее в [11] для оценки мощности коры Фенноскандии методом спектрального отношения. Из большого списка были отобраны немногие записи, отвечающие определенным требованиям качества (табл. 1.4). Этот набор данных был дополнен аналогичными данными станции Пулковской.

Отобранные записи фильтровались, чтобы устранить либо очень высокие частоты (выше, чем 0,2 Гц), либо слишком низкие (ниже, чем 0,05 Гц), либо и те и другие. Самые высокие частоты не подходят для нашего анализа, так как они слишком зашумлены рассеянными колебаниями и ошибками цифровки. На самых низких частотах замечен высокий уровень шума и, кроме того, они относительно малочувствительны к тонкой структуре коры. Интервалы d и D были приняты равными 96 с и 40 с соответственно. Значения $(R - R_s)$ были нормализованы делением на максимальную амплитуду Z -компоненты. Число слоев модели было ограничено двумя. Постоянные параметры модели были те же, что в [2]. Качество данных не позволило использовать трехслойные модели.

Поиск оптимальных значений мощности слоев выполнялся двумя методами, описанными в разд. 1: методом проб и ошибок и методом регуляризации. Параметры регуляризирующего алгоритма были приняты следующими: $q_1 = q_2 = 1$, начальное значение α равно $2,5/N$, $\Delta\alpha = 0,1$. Начальные значения мощностей слоев были 17 км для станции KON, 15 км для COP и 22 км для остальных станций. Оптимальные значения переменных параметров были найдены для каждой записи отдельно, а затем окончательные значения были получены совместной обработкой всех записей. Для станций KON и UPP были найдены два альтернативных решения. Когда к одним и тем же записям применялись два метода поиска оптимальных параметров, результаты были почти одни и те же. По сравнению с методом проб и ошибок итеративный метод обычно требует несколько меньших расходов

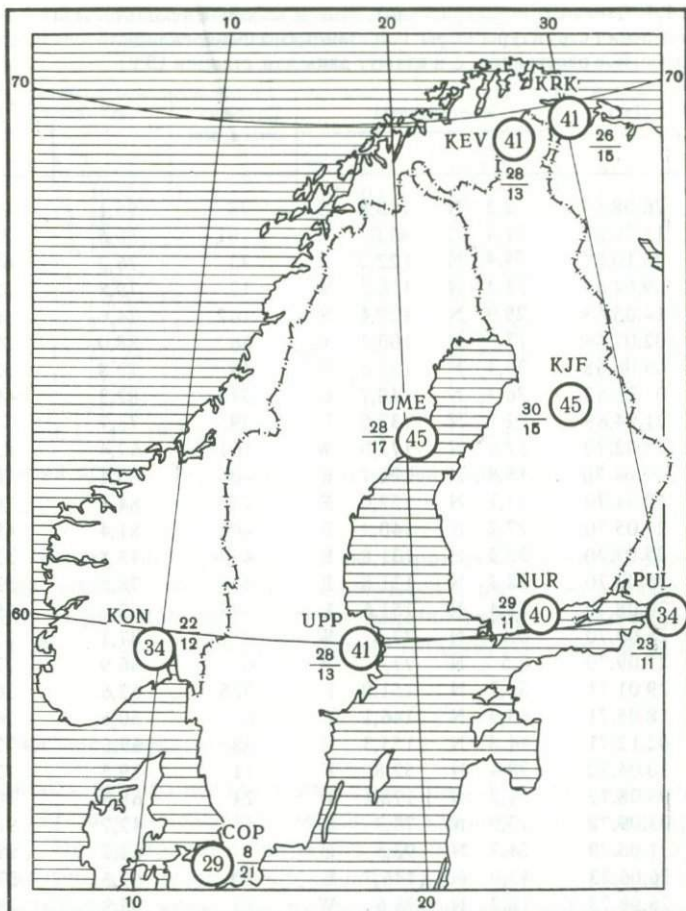


Рис. 1.5. Расположение сейсмических станций в Фенноскандии

Числа в кружках показывают оценки мощности коры для соответствующих станций. Для каждой станции приведены также мощности гранитного (верхнее число) и базальтового (нижнее число) слоев

машинного времени: оптимальная модель иногда может быть найдена после нескольких итераций.

Случайная ошибка δx_i оценки x_i на определенном шаге итеративного поиска может быть оценена из выражения

$$\langle \delta x \cdot \delta x^T \rangle = W \cdot \langle \delta R \cdot \delta R^T \rangle \cdot W^T, \quad (1.9)$$

где δx – вектор с элементами δx_i ; $\langle \delta x \cdot \delta x^T \rangle$ – ковариационная матрица ошибок; $\delta R(t_k)$ – ошибка $R(t_k)$; δR – вектор с элементами $\delta R(t_k)$; $\langle \delta R \cdot \delta R^T \rangle$ – ковариационная матрица шума;

$$W = (G^T G + \alpha k E_q)^{-1} G^T. \quad (1.10)$$

Определения параметров в выражении (1.10) даны в разд. 1. Мы оценили $\langle \delta x \cdot \delta x^T \rangle$ в предположении, что $\delta R(t_k) = 0,02$ и $\langle \delta R \cdot \delta R^T \rangle$ – диагональная

Таблица 1.4. Данные о землетрясениях, записи которых использованы для определения структуры коры под станциями Фенноскандии (эпицентральное расстояние Δ и азимут даны для станции UPP)

№ п/п	Дата	Координаты		Глубина очага, км	Δ°	Az°
		φ°	λ°			
1	26.08.67	12,2 N	140,8 E	78	95,1	55,2
2	15.10.67	11,9 N	86,0 W	181	86,5	287,6
3	25.10.67	24,4 N	122,2 E	73	76,2	65,3
4	09.04.68	33,2 N	116,2 W	12	79,8	322,1
5	14.05.68	29,9 N	129,4 E	162	74,6	56,8
6	02.07.68	17,6 N	100,2 W	66	88,0	302,5
7	05.08.68	33,3 N	132,3 E	48	72,8	52,8
8	07.10.68	26,3 N	140,7 E	540	82,3	49,4
9	21.04.69	32,1 N	132,0 E	39	73,7	53,6
10	28.02.70	52,6 N	175,0 W	161	67,4	8,3
11	07.04.70	15,8 N	121,7 E	40	83,4	70,1
12	12.04.70	15,1 N	122,0 E	25	84,1	70,2
13	27.05.70	27,2 N	140,3 E	406	81,4	49,3
14	25.07.70	32,3 N	131,8 E	47	73,5	53,7
15	26.07.70	32,3 N	131,8 E	47	73,5	53,7
16	30.08.70	52,4 N	151,6 E	643	62,2	29,9
17	26.09.70	6,4 N	77,5 W	8	87,1	277,6
18	27.09.70	6,5 N	77,4 W	6	86,9	277,6
19	29.01.71	51,7 N	151,0 E	525	62,6	30,7
20	18.05.71	63,9 N	146,1 E	0	50,5	26,6
21	02.12.71	44,8 N	153,3 E	38	69,6	32,1
22	10.04.72	28,4 N	52,8 E	11	39,5	127,1
23	03.08.72	51,2 N	178,1 W	24	68,6	10,6
24	03.09.72	35,9 N	73,3 E	45	42,7	98,5
25	31.05.73	24,3 N	93,5 E	1	62,2	89,0
26	26.06.73	43,0 N	146,7 E	10	69,3	37,5
27	28.08.73	18,2 N	96,6 W	75	85,9	299,7
28	13.07.74	7,8 N	77,6 W	12	86,0	278,4
29	29.06.75	38,8 N	103,1 E	549	55,3	71,4
30	09.03.77	41,7 N	131,0 E	556	65,1	49,3

матрица; предполагаемое значение $\delta R(t_k)$ равно типичному значению σ (табл. 1.5). Для некоторых станций мощности слоев были оценены минимизацией σ_j и осреднением полученных значений. Стандартные ошибки средних значений были близки к ошибкам, оцененным с помощью выражения (1.9).

Результаты обработки записей представлены в табл. 1.5, а также на рис. 1.5. Решения, полученные по материалам станций KRK, KEV, NUR, KON и PUL, оцениваются как хорошие, для станций KJF и UME — как менее надежные. В восточной части района структура коры следует закономерности, установленной для района НОРСАРА: мощный слой "гранита" подстилается относительно тонким слоем "базальта". При этом изменения мощности коры определяются изменениями мощности "гранита". Явное исключение из этой закономерности представляет станция COP, где слой

Таблица 1.5. Мощность гранитного слоя $h_{Г}$, базальтового $h_{Б}$ и коры в целом h для станций Фенноскандии

Станция	Номера землетрясений (табл. 1.4)	$h_{Г}$, км	$h_{Б}$, км	h , км	σ_{\min}
KRK	1, 2, 3, 5, 9	26,3 ± 0,8	14,8 ± 0,8	41,1	0,02
KEV	12, 16, 22, 23, 26	28,0 ± 0,6	13,5 ± 0,7	41,5	0,02
NUR	12, 16, 17, 21, 26	29,4 ± 0,7	11,0 ± 0,6	40,4	0,02
KON*	10, 12, 13, 17, 22	22,0 ± 0,7	12,5 ± 0,7	34,5	0,02
KON*	11, 14, 23, 26	16,5 ± 0,7	20,6 ± 0,8	37,1	0,02
COP	10, 12, 13, 14, 16	7,7 ± 1,3	21,5 ± 1,6	29,2	0,02
KJF	16, 22, 23, 25	30,4 ± 1,5	14,8 ± 0,7	45,2	0,03
UME	15, 23, 24, 25, 26	28,2 ± 1,8	16,8 ± 1,6	45,0	0,02
UPP*	10, 17, 22, 28	27,6 ± 2,3	13,2 ± 1,3	40,8	0,02
UPP*	12, 14, 20, 26	15,7 ± 1,2	23,1 ± 1,4	38,8	0,02
PUL	8, 13, 16, 19, 29, 30	22,5 ± 0,9	11,3 ± 0,6	33,8	0,03

*Для станций KON и UPP даны два альтернативных решения.

"базальта" значительно превосходит по мощности гранитный слой. В случаях, когда данные наблюдений согласуются с двумя моделями (KON и UPP), одно из решений соответствует закономерности, отмеченной выше, тогда как другое отклоняется в сторону модели, полученной для станции COP.

4. Обсуждение результатов

База данных нашего исследования очень близка к использованной в работах [2, 11] для определения мощности коры методом спектрального отношения. Это позволяет сопоставить оба подхода. В работе [2] убедительно показано, что метод спектрального отношения не позволяет оценить слоистую структуру коры, но его разрешающая способность достаточно для определения глубины границы Мохо. С другой стороны, наши эксперименты с теми же данными показывают, что однослойная модель [2] слишком груба для правильного описания соотношения между вертикальной и горизонтальной компонентами смещения в P -волнах (см. рис. 1.2). Двух- и трехслойные модели, используемые в нашей работе, лучше согласуются с данными наблюдений, и случайные ошибки оценок параметров этих моделей достаточно малы.

При исследовании мощности коры в Фенноскандии [11] мощность гранитного слоя была зафиксирована на 16 км, в то время как мощность базальтового слоя была переменной. Решение ограничиться одним параметром было основано на реалистической оценке ограничений метода спектрального отношения и качества данных. С другой стороны, наш подход позволяет оценить довольно надежно два параметра, по крайней мере, для некоторых станций Фенноскандии. Заметим, что в свете закономерностей, показываемых рис. 1.5, решение зафиксировать мощность гранитного слоя в работе [11], вероятно, не является наилучшим из возможных. В целом аргументы, представленные в разд. 1, дают основание полагать, что используемый нами метод эффективнее, чем метод отно-

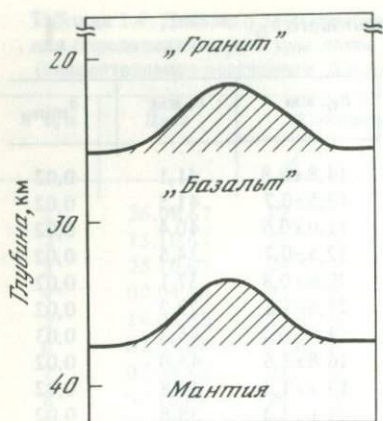


Рис. 1.6. Схематический разрез коры в районе группы НОРСАР, соответствующий нашим данным

шения спектров, а практические результаты, рассмотренные выше, по-видимому, подтверждают это.

Благодаря повышенной разрешающей способности метод позволяет получить уникальную информацию о структуре коры, которую трудно или невозможно добыть другими средствами. В частности, структура коры в районе Осло-грабена, где находится НОРСАР, прежде изучалась геофизическими методами, но только один из них (гравиметрия) позволил получить данные о возможных латеральных вариациях в структуре нижней коры.

Анализ гравитационных данных дал возможность предположить, что гравитационная аномалия в районе НОРСАРа представляет комбинированный эффект утонения коры и блока плотных пород в нижней части коры [15]. Анализ градиента силы тяжести позволяет полагать, что при избыточной плотности $0,1 \text{ г/см}^3$ верхняя кромка аномального тела находится на глубине около 20 км. Согласно [15], аномальное тело может интерпретироваться как интрузия плотных основных или ультраосновных пород.

Наши данные позволяют предположить иную структурную модель коры в районе НОРСАРа (рис. 1.6). Так как вариации мощности коры контролируются вариациями мощности гранитного слоя (см. рис. 1.4), утонение коры под НОРСАРОм сопровождается утонением гранитного слоя. Так как "базальт" имеет меньшую плотность, чем материал мантии, а "гранит" менее плотен, чем "базальт", аномальная масса под НОРСАРОм распадается на два аномальных тела, одно из которых находится на глубине границы Мохо, а второе — на уровне границы "гранит — базальт". Таким образом, наш анализ сейсмических данных обнаруживает структуру, которая качественно согласуется с гравитационными данными, но не следует из одних гравитационных данных.

Соотношение между мощностью гранитного слоя и полной мощностью коры, обнаруженное в районе НОРСАРа (см. рис. 1.4), по-видимому, характерно также для восточной части Фенноскандии. Это соотношение означает, что "базальт" представляет относительно тонкий переходный слой между мантией и мощным гранитным слоем. Интересно, что получаемая нами глубина границы "гранит — базальт" близка к максимальной глубине гипоцентров землетрясений, регистрируемых на территории Фенноскандии [10, 16]. Такое совпадение может означать, что "гранит" отличается от "базальта" реологическими характеристиками. Подчеркнем, что эти закономерности строения коры Фенноскандии трудно усмотреть в ранее опубликованных разрезах (см. [16]). Наши данные противоречат представлению [17], что латеральные изменения мощности древней кристаллической коры контролируются базальтовым слоем.

Некоторые отклонения от описанных выше регулярных соотношений можно предполагать в центральной и южной частях Фенноскандии (станции KON, UPP, UME). Однако самое бесспорное отклонение наблюдается в переходной зоне от Балтийского щита к Европейской платформе (станция COP). Гранитный слой под этой станцией очень тонок, и базальтовый слой настолько близок к поверхности, что он мог бы быть вскрыт бурением.

Подчеркнем, что детальный анализ записей *P*-волн в телесеismicком диапазоне может давать уникальную информацию о структуре земной коры. Такой анализ может быть особенно продуктивным, когда он опирается на высококачественные цифровые записи и используется в комплексе с другими геофизическими методами.

Глава вторая

СТРУКТУРА ПЕРЕХОДНОЙ ЗОНЫ МАНТИИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ОБМЕННЫХ ВОЛН *P_s*

В этой главе описаны метод и результаты исследования тонкой структуры переходной зоны мантии на основе наблюдений обменных волн. Постановка работы определяется необходимостью расшифровки структуры переходной зоны мантии (на глубинах 300–800 км) для понимания состава, эволюции и динамики мантии в целом. Последние годы отмечены очень быстрым развитием техники физического эксперимента при давлениях порядка сотен килобар и температурах до 2000 °С. Эти успехи позволяют воспроизводить и измерять в лаборатории параметры пород, находящихся на глубинах порядка сотен километров от поверхности Земли. Новые лабораторные данные могут продвинуть исследования переходной зоны при наличии столь же детальных и надежных сейсмических данных о ее структуре. Однако в области сейсмических исследований переходной зоны прогресс значительно меньше. Сейсмические методы, которые сложились 20 лет тому назад, сейчас исчерпали свой первоначальный потенциал, и их повторное применение пусть даже к более качественным наблюдениям добавляет сравнительно мало к тому, что уже известно. Например, классический метод рефрагированных волн в принципе не позволяет измерять глубину границ в переходной зоне с точностью выше нескольких десятков километров или выделять латеральные неоднородности с масштабом около 1000 км или менее. Так же проблематична возможность измерения этим методом градиентов скорости в слоях мощностью в несколько десятков километров. Эти соображения заставляют искать и использовать новые источники сейсмической информации. Одним из таких источников являются обменные волны.

Идея использования обменных волн *P_s* для изучения коры и верхней мантии в принципе не нова. В СССР существует и применяется при региональных исследованиях так называемый метод обменных волн землетрясений (МОВЗ); ему посвящена обширная литература. Однако основные положения и результаты применения МОВЗ не раз подверга-

лись серьезной критике. Существование этой критики заключается в том, что в МОВЗ не решена основная задача: выделение обменных волн на фоне интенсивного шума, сформированного волнами другой природы. Новым элементом метода, применяемого в нашей работе, является последовательное решение задачи выделения и идентификации обменной волны на фоне помех.

Первый успешный эксперимент по выделению мантийных обменных волн P_s был выполнен по данным сейсмической группы НОРСАР [18]. В дальнейшем это направление было развито в [19–23]. Данная работа подводит итоги этих исследований.

1. Проблемы строения переходной зоны мантии

1.1. Сейсмические данные о переходной зоне мантии

Существование особой зоны мантии, в которой скорость упругих волн возрастает с глубиной значительно быстрее, чем в остальной части мантии, стало очевидным к концу 30-х годов, когда Гутенберг и Рихтер [24] и Джеффрис [25] закончили анализ больших массивов данных о временах пробега P - и S -волн. Однако значительно ранее многие исследователи (например, [26–28]) сообщали о существовании изгиба годографов P - и S -волн при эпицентральной дистанции около 20° . Соответствующую особенность мантии назвали 20-градусной границей раздела. В дальнейшем в литературе неоднократно обсуждался вопрос о том, является ли эта граница резкой, т.е. границей первого рода, или зоной высокого градиента скорости.

Следующий этап сейсмических исследований переходной зоны, который начался в 60-х годах, ознаменовался открытием на глубинах 600–700 км второй сейсмической границы [29–32]. Сегодня эта граница часто рассматривается как подошва верхней мантии. Такое определение принимается и в нашей работе. Основной предпосылкой для получения новых результатов в 60-х годах было расширение сетей сейсмических станций и их сгущение, допускающее корреляцию отдельных вступлений. Большинство сейсмических данных о структуре переходной зоны, вошедших в современный научный обиход, получено именно на этом этапе.

В настоящее время сейсмические исследования структуры переходной зоны находятся на новом этапе, отличительной особенностью которого является распространение цифровой сейсмической регистрации в большом частотном и динамическом диапазонах. Цифровая регистрация расширяет возможности выделения на сейсмограммах слабых по отношению к волнам-помехам, но геофизически информативных фаз. Одним из важных результатов нового этапа является выделение мантийных обменных волн P_s на цифровых записях группы НОРСАР [18].

Как первые сейсмические данные о структуре переходной зоны, так и значительная часть последующих получены в результате построения и обращения годографов рефрагированных волн; в некоторых случаях при построении разрезов рассчитывались и сопоставлялись с реальными записями теоретические сейсмограммы ([33–39] и др.). Один из самых информативных массивов первичных данных такого рода опубликован в [40]. Этот массив состоит из 132-канальных сейсмограмм сейсмичес-

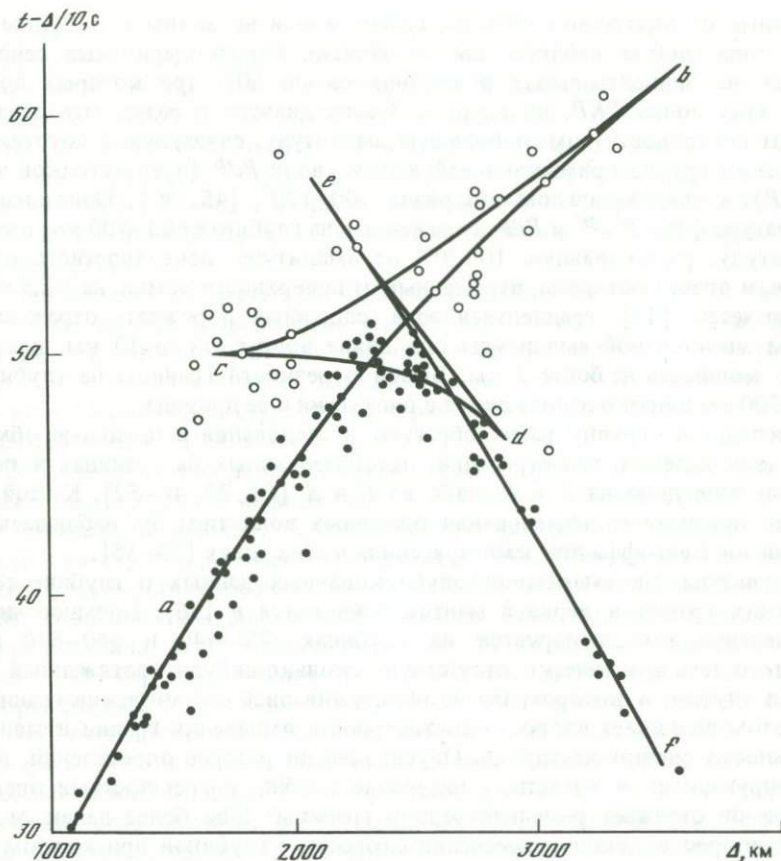


Рис. 2.1. Редуцированные времена пробега первых (темные кружки), последующих (светлые кружки) вступлений P -волн и соответствующий годограф (по данным работы [41] с изменениями)

кой группы НОРСАР, полученных при сильных взрывах на Европейской территории СССР. Благодаря импульсному характеру P -волн на сейсмограммах относительно уверенно расшифровывается волновая картина последующих вступлений. Единственной существенной погрешностью этой работы является систематическая ошибка в оценке времени пробега всех волн, составляющая около 2 с и приводящая к занижению скорости в верхней мантии. В дальнейшем эта ошибка была исправлена, а база данных расширена [41]. Полученный при этом годограф показан на рис. 2.1. На нем петля abc соответствует границе или зоне высокого градиента скорости на глубине около 400 км, петля cde — второй сейсмической границе (на глубине около 650 км). Некоторыми авторами [39, 42, 43] приводились данные о существовании еще одной, значительно более слабой границы на глубинах 500–570 км.

Следующий тип сейсмических данных, оказавших влияние на представления о структуре переходной зоны, — волны типа $P'dP'$ [44] (от-

раженные от внутренней стороны границ в мантии волны P'). Волны такого типа иногда наблюдаются на записях короткопериодных сейсмографов на эпицентральных расстояниях около 60° , при которых волна $P'P'$ (т.е. волна PKP , прошедшая Землю дважды в результате отражения от поверхности) имеет большую амплитуду, связанную с каустикой. К этой же группе примыкают наблюдения волн PdP (предвестников волны PP) в эпицентральной интервале $100-120^\circ$ [45, 46]. Описанные в литературе фазы $P'dP'$ и PdP , отраженные на глубинах 600–700 км, имеют амплитуду, составляющую 10–20% от амплитуды поверхностного отражения, и опережают фазы, отраженные от поверхности Земли, на $\sim 2,5$ мин. По расчетам [47], градиентная зона, способная породить отраженные волны значительной амплитуды при длине волны около 10 км, должна иметь мощность не более 3 км. Вывод о резкости границы на глубинах 600–700 км широко используется в дискуссии о ее природе.

Последнюю группу работ образуют исследования с помощью обменных волн далеких землетрясений, преобразованных на границах в переходной зоне либо из S в P , либо из P в S [18, 22, 48–52]. К этой же группе примыкают исследования обменных волн типа Sp , наблюдаемых вблизи зон Беньоффа при землетрясениях в этих зонах [53–55].

Результаты систематизации опубликованных данных о глубине сейсмических границ в верхней мантии приводятся в [56]. Большое число определений концентрируется на глубинах 400–440 и 640–680 км. Вместе с тем практически отсутствует сколько-нибудь протяженный интервал глубин, в котором бы не обнаруживались сейсмические границы. При этом возникает вопрос о достоверности выделения границ и степени надежности оценки их глубин. Обусловлен ли разброс определений, концентрирующихся в известном интервале глубин, погрешностями оценок или же он отражает реальный рельеф границы? Еще более далек от ясности вопрос о деталях изменения скорости с глубиной при каждом переходе.

Одной из основных причин разброса данных независимо от того, существуют ли в мантии большие латеральные вариации глубины основных границ или нет, является принципиальная неоднозначность обращения годографа рефрагированной волны. Так, по данным работы [57], возможные ошибки оценки глубины границы в переходной зоне по годографу рефрагированной волны составляют десятки километров.

Особенно велика неопределенность в оценке глубины второй границы (на глубинах 640–680 км). Для надежного определения этой глубины необходимо с большой точностью вычислить положение точек d и e на годографе, показанном на рис. 2.1. Между тем ветвь de следует с значительным разрывом во времени за другими сильными волнами; в лучшем случае положение точек d и e можно определить по времени с погрешностью порядка 1 с и по расстоянию с погрешностью ~ 200 км. Этих погрешностей достаточно, чтобы, не нарушая согласие модели с данными наблюдений, менять глубину границы в диапазоне нескольких десятков километров. В частности, при использовании практически одного и того же набора первичных данных, описанного в [40], различными авторами были получены следующие оценки глубины границы: 640 [41], 690 [40] и 720 км [58].

Точно так же наблюдения рефрагированных волн дают очень ограниченную информацию о градиенте скорости в пределах перехода на глубинах 600–700 км. Изменения градиента в принципе меняют расчетную амплитуду колебаний в пределах ветви de , но эти отличия большей частью недостаточны, чтобы надежно уловить их в реальных данных. Об этом, например, пишут авторы работы [40]: "Модель... включает границы первого рода, а не распределенные по глубине переходные слои, дающие сравнимый эффект, исключительно для удобства параметризации структуры".

Органическим недостатком наблюдений обсуждаемого типа является также их низкая разрешающая способность по латерали. Волны, проникающие на глубину ~ 700 км, выходят на поверхность Земли на расстоянии ~ 3000 км от источника. При этом не может быть и речи о том, чтобы уловить изменения структуры переходной зоны с горизонтальным масштабом менее 1000 км.

Отражения от внутренней стороны границ (фазы типа $P'dP'$ или PdP) могут нести важную информацию о глубине и тонкой структуре соответствующих переходов, однако практическая реализация этой возможности связана с серьезными проблемами [59]. Главная из них заключается в трудности однозначного отождествления отраженных волн этого типа среди волн совершенно иной природы. Так, например, в работе [60] было показано, что предвестники фазы PP , интерпретировавшиеся в работах [45, 46] как отражения от глубинных границ, в действительности сформированы в терминологии авторов [60] "асимметричными отражениями" от поверхности Земли. Объяснение этого явления состоит в том, что фазы PP относятся к так называемому минимаксному типу в отличие, например, от фазы P , распространяющейся по пути минимального времени. Если волна P , распространяясь в вертикальной плоскости источник–приемник, падает на поверхность Земли в точке, отличной от середины кратчайшей дуги, соединяющей источник с приемником, и порождает при этом рассеянную P -волну, то рассеянная волна приходит к приемнику раньше, чем PP . Фазы такого типа в работах [45, 46] были ошибочно приняты за отражения от глубинных границ. Было также установлено [61, 62], что рассеянием в приповерхностном слое Земли объясняются если не все, то многие предвестники волны $P'P'$, ранее интерпретировавшиеся как отражения от глубинных границ (см., например, [63, 64]).

Волны, порождаемые рассеянием в приповерхностном слое Земли, отличаются от истинных отражений кажущейся скоростью и направлением распространения. Наблюдениями на группах сейсмических станций [44, 65] было обнаружено, что фазы, опережающие $P'P'$ на 2,5 мин, обладают свойствами отражений. Однако позднее было показано [66], что рассеяние в области каустики на внутренней стороне границы ядро–мантия формирует фазы, которые имеют те же времена пробега и кажущиеся скорости, что и волны, интерпретируемые как отражения на глубине 650 км. Это тем более вероятно потому, что многие записи волны, интерпретируемой как отражение на глубине 650 км, легко объясняются с помощью гипотезы рассеяния, так как наблюдаются значительные вариации направления прихода в пределах одного и того же волнового

пакета. Амплитуда предвестников флуктуирует настолько сильно, что они наблюдаются только на отдельных, очень малочисленных записях. Эти флуктуации представляют особую проблему, так как они затрудняют достоверную оценку отражающих свойств границы, даже если гипотеза отражения верна.

Проблема интерпретации предвестников волны S имеет много общего с проблемой предвестников $P'P'$ с той разницей, что вопрос о природе шума, предвещающего волну S , менее изучен, а полученные выводы о природе границ имеют меньшее значение.

В целом даже этот краткий обзор сейсмических данных и вопросов их интерпретации показывает сложность проблемы сейсмического исследования переходной зоны.

1.2. Геофизические проблемы исследования переходной зоны

Представление о зоне высокого градиента скорости на глубинах 400–900 км как зоне фазовых переходов начало развиваться после того, как Бернал в середине 30-х годов предположил, что оливин с ростом давления должен перейти в более плотную модификацию типа шпинели. В начале 50-х годов Берч и В.А. Магницкий [67] независимо предположили, что в зоне фазовых переходов с ростом давления должен происходить распад оливина на окислы с более плотной упаковкой. К концу 50-х годов техника экспериментов при высоких давлениях достигла такого уровня, что была синтезирована шпинелевая модификация оливина, а в 1961 г. новая плотная модификация кварца (стишовит).

В настоящее время широким признанием пользуется пиролитовая модель мантии, основными компонентами которой являются оливиновая $(Mg, Fe)_2SiO_4$ и пироксено-гранатовая $(Mg, Fe, Ca)_3Al_2Si_3O_{12}$. Преобладающей является оливиновая компонента, а в ней доминирует Mg_2SiO_4 . Современные данные о фазовых превращениях в обоих компонентах, полученные в экспериментах при высоких давлениях и температурах, суммированы в [68].

Оливин при давлениях и температурах, свойственных глубинам около 400 км, переходит в фазу β -шпинели, которая в дальнейшем (на глубинах около 500 км) переходит в новую модификацию – γ -шпинель. Переход в фазу β -шпинели сопровождается повышением плотности на несколько процентов, кривая фазового равновесия имеет положительный наклон. Мощность переходного слоя зависит от соотношения MgO/FeO ; наиболее вероятное значение составляет первые несколько десятков километров. В целом, насколько можно судить по имеющимся данным, отождествление границы на глубине 400 км с фазовым переходом оливин– β -шпинель представляется достаточно правдоподобным.

Далее при давлениях, характерных для глубин 600–700 км, шпинель распадается на магнезиовюстит $(Mg, Fe)O$ и перовскит $(Mg, Fe, Ca)(Si, Al)O_3$. По данным [69], кривая фазового равновесия реакции распада Mg_2SiO_4 на MgO и $MgSiO_3$ при температурах 900–1400 °C имеет отрицательный наклон. Это превращение представляется вероятным для объяснения второй сейсмической границы.

В пироксено-гранатовой компоненте при давлениях, характерных для переходной зоны, происходит серия фазовых переходов, завершающихся переходом из фазы ильменита в фазу перовскита на глубине около 600 км. В работе [69] для перехода ильменит—перовскит даются в точности те же глубины и тот же наклон кривой фазового равновесия, что и для перехода γ -шпинель \rightarrow магнезиовюстит+перовскит. Таким образом, и этот переход может участвовать в формировании второй сейсмической границы.

Существует петрологическая модель мантии [70], во многом отличная от описанной выше. В основе этой модели лежит представление о преимущественно пироксеновом составе переходной зоны. Граница на глубине 400 км в этой модели интерпретируется как фазовый переход пироксен+гранат \rightarrow гранат, граница на глубинах 600–700 км связывается с изменением химического состава. Однако свойства фазовых переходов, ожидаемых в этой модели, не согласуются с существующими сейсмическими данными [71].

В последние годы резко возрос интерес к вопросу о природе второй (на глубинах 600–700 км) сейсмической границы [23, 72–74]. Неоднократно приводились доводы в пользу изменения на этой границе химического состава. Одним из основных аргументов в гипотезе изменения химического состава являются сейсмические данные о резкости границы. Эти данные, однако, нельзя считать вполне надежными (см. п. 1.1). Кроме того, возможность образования резкой границы не противоречит теоретической фазовой диаграмме системы $MgO-SiO_2$ при давлениях и температурах переходной зоны [75, 76].

Вопрос о природе обсуждаемой границы имеет первостепенную важность при решении более широких проблем состава, эволюции и современной динамики Земли. Если граница сформирована фазовым переходом, то она, скорее всего, не представляет серьезного препятствия для обмена веществом между верхней мантией и нижней [77]. В этом случае эволюция и тектоническая активность Земли обусловлены конвекцией в мантии, характерный размер которой (около 3000 км) примерно одинаков по латерали и вертикали. Если же на границе в результате изменения химического состава плотность возрастает на 2–5%, то этого достаточно, чтобы резко ограничить или прервать циркуляцию между двумя частями мантии [78]. В этом случае в верхней мантии может развиваться автономная конвекция за счет подогрева из нижней мантии; в подошве верхней мантии образуется температурный пограничный слой [78–80]. В литературе широко обсуждаются обе возможности [79, 81–87]. Существуют и другие геодинамические концепции, например [88, 89], которые в свою очередь опираются на определенные предположения о свойствах вещества переходной зоны. Разные модели конвекции предполагают, как следствие, различную геологическую историю Земли.

Подчеркнем, что экспериментальная техника измерений при высоких давлениях и температурах развивается такими стремительными темпами, что уже сейчас позволяет исследовать свойства вещества при давлениях и температурах, характерных для переходной зоны [90]. Эти успехи позволяют надеяться на возможность расшифровки строения переходной

зоны и происходящих в ней процессов. Однако для реализации этой возможности недостаточно прогресса в области физического эксперимента; необходимы также значительно более детальные и надежные сейсмические данные, чем те, которые имеются в настоящее время. В работе [68] отмечено, что "многие из сделанных заключений основаны на сейсмических наблюдениях резкости 670-километровой границы. Поэтому необходимо иметь дальнейшие сейсмологические подтверждения абсолютной глубины, постоянства (или изменчивости) глубины в различных регионах и резкости обеих, 400- и 670-километровой границ. Поиск скоростных аномалий, вызванных либо температурными пограничными слоями, либо асейсмичными плитами, погружающимися глубже 670 км, может обеспечить необходимые свидетельства за или против химической стратификации. Именно такие сейсмологические исследования совместно с детальными исследованиями фазовых равновесий необходимы, чтобы наложить ограничения на модели эволюции и современного состояния планетных недр". Сейсмическим исследованиям этого плана посвящена эта глава.

2. Метод выделения обменных проходящих волн P_S

2.1. Основные закономерности кинематики и динамики обменных волн

Для выделения глубинных обменных волн необходимо знание их временных и амплитудных характеристик. Каждая обменная волна от поверхностного источника, наблюдаемая на поверхности, пересекает сферический слой в недрах Земли дважды: в области источника и в области приемника. Нас интересуют фазы, которые распространяются от источника как продольные и преобразуются в поперечные SV на границах в области приемника (рис. 2.2). Нетрудно получить приближенное вы-

Таблица 2.1. Значения t_{PS} (в с) как функция глубины обмена h и лучевого параметра p

h , км	p , с/град										
	4,4	4,8	5,2	5,6	6,0	6,4	6,8	7,2	7,6	8,0	8,4
40	5,10	5,12	5,14	5,16	5,19	5,22	5,25	5,28	5,31	5,35	5,39
120	13,2	13,3	13,4	13,4	13,5	13,6	13,8	13,9	14,0	14,2	14,3
200	21,2	21,3	21,4	21,6	21,7	21,9	22,1	22,4	22,6	22,9	23,2
280	29,0	29,1	29,4	29,6	29,8	31,1	30,4	30,8	31,1	31,5	32,0
360	36,7	37,0	37,2	37,5	37,9	38,2	38,7	39,1	39,6	40,2	40,8
440	44,3	44,6	45,0	45,3	45,8	46,2	46,8	47,3	48,0	48,7	49,5
520	51,4	51,8	52,2	52,7	53,2	53,8	54,5	55,2	56,0	56,9	58,0
600	58,2	58,7	59,2	59,8	60,5	61,2	62,0	62,9	63,9	65,1	66,4
680	64,9	65,4	66,1	66,8	67,5	68,4	69,4	70,6	71,8	73,3	75,0
760	71,2	71,9	72,6	73,5	74,5	75,5	76,7	78,1	79,7	81,6	83,9
840	77,6	78,3	79,2	80,2	81,3	82,6	84,0	85,7	87,7	90,1	93,3

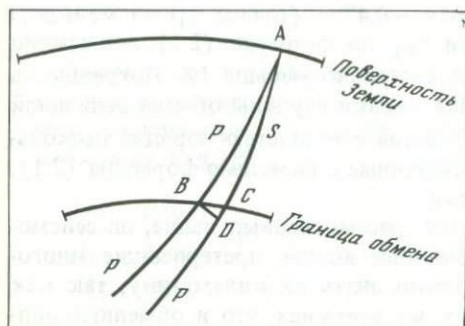


Рис. 2.2. Лучевая схема для расчета времени запаздывания обменной волны P_S по отношению к P

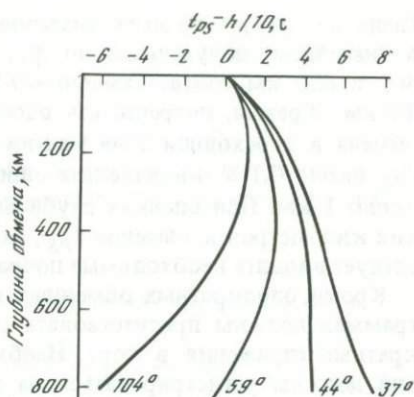


Рис. 2.3. Графики редуцированных значений t_{PS} как функции глубины обмена для эпицентральных расстояний 37, 44, 59 и 104°

ражение для t_{PS} — времени запаздывания обменной волны по отношению к продольной:

$$t_{PS} = \int_{r_c}^{r_0} (v_S^{-2} - p^2 r^{-2})^{1/2} dr - \int_{r_c}^{r_0} (v_P^{-2} - p^2 r^{-2})^{1/2} dr. \quad (2.1)$$

Здесь r — текущий радиус; r_0 — радиус поверхности наблюдений; r_c — радиус границы обмена; p — лучевой параметр; v_P и v_S — скорость волн P и S .

В табл. 2.1 приведены значения t_{PS} как функции глубины обмена h и лучевого параметра p , рассчитанные по формуле (2.1). На рис. 2.3 даны примеры графиков редуцированного времени $t_{PS} - h/10$ как функции глубины обмена при значениях параметра p , соответствующих различным эпицентральным расстояниям Δ . Из графиков видно, что t_{PS} существенно зависит от лучевого параметра p , и зависимость усиливается с увеличением глубины границы обмена.

Формула (2.1) получена в предположении, что лучевые параметры лучей BA и CA одинаковы. В действительности значение p для луча CA несколько меньше, чем для BA . Для оценки эффекта этого различия мы определили точное время пробега волн в модели мантии с постоянными скоростями P - и S -волн: $v_P = 9$ км/с, $v_S = 5$ км/с. Значение p для луча BA взято равным 6,4 с/град, при этом угловое расстояние Δ_{BC} между точками B и C для глубин 400 км и 650 км равно соответственно 1,2 и 2° . Разность значений лучевых параметров для этих глубин обмена составляет около 0,09 и 0,15 с/град. Точное значение времени пробега волны S вдоль звена CA рассчитывается по формуле

$$t_{CA} = v_S^{-1} \sqrt{r^2 - p^2 v_S^2} \Big|_{r_c}^{r_0}.$$

Различие между точным значением времени пробега обменной волны и значением, полученным по формуле (2.1), равно для глубин обмена 400 и 650 км соответственно $-0,16$ и $-0,47$ с (точное время меньше). Таким образом, погрешность оценки t_{PS} по формуле (2.1) для границ обмена в переходной зоне мантии существенно меньше 1%. Погрешность t_{PS} около 0,1 с эквивалентна ошибке оценки глубины обмена величиной около 1 км. При оценках глубины обмена с точностью порядка нескольких километров в значения t_{PS} , рассчитанные с помощью формулы (2.1), следует вводить необходимые поправки.

Кроме однократных обменных волн, рассмотренных выше, на сейсмограммах должны присутствовать обменные волны, претерпевшие многократные отражения в коре. Необходимо знать их кинематику, так как они должны регистрироваться на тех же временах, что и обменные волны, образованные в верхней мантии. Из бесчисленного количества возможных многократных волн рассмотрим только фазы, отличающиеся наибольшей интенсивностью. Грубые оценки можно получить с помощью элементарных выкладок. В интересующем нас диапазоне эпицентральных расстояний угол падения волны P на подошву коры варьирует от 20 до 40° ; в этом диапазоне углов коэффициенты отражения от свободной поверхности продольных и поперечных волн (с обменом или без него) находятся в основном на уровне $0,5-1,0$ [8]. Что касается коэффициентов обмена и отражения на подошве коры, то они меньше примерно на порядок. Таким образом, фазы, претерпевшие один обмен (отражение) на свободной поверхности и один обмен (отражение) на подошве коры, должны иметь на порядок большую амплитуду, чем фазы, претерпевшие обмен или отражение на подошве коры дважды.

В применяемом нами методе обработки записей (см. п. 2.2) сейсмограмма проецируется на ось L , совпадающую с главным направлением смещений в волне P , и перпендикулярную ей ось H , которая служит для выделения обменных волн. В составе H -компоненты, кроме обменной волны Ps , сформированной на подошве коры, присутствуют различные многократные волны, приходящие к приемнику в виде S -волн. Расчеты методом Томсона-Хаскелла показывают, что среди многократных волн наиболее интенсивны волны $Ppps$ и $Ppss$ (P — путь продольной волны в мантии). Первая из этих волн сформирована отражением на свободной поверхности и обменом—отражением на подошве коры, вторая сформирована обменом—отражением на свободной поверхности и отражением на подошве коры. Еще одна сильная фаза $Pspp$ регистрируется L -компонентой и отсутствует на H -компоненте.

Результаты расчетов времени запаздывания фаз $Ppps$ и $Ppss$ по отношению к волне P показывают, что интенсивные многократные коровые волны вступают на тех же временах, что и однократные обменные волны Ps , связанные с глубинами $100-250$ км. Поэтому выделение мантийных фаз Ps , связанных с глубинами менее 300 км, представляет особенно большие трудности, а перспектива выделения мантийных волн, связанных с глубинами более 300 км, относительно благоприятна. При этом если у однократных обменных волн время запаздывания убывает с уменьшением эпицентрального расстояния Δ , то у многократных волн оно растет. Это обстоятельство облегчает выделение однократных обмен-

ных волн мантийного происхождения на фоне многократных коровых волн, так как в методе выделения (см. п. 2.2) используется различие в зависимости времени прихода волн-сигналов и волн-помех от эпицентрального расстояния.

Рассмотрим некоторые вопросы динамики волн Ps . При обмене на границе двух твердых полупространств в случае падения волны из нижнего полупространства приближенное выражение для коэффициента обмена имеет вид [8]

$$\frac{A_{PS}}{A_P} = \frac{p \langle v_P \rangle}{2 \cos j} \{ [4 \langle v_S \rangle^2 p^2 + 4 \langle v_S \rangle^2 (\cos i / \langle v_P \rangle) (\cos j / \langle v_S \rangle)] (\Delta v_S / \langle v_S \rangle) - [1 - 2 \langle v_S \rangle^2 p^2 - 2 \langle v_S \rangle^2 (\cos i / \langle v_P \rangle) (\cos j / \langle v_S \rangle)] (\Delta \rho / \langle \rho \rangle) \}. \quad (2.2)$$

Здесь A_{PS} — амплитуда смещения обменной волны Ps ; A_P — амплитуда смещения P -волны; p — лучевой параметр; $\langle v_P \rangle$, $\langle v_S \rangle$, $\langle \rho \rangle$ — средние значения скоростей продольной волны, поперечной волны и плотности для двух полупространств; i — угол падения P -волны на границу нижнего полупространства; $\Delta v_S = v_{S2} - v_{S1}$ — скачок скорости поперечной волны (индекс 2 относится к нижнему полупространству, а 1 — к верхнему); $\Delta \rho = \rho_2 - \rho_1$ — скачок плотности; j — угол преломления S -волны, определяемый законом Снеллиуса. Формула выведена в предположении, что $\Delta \rho / \langle \rho \rangle \ll 1$, $\Delta v_S / \langle v_S \rangle \ll 1$ и углы i и j отличны от 90° . В нашем случае, когда эпицентральные расстояния меняются от 35 до 100° (см. п.3.1), углы падения волны P в переходной зоне мантии Земли меняются приблизительно от 50 до 20° на глубине ~ 400 км и от 65 до 30° на глубине ~ 650 км и, таким образом, отвечают требованиям, при которых выведена формула (2.2). Точно так же перепады плотности и скорости на границах в мантии достаточно малы для применения формулы (2.2).

При численном исследовании формулы (2.2) можно представить коэффициент обмена A_{PS}/A_P в виде суммы

$$\frac{A_{PS}}{A_P} \approx \frac{A_{PS}}{A_P} \Big|_{\langle x_k \rangle} + \sum_k \frac{\partial (A_{PS}/A_P)}{\partial x_k} \Big|_{\langle x_k \rangle} dx_k,$$

где через x_k ($k = 1, 2, \dots$) обозначены переменные, от которых зависит коэффициент обмена; $\langle x_k \rangle$ — начальные значения соответствующих переменных. В качестве начальных параметров брались значения v_P , v_S и ρ , характерные для переходной зоны мантии. Исследование проводилось для нескольких наборов начальных значений. Так как полученные закономерности оказались схожими, то ниже обсуждаются результаты только одного из численных экспериментов.

Коэффициент обмена в области углов падения i до $\sim 60^\circ$ почти линейно зависит от угла падения, увеличиваясь с увеличением i ; при углах, больших $\sim 60^\circ$, коэффициент обмена уменьшается. Величина A_{PS}/A_P в (2.2) в явном виде зависит от Δv_S и ρ ; кроме того, в неявном виде она зависит от v_{P2} , значение которого влияет на $\cos j$. Коэффициент обмена слабо уменьшается с увеличением v_{P2} , практически не зависит от перепада плотности $\Delta \rho$ и линейно зависит от перепада скорости Δv_S . Произ-

водная коэффициента обмена по Δv_S равна $\sim 0,13$ с/км, по скорости $v_{P_2} \sim -0,01$ с/км. При фиксированном угле падения продольной волны коэффициент обмена зависит практически только от Δv_S . Этот вывод полностью подтверждается строгим расчетом методом Томсона—Хаскелла при исследовании тонкослоистых моделей для очень тонкого переходного слоя между двумя полупространствами. Данный факт важен для интерпретации наблюдений обменных волн. Подчеркнем, что в рассматриваемом случае коэффициент обмена не зависит от частоты колебаний и, следовательно, форма колебаний в обменной волне аналогична форме колебаний в падающей. При реальных значениях Δv_S в мантии величина A_{PS}/A_P не превышает нескольких процентов от A_P , и для выделения таких слабых фаз необходим специальный метод, рассматриваемый в п. 2.2.

По физическим соображениям в мантии возможно существование как резких границ раздела, так и переходных (градиентных) слоев. При анализе вопросов динамики мантийных волн Ps переходные слои аппроксимировались пачками тонких плоских однородных слоев, заключенными между двумя однородными полупространствами. При этом мощность каждого слоя была много меньше длины поперечной волны. Рассматривался случай падения плоской P -волны из нижнего полупространства на пачку тонких плоских слоев: рассчитывались (по методике [91, 92]) синтетическая сейсмограмма Ps -волны в верхнем полупространстве и величина A_{PS}/A_P — отношение амплитудных спектров волн SV в верхнем полупространстве и P в нижнем полупространстве. В случае пачки тонких слоев, так же как и при жестком контакте двух полупространств, коэффициент обмена зависит преимущественно от перепада скорости поперечных волн. Поэтому далее обсуждаются только вопросы распределения скоростей поперечных волн.

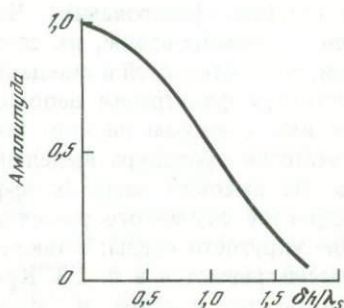
Градиентный слой аппроксимировался слоистой пачкой, мощность каждого слоя в пачке была порядка 3 км. Скорость поперечных волн в полупространствах составляла 5,45 и 5,95 км/с. Моделирование проводилось при угле падения P -волны из нижнего (более высокоскоростного) полупространства, равном 43° . Оценки отношения амплитуды обменной волны и падающей продольной волны определялись для частот 0–0,2 Гц. Мощность градиентного слоя варьировала от 0 до 60 км. При этом для частоты 0,2 Гц средняя длина волны составляла 28,5 км и, таким образом, отношение мощности слоя в пачке к длине волны практически не превышало 0,1. Результаты этого эксперимента (рис. 2.4) показывают, что с изменением мощности градиентного слоя от 0 до 1,5 длин волн амплитуда обменной волны монотонно убывает от максимального значения, условно принятого за единицу, до пренебрежимо малых значений.

Известно, что в случае отражения от градиентного слоя амплитуда отраженной волны падает до пренебрежимо малых значений при мощности слоя, составляющей около $1/3$ длины волны [47]. Из рис. 2.4 ясно, что в случае обменных проходящих волн зависимость амплитуды от мощности слоя проявляется значительно слабее.

Анализ значений отношения A_{PS}/A_P для слоистой пачки показывает, что характер зависимости этого отношения от угла падения сходен с наблюдаемым в случае резкой границы.

При выделении обменных волн (см. п. 2.2) большое значение имеет характер изменения формы колебаний в зависимости от угла падения (эпицентрального расстояния). Рядом численных экспериментов для слоистых пачек, имитирующих градиентные зоны, установлено, что одна и та же форма колебаний хорошо выдерживается в большом интервале углов падения и при этом мало отличается от формы колебаний в продольной волне. Численным моделированием показано также, что если форма колебаний в мантийной обменной волне имеет сходство с формой колебаний в волне P , то оно не нарушается при регистрации обеих волн на поверхности слоистой земной коры.

Рис. 2.4. Зависимость амплитуды обменной волны, сформированной в градиентном слое, от отношения мощности слоя δh к длине S -волны λ_S в верхнем полупространстве при угле падения P -волны, равном 43° (волна P падает из нижнего полупространства)



В разрезах верхней мантии и зоны фазовых переходов могут участвовать слои пониженной скорости, исследование которых представляет особый интерес. В случае однородного низкоскоростного слоя между двумя полупространствами зависимость A_{PS}/A_P от частоты имеет периодический характер и период зависит от мощности слоя. Таким образом, наблюдения обменных волн в достаточно широком диапазоне частот в принципе позволяют обнаруживать низкоскоростные слои и изучать их свойства.

2.2. Алгоритм выделения обменных волн P_s

Обменные волны P_s входят в состав коды P -волны, при этом их амплитуда составляет в лучшем случае несколько процентов от амплитуды P -волны. Эти слабые фазы должны быть выделены на фоне случайных шумов различной природы и регулярных волн. При выделении обменных волн используются их свойства, описанные в п. 2.1: вид зависимостей запаздывания t_{PS} как функции эпицентрального расстояния и глубины обмена, отличие поляризации волны P_s от волны P , сходство формы колебаний в волнах P_s и P , слабая зависимость формы колебаний от эпицентрального расстояния.

Основная идея метода выделения заключается в следующем. Если бы форма колебаний в волнах P различных землетрясений, зарегистрированных одной и той же трехкомпонентной установкой сейсмографов, была одной и той же, то была бы одинакова и форма записи обменных волн. Тогда волну P_s , связанную с определенной глубиной обмена, можно было бы усилить суммированием с временными сдвигами, вычисленными

по формуле (2.1). Если бы землетрясения при этом были распределены в достаточно широком эпицентральной интервале, то те же самые сдвиги при суммировании приводили бы к деструктивной интерференции волн, связанных с другой границей обмена, и их подавлению. Изменения предполагаемой глубины обмена (и соответствующих сдвигов) позволяли бы последовательно выделять обменные волны, связанные с различными глубинами обмена. Такая процедура похожа на обычную процедуру пространственно-временной фильтрации, применяемую для выделения сейсмических сигналов группами сейсмографов [93], однако в нашем случае вместо группы приемников используется группа источников, а эквивалентом кажущейся скорости является предполагаемая глубина обмена (глубина фазирования). Чтобы подготовить реальные сейсмические записи к суммированию, их следует трансформировать частотной фильтрацией, поворотом осей и стандартизацией.

Частотная фильтрация необходима, чтобы устранить на записи колебания как слишком низкой, так и слишком высокой частоты. На низких частотах процедура выделения сигнала теряет разрешающую способность. На высоких частотах эффективность выделения сигнала страдает от эффектов случайного рассеяния волн и поглощения вследствие неидеальной упругости среды, а также от погрешностей цифровки. Эти вопросы рассматриваются в п. 2.3. Кроме того, фазовые переходы могут быть растянуты по глубине и эффективная генерация короткопериодных обменных волн на них маловероятна.

Поворот осей необходим для проецирования записи на ось, обеспечивающую наивысшее отношение сигнал/шум, где сигналом является выделяемая обменная волна, а помехой — волна P . Будем рассматривать две компоненты записи: вертикальную $Z(t)$ и горизонтальную $R(t)$, соответствующую направлению от источника к приемнику. Возьмем двумерную ковариационную матрицу, в которой в качестве случайных величин использованы компоненты $Z(t)$ и $R(t)$ записи волны P . Поворачивая систему координат, можно привести эту матрицу к главным осям. Направление, соответствующее максимальному собственному значению ковариационной матрицы, представляет главное направление смещений в волне P . Компоненту смещения, соответствующую главному направлению, обозначим $L(t)$. Угол e между главным направлением смещений в P -волне и осью R может быть найден из выражения

$$e = \arctg (\langle R(t)Z(t) \rangle / (\lambda - \langle Z^2(t) \rangle)),$$

где $\langle \rangle$ означает осреднение во временном интервале, соответствующем продолжительности колебаний в P -волне, а λ представляет наибольший корень уравнения

$$(\langle Z^2(t) \rangle - \lambda)(\langle R^2(t) \rangle - \lambda) - \langle R(t)Z(t) \rangle^2 = 0.$$

Рассмотрим ось H , которая перпендикулярна к главному направлению и лежит в той же вертикальной плоскости. Найдем соответствующую компоненту смещения $H(t)$:

$$H(t) = R(t) \sin e - Z(t) \cos e.$$

Проецирование на ось H целесообразно по следующим соображениям.

Кроме обменной волны Ps , примерно в тот же момент времени регистрируется волна sP , образованная на той же границе, но в области источника. Так как волны S от источников сдвигового типа очень интенсивны, то волна sP может быть интенсивнее Ps , а ее R -компонента может существенно исказить R -компоненту волны Ps . Проецирование на ось H полностью подавляет волну sP ; H -компонента является оптимальной для выделения волн Ps .

Стандартизация H -компонент ряда сейсмических записей одной станции устраняет те различия между записями, которые возникают из-за различий в магнитуде и функции в источнике. Стандартизованная H -компонента может быть представлена как

$$\hat{H}(t) = \int_{t_1}^{t_2} H(t + \tau) L_P(\tau) d\tau / \int_{t_1}^{t_2} [L_P(\tau)]^2 d\tau, \quad (2.3)$$

где $L_P(\tau)$ — компонента движения частицы, которая соответствует главному направлению смещений в P -волне: $L(t) = Z(t) \sin e + R(t) \cos e$; t_1 соответствует времени вступления волны P ; $(t_2 - t_1)$ представляет длительность главной части записи P -волны; τ — переменная интегрирования.

Если бы преобразование (2.3) было применено к $L(t)$, то результирующая стандартизованная L -компонента имела бы вид

$$\hat{L}_P(t) = \int_{t_1}^{t_2} L_P(t + \tau) L_P(\tau) d\tau / \int_{t_1}^{t_2} [L_P(\tau)]^2 d\tau.$$

При этом $\hat{L}_P(t)$ представляет собой нормированную автокорреляционную функцию от $L_P(\tau)$ с максимальным значением при $t = 0$ $\hat{L}_P(0) = 1$. Если амплитудные спектры различных функций $L_P(\tau)$ одинаковы, а фазовые различны, то $\hat{L}_P(t)$ идентичны. В общем случае все $\hat{L}_P(0)$ равны 1,0 и различия $\hat{L}_P(t)$ малы при малых t . Если принять, что колебания в обменной волне Ps с точностью до масштабного коэффициента повторяют колебания в волне P , запись волны Ps на выходе фильтра (2.3) будет преобразована в ее автокорреляционную функцию. Максимальное значение этой функции равно отношению амплитуд волн Ps и P . Значение t , соответствующее максимуму, равно временному интервалу между вступлениями фаз Ps и P , который в формуле (2.1) обозначен t_{PS} .

Последней операцией обработки совокупности записей является суммирование стандартизованных компонент различных землетрясений с разными временными сдвигами и, в общем случае, весовыми коэффициентами:

$$F(t, h) = \sum_{i=1}^N m_i \hat{H}_i(t + \delta t_i(h) - \delta t_0(h)), \quad (2.4)$$

где N — число суммируемых записей; m_i — весовой коэффициент для i -й записи; $\sum m_i = 1$; $\delta t_i(h)$ — величина t_{PS} , вычисляемая по формуле (2.1) для глубины h при значении лучевого параметра, соответствующем продольной волне i -го землетрясения; δt_0 — величина t_{PS} для той же глубины при значении лучевого параметра $6,4$ с/град, принятом в качестве опорного. Величину h мы называем "глубиной фазирования". Если глубина обмена

выделяемой волны равна h_1 , то при изменении h амплитуда выделяемой волны достигает максимума при $h \approx h_1$ и убывает с увеличением величины $|h - h_1|$; близость значений глубины обмена, определяемых по максимуму амплитуды сигнала и по времени запаздывания сигнала по отношению к волне P , может служить критерием идентификации обменной волны.

2.3. Разрешающая способность метода

Эффект процедуры (2.4), как и других линейных операций, удобно рассматривать с помощью частотной характеристики или, в данном случае, характеристики фазирования. Рассмотрим сигнал — обменную волну с временным представлением вида $\cos \omega t$, связанную с глубиной обмена h_1 . Для i -го землетрясения \hat{H} -компоненту такого вида можно представить как

$$\hat{H}_i(t) = a_i \cos \{ \omega [t - \delta t_i(h_1)] \}, \quad (2.5)$$

где $\delta t_i(h_1)$ — величина t_{PS} , вычисляемая по формуле (2.1) для глубины обмена h_1 . Результат суммирования $\hat{H}_i(t)$ по формуле (2.4) для $h = h_2$ можно записать с учетом (2.5) таким образом:

$$\begin{aligned} \bar{F}(\omega, t, h_1, h_2) &= \sum_{i=1}^N m_i \hat{H}_i[t + \delta t_i(h_2) - \delta t_0(h_2)] = \\ &= \sum_{i=1}^N m_i a_i \cos \{ \omega [t - \delta t_i(h_1) + \delta t_i(h_2) - \delta t_0(h_2)] \}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Обозначим $\bar{F}_0(\omega, h_1, h_2)$ функцию (2.6) при $t = \delta t_0(h_2)$. Характеристикой фазирования назовем величину

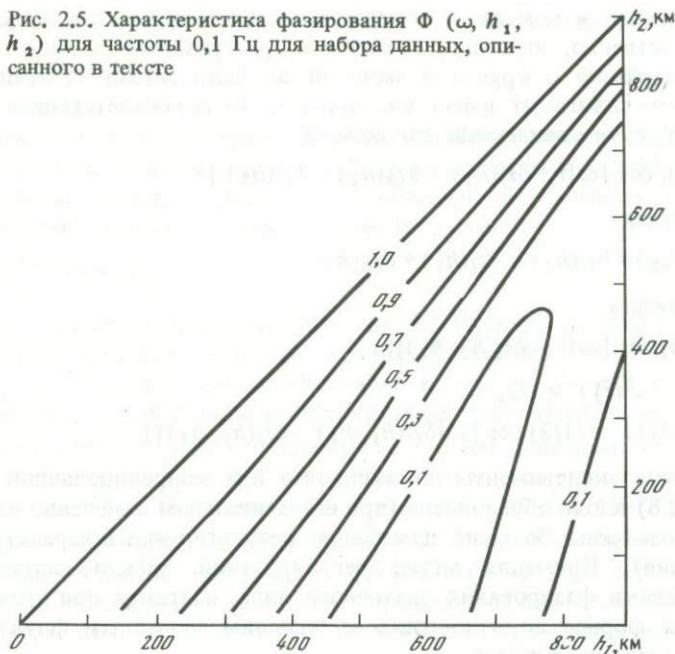
$$\Phi(\omega, h_1, h_2) = \bar{F}_0(\omega, h_1, h_2) / \sum_{i=1}^N m_i a_i. \quad (2.7)$$

Величина $\Phi(\omega, h_1, h_2)$ достигает значения $\Phi = 1$ при $h_1 = h_2$. Функция $\Phi(\omega, h_1, h_2)$ дает зависимость амплитуды сигнала с глубиной обмена h_1 от глубины фазирования h_2 . Значение $\Phi(\omega, h_1, h_2)$ позволяет также оценить степень подавления помехи, если сигналом является волна с глубиной обмена h_2 и глубина фазирования равна h_2 , а помехой является волна с глубиной обмена h_1 .

На рис. 2.5 в качестве примера приведена функция $\Phi(\omega, h_1, h_2)$ для частоты 0,1 Гц. Вычисления выполнены для набора из 21 гармонической функции при постоянном значении $m_i a_i = ma$. Принятые значения лучевого параметра меняются с постоянным шагом от значения 4,4 с/град ($\Delta = 100^\circ$) до 8,4 с/град ($\Delta = 35^\circ$), т.е. в пределах, соответствующих основной части всей области регистрации P -волны, рефрагированной в мантии. Показателем качества характеристики можно условно принять ее значение при $h_1 = 640$ км, $h_2 = 400$ км, которое в данном случае равно 0,1. Разрешающая способность системы резко ухудшается при понижении частоты.

Возьмем задачу синтеза оптимальных характеристик фазирования. \hat{H} -компоненту i -го землетрясения можно представить как сумму сигнала с временным представлением $s_i(t)$ и шума $n_i(t)$ и рассмотрим линейный оператор, воспроизводящий сигнал с наименьшей среднеквадратичной

Рис. 2.5. Характеристика фазирования $\Phi(\omega, h_1, h_2)$ для частоты 0,1 Гц для набора данных, описанного в тексте



погрешностью. В общем случае реализацией такого оператора служит многоканальная фильтрация, при которой каждая $\hat{H}(t)$ -компонента фильтруется собственным фильтром, и фильтрованные функции суммируются [93]. Мы рассмотрим упрощенный вариант этой процедуры, при котором подлежат определению только весовые коэффициенты m_i . Будем предполагать, что форма сигнала $s(t)$ одинакова у всех $\hat{H}(t)$ -компонент, но допускаются различия амплитуды a_i ; сигнал вступает на всех записях одновременно. Последнее требование выполняется введением временных сдвигов по формуле (2.1).

Найдем весовые коэффициенты m_i , минимизирующие величину ϵ^2 :

$$\epsilon^2 = \left\langle \left\{ \sum_{i=1}^N m_i [a_i s(t) + b_i n_i(t)] - N a s(t) \right\}^2 \right\rangle,$$

где ϵ^2 — среднеквадратичная погрешность; N — число суммируемых записей; a — среднее значение коэффициентов a_i ; b_i — амплитуды шума; знаком $\langle \rangle$ обозначена операция осреднения по ансамблю. В дальнейшем воспользуемся гипотезой эргодичности и будем считать эквивалентными осреднение по времени и по ансамблю. Будем полагать, что корреляция между сигналом и шумом равна нулю. Коэффициенты m_i найдем, приравняв нулю частные производные ϵ^2 по m_i . Соответствующая система нормальных уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N [a_i a_j \langle s^2(t) \rangle + b_i b_j \langle n_i(t) n_j(t) \rangle] m_i = \\ = N a_i a_j \langle s^2(t) \rangle, \quad j = 1, 2, \dots, N. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Пусть сигнал и помеха — обменные волны с глубинами обмена h_1 и h_2 соответственно, имеющие временное представление в виде гармонических колебаний с круговой частотой ω . Если сигнал (с введенными временными сдвигами) имеет вид $a_i \cos \omega t$, то в соответствии с формулой (2.4) получим выражение для помехи

$$n_i(t) = b_i \cos \{ \omega [t + \delta t_i(h_1) - \delta t_0(h_1) - \delta t_i(h_2)] \}$$

или, обозначая

$$\delta t_i(h_1, h_2) = \delta t_i(h_2) - \delta t_i(h_1) + \delta t_0(h_1),$$

можем записать

$$n_i(t) = b_i \cos \{ \omega [t - \delta t_i(h_1, h_2)] \}.$$

При этом $\langle s^2(t) \rangle = 1/2$,

$$\langle n_i(t) n_j(t) \rangle = (1/2) \cos \{ \omega [\delta t_i(h_1, h_2) - \delta t_j(h_1, h_2)] \}.$$

Численные эксперименты показали, что при коррелированной помехе система (2.8) плохо обусловлена (при незначительном изменении исходных данных возможны большие изменения результирующей характеристики фазирования). Применяя метод регуляризации, можно синтезировать характеристики фазирования различного вида, сохраняя при этом устойчивость их формы по отношению к большим случайным флуктуациям амплитуды сигнала и помех.

Остановимся на вопросах выбора оптимального частотного диапазона для выделения мантийных обменных волн. Со стороны низких частот рабочий частотный диапазон ограничен значениями $f = 0,05 \div 0,07$ Гц, при которых резко снижается избирательность характеристики фазирования. Со стороны высоких частот рабочий диапазон ограничивается эффектами рассеяния, поглощения, а также ошибками цифровки, если обрабатываются записи на фотобумаге.

Эффекты случайного рассеяния проявляются по-разному для неоднородностей различного масштаба. Для узкополосного сигнала при слабом рассеянии основными эффектами являются флуктуации времени пробега волны и ее амплитуды [94]. Флуктуации амплитуды в пределах, предполагаемых теорией слабого рассеяния, не представляют существенной проблемы. Флуктуации времени пробега уменьшают при суммировании отношение сигнал/помеха.

Ослабление амплитуды сигнала при суммировании со случайными временными сдвигами оценивается по формуле [95]

$$M[g(\omega)]/g_{\max}(\omega) = [1 + (n-1) \exp(-\omega^2 \sigma^2)]/n.$$

Здесь $M[g(\omega)]$ — математическое ожидание энергетического спектра волны на выходе сумматора; σ — среднее квадратичное значение случайных временных сдвигов, распределенных по нормальному закону с нулевым средним значением; ω — круговая частота; n — число суммируемых функций; $g_{\max}(\omega) = |s(\omega)|^2 n^2$, где $|s(\omega)|$ — модуль частотного спектра сигнала. При больших значениях n формула принимает вид

$$M[g(\omega)]/g_{\max}(\omega) = \exp(-\omega^2 \sigma^2). \quad (2.9)$$

Эквивалентное выражение, полученное в [96], имеет вид (в децибелах)

$$M[g(\omega)]/g_{\max}(\omega) = 170 (\sigma/T)^2,$$

где T — период колебаний.

Оценим для примера эффект случайных флуктуаций времени пробега обменной волны для группы НОРСАР. Среднеквадратичная величина флуктуаций фазы волны, вызванных случайными скоростными неоднородностями, может быть выражена, согласно [94], как

$$\sigma^2 = \pi^{1/2} \eta^2 k \alpha D / 2,$$

где η^2 — среднеквадратичное значение флуктуаций показателя преломления; k — волновое число; α — радиус корреляции скоростных флуктуаций; D — длина пути, пройденного волной в рассеивающей среде. Согласно [97], σ для P -волн, регистрируемых НОРСАРОм, на частоте 0,7 Гц составляет 0,98 рад. Тогда, принимая $v_P = 8$ км/с, найдем, что $\pi^{1/2} \eta^2 \alpha D = 0,36$ км². Флуктуирующая часть показателя преломления может быть записана как $\delta v/v$. Согласно [98], $\delta v_S/v_S = 1,5 \delta v_P/v_P$. Обозначая η для P - и S -волн как η_P и η_S , получаем $\eta_S^2 = 2,25 \eta_P^2$, тогда значение $\pi^{1/2} \eta^2 \alpha D$ для S -волн составляет $0,36 \cdot 2,25 = 0,8$ км². При $v_S = 4,6$ км/с значения σ для S -волн с периодами 2, 5 и 10 с равны соответственно 0,45; 0,18 и 0,09 с. При этом отношение σ/T для тех же периодов составляет 0,225; 0,036 и 0,09. Из формулы (2.9) следует, что эффект флуктуаций незначителен для периодов 5 с и более, но он резко возрастает для периодов около 2 с и менее.

При цифровке сейсмограмм на фотобумаге случайные флуктуации времени за счет ошибок цифровки могут достигнуть десятых долей секунды и существенно снизить эффект суммирования записей на периодах менее 5 с. Аналогичный эффект могут дать крупномасштабные флуктуации глубины границы обмена: изменения глубины границы обмена с амплитудой 5 километров эквивалентны изменениям t_{PS} примерно на 0,5 с.

Влияние сильных мелкокомасштабных неоднородностей (характерный масштаб меньше первой зоны Френеля) трудно оценить количественно; качественно оно заключается в следующем. Энергия первичной волны рассеивается во всех направлениях, образуя шлейф рассеянных колебаний (см., например, [99]). Это приводит, с одной стороны, к росту уровня шума, генерированного P -волной и затрудняющего выделение сигнала (обменной волны), с другой стороны, искажает случайным образом форму колебаний в обменной волне по отношению к первичной P -волне и тем самым нарушает одно из необходимых условий, на которых базируется рассматриваемый метод. Величина этих эффектов возрастает с ростом частоты и глубины обмена. Для границ, расположенных в зоне фазовых переходов, критическое значение частоты, вероятно, находится в области 0,5–1 Гц и может меняться в зависимости от местных сейсмогеологических условий.

Другим частотно-зависимым эффектом, способным влиять на результаты выделения обменных волн, является поглощение сейсмической энер-

гии. Затухание продольной волны за счет поглощения определяется сомножителем

$$A_P = \exp(-\pi f \int Q_P^{-1} dt_P),$$

где Q_P — добротность среды для продольных волн; f — частота; t_P — время побега, а интеграл берется вдоль луча волны. Аналогично оценивается затухание поперечной волны A_S , но вместо добротности Q_P берется соответствующий параметр для поперечной волны Q_S , а вместо t_P используется t_S . Можно принять, что $Q_P = 2,3 Q_S$ [100], и время пробега поперечной волны от границы обмена до точки наблюдения в 1,8 раза больше, чем для продольной волны. При этом уменьшение нормированной амплитуды обменной волны за счет поглощения можно грубо оценить при помощи выражения

$$\begin{aligned} A_{PS} &= A_S/A_P = \exp[-\pi f (\int Q_S^{-1} dt_S - \int Q_P^{-1} dt_P)] \approx \\ &\approx \exp(-0,75 \pi f \int Q_S^{-1} dt_S). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Принимая в соответствии с рядом известных оценок значение Q_S в аномально горячей мантии на глубинах от 40 до 400 км равным 100, получаем, что для периодов колебаний 10, 5 и 2 с $A_{PS} = 0,8; 0,7$ и $0,4$ соответственно. Таким образом, на периодах, близких к 2 с, поглощение может уменьшить амплитуду сигнала, и без того малую, до таких значений, где выделение сигнала станет очень трудным или даже невозможным.

В сумме рассмотренные выше эффекты ограничивают рабочий частотный диапазон со стороны высоких частот значением 0,2–0,5 Гц. Точное значение этого порога определяется конкретными условиями эксперимента.

3. Результаты выделения мантийных обменных волн P_S

3.1. Отбор и оцифровка сейсмограмм

Для практической реализации метода выделения обменных волн, описанного в разд. 2 этой главы, обрабатываемые сейсмограммы должны отвечать определенным критериям качества.

Для оптимального выделения сигнала диапазон эпицентральных расстояний должен быть как можно более широким. Наибольшие эпицентральные расстояния ограничиваются возможностями регистрации мантийных P -волн (около 100°). Наименьшее эпицентральное расстояние составляет около 35° . При меньших расстояниях начальная часть сейсмограммы представляет результат интерференции нескольких фаз с существенно различными лучевыми параметрами (см. рис. 2.1). Кроме того, на расстояниях менее 30° рефрагированная P -волна еще не проникает сквозь нижнюю границу зоны фазовых переходов. Волны, проникающие в земное ядро и наблюдаемые на расстояниях свыше 120° , в принципе могут быть использованы в процедуре выделения мантийных обменных волн, однако практическое использование этого эпицентрального интервала затрудняется сложностью наблюдаемого здесь волнового поля.

Общее число суммируемых записей должно быть порядка несколь-

ких десятков при условии, что гипоцентры землетрясений отделены друг от друга расстояниями не менее 500–1000 км. В противном случае шумы, сопровождающие сигнал, оказываются коррелированными, и увеличение числа записей не улучшает отношение сигнал/помеха.

За записью P -волны должен следовать "спокойный" интервал, в котором амплитуда колебаний вертикальной компоненты не превышает 25% от максимальной амплитуды P -волны. Для выделения обменной волны, связанной с подошвой верхней мантии и запаздывающей на 65–75 с по отношению к P -волне, необходим спокойный интервал длительностью 70–80 с. Опыт показывает, что соответствующий интервал может быть обеспечен землетрясениями, в которых длительность записи основной части P -волны не превышает 40–50 с. Необходимыми характеристиками обладают записи некоторых коровых и глубоких землетрясений; при землетрясениях с промежуточной глубиной очага спокойный интервал необходимой длительности практически не встречается.

При обработке сейсмограмм, полученных на фотобумаге, существенное значение имеет амплитуда записи. Фотокопии сейсмограмм переводятся в цифровой код с помощью полуавтоматического устройства УЦС [101]. Согласно паспортным данным это устройство допускает погрешность измерения амплитуды величиной около 0,2 мм. Мы провели серию экспериментов, имеющих целью оценку реальной точности цифровки. Эти эксперименты показали, что абсолютные погрешности цифровки зависят от амплитуды и частотного состава записи. При обработке записей сейсмографа СКД с разверткой 3 см/мин погрешности со среднеквадратичной величиной около 0,2 мм характерны для записи с амплитудой в несколько миллиметров и периодом около 10 с. При более короткопериодных колебаниях и амплитуде порядка сантиметров погрешности цифровки возрастают в несколько раз.

Отбор и оцифровка сейсмограмм должны обеспечить в конечном счете надежное выделение обменных волн с амплитудой порядка 3% от амплитуды P -волны. Если вертикальная компонента записи P -волны имеет амплитуду 1 см (полный размах 2 см), то ожидаемая обменная волна на записи горизонтальной компоненты (при одинаковом увеличении компонент) имеет амплитуду 0,3 мм, которая лишь в 1,5 раза больше погрешности цифровки. Для увеличения этого отношения мы цифруем сейсмограмму дважды и используем среднее из двух определений. В результате расчетная амплитуда сигнала превышает погрешность цифровки вдвое. Далее эффект случайных погрешностей цифровки снижается по меньшей мере вдвое при стандартизации сейсмограммы в результате вычисления функции взаимной корреляции между компонентами. В итоге ошибки цифровки понижаются до уровня ниже естественного шума сейсмограммы (микросейсм, рассеянных колебаний и т.п.). Приведенные рассуждения указывают на принципиальную осуществимость обработки записей с амплитудой P -волны около 1 см и более. При увеличении регистрирующего канала около 1500 необходимая амплитуда обеспечивается землетрясениями с магнитудой $M \sim 6$. Заметим, что землетрясения с магнитудой более 6,5, как правило, не пригодны для анализа из-за слишком большой продолжительности записи P -волны.

Видимые периоды колебаний в F -волне на цифруемой сейсмограмме

должны быть близки к 10 с — оптимальному периоду для выделения мантийных обменных волн. В противном случае при выделении с помощью фильтрации частотных компонент, плохо представленных в первичной записи, вклад погрешностей цифровки может быть недопустимо велик.

Случайные ошибки синхронизации компонент при скорости развертки 3 см/мин могут составлять 0,3–0,5 с. При периоде колебаний около 10 с эти ошибки не оказывают влияния на эффективность процедуры выделения.

В целом отбор и первичная обработка сейсмограмм представляют наиболее ответственный и трудоемкий этап в процедуре выделения мантийных обменных волн. Для отбора записей, отвечающих сформулированным выше требованиям, необходимо визуальное обследование всего сейсмограммного материала станции за период около 10 лет. При использовании цифровых записей с большим динамическим диапазоном ограничения на амплитуду и спектр P -волны ослабевают, а процент пригодных к обработке записей увеличивается в несколько раз.

Практическое выделение мантийных обменных волн выполнялось по записям норвежской сейсмической группы НОРСАР, ЦСО "Обнинск" и четырех сейсмических станций на западе США (ALQ, DUG, GOL, TUC).

3.2. Волны P_s на записях группы НОРСАР

Краткое описание группы НОРСАР см. в первой главе. Список 22 обработанных записей группы НОРСАР приведен в табл. 2.2. Эпицентральные расстояния землетрясений находятся в интервале от 36,6 до 104,3°. При обработке записей одного землетрясения вначале производилось суммирование одноименных компонент по всем подгруппам с временными сдвигами, компенсирующими различия во временах вступления P -волны на различных подгруппах. Эта процедура предназначена для подавления микросейсм и других помех, слабо коррелированных по площади.

Следующей процедурой была частотная фильтрация, предназначенная для выделения составляющих сигнала с преобладающими частотами 0,1 и 0,2 Гц. Для этого использовался фильтр высокой частоты Баттерворта с граничной частотой 0,1 или 0,2 Гц. Срез характеристик со стороны низких частот обеспечивался фильтром Баттерворта, а со стороны высоких частот — регистрирующим каналом. Последующая обработка выполнялась в соответствии с описанием в разд. 2. Эффект стандартизации \dot{H} -компонент проявляется в сходстве начальной части различных землетрясений (рис. 2.6).

На рис. 2.7 показаны результаты суммирования H -компонент с преобладающей частотой 0,1 Гц. В течение первых 30 с на суммарных записях наблюдаются интенсивные колебания, которые сформированы несколькими коровыми фазами. Как и следовало ожидать, амплитуда этих колебаний монотонно убывает с увеличением глубины фазирования. Позднее на спокойном фоне регистрируется фаза, амплитуда которой достигает наибольших значений (0,025) при глубинах фазирования 300–360 км (табл. 2.3). Максимальное смещение приходится на время 44,5 с, оцениваемое как среднее из значений времени двух точек $\dot{H}(t) = 0$, ближайших к этому максимуму. Этому времени соответствует глубина обмена около

Таблица 2.2. Данные о землетрясениях (НОРСАР)

Дата	Координаты		Магни- туда	Глуби- на, км	Δ°	$dt/d\Delta$, с/град	Az°
	φ°	λ°					
02.01.74	22,5 S	68,4 W	6,4	105	104,3	4,4	249,6
09.11.74	6,5 S	105,3 E	6,1	51	97,8	4,5	89,2
20.09.73	9,0 N	123,8 E	6,0	560	93,0	4,6	65,9
20.08.71	13,4 N	92,4 W	5,8	33	84,8	5,0	287,9
10.02.73	18,9 N	103,5 W	5,4	33	84,9	5,0	300,0
28.02.74	9,3 N	84,1 W	5,8	46	84,3	5,0	278,8
16.05.74	27,2 N	140,1 E	5,3	471	83,1	5,0	44,0
06.03.74	12,3 N	86,4 W	5,8	110	82,9	5,1	282,3
03.09.74	18,3 N	119,2 E	5,9	11	82,7	5,2	65,3
29.11.74	30,7 N	138,3 E	6,1	419	79,3	5,3	44,1
10.09.73	42,4 N	130,9 E	6,0	532	66,1	6,2	44,4
29.09.73	41,9 N	130,9 E	6,5	575	66,6	6,2	44,8
20.03.72	51,3 N	179,2 W	6,0	46	68,0	6,3	6,8
28.03.75	42,1 N	112,5 W	6,1	5	67,6	6,3	317,7
13.10.72	52,8 N	163,1 W	5,9	38	66,6	6,4	356,0
21.12.75	50,8 N	152,4 E	5,7	540	64,5	6,4	26,0
04.02.75	40,6 N	122,6 E	6,4		64,7	6,5	51,4
30.09.71	0,5 S	4,8 W	6,0	33	62,3	6,7	197,8
01.07.73	57,8 N	137,3 W	6,1	33	59,1	6,9	340,8
11.08.74	39,5 N	73,8 E	6,4	9	43,6	8,0	89,7
24.06.72	36,2 N	69,7 E	6,0	57	44,7	8,0	96,3
28.06.72	27,6 N	33,8 E	5,6	15	36,6	8,5	144,5

Таблица 2.3. Амплитуда колебаний с частотой 0,1 Гц как функция t_{PS} и глубины фазирования h для интервала t_{PS} от 43 до 47 с

h , км	t_{PS} , с				
	43	44	45	46	47
180	0,011	0,021	0,022	0,013	0,000
240	0,012	0,023	0,024	0,015	0,000
300	0,012	0,024	0,025	0,015	0,000
360	0,012	0,024	0,025	0,016	0,001
420	0,012	0,023	0,024	0,016	0,001
480	0,011	0,021	0,023	0,015	0,002
540	0,010	0,180	0,020	0,014	0,003
600	0,007	0,013	0,016	0,013	0,005

400 км. Таким образом, время максимального смещения и характер зависимости амплитуды от глубины фазирования находятся в хорошем соответствии, представляющем критерий отождествления выделенной фазы с мантийной обменной волной. Знак максимального смещения соответствует случаю образования обменной волны на границе сред с меньшим значением v_S сверху.

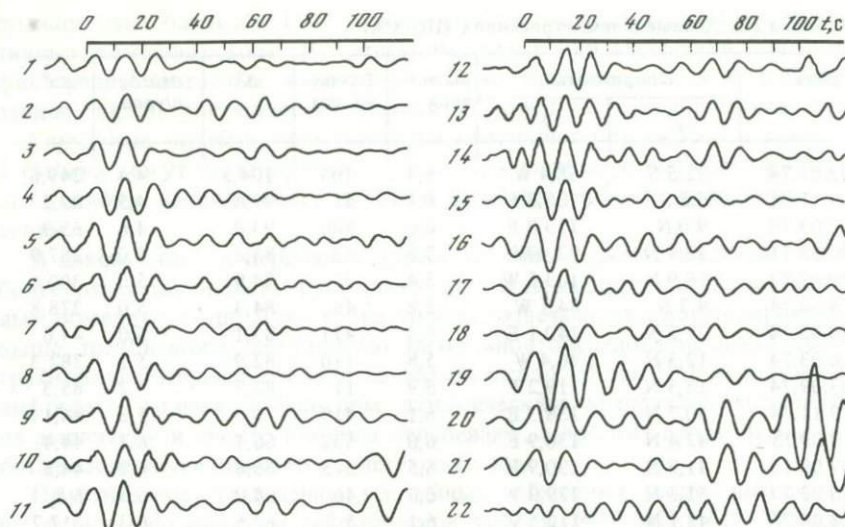


Рис. 2.6. Набор функций $\dot{H}(t)$ НОРСАРа с частотой 0,1 Гц [18]
1—22 соответствуют землетрясениям в табл. 2.2

Последняя и при этом динамически наиболее выразительная фаза на рис. 2.7 имеет наибольшую амплитуду (0,037) при глубине фазирования 640 км (табл. 2.4). Максимальное смещение приходится на время 67,5 с, которому соответствует глубина обмена около 640 км. Таким образом, и в этом случае время пробега и зависимость амплитуды от глубины фазирования находятся в хорошем взаимном соответствии. Знак максимального смещения, как и в случае фазы с глубиной обмена около 400 км, соответствует границе обмена с меньшим значением v_g вверху.

Для оценки надежности выделения обменной волны на времени около 68 с набор из 22 записей, соответствующих табл. 2.2, был разделен на две подгруппы. В одной подгруппе находились 11 записей с азимутами источни-

Таблица 2.4. Амплитуда колебаний с частотой 0,1 Гц как функция t_{PS} и глубины фазирования h для интервала t_{PS} от 66 до 70 с

h , км	t_{PS} , с				
	66	67	68	69	70
520	0,011	0,024	0,028	0,021	0,007
560	0,013	0,028	0,032	0,023	0,007
600	0,016	0,032	0,035	0,025	0,005
640	0,019	0,035	0,037	0,025	0,003
680	0,022	0,036	0,036	0,023	0,001
720	0,023	0,035	0,033	0,019	-0,001
760	0,022	0,030	0,028	0,016	-0,003
800	0,018	0,024	0,033	0,012	-0,003

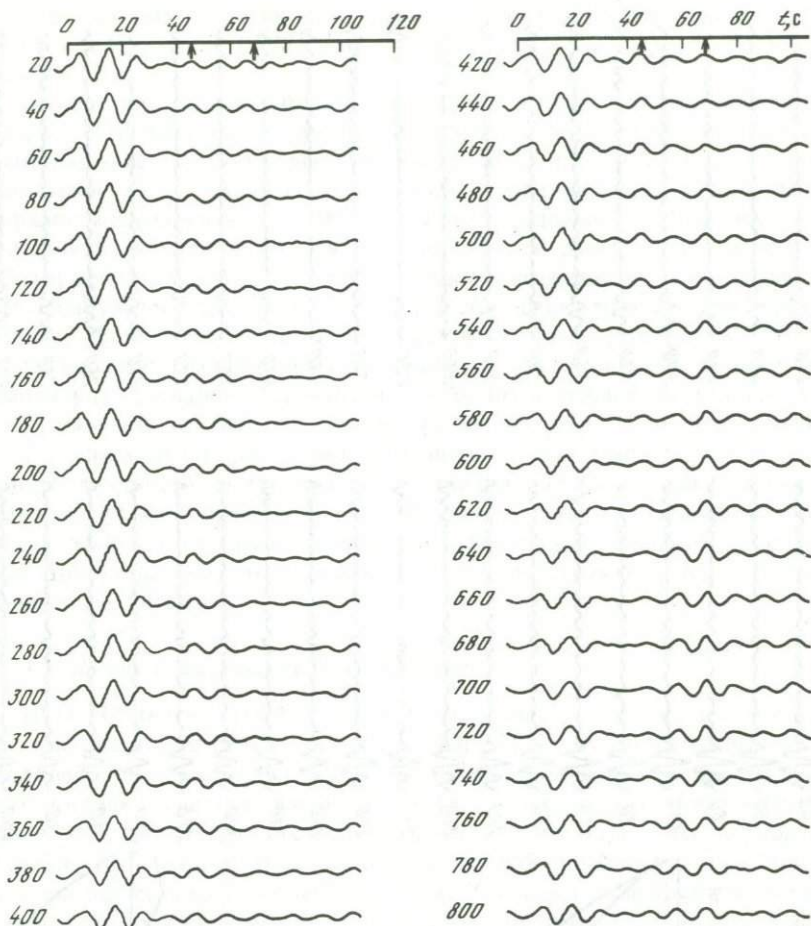


Рис. 2.7. Результаты равновесного суммирования \hat{N} -компонент НОРСАРа с частотой 0,1 Гц

В левой колонке — глубины фазирования от 20 до 400 км, в правой колонке — от 420 до 800 км. Значения t_{ps} выделенных мантийных фаз показаны стрелками на оси времени [18]

ков от 26 до 97° , в другой — записи всех остальных землетрясений. Записи каждой подгруппы суммировались отдельно от записей другой подгруппы. Результаты суммирования показаны на рис. 2.8. Они свидетельствуют о практическом (с точностью до 0,1–0,2 с) совпадении времени пробега фаз в обеих подгруппах и о близости их амплитуд. Это означает, что фаза выделяется надежно, а ее параметры оцениваются с высокой точностью.

Несмотря на несколько более высокий уровень шума, обе мантийные фазы выделены и на частотах около 0,2 Гц (рис. 2.9). Максимальная амплитуда первой по времени фазы равна 0,021, а время пробега в точности совпадает со временем на частоте 0,1 Гц (44,5 с). На рис. 2.10 показаны записи второй фазы в двух частотных диапазонах. Сравнение обнаруживает два

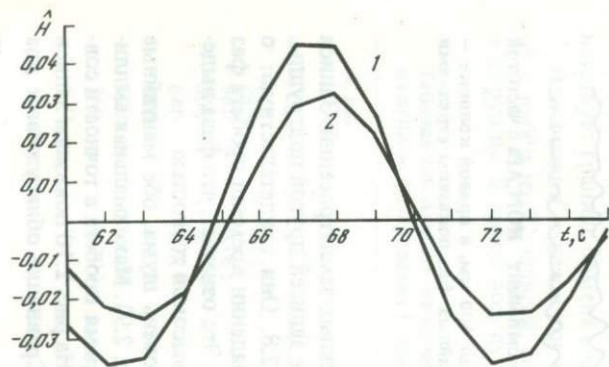


Рис. 2,8

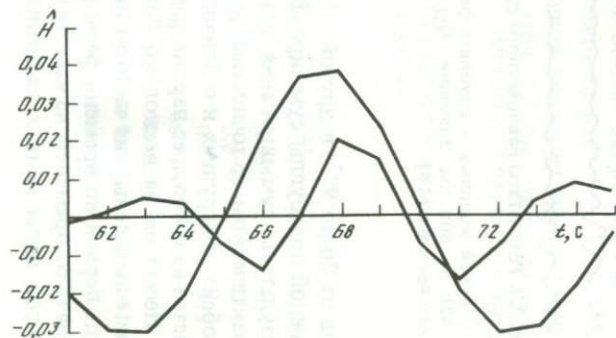


Рис. 2,10

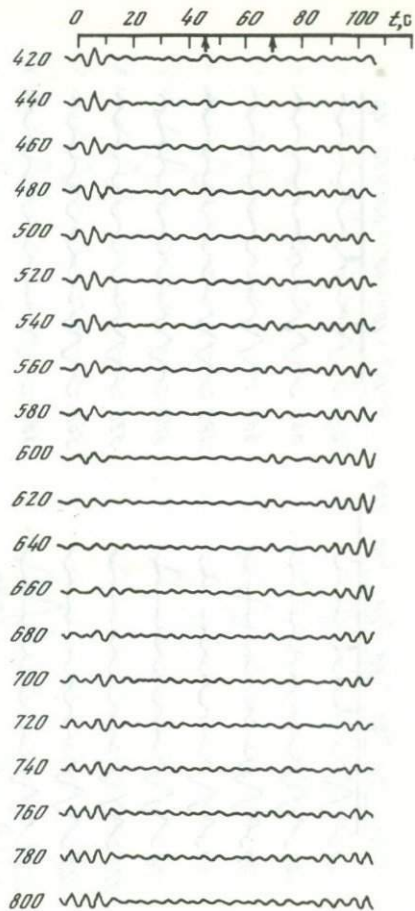
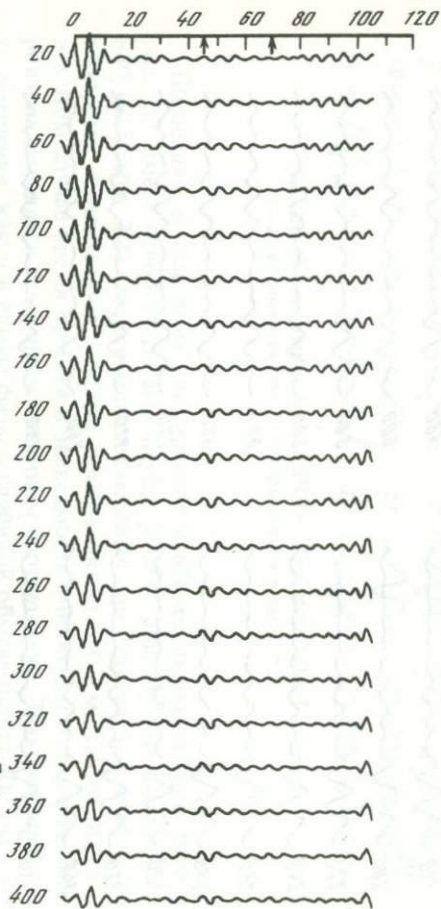


Рис. 2,9

примечательных различия между ними: амплитуда короткопериодной фазы почти вдвое меньше (0,021 по сравнению с 0,037), а время пробега больше на 0,8–0,9 с.

Данные рис. 2.8 позволяют считать, что разница во временах пробега на рис. 2.10 представляет реальное явление, а не результат влияния шума. Запаздывание короткопериодной фазы могло бы возникнуть вследствие систематического различия в фазовых характеристиках вертикальных и горизонтальных каналов НОРСАРа. Однако фазовые характеристики группы тщательно контролировались и существенных расхождений между ними обнаружено не было. Более того, сходное запаздывание в этом случае было бы обнаружено и для фазы с глубиной обмена около 400 км, но оно отсутствует. Понижение амплитуды с ростом частоты (см. рис. 2.10) могло быть вызвано случайными флуктуациями фазы сигнала. В этом случае амплитуда суммарного сигнала могла бы быть меньше расчетной и, кроме того, зависеть от частоты. Однако расчет по формулам, приведенным в п. 2.3, показывает, что в рассмотренном случае (частоты 0,1 и 0,2 Гц) потери мощности составляют соответственно 0,01 и 0,2 дБ. Такими потерями допустимо пренебречь. Можно показать также пренебрежимо малость эффекта неупругого затухания. Вероятной причиной явлений, демонстрируемых рисунком, является слоистая структура перехода на глубине около 640 км.

3.3. Волны P_s на записях ЦСО "Обнинск"

ЦСО "Обнинск" находится в 150 км к югу от Москвы в пределах той же тектонической структуры, что и НОРСАР, — докембрийской Восточно-Европейской платформы. Обработывались фотозаписи длиннопериодных сейсмографов системы Кирноса (СКД). Следует заметить, что характеристики этой аппаратуры (с одинаковым увеличением на периодах от 1 до 10–20 с) создают трудности при цифровой обработке записи. Присутствие высокочастотных колебаний снижает точность цифровки и заставляет уменьшать интервал между отсчетами, увеличивая объем обрабатываемых цифровых массивов.

Анализировались записи 14 землетрясений с эпицентрными расстояниями от 53° до 81° (табл. 2.5). Результатом столь малого диапазона эпицентральных расстояний является характеристика фазирования с пониженным разрешением. Записи были оцифрованы с шагом по времени 0,4 с. Полученные числовые ряды обрабатывались с помощью гауссовского

←
Рис. 2.8. Результаты суммирования \dot{N} -компонент НОРСАРа, разделенных на две группы

Первая группа состоит из 11 записей с азимутами эпицентра от 26° до 97° (кривая 1), вторая — из остальных 11 записей (кривая 2). Глубина фазирования 640 км

Рис. 2.9. Результаты равновесного суммирования \dot{N} -компонент НОРСАРа с частотой 0,2 Гц

Обозначения те же, что и на рис. 2.7

Рис. 2.10. Результаты суммирования \dot{N} -компонент НОРСАРа с частотой 0,1 и 0,2 Гц
Глубина фазирования 640 км

Таблица 2.5. Данные о землетрясениях (ЦСО "Обнинск")

Дата	Координаты		Магнитуда	Глубина, км	Δ°	Az°
	φ°	λ°				
07.08.66	50,5 N	171,2 W	6,3	29	71,0	18,6
26.02.68	22,8 N	121,4 E	6,0	39	68,4	80,4
27.05.70	27,3 N	140,3 E	6,0	406	75,1	63,4
25.07.70	32,2 N	131,8 E	6,1	47	66,8	66,4
29.01.71	51,7 N	151,1 E	6,0	515	60,2	40,5
05.09.71	46,5 N	141,2 E	6,0	496	60,3	50,2
08.01.72	21,0 N	129,2 E	6,1	36	69,4	82,4
24.04.72	23,6 N	121,6 E	6,0	33	67,9	79,7
01.07.73	57,5 N	177,1 W	6,2	30	67,2	356,3
08.10.74	17,4 N	61,9 W	6,4	41	79,9	287,3
13.06.75	43,2 N	147,4 E	5,9	72	64,5	47,6
29.06.75	38,8 N	130,1 E	6,1	549	60,0	62,1
19.02.77	53,5 N	169,9 E	6,1	44	64,5	28,9
09.03.77	42,0 N	131,0 E	5,9	622	59,1	59,7

фильтра, частотная характеристика которого имеет вид

$$U(\omega) = \exp[-\alpha(\omega - \omega_0)^2/\omega_0^2],$$

а соответствующий временной отклик $K(t)$ определяется выражением

$$K(t) = (\sqrt{\pi}\omega_0/2\alpha) \exp(-\omega_0^2 t^2/4\alpha) \cos(\omega_0 t).$$

Длительность сигнала на выходе гауссовского фильтра является минимальной из возможных при заданной полосе пропускания в частотной области (см., например, [102]). Параметры α и ω_0 подбирали опытным путем и в небольших пределах варьировали от одной записи к другой. Наилучшее отношение сигнал/помеха было получено в частотном диапазоне 0,07–

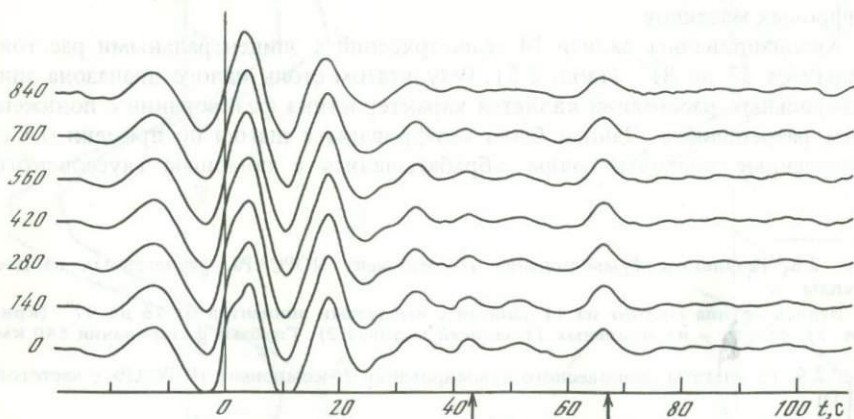


Рис. 2.11. Результаты равновесного суммирования записей ЦСО "Обнинск"

Числа слева — глубина фазирования в км. Значения trp выделенных фаз показаны стрелками на оси времени

0,14 Гц. Частотный диапазон в окрестности 0,2 Гц не использовался из-за сильных микросейсмических помех.

Результаты суммирования \dot{N} -компонент Обнинска приведены на рис. 2.11. Зависимость амплитуды колебаний от глубины фазирования в этом случае значительно слабее, чем для НОРСАРа, так как диапазон эпицентральных расстояний слишком мал. Тем не менее отчетливо выделяется изолированная фаза с максимальной амплитудой (0,04), на времени 66,7 с. Эта фаза уверенно выделяется на части отдельных \dot{N} -компонент перед суммированием. Более ранняя фаза с максимумом на времени 43,2 с выделяется менее уверенно, так как она регистрируется в зоне интерференции с интенсивными коровыми волнами. Она отличается от них более коротким периодом колебаний и, как и фаза со временем 66,7 с, уверенно распознается на некоторых индивидуальных \dot{N} -компонентах. В целом волновая картина на записях Обнинска близка к наблюдаемой на записях НОРСАРа.

3.4. Волны P_s на записях станций США

Последний эксперимент по выделению мантийных обменных волн был выполнен по записям четырех сейсмических станций в западных районах США: ALQ (Альбукерке, $34^{\circ}56'33''N$, $106^{\circ}27'27''W$), DUG (Дарвей, $40^{\circ}11'42''N$, $112^{\circ}48'48''W$), GOL (Голден, $39^{\circ}42'01''N$, $105^{\circ}22'16''W$), TUC (Тусон, $32^{\circ}18'35''N$, $110^{\circ}46'56''W$). Район расположения станций (рис. 2.12) характеризуется высоким тепловым потоком, аномально низкими скоростями распространения упругих волн, явлениями рифто-

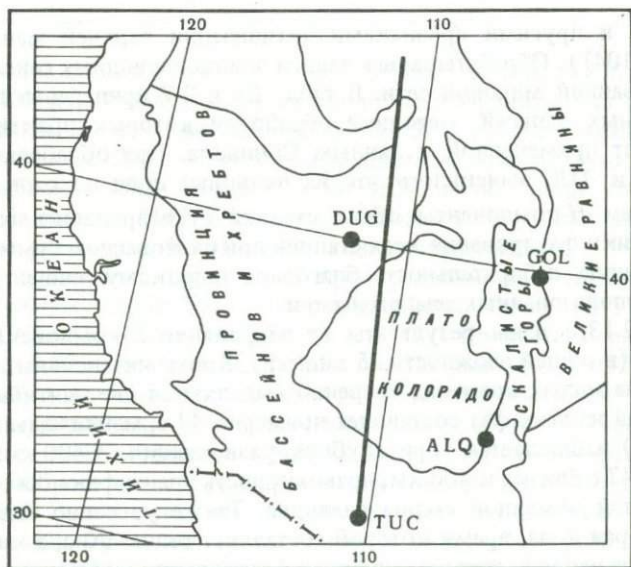


Рис. 2.12. Расположение сейсмических станций на западе США

Прямой линией показан профиль TUC-BOZ, для которого в работе [103] определено распределение скорости поперечных волн v_s с глубиной

Таблица 2.6. Данные о землетрясениях (станции США)

№ п/п	Дата	Координаты		Глубина, км	Магнитуда
		φ°	λ°		
1	15.03.64	36,2 N	7,6 W	27	6,2
2	31.05.64	43,4 N	147,1 E	42	6,5
3	25.07.64	27,8 S	71,1 W	4	6,0
4	05.08.64	41,1 S	75,0 W	7	6,1
5	23.10.64	19,8 N	56,1 W	43	6,2
6	09.09.67	27,6 S	63,2 W	577	5,9
7	14.06.68	0,4 S	91,4 W	21	5,4
8	15.06.68	0,4 S	91,4 W	33	5,4
9	15.06.68	5,6 N	82,6 W	16	5,8
10	15.06.68	0,3 S	91,6 W	17	5,3
11	01.10.69	0,8 N	85,0 W	53	5,7
12	30.08.70	52,4 N	151,6 E	643	6,5
13	05.09.70	52,3 N	151,5 E	560	5,7
14	05.09.71	46,5 N	141,2 E	14	6,0
15	30.03.72	25,7 S	179,6 E	479	6,1
16	24.04.72	23,6 N	121,6 E	29	6,1
17	25.04.72	13,4 N	120,3 E	38	6,4
18	10.09.73	42,5 N	131,1 E	552	5,8
19	21.09.73	4,4 S	102,1 W	33	6,0
20	25.10.73	22,0 S	63,7 W	517	6,1
21	28.12.73	23,9 S	180,0 E	517	6,2
22	29.06.75	38,8 N	130,1 E	549	6,1

образования и другими признаками активизации верхней мантии (см., например, [104]). Обработывались записи длиннопериодных сейсмографов стандартизованной мировой сети. В табл. 2.6 и 2.7 приведены параметры использованных записей, методика обработки которых практически не отличалась от примененной к данным Обнинска. При обработке записей станций GOL и TUC выяснилось, что их волновые поля похожи; поэтому в дальнейшем \hat{N} -компоненты обеих станций суммировались совместно. Характеристики фазирования всех станций при равновесном суммировании имеют хорошую избирательность благодаря широкому эпицентральному интервалу использованных землетрясений.

На рис. 2.13,а даны результаты суммирования \hat{N} -компонент станций TUC и GOL (в общей сложности 25 записей). Кроме интенсивных коровых колебаний, на малых временах уверенно выделяются две мантийные фазы. Время первой из этих фаз составляет примерно 47 с, максимальная амплитуда ($\sim 0,03$) наблюдается при глубине фазирования ~ 400 км. Глубина обмена для 47 с близка к 400 км, правомерность идентификации этой фазы как мантийной обменной волны очевидна. Также уверенно идентифицируется и вторая фаза, время которой составляет около 70 с, а максимальная амплитуда наблюдается при глубинах фазирования ~ 600 км.

Результаты суммирования \hat{N} -компонент для станций DUG и ALQ приведены на рис. 2.13,б. На записях DUG выделяется единственная мантийная

Таблица 2.7. Параметры записей землетрясений на станциях США

№ п/п	ALQ		GOL		DUG		TUC	
	Δ°	Az°	Δ°	Az°	Δ°	Az°	Δ°	Az°
1*			72,9	56,7	77,3	52,9		
2	77,0	314,0	74,3	314,0			76,2	313,0
3	71,1	147,3	74,7	148,9				
4			85,4	157,5				
5	46,7	95,2	46,5	100,5			59,1	90,3
6			78,0	142,5				
7	38,0	155,1						
8			42,0	158,9				
9			39,8	142,9				
10	37,9	155,3			44,8	149,1		
11	39,6	145,0			46,8	140,2	39,8	137,2
12	69,5	320,4			62,2	316,1	69,2	319,6
13	69,6	320,3			62,4	316,6		
14	78,4	319,5					78,0	318,1
15	92,5	240,1	95,6	241,0	91,0	236,4	88,1	237,7
16	105,9	314,9	103,1	316,6	98,6	311,1	105,0	311,3
17					107,2	305,4		
18					79,2	317,6	86,2	319,3
19			44,2	175,3	45,7	165,0	37,6	165,7
20	69,9	137,9	72,9	139,8	77,2	134,0	70,5	133,9
21	91,1	241,3					86,7	238,9
22	89,6	319,4	86,6	320,0	82,4	315,6	89,2	317,1

*Номера соответствуют номерам землетрясений табл. 2.6.

обменная волна со временем около 46 с, соответствующая глубина обмена близка к 400 км. Единственная уверенно идентифицируемая на записях ALQ мантийная обменная волна имеет время 57 с, соответствующая глубина обмена близка к 500 км; вариации амплитуды волны в функции глубины фазирования идеально соответствуют этой оценке. Волна со временем около 57 с на записях ALQ настолько отчетлива, что ее можно безошибочно распознать на некоторых \dot{H} -компонентах до суммирования.

Значения времен, определенные путем осреднения времен двух ближайших к максимуму точек $\dot{H}(t) = 0$, равны 47,5 и 70,1 с для TUC, 46,3 и 69,8 с для GOL, 46,0 с для DUG, 57,0 с для ALQ. Соответствующие амплитуды равны: 0,02 и 0,04 для TUC, 0,032 и 0,028 для GOL, 0,032 для DUG, 0,048 для ALQ. Смещение на станции DUG на временах 69,5–70,5 с, где должна регистрироваться вторая мантийная фаза, составляет менее 0,005. Среднеквадратичная погрешность оценки амплитуды каждой фазы, определяемая по разбросу суммируемых значений \dot{H} -компонент, во всех случаях равна $\sim 0,007$. Знаки смещения во всех случаях соответствуют обмену на границе высокоскоростной среды внизу и низкоскоростной –верху. Результаты обработки записей станций на западе США наглядно свидетельствуют о существовании в зоне фазовых переходов значительных латеральных неоднородностей.

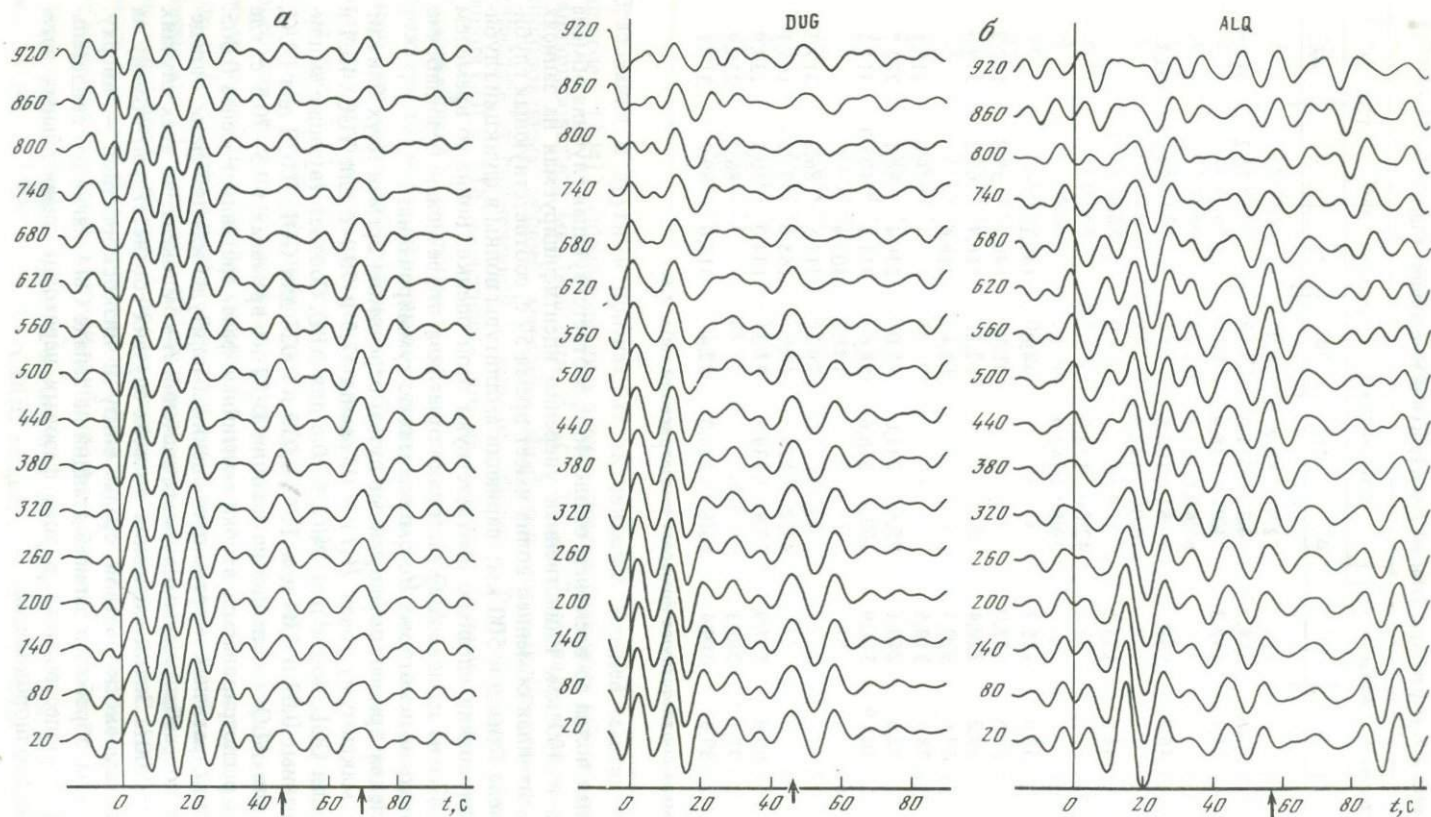


Рис. 2.13. Результаты равновесного суммирования записей станций GOL и TUC (а) и DUG и ALQ (б)
 Обозначения те же, что на рис. 2.11

4. Определение структуры переходной зоны

4.1. Оценка глубины границ обмена

Глубину обмена для обменной волны P_S можно найти, оценивая t_{PS} по формуле (2.1) для ряда пробных значений глубины и сравнивая расчетные значения с наблюдаемыми. Значения v_P и v_S для использования в формуле (2.1) можно оценить по другим данным, например, v_P по годографам рефрагированной волны P , а v_S по дисперсии длиннопериодных поверхностных волн. Оценка глубины границы обмена зависит главным образом от средних скоростей волн P и S в вышележащем слое, а средние скорости для слоев мощностью в несколько сотен километров в настоящее время известны во многих районах с высокой точностью, чего нельзя сказать о деталях скоростных разрезов.

Оценки величины t_{PS} для Восточно-Европейской платформы, где находятся Обнинск и НОРСАР, получены для нескольких известных разрезов v_P и v_S . Скоростные разрезы для волн P взяты из работ [105, 58, 41]. Первый и третий разрезы основаны на временах пробега P -волн от мощных промышленных взрывов с эпицентрами на Русской платформе, зарегистрированных в пределах Восточно-Европейской платформы. При этом в разрезе [41] использованы точные параметры источников, а годограф [58] не имеет больших систематических отклонений от годографа [41]. Разрез [105] построен путем расчета синтетических сейсмограмм и сравнения их с наблюдениями, что в принципе может уменьшить неоднозначность решения обратной задачи. Известный разрез [40] не использован, так как соответствующий годограф систематически отклоняется от точного годографа на 2 с.

Распределение скорости S -волн в верхней мантии Восточно-Европейской платформы изучено слабо. Известен лишь один разрез [106], построенный по наблюдениям высших гармоник волн Рэлея, распространяющихся в верхней мантии севера Европы. Поэтому мы использовали дополнительно данные для однотипного района на востоке Северной Америки, где, согласно данным [58], верхняя мантия имеет то же строение, что и на севере Европы. Модель CANSD [107] была получена из наблюдений основных гармоник волн Рэлея и Лява, распространяющихся в мантии Канадского щита. Эта модель была позднее подтверждена анализом многочисленных наблюдений основной гармоника волн Рэлея на востоке США [103]. Модель [108] основана на наблюдениях высших гармоник волн Рэлея в том же районе.

В оценки времен пробега обменных волн по формуле (2.1) вводились поправки для учета приближенного характера формулы. Мы не учитывали частотную зависимость времен пробега объемных волн, обусловленную неупругостью, так как, по имеющимся представлениям, добротность верхней мантии Восточно-Европейской платформы достаточно высока. Полученные значения t_{PS} для глубины обмена 400 км (табл. 2.8) лежат в пределах от 42,1 до 43,7 с. Изменение глубины обмена на 10 км эквивалентно изменению t_{PS} на 1 с для любой комбинации разрезов. Интервал в 1,6 с по времени эквивалентен 16 км по глубине.

Значение t_{PS} , полученное на НОРСАРе для обменной волны, связанной с кровлей переходной зоны (44,5 с), требует коррекции, так как район

Таблица 2.8. Расчетные значения t_{PS} для Восточно-Европейской платформы при глубине обмена 400 км

v_P	v_S		
	[108]	[107]	[106]
[41]	43,2	42,5	43,7
[58]	43,0	42,3	43,6
[105]	42,7	42,1	43,3

НОРСАРА аномален по отношению к остальной части Балтийского щита [109]. Телесеismicческая волна P запаздывает на НОРСАРЕ примерно на 0,7 с. Согласно [98], среднее отношение отклонений времен пробега волн S и P равно ~ 3 . Поскольку величина t_{PS} представляет разность времен пробега волн S и P , отклонение t_{PS} , обозначаемое δt_{PS} , можно выразить через отклонение времен пробега P -волны δt_P как $\delta t_{PS} = 3\delta t_P - \delta t_P = 2\delta t_P$. Для НОРСАРА $\delta t_{PS} = 0,7 \cdot 2 = 1,4$ с и исправленное значение равно 43,1 с. Значения t_{PS} для Обнинска (43,2 с) и НОРСАРА (43,1 с) находятся в хорошем соответствии с данными табл. 2.8, означая, что глубина границы обмена близка к 400 км.

В отношении верхней мантии западный район США, где находятся используемые станции, один из самых изученных в мире. При расчете значений t_{PS} для станций запада США использовались следующие разрезы v_P : CIT111P [33], T-7 [34] и SDL-UT-BR1 [110]. Все эти разрезы в той или иной степени опираются на точные данные о временах пробега P -волн, полученные при ядерных взрывах на Невадском полигоне.

Для оценки первого интеграла в формуле (2.1) использовались разрезы v_S , полученные на профиле TUC-BOZ, пересекающем район наших исследований (см. рис. 2.12), по наблюдениям основной гармоника волны Рэлея [103], и результаты работы [108], основанной на наблюдениях высших гармоник волн Рэлея в том же районе. Оценки первого интеграла в формуле (2.1) для 15 разрезов работы [103] лежат в интервале от 90,0 до 90,8 с. Таким образом, все множество этих разрезов может быть сокращено до двух, дающих крайние величины. Кроме описанных выше данных для западного района США, существуют разрезы v_S , основанные на наблюдениях рефрагированных волн S . Однако в силу различных причин надежность этих разрезов значительно ниже, и они не используются в нашей работе.

Скоростные разрезы v_S получены по наблюдениям поверхностных волн с характерным значением частоты f около 0,02 Гц, а преобладающая частота выделяемых обменных волн близка к 0,08 Гц. Западный район США характеризуется повышенным поглощением сейсмических колебаний в верхней мантии, и при оценках времен пробега волн может оказаться необходимым учет зависимости скорости распространения объемных волн от частоты колебаний.

Предположение, которое часто делается при оценках эффектов поглощения, заключается в независимости механической добротности Q от частоты. Однако для запада США существует модель [111], в которой Q зависит как от частоты, так и от глубины. Модель предсказывает количественно эффект поглощения на частоте 0,1 Гц, и это предсказание можно проверить.

Если A_0 — стандартизованная амплитуда обменной волны в идеально упругой среде, то амплитуда в реальной среде может быть оценена формулой (2.10)

$$A = A_0 \exp(-0,75 \pi f \int Q_S^{-1} dt).$$

Здесь t — время пробега волны S ; Q_S — добротность для поперечных волн, а интеграл берется вдоль луча между поверхностью Земли и границей обмена. Обозначая $t^* = \pi \int Q_S^{-1} dt$ и присваивая индексы 1 и 2 значениям, полученным соответственно для запада Америки и Восточно-Европейской платформы, можем записать

$$A_2/A_1 = \exp(0,75f \delta t^*), \quad (2.11)$$

где $\delta t^* = t_2^* - t_1^*$. Для модели [111], где вместо Восточно-Европейской платформы фигурирует аналогичный район на востоке США, $\delta t^* \geq +7$ с. Подставляя $\delta t^* = 7$ с и $f = 0,08$ Гц в формулу (2.11), получаем $A_2/A_1 = 1,5$. Это означает, что амплитуды обменных волн на западе Америки (при прочих равных условиях) должны быть в 1,5 раза меньше, чем в районе Восточно-Европейской платформы. По данным НОРСАРА, значения A для фаз с глубинами обмена около 400 и 650 км на частоте 0,1 Гц равны соответственно 0,025 и 0,037, и близкие значения получены для Обнинска. Амплитуды этих фаз на станциях запада США в среднем не меньше. Это позволяет предполагать, что значение $\delta t^* = 7$ с слишком велико.

Так как модель с частотно-зависимой добротностью не обеспечивает точного предсказания амплитуд обменных волн, для дальнейших расчетов предпочтительна более простая гипотеза постоянного значения Q . Поправки Δt_P и Δt_S к временам пробега в однородном слое выражаются с помощью формул [100]

$$\Delta t_P = -\frac{4}{3} \frac{t_P}{\pi Q_S} \left(\frac{v_S}{v_P} \right)^2 \ln \frac{f_0}{f}, \quad \Delta t_S = -\frac{t_S}{\pi Q} \ln \frac{f_0}{f},$$

где f_0 — частота, к которой нужно произвести пересчет; f — частота, на которой выполнены наблюдения. Принимая $Q_S = 100$ для глубин 50–400 км, получаем поправку к первому интегралу в уравнении (2.1) величиной в $-0,4$ с. Поправка ко второму интегралу относительно мала, и ею можно пренебречь.

Окончательные оценки t_{PS} для глубины 400 км приведены в табл. 2.9. Все они лежат в интервале от 45,6 до 46,9 с, которому соответствует интервал глубин 13 км. Среднее значение t_{PS} , по данным DUG, GOL и TUC, составляет $46,6 \pm 0,5$ с. Эта величина находится в хорошем соответствии с данными табл. 2.9. Таким образом, несмотря на сравнительно высокую точность наших оценок, мы не в состоянии обнаружить значимое (порядка 10 км) расхождение в средней глубине верхней границы переходной зоны между западом США и Восточно-Европейской платформой.

Разница во временах пробега двух основных мантийных обменных волн равна для НОРСАРА (частота 0,1 Гц), Обнинска, GOL и TUC соответственно 23,0; 23,5; 23,5 и 22,6 с. Среднее значение составляет $23,2 \pm 0,2$ с. Оценим соответствующую разницу в глубинах обмена. Для этого воспользуемся годографом волны P для Восточно-Европейской платформы [41] и среднемировым значением v_P/v_S для переходной зоны мантии в модели PREM [112].

Таблица 2.9. Расчетные значения t_{PS} для запада США при глубине обмена 400 км

v_P	v_S		
	[103]	[103]	[108]
[33]	46,1	46,9	46,7
[34]	45,8	46,6	46,5
[110]	45,6	46,4	46,2

Таблица 2.10. Скорость P -волн в мантии Восточно-Европейской платформы

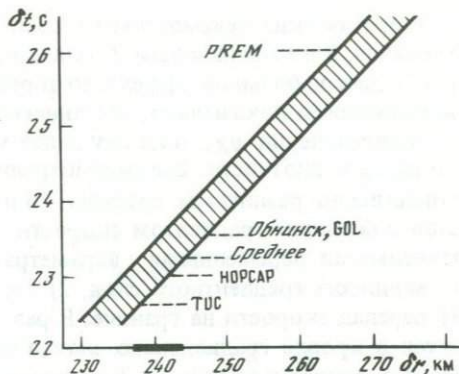
Глубина, км	Скорость, км/с	Глубина, км	Скорость, км/с
0	6,20	305	8,67
40	6,20	380	8,67
40	8,23	390	8,68
85	8,28	410	9,35
130	8,43	600	9,90
175	8,44	650	10,44
200	8,45	650	10,70
250	8,59	780	11,00
285	8,65		

Обсуждаемому годографу (см. рис. 2.1) от начальной точки до точки c соответствует в табл. 2.10 скоростной разрез от поверхности Земли до глубины 410 км. Эффективная глубина обмена первой обменной волны (400 км) соответствует середине высокоградиентного слоя на глубинах 390–410 км. Предположим, что градиент скорости P -волны на глубинах от 410 км до второй границы постоянен, и определим его требованием, чтобы ветвь cd в области первых вступлений хорошо аппроксимировала данные наблюдений в интервале расстояний 2300–2700 км. Такое значение градиента v_P близко к $3,08 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Заметим, что приблизительное постоянство градиента в этом слое принимается в большинстве последних работ (см. например, [105, 40, 41]). Примем в согласии с моделью PREM и рядом других данных, что отношение v_P/v_S в переходной зоне равно 1,84. Тогда вычисляемая по формуле (2.1) зависимость значений разности t_{PS} (в с) от мощности слоя δr (в км) очень близка к линейной вида $\delta t_{PS} \approx 0,1 \delta r$. С учетом поправки за погрешность формулы (2.1), равной 0,3 с, значению $\delta t_{PS} = 23,2$ с соответствует $\delta r = 241$ км. При эффективной глубине первой границы, равной 400 км, эффективная глубина второй границы равна 641 км. Заметим, что практически такую же оценку δr можно получить с помощью скоростных разрезов модели PREM, хотя вторая граница находится в ней на глубине 671 км и ей соответствует значение $\delta t_{PS} = 26,0$ с, которое резко отличается от наблюдаемых значений (рис. 2.14).

Можно показать, что возможные ошибки оценки v_P и v_S в слое приводят к пренебрежимо малым ошибкам оценки δr . Погрешности оценки

Рис. 2.14. К оценке мощности слоя между двумя границами в переходной зоне

Зависимость разницы во временах пробега обменных волн от мощности слоя показана в виде заштрихованной полосы шириной около 0,5 с. Предполагается, что эта ширина полосы приблизительно соответствует неопределенности в значениях v_p и v_s между двумя границами



δr можно определить следующим образом. Воспользуемся известным выражением, связывающим возмущение времен пробега с возмущением скорости δv :

$$\delta t = -\int (\delta v/v^2) dS,$$

где интегрирование ведется вдоль луча; dS — элемент луча. Можно принять, что на расстоянии 2700 км возможные отклонения ветви cd от ее положения, показанного на рис. 2.1, лежат в пределах $\pm 1,5$ с. Найдем, что при этом соответствующее возмущение δv , предполагаемое независимым от глубины, лежит в пределах $\pm 0,1$ км/с. Непосредственным вычислением по формуле (2.1) получаем, что расчетное возмущение t_{PS} лежит в пределах $\pm 0,15$ с. Изменение на 0,01 принятого отношения v_p/v_s приводит к изменению расчетного t_{PS} на 0,25 с. Ошибки δr при ошибках δt_{PS} , равных 0,15 и 0,25 с, составляют 1,5 и 2,5 км. Ошибка оценки δt_{PS} из наблюдений не превышает 0,1–0,2 с (см. рис. 2.8), а соответствующая погрешность $\delta r \sim 1 \div 2$ км. Эти оценки дают основание считать, что вероятные ошибки наших определений δr не превышают 2–4 км (см. рис. 2.14).

Аналогичные расчеты для волны со временем 57,0 с на станции ALQ дают границу обмена на глубине 510–515 км.

4.2. Тонкая структура перехода от верхней мантии к нижней

Попытаемся построить модель перехода на глубине около 640 км, объясняющую частотную зависимость амплитуды и времени пробега соответствующей обменной волны (см. рис. 2.10). Для построения модели имеем три независимых параметра: 1) амплитуду волны с частотой 0,1 Гц, 2) амплитуду волны с частотой 0,2 Гц и 3) разность времен пробега волн с частотой 0,1 и 0,2 Гц. Соответственно и модель, параметры которой предстоит определить, должна иметь не более трех параметров. Задача решается способом проб и ошибок: рассматривается ряд достаточно простых распределений скорости с глубиной; для них рассчитываются синтетические сейсмограммы, которые обрабатываются так же, как и реальные сейсмограммы; сопоставляются наблюдаемые и синтезированные записи N -компоненты.

Теоретические сейсмограммы были синтезированы методом Томсона—Хаскелла. Учет сферичности Земли и кривизны волнового фронта методом [113] дает небольшой эффект, которым допустимо пренебречь. Численные эксперименты показывают, что динамика обменной волны зависит только от распределения v_S ; поэтому далее мы не обсуждаем вопросы распределения v_P и плотности. Все рассмотренные разрезы принадлежат к четырем существенно различным группам. В разрезах группы *A* вверху находится слой с большим градиентом скорости, подстилаемый резкой границей. Независимыми переменными параметрами модели этой группы являются: 1) мощность градиентного слоя, 2) перепад скорости в градиентном слое и 3) перепад скорости на границе. В разрезах группы *B* резкая граница находится в кровле градиентного слоя и число переменных параметров то же, что и в разрезах группы *A*. В разрезах группы *C* имеются два одинаковых градиентных слоя по обе стороны резкой границы, число независимых переменных параметров равно трем. В разрезах группы *D* имеется только градиентный слой без резкой границы, мощность и перепад скорости которого являются параметрами модели. При испытании моделей их параметры варьировались в очень широком диапазоне.

Для разрезов типа *C* и *D* время пробега волны не зависит от частоты; это объясняется приблизительной симметрией разреза относительно резкой границы в случае *C* и постоянством градиента в высокоградиентном слое в случае *D*. Для разрезов типа *A* и *B* при определенных значениях мощности слоя может наблюдаться зависимость времени пробега от частоты. Эта зависимость объясняется тем, что короткопериодная волна генерируется преимущественно на резкой границе и для нее эффективная глубина обмена совпадает с глубиной резкой границы. В то же время длиннопериодная волна генерируется и на границе, и в градиентном слое; для этой волны эффективная глубина обмена несколько меньше, чем глубина резкой границы (в случае разреза *A*) или несколько больше (в случае разреза *B*).

Первую оценку мощности градиентного слоя в модели *A* можно получить с помощью графика на рис. 2.4, показывающего зависимость амплитуды обменной волны от соотношения мощности градиентного слоя и длины волны. При мощности слоя 50 км он не дает вклада в обменную волну с частотой 0,2 Гц, так как при этом отношение мощности слоя к длине волны близко к 2. В то же время отношение мощности слоя к длине волны на частоте 0,1 Гц близко к 1,0 и градиентный слой может порождать обменную волну значительной силы. Эффективное время пробега этой волны на 2,5 с меньше, чем волны, возбужденной на резкой границе, а эффективное время пробега суммарной волны (возбужденной и в слое и на границе) может отличаться от времени волны с частотой 0,2 Гц на величину около 1 с. Точное значение последней величины зависит от соотношения перепадов скорости на градиентном слое и резкой границе. При увеличении мощности слоя до 70–80 км отношение мощности слоя и длины волны с частотой 0,1 Гц приближается к 1,5 и генерация обменных волн в слое прекращается; обе волны (с частотами 0,1 и 0,2 Гц) возбуждаются только на резкой границе, при этом их амплитуды и времена пробега должны быть близки. При мощности слоя около 30 км и менее обе волны генерируются в слое достаточно эффективно и значительное различие во временах их пробега маловероятно.

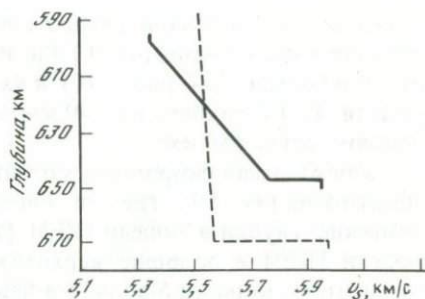
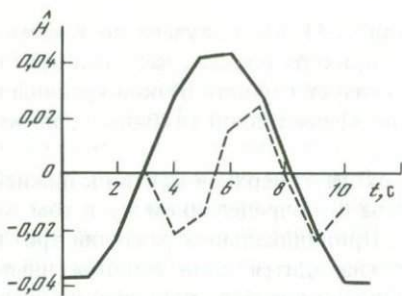


Рис. 2.15. Результаты расчета синтетической \hat{A} -компоненты для модели перехода, показанной на рис. 2.16

Угол падения P -волны близок к 43°

Рис. 2.16. Распределение v_s с глубиной в модели перехода от верхней мантии к нижней по данным нашей работы (сплошная линия) и модели PREM [112] (штриховая)

Изложенные выше оценки подтверждаются результатами численного моделирования. При мощности градиентного слоя 30 км в модели A ожидаемый эффект запаздывания короткопериодной волны отсутствует. При слое мощностью 50 км отмечается эффект, качественно сходный с показанным на рис. 2.10. При слое мощностью 70 км амплитуды обменных волн с частотами 0,1 и 0,2 Гц одинаковы, что противоречит результатам наблюдений. При мощности слоя 50 км в модели B короткопериодная волна приходит раньше длиннопериодной, что противоречит данным наблюдений (см. рис. 2.10). Таким образом, только разрез типа A с мощностью переходного слоя больше 30 км, но меньше 70 км (т.е. около 50 км) позволяет воспроизвести при моделировании данные натуральных наблюдений.

Результат моделирования для разреза типа A с градиентным слоем мощностью 50 км приведен на рис. 2.15. Градиентный слой моделировался пачкой однородных слоев мощностью 3 км каждый (т.е. примерно в 10 раз меньше длины волны с частотой 0,2 Гц). Скорость за пределами градиентного слоя и резкой границы принималась постоянной. Форма смещений в падающей P -волне задавалась выражением

$$P(t) = \cos(2\pi ft) \cdot C(t),$$

где f — частота, равная 0,2 или 0,1 Гц;

$$C(t) = \begin{cases} \cos(\pi ft/3) & \text{при } -1,5/f \leq t \leq 1,5/f, \\ 0 & \text{при } t > 1,5/f \text{ и } t < -1,5/f. \end{cases}$$

Колебания такой формы имеют амплитудный спектр, очень близкий к спектрам волн на реальных сейсмограммах. Мощность градиентного слоя (50 км) и скорость на его верхней границе (5,32 км/с) были закреплены, а скорость на его подошве и перепад скорости на резкой границе варьировались. Оптимальный результат, приведенный на рис. 2.15, получен при значении переменных параметров, равных соответственно 5,73 и 0,2 км/с.

Оценка эффективной глубины перехода 641 км получена по времени прихода волны с частотой 0,1 Гц. Время прихода волны с частотой 0,2 Гц на 0,8 с больше (см. рис. 2.10) и характеризует глубину резкой границы в модели А. Это глубина на 8–9 км больше эффективной глубины и, таким образом, равна 650 км.

Окончательная скоростная модель перехода от верхней мантии к нижней показана на рис. 2.16, где она сопоставлена с распределением v_S в том же диапазоне глубин в модели PREM [112]. Принципиальных различий три: в модели PREM в подошве верхней мантии находится слой с пониженным градиентом скорости S -волн, а в нашей модели градиент повышен по сравнению с расположенной выше частью переходной зоны; в модели PREM перепад v_S на резкой границе составляет 0,4 км/с, а в нашей модели он вдвое меньше; резкая граница нашей модели находится на 20 км выше, чем в модели PREM, а эффективная глубина перехода для нашей модели на 30 км меньше, чем в модели PREM. Используя отношение v_P/v_S модели PREM, по полученному разрезу v_S можно рассчитать разрез v_P в подошве верхней мантии (см. табл. 2.10). Соответствующая часть годографа P -волны хорошо соответствует данным наблюдений (см. рис. 2.1).

Для объяснения слабости или полного отсутствия волны с глубиной обмена около 640 км на записях станций ALQ и DUG следует предположить, что соответствующий переход близок к типу D и что в соответствии с данными рис. 2.4 мощность градиентного слоя составляет не менее 70–80 км. Детали перехода на глубине 510–515 км, ответственного за обменную волну, наблюдаемую на станции ALQ, пока с уверенностью установить нельзя, но, судя по амплитуде этой волны, перепад v_S в пределах перехода составляет около 0,5 км/с.

5. Геофизическая значимость полученных результатов

Мы полагаем, что полученные оценки глубины границ в переходной зоне мантии более точны, чем в большинстве предшествующих работ. Оценки t_{PS} в табл. 2.8 и 2.9 очень близки между собой (в пределах одной таблицы). Это значит, что они малочувствительны к деталям используемых скоростных разрезов. Например, в некоторых разрезах, которые были взяты для расчетов t_{PS} , 400-километровая граница или отсутствует, или ее глубина значительно отличается от 400 км.

Глубина перехода от оливина к β -шпинели, с которым, вероятнее всего, связана граница на глубине 400 км, зависит от давления и температуры. Изменение температуры на 100°С должно привести к изменению глубины перехода на ~ 10 км [114]. Близкие средние значения глубины этого перехода под Восточно-Европейской платформой и западом Северной Америки позволяют полагать, что соответствующие температуры тоже близки. На станции Тусон (TUC) время прихода соответствующей обменной волны на 0,9 с больше среднего времени; ему соответствует увеличение глубины перехода на ~ 10 км, которое в свою очередь может быть связано с повышением температуры на $\sim 100^\circ\text{C}$.

Большой интерес представляет выделение обменной волны с глубиной обмена около 510 км на станции ALQ. Граница примерно на этой глубине ранее описывалась в нескольких работах [39, 43], где отмечалось очень

слабое изменение скорости (например, около 2% для v_p на глубине 520 км по данным [43]). Ее предлагалось объяснять переходом от β -фазы к γ -шпинели в оливиновом компоненте мантийного вещества, переходом пироксен—гранат [71], переходом от богатого кальцием граната в структуру перовскита [43]. В работе [73], где имеется сводка основных фазовых переходов в веществе мантии по лабораторным данным, на глубине около 520 км дается переход в пироксеновом компоненте от структуры ильменита к структуре перовскита, однако в теоретическом скоростном разрезе переходной зоны, построенном в этой работе, на глубинах от 450 до 600 км не выделяются какие-либо границы.

Между тем обменной волне, выделенной на станции ALQ, соответствует скачок v_S величиной не менее 10%, и скачок такой же величины должен присутствовать в разрезе v_p . На остальных станциях обменная волна с глубиной обмена около 500 км не выделяется, что объясняется или отсутствием границы, или очень малой величиной связанного с ней скачка скорости (скажем, около 2%). Таким образом, в районе станции ALQ расположена примечательная аномалия переходной зоны, возможно связанная с существенным изменением химического состава вещества. Вероятно, что эта аномалия связана с крупным современным рифтом Рио-Гранде, на территории которого находится станция ALQ, и рифт, таким образом, имеет "корень" в переходной зоне мантии. Для выяснения связей между аномалиями переходной зоны и явлениями, наблюдаемыми на поверхности Земли, необходимы сходные исследования в ряде других районов планеты.

Важнейшим результатом является установление тонкой структуры скоростного разреза этого перехода по данным группы НОРСАР (см. рис. 2.16). Вывод о существовании в подошве градиентного слоя резкой границы в основном согласуется с фактом регистрации короткопериодных РКР-волн, отраженных на глубине около 650 км [44, 65]. Необходимо подчеркнуть, однако, что понятие "резкая граница" имеет несколько разный смысл при использовании различных типов волн и различных частотных диапазонов. Для продольных отраженных волн с частотой около 1 Гц резкой границей является градиентный слой мощностью менее 3 км [47]. В случае обменных волн с частотой 0,2 Гц этот слой может иметь мощность 5–10 км. Подчеркнем, что построенный нами разрез практически не имеет аналогов среди существующих моделей. Например, в модели PREM [112] выше резкой границы находится слой с пониженным градиентом скорости S -волн вместо повышенного градиента в нашей модели.

Важным результатом является обнаружение значительных латеральных вариаций тонкой структуры перехода с горизонтальным масштабом около 500 км. На двух станциях запада США (ALQ и DUG) соответствующая обменная волна не наблюдается. Это значит, что переход растянут по глубине, по крайней мере, в 1,5–2 раза по сравнению с районами других станций. Станции запада США находятся в области, где по совокупности геофизических и геологических данных можно предполагать существование потока горячего мантийного материала, поднимающегося с глубины как минимум 650 км [104]. Естественно предполагать, что аномалии структуры перехода на глубине 650 км определяются именно этим обстоятельством.

Наконец, важным результатом является уточнение нормальной глубины перехода. По нашей оценке эффективная глубина перехода составляет 640 км, глубина резкой границы — 650 км; многие предыдущие оценки смещены относительно нашей в сторону больших глубин (например, оценка модели PREM [112] — 671 км, модели [58] — 720 км и т.д.).

Обсудим, следуя [23], возможную природу перехода между верхней мантией и нижней в свете перечисленных выше новых сейсмических данных. Будем исходить из разделяемого многими исследователями предположения, что этот переход — фазовый.

Рассмотрим прежде всего соотношение нормальной глубины перехода и данных о распределении гипоцентров глубоких землетрясений. Известно, что глубокофокусная сейсмичность прекращается на глубине ~ 700 км. Согласно представлениям тектоники плит глубокофокусные землетрясения связаны с высвобождением упругой энергии при погружении в мантию плит холодной океанической литосферы. Сейсмичность обрывается вблизи от погружаемой границы либо потому, что граница служит барьером для погружающихся плит [115], либо вследствие изменения свойств материала мантии, которое делает возможным высвобождение напряжений без землетрясений [116]. В любом случае глубина, на которой прекращается сейсмичность, характеризует положение границы в зонах Беньоффа. Данные для района Тонга—Кермадек ([115], рис. 2.17) показывают, что сейсмичность отмечается до глубины, которая на ~ 50 км больше нормальной глубины границы. По данным о наиболее надежно определенных гипоцентрах [117] сейсмичность прекращается на глубине 680 км, но и эта глубина на 30 км больше нормальной глубины границы. Погружение границы в зоне Беньоффа можно объяснить пониженной температурой океанической литосферы при отрицательном наклоне кривой фазового равновесия предполагаемого фазового перехода. При абсолютной величине наклона кривой около $20\text{--}30$ бар/°С прогибание границы на 30 км отвечает понижению температуры соответственно на $600\text{--}400^\circ\text{C}$. Эта оценка согласуется с оценками температуры погружающейся литосферы, полученными из других соображений [118].

По некоторым представлениям в верхней мантии существует конвекция, движущей силой которой служит тепловой поток из нижней мантии [78—80]. В результате у подошвы верхней мантии образуется тонкий пограничный слой, в котором температура возрастает с глубиной на несколько сотен градусов. Оценим влияние, которое пограничный слой оказывает на тонкую структуру фазового перехода в подошве верхней мантии. На рис. 2.18 в качестве примера показаны линии фазового равновесия с наклоном — 30 бар/°С в предположении, что изотермический переход растянут на 10 кбар (25 км). Градиент температуры в пограничном слое принят равным $30^\circ\text{C}/\text{км}$ (такой градиент согласуется по порядку величины с данными ряда теоретических работ). Для оценки мощности переходного слоя следует спроецировать точки пересечения геотермы с линиями фазового равновесия на ось давлений. Из рис. 2.18 видно, что принятый температурный градиент сужает интервал давлений (глубин), необходимый для завершения перехода, в 3 раза по сравнению с изотермическим вариантом.

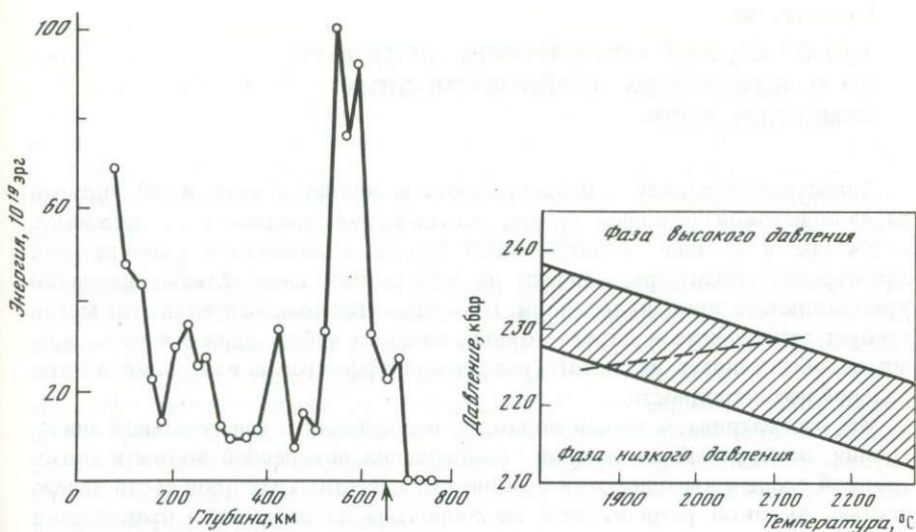


Рис. 2.17. Распределение сейсмичности с глубиной в районе Тонга—Кермадек по данным работы [117]

Стрелкой показано нормальное положение границы, отделяющей верхнюю мантию от нижней (по нашим данным)

Рис. 2.18. Предполагаемое соотношение диаграммы P — T для фазового перехода (сплошные линии) и распределение температуры (штриховая линия) в подошве верхней мантии [23]

В тех местах, где конвективный поток горячего вещества отрывается от подошвы верхней мантии и устремляется вверх, пограничного слоя нет. В таких местах мощность переходного слоя должна возрасти до изотермической величины. Возможно, что именно такое явление и наблюдается на некоторых станциях запада США, где на записях отсутствует изучаемая нами обменная волна, а геолого-геофизические данные позволяют предполагать существование восходящего конвективного потока.

Таким образом, гипотеза о фазовом переходе с отрицательным наклоном кривой фазового равновесия в сочетании с гипотезой о тепловой конвекции в верхней мантии гармонирует с обсуждаемыми сейсмическими данными. С другой стороны, некоторые результаты экспериментов при высоких давлениях и температурах [69] свидетельствуют об отрицательном наклоне кривых фазового равновесия при превращении $MgSiO_3$ (ильменит) в перовскит и распаде Mg_2SiO_4 на $MgSiO_3$ (перовскит) и MgO (периклаз). При температурах 1000 — $1400^\circ C$ обе реакции протекают при давлениях, эквивалентных глубинам около 700 км, и можно полагать, что именно они формируют границу между верхней мантией и нижней.

АЗИМУТАЛЬНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ЛИТОСФЕРЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ДЛИННОПЕРИОДНЫХ ОБМЕННЫХ ВОЛН

Анизотропия наряду с неоднородностью является важнейшей упругой характеристикой реальной среды, несущей информацию о ее динамике, структуре и составе. Традиционный метод исследования азимутальной анизотропии литосферы основан на измерениях азимутальных вариаций времен пробега продольных волн. В континентальных условиях этот метод требует трудоемких и дорогостоящих полевых наблюдений и в то же время не обеспечивает надежного разделения эффектов анизотропии и латеральной неоднородности.

Мы рассматриваем новый подход к исследованию азимутальной анизотропии, основанный на явлении расщепления поперечной волны в анизотропной среде и выгодно отличающийся от известных методов своей надежностью, высокой разрешающей способностью по латерали и практически неограниченной глубинностью. Основная идея этого подхода заключается в анализе тангенциальной компоненты T обменных волн, которые в латерально-однородной и изотропной среде проходят последний участок пути как SV . Использование обменных волн позволяет обойти трудный вопрос о первичной поляризации поперечных волн. Вторая важная идея этого подхода заключается в употреблении частотного диапазона, в котором преобладающий период колебаний много больше, чем различие во временах пробега квазипоперечных волн. В результате практического применения этих методов получены надежные свидетельства азимутальной анизотропии континентальной литосферы и обнаружено, что параметры анизотропии сильно варьируют по латерали. Получено указание на возможность азимутальной анизотропии на границе между верхней и нижней мантией. Некоторые результаты этого цикла исследований можно найти в работах [119–123].

1. Упругая анизотропия в сейсмологии

Состояние исследований упругой анизотропии в сейсмологии обсуждалось в двух монографиях [124, 125] и двух специальных выпусках Геофизического журнала Королевского Астрономического общества [126, 127]. Эти издания дают достаточно полное представление по рассматриваемому вопросу, и мы ограничимся кратким его обсуждением.

Первые наблюдения анизотропии в земной коре сделаны несколько десятилетий назад. В осадочных толщах, сформированных чередующимися тонкими слоями изотропных пород, скорость распространения упругих (в частности, продольных) волн различна в направлениях вдоль и поперек напластования. Это явление, получившее название квазианизотропии [128], играет важную роль в сейсморазведке, где ему посвящено большое число работ. Распространение волн в среде такого типа описывается пятью независимыми упругими константами, ось симметрии при горизонтальном напластовании направлена по вертикали. Часто эту среду называют поперечно-

изотропной с вертикальной осью симметрии, или просто поперечно-изотропной.

В начале 60-х годов появились данные [129, 130] о различии скоростей поперечных волн SH , определяемых по наблюдениям волн Лява, и волн SV , определяемых по наблюдениям волн Рэлея, распространяющихся по одним и тем же трассам. Это явление, свойственное поперечно-изотропной среде, иногда называют поляризационной анизотропией. В модели Земли PREM [112] верхняя 200-километровая часть мантии принимается поперечно-изотропной.

Важным событием в истории сейсмических исследований литосферы было открытие Хессом азимутальных вариаций скорости распространения волны P_n в океанической верхней мантии [131]. Хесс объяснил это явление анизотропией кристаллов оливина, которая незадолго до этого была выявлена лабораторными исследованиями. В дальнейшем сходные вариации скорости распространения волны были обнаружены во многих районах океана [132], а само явление получило название азимутальной анизотропии. В последнее время появились данные об азимутальной анизотропии континентальной верхней мантии [133].

В статье [134] дается классификация причин и типов упругой анизотропии. Приведем эту классификацию: 1) истинная или собственная анизотропия, свойственная любой, даже самой малой части породы; 2) анизотропия трещиноватой среды; 3) длинноволновая анизотропия.

Истинная анизотропия может определяться несколькими причинами. Важнейшей из них является предпочтительная ориентировка анизотропных кристаллов, которая может возникнуть под влиянием длительно действующих напряжений, в процессе осаждения кристаллов из расплава, перекристаллизации и пластической деформации. Другой возможной причиной истинной анизотропии могут быть большие напряжения, приложенные к первоначально изотропной среде. Анизотропная среда может быть сформирована, когда отдельные зерна породы вытянуты или вышоложены и упорядочены полем силы тяжести или течением жидкости (примером может служить глина). Трещиноватая среда обнаруживает эффективную анизотропию, сходную с истинной, в случаях, когда трещины имеют предпочтительную ориентацию. Характерным примером длинноволновой анизотропии является сейсмическая квазианизотропия тонкослоистых сред, с упоминания которой мы начали данный раздел.

Поскольку основным объектом нашего исследования является азимутальная анизотропия литосферы, сделаем критический обзор существующих способов изучения именно этого эффекта. Как мы уже упоминали выше, важнейшим методом обнаружения и измерения азимутальной анизотропии верхней мантии являются прямые наблюдения азимутальных вариаций скорости волны P_n (волны P , рефрагированной в кровле мантии). Основным критерием того, что наблюдаемые вариации объясняются именно анизотропией, а не латеральной неоднородностью среды, является 180-градусная периодичность вариаций. При исследованиях в океане этого признака, вероятно, достаточно, так как, судя по имеющимся данным, океаническая литосфера достаточно однородна по латерали. Кроме того, океаническая кора имеет мощность около 10 км и волна P_n выходит в первые вступления на расстоянии около 20 км от источника. Практическое выполнение наблюде-

ний на сети расходящихся веером профилей длиной в несколько десятков километров не представляет большой проблемы.

Положение меняется при попытках реализации аналогичной методики на континенте. Из-за большой мощности континентальной коры волна P_n выходит в первые вступления на расстояниях около 200 км. Для надежного измерения скорости этой волны необходим профиль длиной в несколько сотен километров, а вернее, система встречных и нагоняющих профилей для контроля латеральных вариаций. Система наблюдений для одного направления должна быть повторена для многих пересекающихся направлений, чтобы выделить 180-градусную периодичность. В результате система наблюдений становится очень сложной и трудноосуществимой. Тем не менее на юге ФРГ сформировалась система, хотя и не отвечающая всем сформулированным выше требованиям, но позволяющая наблюдать вариации времен пробега в функции азимута. При анализе этих наблюдений во временах пробега волны P_n была выделена сильная 180-градусная периодичность при максимальной скорости в направлении, составляющем 20° от направления на север по часовой стрелке [133]. Впоследствии сходный анализ, хотя и на менее представительном материале, был выполнен на севере Великобритании и в США, при этом анизотропия скорости волны P_n была обнаружена только на западе США [135, 136]. В целом, хотя описанные выше работы, главным образом [133], дают довольно весомые основания считать континентальную мантию анизотропной, использованный метод не пригоден для массового применения. Заметим, что в принципе тот же подход использовался для изучения азимутальной анизотропии кристаллического фундамента [137].

Трудность прямого наблюдения азимутальных вариаций рефрагированных в континентальной мантии волн P привела к попыткам обнаружить их косвенным путем. В частности, Фукс объяснял азимутальной анизотропией аномально высокие скорости волн, иногда наблюдаемые на профилях ГСЗ [138]. В работе [139] аналогичное объяснение было предложено для границы на глубинах 200–250 км, так как эта сейсмическая граница, как и ряд других, не интерпретируется современными петрологическими моделями. Конечно, такую интерпретацию сейсмических данных можно считать скорее правдоподобной гипотезой, чем доказательством азимутальной анизотропии.

Известны попытки обнаружения анизотропии континентальной мантии путем анализа азимутальных вариаций времени пробега P -волн далеких землетрясений [140, 141]. Результаты этих работ можно использовать как дополнительные в других исследованиях, но в них самих не содержится убедительных доказательств того, что выделяемые эффекты связаны с азимутальной анизотропией, а не латеральной неоднородностью мантии.

Вторая группа методов наблюдения азимутальной анизотропии использует явление расщепления поперечной волны на две ортогонально-поляризованные квазипоперечные волны, распространяющиеся с различной скоростью [142, 143]. Так как различие во временах пробега квазипоперечных волн невелико (обычно около 1 с), для наблюдения расщепления применяются короткопериодные S -волны местных землетрясений [144, 145]. Практика свидетельствует о трудности выделения этого эффекта на реальных записях S -волн, для многих из которых характерно отсутствие четких

вступлений, многолучевое распространение, присутствие сильных обменных и рассеянных волн. Эти особенности типичны для тектонически активных районов, где имеются местные землетрясения. Анализ поляризации дополнительно усложняется искажением формы колебаний S -волн свободной поверхностью, когда угол падения превышает критический. При больших углах падения значительные фазовые сдвиги могут вызываться также слоистой структурой коры [146].

В работе [147] сообщается о наблюдениях расщепления S -волн, отраженных на глубине примерно 190 км и записанных на длинном профиле ГСЗ в Западной Европе. Однако первичный материал, представленный в этой работе, свидетельствует о существенном субъективном элементе в идентификации S -волн, мало чем отличающихся от обычного шума.

Известна серия работ японских исследователей [148–151], в которых анализируется расщепление короткопериодных S -волн глубоких землетрясений с гипоцентрами под сетью сейсмических станций и волн ScS , регистрируемых при эпицентральных расстояниях менее 30° . Преимуществом этого подхода являются малые углы падения волны S , при которых нет искажения формы записи поверхностью Земли, однако сохраняются остальные проблемы метода.

В работе [152] для выявления анизотропии осадочной толщи земной коры изучалась разница во временах вступления обменных волн от удаленных землетрясений на радиальной и тангенциальной компонентах записи.

Наблюдения поверхностных волн, распространяющихся в различных направлениях, так же как и наблюдения объемных волн, дают информацию об азимутальной анизотропии среды. Первые теоретические исследования влияния анизотропии на поверхностные волны выполнены Андерсоном [153]. В работе [154] было показано, что дисперсия основной гармоники волн Рэлея, распространяющихся в литосфере Тихого океана, зависит от азимута (максимальная скорость в направлении спрединга). Недавно направления максимальной скорости распространения длиннопериодных волн Рэлея были определены для всей Земли [155]. Основной проблемой этих исследований, как и в случае наблюдений P_n -волн на континентах, является разделение эффектов азимутальной анизотропии и латеральной неоднородности. Латеральное разрешение для длиннопериодных поверхностных волн мало, и на каждое измерение фазовой скорости влияют неоднородности вдоль всей трассы их распространения.

Из теории распространения поверхностных волн в анизотропной среде следует, что в отличие от изотропной среды здесь нет разделения на чистую моду Рэлея с поляризацией в сагиттальной плоскости (вертикальной, соединяющей источник и приемник) и чистую волну Лява со смещениями частиц в горизонтальной (трансверсальной) плоскости, за исключением особых направлений в определенных плоскостях. Эффект анизотропии особенно заметен в азимутальной зависимости отклонений поляризации второй гармоники поверхностных волн от сагиттальной плоскости [156]. В работе [157] описаны наблюдения этого эффекта на группе НОРСАР в поверхностных волнах с периодом 10–20 с от землетрясений Китая и Японии. Однако эти эффекты можно объяснить и тем, что наблюдаемое волновое поле сформировано рассеянными поверхностными волнами, интерференция которых может приводить к любым аномалиям поляриза-

ции. Для поверхностных волн длиной в несколько десятков километров неизбежно сильное рассеяние при преодолении такого большого (до 10 тыс. км) расстояния. В дальнейшем этот способ обнаружения анизотропии не использовался.

В общем, анализ методов наблюдения азимутальной анизотропии показывает, что основной и не разрешенной до конца проблемой является разделение эффектов анизотропии и латеральной скоростной неоднородности изотропной среды в наблюдаемых волновых полях. Разработка метода измерения азимутальной анизотропии, относительно нечувствительного к эффектам латеральной неоднородности, является главной задачей нашей работы.

2. Волновое поле в анизотропной среде по данным численного моделирования

2.1. Метод расчета волнового поля в анизотропной среде

Уравнение движения деформируемой среды имеет следующий вид:

$$\rho \partial^2 u_j / \partial t^2 = \partial p_{jk} / \partial x_k \quad (j, k = 1, 2, 3), \quad (3.1)$$

где ρ — плотность; u_j — компоненты вектора смещений; p_{jk} — компоненты тензора напряжений; x_k — координаты; t — время. Здесь и в дальнейшем предполагается суммирование по повторяющимся индексам. Для того чтобы получить уравнение относительно вектора смещения, используем закон Гука для идеально-упругой анизотропной среды в виде

$$p_{jk} = C_{jkmn} \partial u_m / \partial x_n \quad (j, k, m, n = 1, 2, 3). \quad (3.2)$$

Тензор модулей упругости четвертого ранга C_{jkmn} , состоящий в общем случае из 81 компоненты, вследствие симметрии тензоров напряжения и деформации имеет 36 независимых компонент. Обычно принимаемое в сейсмологии предположение о термодинамической обратимости процессов распространения волн приводит к дополнительной симметрии тензора C_{jkmn} , что сокращает число независимых модулей до 21.

При переходе от одной декартовой системы координат x_j^0 к другой x_j компоненты тензора C_{pqrs}^0 преобразуются в соответствии с общим правилом

$$C_{jkmn} = \alpha_{jp} \alpha_{kq} \alpha_{mr} \alpha_{ns} C_{pqrs}^0, \quad (3.3)$$

где $\alpha_{ij} = \partial x_i / \partial x_j = \cos(x_i, x_j^0)$. В результате подстановки (3.2) в (3.1) уравнение движения идеально-упругой однородной анизотропной среды приобретает вид

$$\rho \partial^2 u_j / \partial t^2 = C_{jkmn} \partial^2 u_m / \partial x_k \partial x_n. \quad (3.4)$$

Будем искать решение этого уравнения в виде плоской гармонической волны. Общее выражение для вектора смещения такой волны может быть записано в виде

$$\mathbf{u} = \mathbf{a} \exp [i \omega (t - \mathbf{q} \cdot \mathbf{x})], \quad (3.5)$$

где ω — круговая частота; \mathbf{a} — вектор амплитуды, определяющий поляри-

зацию смещения частиц; q — вектор рефракции, совпадающий по направлению с единичной нормалью n к плоскости фронта волны и равный по абсолютной величине обратным величинам кажущихся скоростей вдоль координатных осей x_k . Плоскость фронта волны задается уравнением

$$q_k x_k = \text{const.} \quad (3.6)$$

Отметим, что в анизотропной среде вектор потока энергии в общем случае не совпадает с нормалью к фронту волны [158], и понятие направления распространения волны теряет свой очевидный смысл. В данной работе за направление распространения принимается направление волнового вектора k , компоненты которого связаны с компонентами вектора рефракции q и единичной нормали к фронту соотношением

$$k_j = \omega q_j = (\omega/v) n_j. \quad (3.7)$$

Здесь v — абсолютная величина фазовой скорости. Подставляя (3.5) в (3.4) и заменяя a_j на $a_j = \delta_{jm} a_m$, где δ_{jm} — символы Кронекера, получаем однородную систему из трех линейных уравнений относительно компонент a_m амплитуды волны (3.5):

$$(\rho \delta_{jm} - C_{jkmn} q_k q_n) a_m = 0. \quad (3.8)$$

Подставив (3.7) в уравнение (3.8), будем иметь так называемое уравнение Грина—Кристоффеля:

$$(\rho \delta_{jm} v^2 - C_{jkmn} n_k n_n) a_m = 0. \quad (3.9)$$

Тензор второго ранга $\Gamma_{jm} = C_{jkmn} n_k n_n$ называется тензором Кристоффеля. Задача определения скоростей и поляризации волн, которые могут существовать в данной анизотропной среде, сводится к решению уравнения (3.9) для собственных векторов и собственных значений тензора Кристоффеля. При этом три собственных значения будут давать три возможных значения скорости упругих волн, т.е. в заданном направлении волновой нормали могут распространяться три волны с различными фазовыми скоростями. Векторы смещения этих волн, как собственные векторы любого вещественного симметричного тензора, взаимно ортогональны.

Как известно, в изотропной среде существуют чисто продольные и чисто поперечные волны. Вектор смещения продольных волн параллелен волновой нормали n , вектор смещения поперечных волн перпендикулярен ей. В анизотропной среде чисто продольные и поперечные волны наблюдаются только для особых направлений, определяемых симметрией среды. Одна из трех волн, распространяющихся в анизотропной среде, вектор смещения которой образует наименьший угол с волновой нормалью, называется квазипродольной, а две другие — квазипоперечными.

Рассматриваемый далее метод расчета синтетических сейсмограмм объемных волн в слоистой анизотропной среде представляет обобщение известного матричного метода Томсона—Хаскелла. В работе [159] он использовался для расчета дисперсионных кривых поверхностных волн; одно из первых применений метода для исследования поля объемных волн в слоистой анизотропной среде описано в [160]. Модель среды и основные обозначения показаны на рис. 3.1. Каждый слой считается плоским, однородным, анизотропным и идеально упругим. Из изотропного полу-

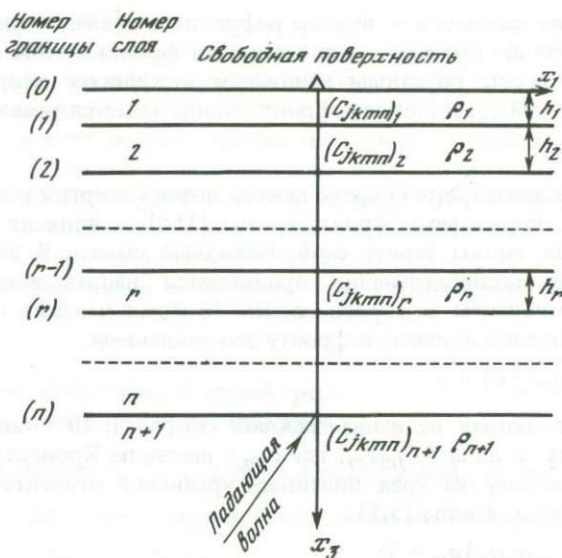


Рис. 3.1. Модель среды и система координат

пространства могут подходить продольная волна P и поперечные волны SV или SH . Ось x_3 направлена вниз, а оси x_1 и x_2 лежат в горизонтальной плоскости, образуя правую систему координат. Границы слоев ортогональны оси x_3 и задаются уравнением $x_3 = \text{const}$, а все волновые векторы лежат в плоскости (x_1, x_3) , т.е. плоскость (x_1, x_3) является в нашем случае сагитальной плоскостью.

Фронты падающей волны и всех вторичных волн, возникающих в результате отражений, преломлений и обменов на границах слоев, перпендикулярны плоскости (x_1, x_3) . Для каждого слоя известны тензор модулей упругости $(C_{jkmn})_r$, плотность ρ_r и мощность h_r . При этих предположениях $q_2 = 0$, а $q_1 = \cos(\epsilon_i)/v_i = 1/c = \text{const}$, где c — кажущаяся скорость вдоль оси x_1 ; ϵ_i — угол выхода i -й волны, и соотношения (3.5) и (3.8) принимают вид

$$u_m = a_m \exp [i \omega (t - x_1/c - q_3 x_3)], \quad (3.10)$$

$$[\rho \delta_{jm} - C_{j1m1} \frac{1}{c^2} - (C_{j1m3} + C_{j3m1}) \frac{q_3}{c} - C_{j3m3} q_3^2] a_m = R_{jm} a_m = 0. \quad (3.11)$$

Условием существования нетривиального решения уравнения (3.11) является равенство нулю детерминанта матрицы R_{jm} :

$$\det (R_{jm}) = 0. \quad (3.12)$$

Уравнение (3.12) — алгебраическое уравнение шестой степени относительно q_3 и в общем случае имеет шесть комплексных корней. Следовательно, в пространстве могут распространяться не более шести волн с различными кажущимися скоростями вдоль оси x_3 , равными $1/q_3$. После

подстановки в элементы матрицы R_{jm} значений q_3 , найденных из (3.12), можно переходить к решению уравнения (3.11). Если добавить условие нормировки для вектора амплитуды, например $|a| = 1$, то уравнение (3.11) будет иметь единственное решение, определяющее поляризацию всех существующих волн. Отметим, что при больших c , когда углы выхода всех волн докритические, все корни уравнения (3.12) действительные, из них три положительных корня определяют распространяющиеся вниз квази-продольную и две квазипоперечные волны, три отрицательных корня соответствуют волнам, распространяющимся вверх.

Общее решение уравнений (3.4) запишем в виде линейной комбинации

$$u_j = \sum_{\nu=1}^6 f(\nu) a_j(\nu) \exp \{-i \omega [t - x_1/c - q_3(\nu) x_3]\}, \quad (3.13)$$

где $a_j(\nu)$ — компоненты единичного вектора амплитуды, коэффициенты $f(\nu)$ определяют абсолютную величину амплитуды каждой волны. задается величина амплитуды волны, падающей на подошву системы слоев. Остальные амплитуды находятся из граничных условий. Компоненты напряжений p_{jk} можно определить, подставляя (3.13) в (3.2):

$$p_{jk} = -i\omega \exp [i\omega(t - x_1/c)] \sum_{\nu=1}^6 f(\nu) a_m(\nu) \exp[-i\omega q_3(\nu) x_3] \times \\ \times [C_{jkm1}/c + q_3(\nu) C_{jkm3}]. \quad (3.14)$$

Выражения (3.13) и (3.14) можно записать для каждого слоя. Следует только учесть, что величины $f(\nu)$, $a_j(\nu)$, $q_3(\nu)$, C_{jkmn} будут зависеть от номера слоя r .

Перейдем к выводу формул, связывающих смещения свободной поверхности с амплитудой падающей волны в подстилающем полупространстве. Для сокращения записи введем вектор U , определяющий смещения и напряжения, и вектор F :

$$(u_1, u_3, p_{33}, p_{13}, u_2, p_{23}) = U \exp [i\omega(t - x_1/c)], \quad (3.15)$$

$$[f(1), f(2), f(3), f(4), f(5), f(6)] = F.$$

Выражения (3.13) и (3.14) (при $k=3$) объединяются в матричной формуле

$$U = DF, \quad (3.16)$$

которую можно использовать в любой точке выбранного слоя и, в частности, на его поверхности и подошве.

На поверхности r -го слоя (см. рис. 3.1) (3.16) запишем в виде

$$U_{r-1} = E_r F_r. \quad (3.17)$$

На подошве r -го слоя:

$$U_r = D_r F_r. \quad (3.18)$$

Матрицы E_r и D_r выписаны нами в явном виде в работе [160]. Из (3.16) и (3.17) можно получить связь смещений и напряжений на $(r-1)$ -й

и r -й границах:

$$U_r = D_r E_r^{-1} U_{r-1} = A_r U_{r-1}. \quad (3.19)$$

Повторяя эту процедуру для каждого слоя и учитывая, что граничные условия заключаются в непрерывности вектора U , получаем соотношение между амплитудами отдельных волн в полупространстве F_{n+1} и смещениями свободной поверхности U_0 :

$$F_{n+1} = E_{n+1}^{-1} A_n \dots A_1 U_0 = J U_0. \quad (3.20)$$

Так как напряжения на свободной поверхности равны нулю, то

$$U_0 = [(u_1)_0, (u_3)_0, 0, 0, (u_2)_0, 0]. \quad (3.21)$$

Пусть $f_{n+1}(1)$, $f_{n+1}(2)$, $f_{n+1}(3)$ — амплитуды падающих волн (трех типов, возможных в изотропном полупространстве), $f_{n+1}(4)$, $f_{n+1}(5)$, $f_{n+1}(6)$ — амплитуды отраженных волн. В результате из (3.20) получаем систему уравнений

$$\begin{pmatrix} f_{n+1}(1) \\ f_{n+1}(2) \\ f_{n+1}(3) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{11} & J_{12} & J_{15} \\ J_{21} & J_{22} & J_{25} \\ J_{31} & J_{32} & J_{35} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (u_1)_0 \\ (u_3)_0 \\ (u_2)_0 \end{pmatrix}. \quad (3.22)$$

Полагая в системе (3.22) левую часть равной поочередно $(1, 0, 0)$, $(0, 1, 0)$ или $(0, 0, 1)$, решаем ее и для каждого типа падающей волны находим три компоненты смещений свободной поверхности.

Величины $(u_1)_0$, $(u_2)_0$, $(u_3)_0$ являются комплексными амплитудами гармонических колебаний свободной поверхности, если снизу подходит плоская гармоническая волна единичной амплитуды. Для падающей волны с произвольной зависимостью смещений от времени $g(t)$ и спектром $G(\omega)$ компоненты колебаний свободной поверхности можно рассчитать с помощью преобразований Фурье:

$$b_k(t) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} (u_k(\omega))_0 G(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (3.23)$$

В нашей системе координат $b_1(t)$ — радиальная (R), $b_2(t)$ — тангенциальная (T) и $b_3(t)$ — вертикальная (Z) компоненты в совокупности представляют собой теоретические сейсмограммы.

2.2. Результаты численного моделирования поля объемных волн для поперечно-изотропной среды с горизонтальной осью симметрии

Алгоритм, описанный выше, позволяет рассчитывать волновые поля в многослойной среде с любым возможным типом анизотропии. Наиболее простая разновидность азимутальной анизотропии возникает в поперечно-изотропной среде с горизонтальной осью симметрии. Результаты моделирования, представленные здесь, ограничиваются именно данным типом

среды по следующим причинам. Во-первых, соответствующая модель описывается относительно небольшим числом упругих параметров (пятью). Во-вторых, ряд гипотетических процессов в недрах Земли, определяющих упорядоченную ориентировку кристаллов, приводит именно к этому типу анизотропии [161]. В-третьих, есть основания предполагать, что некоторые более сложные типы анизотропии, в частности орторомбический, дают волновые поля, которые в рамках доступного нам эксперимента трудно отличить от случая гексагональной симметрии.

Особенностью наблюдений, описываемых в следующих главах, является то, что они получены при больших эпицентральных расстояниях, на которых лучи поперечных волн, распространяющихся через верхнюю мантию, как правило, образуют небольшие (не более 25°) углы с вертикалью. Поэтому наши численные эксперименты выполнены для волн, имеющих кажущуюся скорость 16 км/с, характерную для телесейсмического диапазона эпицентральных расстояний.

Упругие свойства поперечно-изотропных сред хорошо известны [143]. В веществе с этим типом анизотропии имеется ось симметрии шестого порядка. Все плоскости, проходящие через ось симметрии, эквивалентны с точки зрения упругих свойств. Плоскость, перпендикулярная оси симметрии, изотропна. Хотя нас интересует азимутальная анизотропия, описание общих свойств среды с поперечно-изотропным типом анизотропии удобно начать со случая, когда ось симметрии направлена вертикально и, таким образом, совпадает с осью x_3 . В этом случае матрица упругих модулей имеет вид

$$\begin{pmatrix} E_{11} & E_{12} & E_{13} & 0 & 0 & 0 \\ E_{21} & E_{22} & E_{23} & 0 & 0 & 0 \\ E_{31} & E_{32} & E_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & E_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & E_{66} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & A-2N & F & 0 & 0 & 0 \\ A-2N & A & F & 0 & 0 & 0 \\ F & F & C & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & N \end{pmatrix}. \quad (3.24)$$

Обозначения A, C, F, L, N для модулей упругости часто используются в литературе (см., например, [162]). Для того чтобы перейти от матрицы E_{pq} к тензору модулей упругости C_{jkmn} , следует заменить одинарные индексы на двойные в соответствии с правилом: 1—11, 2—22, 3—33, 4—23 и 32, 5—13 и 31, 6—12 и 21.

Для расчета зависимости скоростей объемных упругих волн от направления используем уравнения (3.9). Учитывая, что ось x_3 является осью симметрии, рассмотрим одну из эквивалентных плоскостей (x_1, x_3) , полагая $n_2 = 0$. Уравнение (3.9) в этом случае имеет вид

$$\begin{pmatrix} An_1^2 + Ln_3^2 - \rho v^2 & 0 & (L+F)n_1n_3 \\ 0 & Nn_1^2 + Ln_3^2 - \rho v^2 & 0 \\ (L+F)n_1n_3 & 0 & Ln_1^2 + Cn_3^2 - \rho v^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} = 0. \quad (3.25)$$

Введем угол η между осью симметрии и направлением распространения волны, при этом $n_1 = \sin \eta$, $n_3 = \cos \eta$. Приравнявая детерминант уравне-

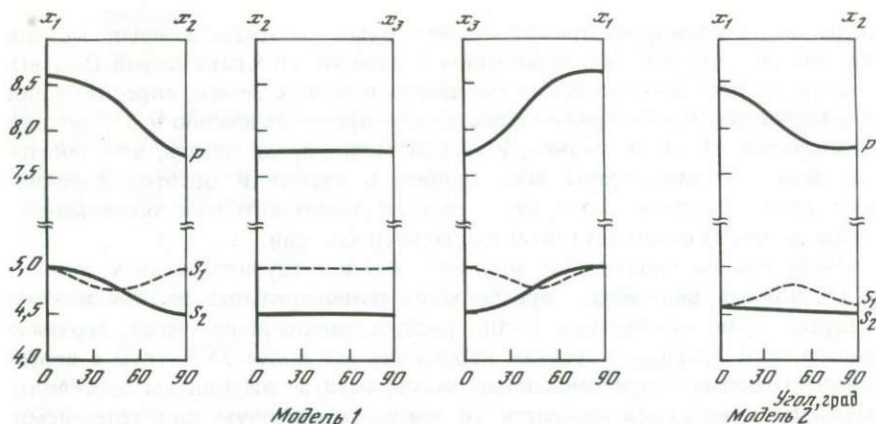


Рис. 3.2. Изменение скоростей в трех ортогональных плоскостях поперечно-изотропной среды для моделей 1 и 2 (табл. 3.1)

ния (3.25) нулю, получаем зависимость скоростей квазипродольной v_P и двух квазипоперечных волн v_{S_1} и v_{S_2} от η :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho v_P^2 \\ \rho v_{S_1}^2 \end{array} \right\} = \frac{[(A+L)\sin^2\eta + (C+L)\cos^2\eta]}{2} \pm \frac{1}{2} \left\{ [(A-L)\sin^2\eta - (C-L)\cos^2\eta]^2 + (L+F)^2\sin^2 2\eta \right\}^{1/2}, \quad (3.26)$$

$$\rho v_{S_2}^2 = N\sin^2\eta + L\cos^2\eta.$$

Вдоль оси симметрии ($\eta = 0^\circ$) имеем

$$v_P = \sqrt{C/\rho}, \quad v_{S_1} = v_{S_2} = \sqrt{L/\rho}. \quad (3.27)$$

В плоскости изотропии ($\eta = 90^\circ$)

$$v_P = \sqrt{A/\rho}, \quad v_{S_1} = \sqrt{L/\rho}, \quad v_{S_2} = \sqrt{N/\rho}. \quad (3.28)$$

Из формул (3.27), (3.28) видно, что упругие модули A, C, L, N определяют скорости объемных волн вдоль главных направлений. Для промежуточных значений углов $0^\circ < \eta < 90^\circ$ скорость волны S_2 монотонно изменяется от $\sqrt{L/\rho}$ до $\sqrt{N/\rho}$. Зависимость скоростей волн P и S_1 от направления существенно более сложная. Характер этой зависимости определяется величиной F . Из (3.26) видно, что с увеличением F скорость v_P (если $\eta \neq 0^\circ$ и $\eta \neq 90^\circ$) увеличивается, а скорость v_{S_1} уменьшается. Приблизительно монотонная зависимость v_P и v_{S_1} от η будет при $F \approx A - 2N$.

Для конкретных вычислений была выбрана модель поперечно-изотропной среды с коэффициентом анизотропии продольных волн $(v_{P\max} - v_{P\min})/v_{P\min}$ около 11%. Упругие модули (модель 1 в табл. 3.1) заданы так, чтобы получить скорости объемных волн, характерные для верхней мантии. Плотность ρ принята равной $3,3 \text{ г/см}^3$. На рис. 3.2 показана зависимость скорости каждой объемной волны P, S_1 и S_2 от направления распространения. Расчеты проводились по формуле (3.26).

В табл. 3.1 модули C_{jkmn}^0 даны при условии, что ось симметрии среды

Таблица 3.1. Параметры моделей

Номер модели	Мощность слоя, км	Плотность, г/см ³	v_p , км/с	v_S , км/с	$A, 10^{10}$ Н/м ²
1	30	3,30	7,71–8,60	4,51–5,0	19,6
		3,30	8,15	4,7	
2	200	3,31	7,80–8,43	4,49–4,58	20,2
		3,31	8,12	4,53	

Номер модели	Мощность слоя, км	Плотность, г/см ³	$C_1, 10^{10}$ Н/м ²	$F_1, 10^{10}$ Н/м ²	$L_1, 10^{10}$ Н/м ²	$N_1, 10^{10}$ Н/м ²
1	30	3,30	24,4	7,0	8,25	6,7
		3,30				
2	200	3,31	23,5	6,5	6,9	6,7
		3,31				

Таблица 3.2. Углы выхода e и смещения a_j в падающих волнах P, S_1, S_2

Тип волны	β , град	q_3 , с/км	e , град	a_1	a_2	a_3
P	0	-0,107	59,7	-0,587	0	0,809
S_1	0	-0,194	72,2	-0,923	0	-0,385
S_2	0	-0,211	73,5	0	-1	0
P	45	-0,110	60,4	-0,543	0,069	0,837
S_1	45	-0,192	72,0	-0,634	0,722	-0,277
S_2	45	-0,212	73,6	0,691	0,693	0,203
P	90	-0,114	61,3	-0,481	0	0,877
S_1	90	-0,190	71,8	0	1	0
S_2	90	-0,213	73,6	0,960	0	0,281

направлена вдоль вертикальной оси x_3 . Далее мы переходим к интересующему нас случаю азимутальной анизотропии, в котором ось симметрии направлена по горизонтали и составляет угол β с осью x_1 . Ось x_1 в свою очередь совпадает с горизонтальной проекцией направления распространения волны или, другими словами, радиальным направлением R . Рассчитать компоненты тензора модулей упругости C_{jkmn} в среде с таким направлением оси симметрии можно по формуле (3.3), где

$$\alpha_{ij} = \begin{vmatrix} 0 & -\sin\beta & \cos\beta \\ 0 & -\cos\beta & -\sin\beta \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}.$$

Угол β отсчитывается от оси x_1 в направлении против часовой стрелки при наблюдении сверху.

Анализ ориентации векторов смещения в поперечно-изотропных моделях с характерным для геофизических сред ($\sim 10\%$) коэффициентом анизотропии показывает следующее. Направление вектора смещения в квазипродольной волне близко к направлению волнового вектора. Из

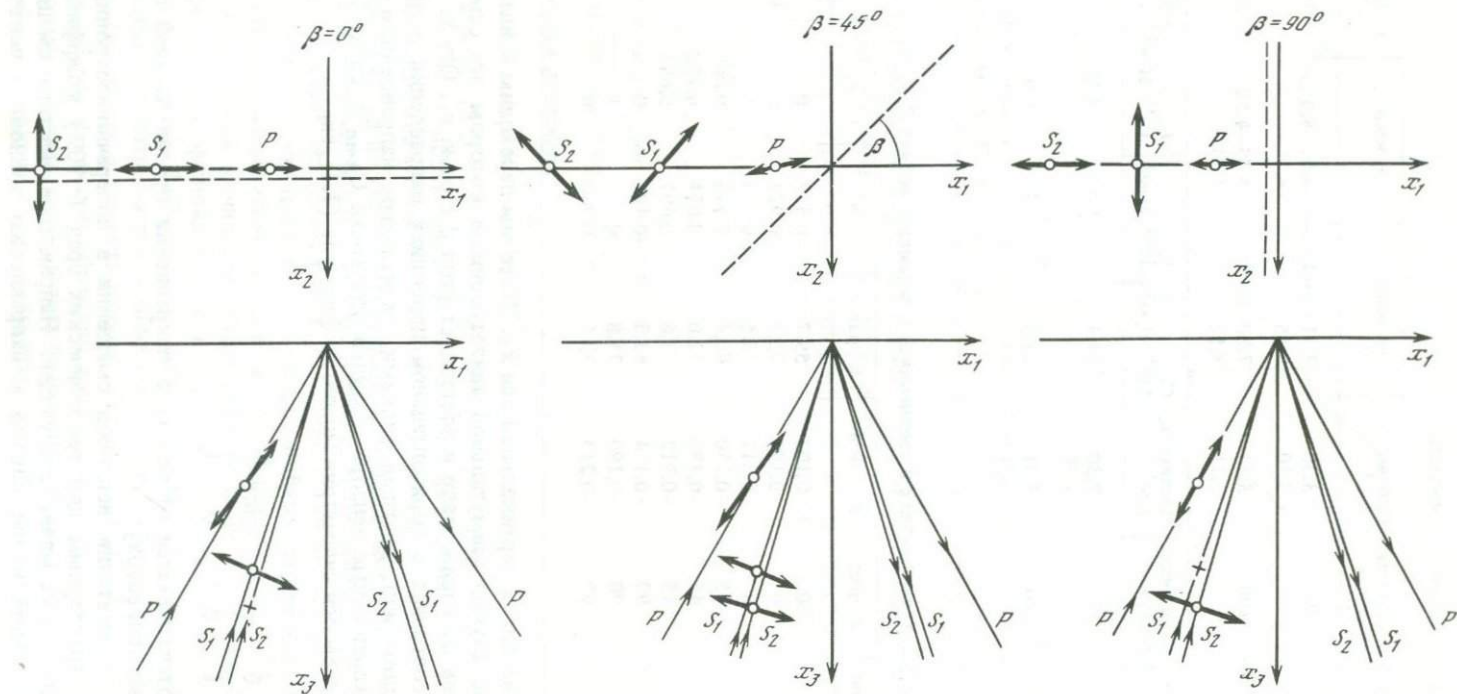


Рис. 3.3. Ориентация векторов смещений и направлений распространения волн P , S_1 и S_2 в горизонтальной (x_1, x_2) и вертикальной (x_1, x_3) плоскостях поперечно-изотропной среды (модель 1, табл. 3.1)

Пунктир — ось симметрии

уравнений (3.25) следует, что вектор смещения волны S_2 всегда лежит в плоскости изотропии и перпендикулярен волновому вектору. Вектор смещения в волне S_1 приблизительно перпендикулярен и волновому вектору и вектору смещения волны S_2 . В частных случаях вектор смещений в P -волне совпадает с направлением волнового вектора, а вектор смещений в волне S_1 в точности перпендикулярен волновому вектору.

Ориентировка векторов смещения в волнах P , S_1 и S_2 для рассматриваемой модели, рассчитанных по формулам (3.11), (3.12), показана на рис. 3.3, а численные оценки даны в табл. 3.2. В случае $\beta = 0^\circ$ анизотропия проявляется отличием углов между волновыми векторами и векторами смещения в P и S_1 от 0 и 90° соответственно. В случае $\beta = 45^\circ$ вектор смещения в P -волне отклоняется от направления волнового вектора, а векторы смещений в каждой из волн S_1 и S_2 имеют и радиальную и тангенциальную компоненты. В случае $\beta = 90^\circ$ плоскость падения является плоскостью изотропии. Колебания в чисто поперечной волне S_2 происходят в вертикальной плоскости подобно SV , а в волне S_1 — подобно SH . P -волна поляризована так же, как и в изотропной среде. Анизотропия проявляется различием скоростей и углов выхода волн S_1 и S_2 .

Для интерпретации сейсмических наблюдений в терминах азимутальной анизотропии необходимо знать особенности смещений свободной поверхности слоистого анизотропного полупространства в случае подходящей снизу объемной волны любого типа. С этой целью были рассчитаны теоретические сейсмограммы объемных волн для простейшего случая: анизотропный слой (параметры приведены в табл. 3.1) с горизонтальной осью симметрии на изотропном полупространстве. Чтобы рассмотреть в наиболее чистом виде влияние анизотропии на смещения свободной поверхности, параметры изотропного подстилающего полупространства выбраны близкими к параметрам анизотропного слоя. Скорости продольных волн $v_p = 8,12$ км/с и поперечных $v_g = 4,7$ км/с в изотропном полупространстве приблизительно равны средним значениям величин соответствующих скоростей в анизотропном слое. Плотности в слое и полупространстве одинаковы ($\rho = 3,3$ г/см³). Такие условия должны свести к минимуму амплитуды многократных волн, отраженных от свободной поверхности и нижней границы слоя. Мощность слоя равна 30 км. Падающая волна задавалась импульсом Гаусса единичной амплитуды и длительностью 1 с:

$$g(t) = \begin{cases} \exp(-18,421t^2), & |t| \leq 0,5\text{с}, \\ 0 & |t| > 0,5\text{с}. \end{cases}$$

Кажущаяся скорость вдоль x_1 задавалась равной 16 км/с для всех типов падающих волн (угол падения P -волны $\sim 30^\circ$, S -волн $\sim 17^\circ$). Отсчет времени ведется от момента, когда вершина импульса в падающей волне достигла точки на подошве слоя, лежащей под пунктом наблюдения.

Рассмотрим случай падения P -волны. На рис. 3.4, а приведены трехкомпонентные синтетические сейсмограммы для значений угла от 0 до 90° . Сейсмограммы для углов от -90 до 0° можно получить из показанных на рис. 3.4, а с помощью следующих соотношений:

$$Z(\beta) = Z(-\beta), \quad R(\beta) = R(-\beta), \quad T(\beta) = -T(-\beta). \quad (3.29)$$

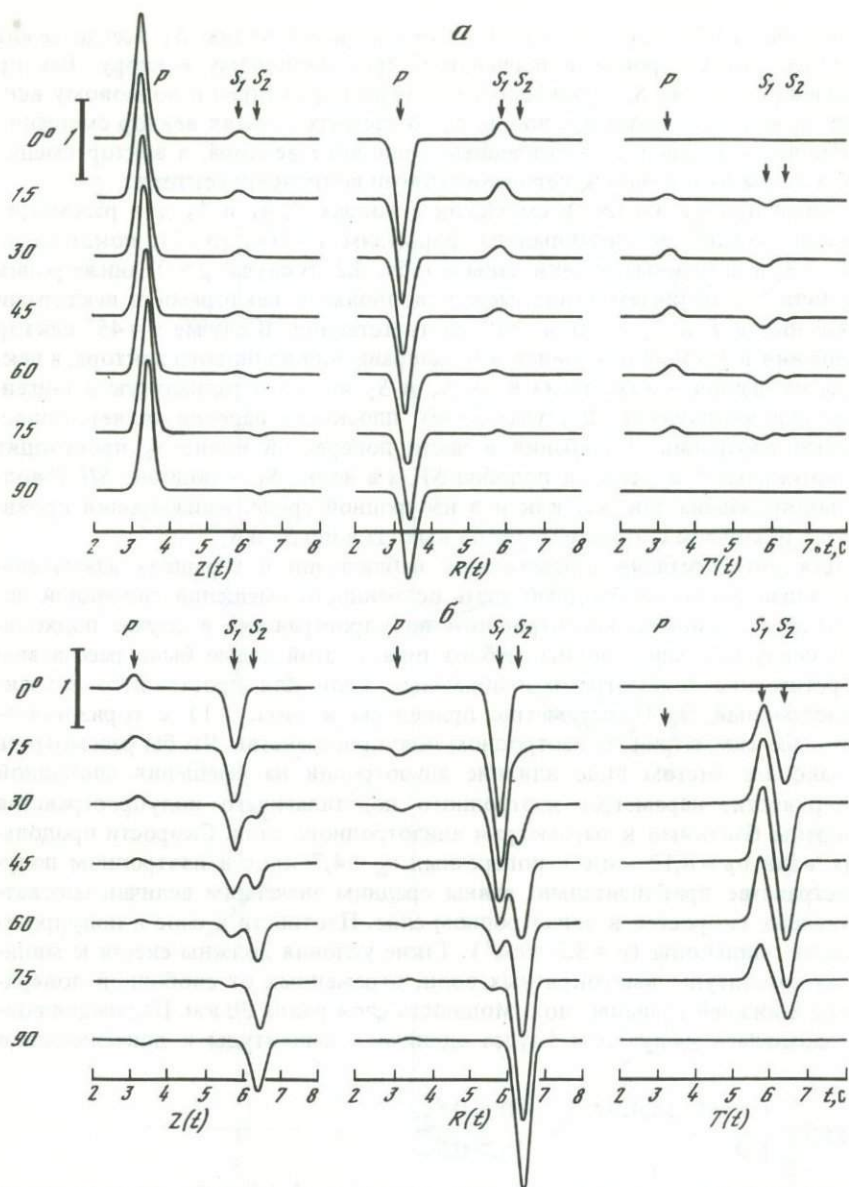


Рис. 3.4. Синтетические сейсмограммы для падающей волны P (а) и для первичных волн SV (б) и SH (в) для углов β от 0 до 90°

Приводить данные для остальных углов β нет необходимости, так как волновая картина повторяется с периодом 180° .

Из рисунка видно, что волна P в этом случае имеет тангенциальную компоненту $T(t)$ с наибольшей амплитудой при $\beta = 45^\circ$, убывающей до 0 при $\beta = 0$ и 90° . Тангенциальная компонента соответствует направле-

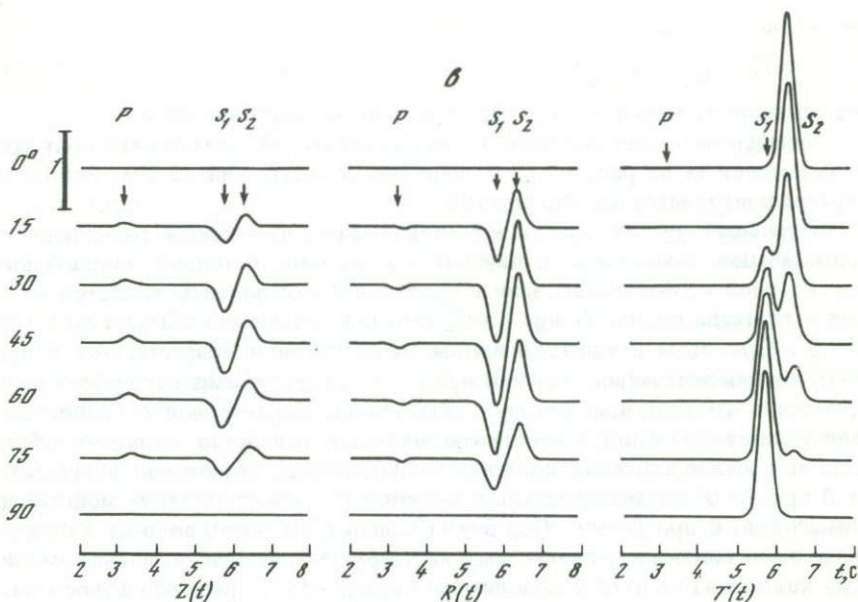


Рис. 3.4. (окончание)

нию x_2 на рис. 3.3, а данная особенность теоретических сейсмограмм по существу не добавляет ничего нового к показанному на рис. 3.3. Новым элементом волнового поля, изображенного на рис. 3.4, а, является обменная волна Ps , сформированная на границе анизотропного слоя и изотропного полупространства. Особенностью этой обменной волны является ее присутствие на всех трех компонентах записи, в то время как аналогичная волна, сформированная на границе изотропных сред, не имеет тангенциальной компоненты.

Интерпретация особенностей записи обменной волны представляет некоторую трудность, так как они определяются не только параметрами анизотропного слоя, но и контрастом скоростей на границе слоя и полупространства. Ясно, что в данном случае волна S содержит квазипоперечные S_1 и S_2 с сильным преобладанием волны S_1 . На радиальной компоненте волна S_1 имеет наибольшую амплитуду при $\beta = 0^\circ$, когда горизонтальные проекции направлений смещения в первичной волне P и волне S_1 совпадают; амплитуда убывает до 0, когда направления смещений в волнах P и S_1 ортогональны. Следует подчеркнуть, что по данным других экспериментов столь сильная зависимость амплитуды радиальной компоненты обменной волны от угла β исчезает при увеличении контраста средней скорости поперечной волны в слое и в полупространстве. Особенностью T -компоненты является ее периодичность с периодом 180° .

В случае падения на подошву слоя волны SV яркой особенностью наблюдаемой волновой картины является расщепление первичной SV -волны на волны S_1 и S_2 (рис. 3.4, б). Волна S_2 запаздывает по отношению к S_1 на 0,6 с: эту величину можно определить замером времени соседних экстремумов на рис. 3.4, б. Такое же значение можно получить с помощью

формулы

$$\delta t = \delta h [(q_3)_{S_2} - (q_3)_{S_1}], \quad (3.30)$$

где значения q_3 можно взять из табл. 3.2; δh — мощность слоя.

Сейсмограммы для значений β в интервале от -90° до 0 можно получить из приведенных на рис. 3.4, б с помощью соотношений (3.29). Волновая картина повторяется с периодом 180° .

Визуальный анализ рис. 3.4, б показывает, что записи радиальной и вертикальной компонент отличаются в основном только амплитудой. Характерной особенностью записи радиальной компоненты является большая амплитуда волны S_1 при $\beta = 0^\circ$, которая монотонно убывает до 0 при $\beta = 90^\circ$. При этом амплитуда волны S_2 монотонно возрастает от 0 при $\beta = 0^\circ$ до максимальных значений при $\beta = 90^\circ$, а сумма амплитуд обеих волн остается в первом приближении постоянной. Характерной особенностью записи тангенциальной компоненты является равенство амплитуд обеих волн и противоположная полярность. Амплитуды монотонно возрастают от 0 при $\beta = 0^\circ$ до максимальных значений при $\beta = 45^\circ$ и затем монотонно убывают до 0 при $\beta = 90^\circ$. При $\beta \approx 45^\circ$ амплитуды обеих волн на T -компоненте очень близки к наблюдаемым на R -компоненте. Максимальная амплитуда каждой из волн на T -компоненте (при $\beta = 45^\circ$) примерно вдвое меньше максимальной амплитуды S_1 на R -компоненте (при $\beta = 0^\circ$) или S_2 (при $\beta = 90^\circ$).

Все описанные особенности можно объяснить с помощью простых рассуждений, пользуясь рис. 3.3. Ограничимся рассмотрением в плоскости (x_1, x_2) , полагая угол β произвольным. Если радиальная компонента смещения в первичной SV -волне имеет единичную амплитуду, то смещения A_1 и A_2 волн S_1 и S_2 в анизотропном слое можно оценить следующим образом:

$$A_1 \approx \cos\beta, \quad A_2 \approx \sin\beta.$$

Разложив смещения A_1 и A_2 на их составляющие по осям R и T , обозначенных на рис. 3.3 как x_1 и x_2 , получим:

$$\begin{aligned} A_{1,R} &\approx \cos^2\beta, \quad A_{2,R} \approx \sin^2\beta, \\ A_{1,T} &\approx -\sin\beta \cdot \cos\beta = -\frac{1}{2}\sin(2\beta), \quad A_{2,T} \approx \sin\beta \cdot \cos\beta = \frac{1}{2}\sin(2\beta). \end{aligned} \quad (3.31)$$

Формулы (3.31) с хорошей точностью описывают все особенности записей R - и T -компонент на рис. 3.4, б. Из них следует, что амплитуда волны S на радиальной компоненте ($A_{1,R}$) монотонно убывает от максимального значения 1 при $\beta = 0^\circ$ до 0 при $\beta = 90^\circ$, в то время как $A_{2,R}$ возрастает от 0 до 1 . Знаки смещения в обеих волнах одинаковы. Сумма амплитуд обеих волн на радиальной компоненте равна $\sin^2\beta + \cos^2\beta$, и при любых значениях β остается равной 1 . При $\beta \approx 45^\circ$ амплитуды обеих волн равны $0,5$. На тангенциальной компоненте амплитуды обеих волн одинаковы, а знаки смещения противоположны; при $\beta = 0^\circ$ и $\beta = 90^\circ$ амплитуды обеих волн равны 0 , при $\beta = 45^\circ$ достигают максимального по абсолютной величине значения $0,5$. Точно так же формулы (3.31) правильно описывают волновое поле в остальных квадрантах. Небольшие отклонения данных на рис. 3.4 от предсказываемых с помощью формул (3.31), по-ви-

димому, объясняются в основном тем, что часть энергии волн S_1 и S_2 приходится на вертикальную компоненту смещения, которую мы полностью игнорируем. Это пренебрежение, однако, оправданно при малых углах падения, которыми ограничено наше рассмотрение. Учитывая эту оговорку, следует подчеркнуть, что в остальном наша интерпретация рис. 3.4, *а* опирается на самые общие свойства модели, а не на конкретные значения ее параметров. Поэтому следует ожидать, что закономерности, демонстрируемые рис. 3.4, *б*, имеют общий для моделей данного типа характер и лишь в незначительной степени варьируют в зависимости от изменения упругих констант.

Сделанное заключение с положительным результатом проверялось на нескольких "геофизических" моделях. Приведем данные для одного из таких экспериментов. Модель 2 (см. табл. 3.1) соответствует оливину с ориентированной осью максимальной скорости и произвольной ориентировкой двух других осей. Ориентированный оливин составляет 30% породы, остальные 70% представляют изотропный материал. Скорости продольных и поперечных волн для этой модели приведены на рис. 3.2. Примечательно существенное отличие поведения скорости волны S_1 от показанного для модели 1. Теоретические сейсмограммы для модели 2 обнаруживают свойства, идентичные приведенным на рис. 3.4, *б*.

Описанные выше результаты исследования волнового поля при падении волны SV представляют основу метода измерения азимутальной анизотропии земных недр, обсуждаемого в следующей главе.

Особенности волнового поля, наблюдаемого при падении из изотропного полупространства волны SH (рис. 3.4, *в*), во многом похожи на полученные для волны SV (см. рис. 3.4, *б*). Сейсмограммы для углов β от 90 до 180° можно найти с помощью следующих правил:

$$Z(\beta) = -Z(-\beta), \quad R(\beta) = -R(-\beta), \quad T(\beta) = T(-\beta). \quad (3.32)$$

Записи R -компоненты на рис. 3.4, *в* похожи на взятые с обратным знаком записи T -компоненты на рис. 3.4, *б*. Сходным образом записи T -компоненты на рис. 3.4, *в* похожи на взятые с обратным знаком записи R -компоненты на рис. 3.4, *б*. Основные особенности записей радиальной и тангенциальной компонент на рис. 3.4, *в* можно предсказать с помощью элементарных выкладок, аналогичных выполненным при анализе волнового поля на рис. 3.4, *б*.

Интересной особенностью волнового поля, показанного на рис. 3.4, *в*, является присутствие обменной волны Sp , имеющей наибольшую амплитуду при $\beta = 45^\circ$. В изотропной среде обменная волна Sp может порождаться только волной SV . Возбуждение волны P волной SH на границе изотропной и анизотропной сред может рассматриваться как один из признаков анизотропии и использоваться при исследовании зависимости параметров анизотропии от глубины.

3. Метод и результаты измерения азимутальной анизотропии литосферы

3.1. Метод измерения азимутальной анизотропии литосферы по наблюдениям волн $SmKS$

Основная идея метода заключается в анализе тангенциальной компоненты обменных волн типа $SmKS$, прошедших часть пути в виде продольных волн и регистрируемых в виде поперечных волн. Индекс m определяет число обменов и отражений на границе ядра, т.е. отвечает волнам SKS , $SKKS$ и т.д. В латерально-однородной и изотропной среде эти волны должны быть поляризованы строго как SV (их T -компонента должна быть равна нулю). В анизотропной среде T -компонента обменной волны типа $SmKS$ может возникнуть либо в процессе распространения поперечной волны SV в результате ее расщепления на две квазипоперечные волны, либо непосредственно при образовании поперечной волны на границе мантии и ядра. Мы предполагаем, что среда на границе ядро-мантия изотропна и что основным механизмом формирования T -компоненты волн $SmKS$ является расщепление волны SV в верхней мантии. (Далее мы приведем некоторые дополнительные аргументы в пользу этого предположения). Следовательно, при разработке метода анализа записей волн $SmKS$ можно воспользоваться результатами численного моделирования, описанными выше, для случая падения на нижнюю границу анизотропного слоя волны SV . Правда, при моделировании параметры слоя и полупространства были выбраны так, что амплитуда обменной волны S_d , сформированной на нижней границе слоя, была сведена к минимуму, это не обязательно имеет место в реальности. Кроме того, в реальных условиях над анизотропным слоем может находиться изотропный слой, на поверхности которого ведутся наблюдения. При этом также возможно образование обменной волны S_p на верхней границе анизотропного слоя. Однако при телесейсмических наблюдениях (крутых углах падения) горизонтальная компонента волн S_p очень слаба, поэтому при анализе волн $SmKS$, который выполняется только по горизонтальной компоненте смещения, присутствие волн S_p можно пренебречь. Другой существенный момент нашего подхода заключается в использовании эффекта расщепления низкочастотных волн, преобладающий период которых много больше, чем различие во временах пробега двух квазипоперечных волн. Использование колебаний с большим периодом позволяет значительно уменьшить, хотя и не исключить совсем, эффекты рассеяния и дифракции волн на латеральных скоростных неоднородностях среды.

Из теоретических оценок следует, что при реалистических предположениях о свойствах верхней мантии (величина анизотропии порядка нескольких процентов, мощность анизотропного слоя порядка 100 км) и при угле падения волны SV около 10° временной интервал δt между двумя квазипоперечными волнами должен составлять не более 1 с. Пользуясь результатами разд. 2, полученными для гауссовского импульса длительностью 1 с, можно с помощью не вполне строгих рассуждений предсказать основные особенности волнового поля для колебаний с периодом около 10 с. На радиальной компоненте два импульса квазипоперечных волн всегда имеют одинаковую полярированность, которая не зависит от направления

распространения, если при этом не меняется полярность первичной волны. Кроме того, сумма амплитуд двух квазипоперечных волн в первом приближении постоянна. В случае длиннопериодных колебаний это приведет к конструктивной интерференции двух волн и относительно слабой зависимости радиальной компоненты от направления распространения первичной волны. На тангенциальной компоненте два импульса имеют противоположную полярность, что в случае длиннопериодных колебаний приведет к их деструктивной интерференции. При этом полярность обоих импульсов меняется на противоположную при изменении азимута на 90° . Это приведет к сильной зависимости тангенциальной компоненты от азимута.

Если угол между направлением на источник и осью симметрии составляет 0 , $\pi/2$ или $3\pi/2$, T -компонента равна нулю. Если этот угол близок к $\pi/4$, $3\pi/4$, $5\pi/4$ и $7\pi/4$, то амплитуды R - и T -компонент для каждой из двух квазипоперечных волн приблизительно равны, кроме того, равны амплитуды тангенциальной компоненты обеих волн. Для периодов около 10 с можно принять, что $\omega\delta t \ll 1$, где ω — круговая частота. Поэтому для длиннопериодных гармонических колебаний можно записать следующие приближенные соотношения для случая, когда угол между осью симметрии и направлением распространения близок к $\pi/4$ и $5\pi/4$:

$$R(t) \approx \cos(\omega t) + \cos(\omega t + \omega\delta t) \approx 2\cos(\omega t), \quad (3.33)$$

$$T(t) \approx \cos(\omega t) - \cos(\omega t + \omega\delta t) \approx (\omega\delta t) \sin(\omega t).$$

Эти равенства означают, что гармоническая T -компонента сдвинута по отношению к R -компоненте на четверть периода колебаний и отношение амплитуды T - и R -компонент пропорционально частоте. Уравнения (3.33) верны также для углов $3\pi/4$ и $7\pi/4$, только выражение для $T(t)$ изменит знак. Это изменение знака T означает 180-градусную периодичность T -компоненты как функции направления распространения волны. Выводы, сделанные с помощью изложенного выше упрощенного анализа, подтверждаются результатами численного моделирования, которые рассматриваются несколько позднее.

Итак, в первом приближении свойства длиннопериодной гармонической T -компоненты характеризуются, во-первых, азимутальными вариациями с преобладающим периодом 180° , во-вторых, сдвигом по фазе на $\pi/2$ относительно радиальной компоненты R , в-третьих, обратной зависимостью между величиной отношения амплитуд T - и R -компонент и периодом колебаний. Таким образом, анализ R - и T -компонент позволяет оперировать тремя диагностическими признаками азимутальной анизотропии вместо одного в кинематическом методе [133]. Появление всех трех признаков азимутальной анизотропии вследствие латеральной скоростной неоднородности представляется достаточно маловероятным.

Для выявления этих признаков азимутальной анизотропии в сейсмических данных необходимо для одной и той же станции обработать большое число записей с источниками в разных азимутах. Первой операцией является разложение горизонтальной компоненты смещения на радиальную R и тангенциальную T компоненты, т.е. проецирование горизонтальной ком-

поненты записи на направление эпицентр—станция и перпендикулярное к нему:

$$R = -NS\cos(Az) - EW\sin(Az), \quad T = NS\sin(Az) - EW\cos(Az), \quad (3.34)$$

где NS и EW — соответствующие компоненты записи; Az — азимут на эпицентр. При этом положительное направление радиальной оси соответствует направлению от источника к станции, а положительное направление оси T образует с направлением оси R прямой угол, отсчитываемый от оси R по часовой стрелке. Совместная обработка записей землетрясений с различными магнитудами и функциями источника требует стандартизации записей. Для этой цели вычисляется стандартизованная функция $\hat{T}(t)$:

$$\hat{T}(t) = \int_{t_1}^{t_2} T(t + \tau)R(\tau)d\tau / \int_{t_1}^{t_2} [R(\tau)]^2 d\tau, \quad (3.35)$$

где времена t_1 и t_2 соответствуют началу и концу записи обменной волны, а τ — переменная интегрирования. Использование $\hat{T}(t)$ вместо самой тангенциальной компоненты $T(t)$ делает записи всех землетрясений сравнимыми. Функция $\hat{T}(t)$ представляет нормализованную функцию взаимной корреляции между $T(t)$ и $R(t)$. Если форма колебаний в $T(t)$ и $R(t)$ одинакова с точностью до масштабного коэффициента и сдвига по времени, то максимальная амплитуда $\hat{T}(t)$ равна отношению амплитуд $T(t)$ и $R(t)$, а время максимума равно сдвигу по времени. В случае гармонических колебаний время максимума корреляции соответствует относительному сдвигу двух функций по фазе. Вычисление функции взаимной корреляции (3.35) не только стандартизует записи различных землетрясений, но и подавляет помехи, не коррелированные между компонентами одной и той же записи.

Следующая процедура обработки данных предназначена для гармонического анализа $\hat{T}(t)$ как функции азимута и выделения составляющей $T(t)$, имеющей азимутальный период 180° . Гармонический анализ выполняется с помощью функции $F(t, k, \psi)$, определяемой как

$$F(t, k, \psi) = \sum_i \hat{T}_i(t) \cos(k\varphi_i + \psi) / \sum_i [\cos(k\varphi_i + \psi)]^2, \quad (3.36)$$

где $\hat{T}_i(t)$ — стандартизованная T -компонента i -го землетрясения; φ_i — азимут эпицентра i -го землетрясения; k — номер гармоники; ψ варьируется в интервале от 0 до 180° . Фаза ψ_0 k -й гармоники дается тем значением ψ , при котором достигается максимальная амплитуда колебаний $F(t)$. Смысл процедуры (3.36) легко уяснить, если азимуты φ_i распределены равномерно и достаточно плотно в интервале от 0 до 360° . В этом случае суммирование в (3.36) можно заменить интегрированием и выражение (3.36) принимает вид

$$F(t, k, \psi) = \int_0^{2\pi} T(t, \varphi) \cos(k\varphi + \psi) d\varphi / \int_0^{2\pi} [\cos(k\varphi + \psi)]^2 d\varphi. \quad (3.37)$$

Если $T(t, \varphi) = a(t) \cos(k_0 \varphi + \psi_0)$ (k_0 — целое положительное число), то (3.37) принимает вид $F(t, k, \psi) = a(t) b(k, \psi)$, где

$$b(k, \psi) = \begin{cases} \cos(\psi - \psi_0) & \text{при } k = k_0 \neq 0, \\ 0 & \text{при } k \neq k_0. \end{cases} \quad (3.38)$$

Вычисление функции F при различных значениях k и ψ позволяет найти ψ_0 — фазу гармоники с номером k_0 , которая обеспечивает максимум $|F(t, k, \psi)|$. Значения функции $F(t, k_0, \psi_0)$ определяют $a(t)$ — форму колебаний этой гармоники как функции времени.

При обработке реальных данных условие равномерного и плотного распределения значений φ_i не выполняется. Если $T_i(t) = a(t) \cos(k_0 \varphi_i + \psi_0)$, то при вычислениях по формуле (3.36) максимальное значение $F(t, k, \psi)$ получается при $k = k_0$ и $\psi = \psi_0$. В этом случае, как и при (3.38), имеем $F(t, k_0, \psi_0) = a(t)$. В отличие от (3.38) при $k \neq k_0$ величина $F(t, k, \psi)$ не обязательно равна нулю. Качество гармонического анализа реальных данных можно оценить с помощью функции просачивания, которая определяется как

$$\mathcal{F}(k_1, \psi_1, k_2, \psi_2) = \frac{\sum_i \cos(k_1 \varphi_i + \psi_1) \cos(k_2 \varphi_i + \psi_2)}{\sum_i [\cos(k_2 \varphi_i + \psi_2)]^2}. \quad (3.39)$$

Функция (3.39) показывает, как гармоника с номером k_1 и фазой ψ_1 искажает результаты выделения гармоники с номером k_2 и фазой ψ_2 . Максимальное искажение происходит, если $\mathcal{F} = \pm 1$, минимальное, если $\mathcal{F} = 0$; примеры функции просачивания для реальных данных приведены в п.3.2 наст. главы.

Три признака азимутальной анизотропии проявляются в свойствах $F(t, k, \psi)$ следующим образом. 180-градусная периодичность тангенциальной компоненты в функции азимута проявляется в большом значении амплитуды второй гармоники a_2 . Практически можно потребовать, например, чтобы эта амплитуда была больше, чем a_1 (амплитуда первой гармоники). Свидетельством надлежащего фазового сдвига между компонентами $R(t)$ и $T(t)$ в случае узкополосного процесса служит сходство формы $F(t, 2, \psi_0)$ с $\sin(\omega t)$ или $-\sin(\omega t)$, где ω — преобладающая частота колебаний. Для проверки третьего критерия — обратной пропорциональности a_2 и преобладающего периода колебаний — необходимы записи в различных частотных диапазонах.

При наблюдении всех признаков азимутальной анизотропии по значению ψ_0 можно найти направление максимальной скорости в среде. Выражение для второй гармоники $a_2 \cos(2\varphi + \psi_0)$ можно преобразовать в $a_2 \cos[2(\varphi + \psi_0/2)]$. Отсюда видно, что максимальные по абсолютной величине смещения в анизотропной составляющей T -компоненты будут наблюдаться при угле φ , равном $\psi_0/2$.

Направление оси симметрии отличается от направления, при котором наблюдаются максимальные смещения T -компоненты, на $\sim \pi/4$ (см. разд. 2). Непосредственный анализ результатов численного моделирования приводит

к следующему правилу для определения направления максимальной скорости:

$$\alpha \approx -\psi_0/2 + \pi/4 \quad \text{или} \quad \alpha \approx -\psi_0/2 + 3\pi/4, \quad (3.40)$$

в зависимости от схода $F(t, 2, \psi_0)$ соответственно с $-\sin(\omega t)$ или $\sin(\omega t)$. Это правило справедливо независимо от соотношения скоростей вдоль оси симметрии и в плоскости изотропии.

По величине a_2 можно оценить δt — задержку между квазипоперечными волнами. Из (3.33) следует

$$\delta t \approx 2a_2/\omega. \quad (3.41)$$

Для проверки и конкретизации основных положений метода, изложенного выше, мы провели серию численных экспериментов, из которых подробно опишем один, основанный на данных расчета волнового поля для модели 1 (см. табл. 3.1). Вместо гауссовского импульса длительностью 1 с (см. разд. 2 наст. главы) использовались гармонические колебания с периодами 7,5; 3,75; 2,5 и 1,85 с. Напомним, что задержка δt между двумя квазипоперечными волнами при угле между направлением распространения волны и осью симметрии, равном 45° , составляла 0,6 с. Таким образом, отношение задержки δt к периоду колебаний u равно 0,08; 0,16; 0,24 и 0,32.

В случае гармонических колебаний частица на поверхности анизотропного слоя описывает в горизонтальной плоскости эллипс. Если разность фаз радиальной и тангенциальной компонент равна 90° , одна из осей эллипса направлена в радиальном направлении, а другая — в тангенциальном. Знак разности фаз определяет направление движения частицы по эллиптической траектории. Анализ результатов моделирования приводит к следующему правилу. Если разбить тригонометрический круг на четверти, отсчитываемые по часовой стрелке от направления максимальной скорости, то при наблюдении сверху в первой и третьей четвертях движение частицы происходит по часовой стрелке, а во второй и четвертой четвертях — против часовой стрелки. При сильной азимутальной анизотропии направление максимальной скорости можно установить просто по виду траекторий движения частицы.

На рис. 3.5 приведена зависимость A_T/A_R — отношения амплитуды T - и R -компонент в функции угла β для четырех периодов колебаний. Отношение принимается положительным при движении частицы по часовой стрелке и отрицательным — при движении в противоположном направлении. Все кривые имеют форму гармонических колебаний с периодом 180° при максимальных по абсолютной величине смещениях для углов $\beta = \pi/4 + k\pi/2$ ($k = 1, 2, 3$). Точный гармонический анализ для кривой, соответствующей самым длиннопериодным колебаниям, дает нулевую амплитуду для нулевой и всех нечетных гармоник. Из рассмотренных 12 первых гармоник самую большую амплитуду имеет вторая (3.32), из оставшихся гармоник самую большую амплитуду (0,02) имеет шестая гармоника. Качественно похожие результаты получены для остальных кривых. Отсюда следует, что кривые A_T/A_R формируются практически единственной гармоникой с периодом 180° , при этом величина A_T/A_R связана обратной зависимостью с периодом колебаний в волне. Для самых низкочастотных колебаний эта зависимость близка к линейной, с повышением частоты рост амплитуды опережает рост частоты.

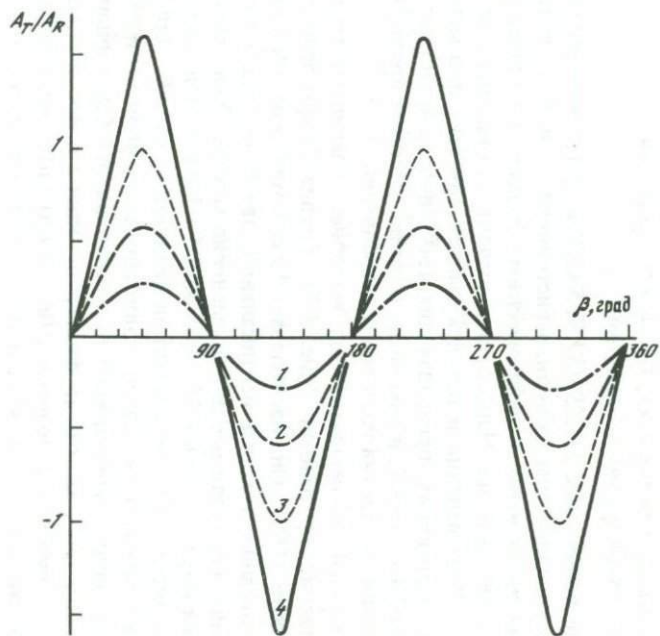


Рис. 3.5. Зависимость A_T/A_R для $\delta t/u = 0,08$ (1), 0,16 (2), 0,24 (3), 0,32 (4)

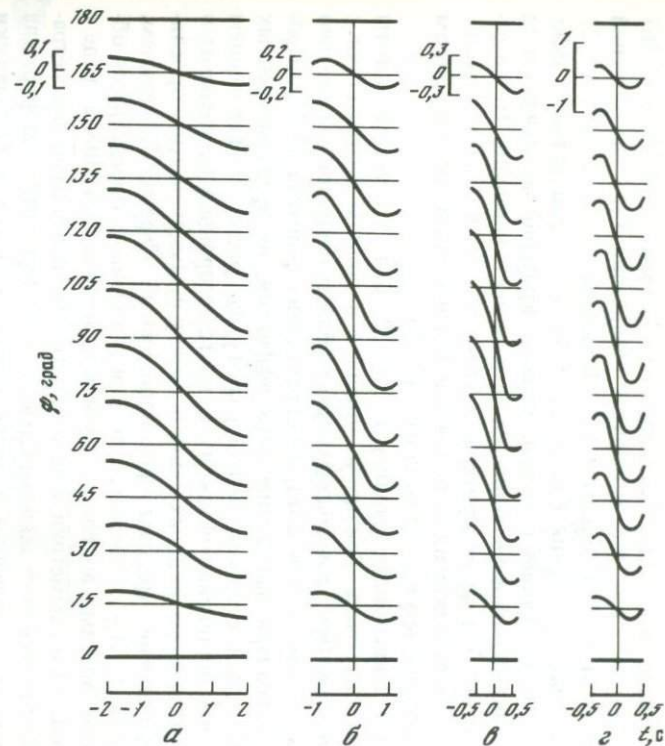


Рис. 3.6. Функция $F(t, 2, \psi)$ для гармонических колебаний $u = 7,5$ (а), 3,75 (б), 2,5 (в) и 1,85 с (г)

Результаты численной обработки записей по формулам (3.35) и (3.36) представлены на рис. 3.6. Использовались реализации $\hat{T}(t)$ для значений φ в интервале от 0 до 360° с шагом 15° . Показаны $F(t, k, \psi)$ для $k = 2$; для всех остальных k значения $F(t, k, \psi)$ либо точно равны нулю, либо пренебрежимо малы. Таким образом, первый критерий идентификации азимутальной анизотропии выполняется практически идеально. То же самое можно сказать о втором критерии (близость $F(t, k, \psi_0)$ к $\sin(\omega t)$ или $-\sin(\omega t)$). Этот критерий выполняется в значительно более широком частотном диапазоне, чем предполагалось в (3.33).

Что касается зависимости амплитуды $F(t, 2, \psi_0)$, т.е. a_2 , от частоты колебаний, то она очень близка к линейной в полном соответствии с третьим критерием. При этом мы выходим в область периодов значительно более коротких, чем те, для которых справедлива формула (3.33). Происходит это благодаря наложению двух эффектов, не предусмотренных формулой. С одной стороны, амплитуда A_T/A_R растет с увеличением $\delta t/u$ быстрее, чем по линейному закону. С другой стороны, увеличение $\delta t/u$ приводит к увеличению фазовых сдвигов между суммируемыми корреляционными функциями, что дает противоположный эффект. Подчеркнем, что зависимость A_T/A_R от частоты, близкая к линейной, определяется общими закономерностями волнового поля в поперечно-изотропной среде с горизонтальной осью симметрии, а не конкретными численными параметрами модели. Пользуясь этой зависимостью, можно пересчитать по формуле (3.41) значение a_2 , полученное в эксперименте, в значение δt -задержки между двумя квазипоперечными волнами, которая в свою очередь пропорциональна величине анизотропии и мощности анизотропного слоя.

3.2. Результаты измерения азимутальной анизотропии литосферы по наблюдениям волн *SmKS*

Поперечные волны типа *SmKS* (*SKS*, *SKKS* и др.), проходящие сквозь ядро Земли в виде продольных волн, регистрируются вне зоны интерференции с другими интенсивными сейсмическими фазами при эпицентральных расстояниях от 90° и более. Наибольшую амплитуду они имеют на расстояниях 90 – 130° . Угол падения в верхней мантии для этих фаз меняется от 15 до 6° . На расстояниях, превышающих 130° , иногда возможно выделение нескольких фаз *SmKS*, в том числе и таких, которые приходят к сейсмической станции из противоположных направлений.

Наиболее полный эксперимент был выполнен с записями группы сейсмических станций Грэфенберг (рис. 3.7). Группа Грэфенберг подробно описана в работе [163]. Она насчитывает 13 сейсмических станций, из которых три записывают, кроме вертикальной, две горизонтальные компоненты смещения, необходимые для применения метода. Регистрация ведется в цифровом коде с частотой 20 отсчетов в 1 с. Ширина полосы пропускания канала – около 5 Гц, динамический диапазон – 132 дБ. Для увеличения отношения сигнал/шум записи одноименных компонент тройки трехкомпонентных станций предварительно суммировались. Следующим шагом было применение двух частотных фильтров (один с полосой пропускания 0,125–0,25 Гц, другой – с полосой 0,067–0,120 Гц); преобладающие периоды колебаний в используемых волнах на выходе фильтров были со-

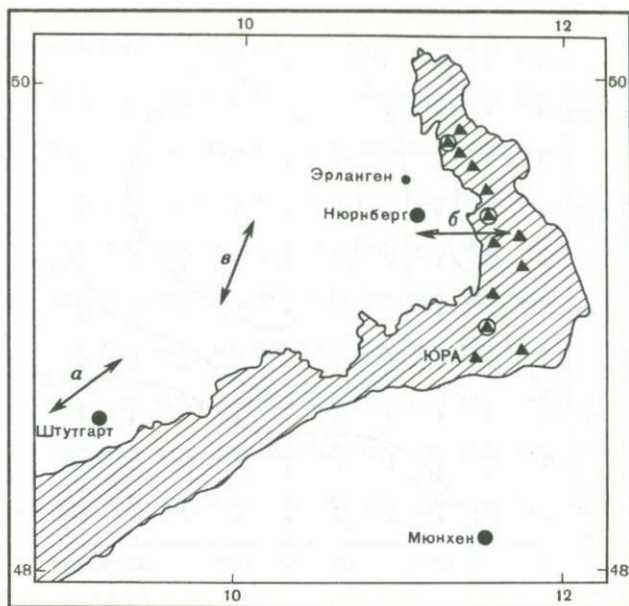


Рис. 3.7. Схема расположения сейсмической станции STU и сейсмической группы GRF и главные тектонические элементы района юга ФРГ

Треугольниками отмечены вертикальные приборы группы, кружками – трехкомпонентные станции группы. Стрелки показывают направление максимальной скорости для Штутгарта (а), Грэфенберга (б), для юга ФРГ (в) по наблюдениям волны P_n [133]

ответственно 6 и 8 с. Было обработано 30 записей с хорошим азимутальным распределением (табл. 3.3). Диаграммы просачивания (рис. 3.8) показывают, что максимальное просачивание первой гармоники при выделении второй гармоники составляет около 0,28 при значениях ψ_1 и ψ_2 около $100-120^\circ$. Однако в среднем по всей области величина просачивания не превышает 0,1.

Примеры записей рис. 3.9 свидетельствуют о наличии у волн *SKS*, записанных группой Грэфенберг, *T*-компоненты с большой амплитудой колебаний. Хорошо видны фазовые сдвиги между компонентами.

На рис. 3.10 показаны полные наборы функций взаимной корреляции $\hat{T}(t)$ для двух частотных диапазонов. Хорошо видно сходство графиков для землетрясений с близкими азимутами, сдвиг максимума корреляции относительно $t = 0$ для большинства функций, сходство графиков в пределах одного и того же квадранта и различия графиков из разных квадрантов. На рис. 3.11, а приведены результаты вычисления функций $F(t, k, \psi)$ для $k = 1$ и 2. Они находятся в идеальном соответствии с ожидаемыми в случае азимутальной анизотропии среды, а именно: вторая гармоника ($k = 2$) много сильнее первой, форма кривой $F(t, 2, \psi_0)$ при $\psi_0 \approx 90^\circ$ близка к синусоидальной, амплитуды второй гармоники (0,4 для периода 6 с и 0,3 для периода 8 с) обратно пропорциональны периодам.

Приведенные на рис. 3.11, а результаты представляют весомое свидетельство азимутальной анизотропии среды, подстилающей группу Грэфенберг.

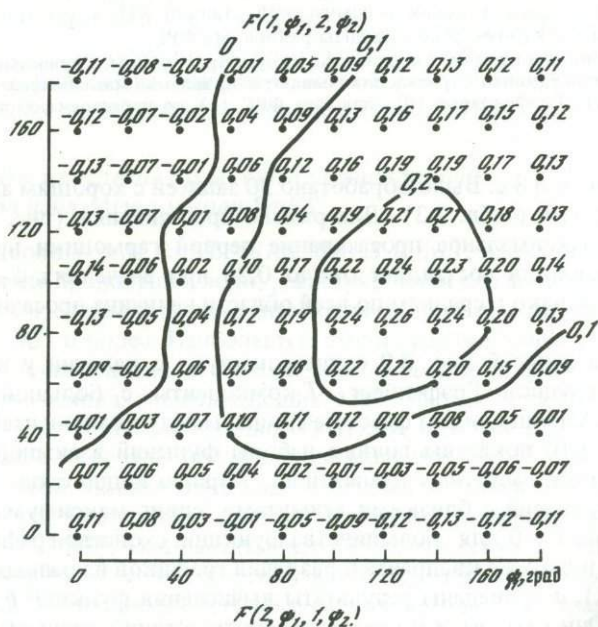
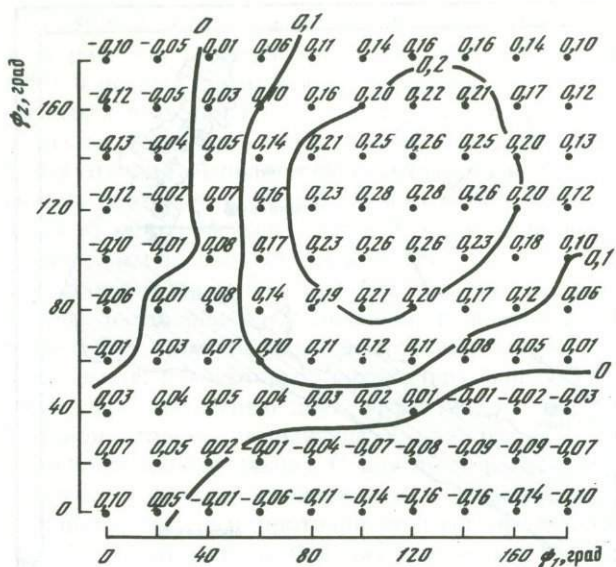


Рис. 3.8. Диаграммы функций просачивания для группы Грөfenберг

Таблица 3.3. Данные о землетрясениях, использованных на группе Грэфенберг для измерения анизотропии по волнам *SmKS*

№ п/п	Дата	Координаты		Δ°	Az°	Фаза
		φ°	λ°			
1*	25.11.76	19,5 S	177,7 W	149	17; 197	<i>SKKS</i> <i>SKKS</i>
2	30.11.76	20,6 S	68,9 W	99	249	<i>SKS</i>
3	21.07.77	53,8 S	158,8 E	160	114	<i>PKS</i>
4	22.10.77	28,0 S	62,8 W	101	240	<i>SKS</i>
5	17.07.78	15,0 S	175,8 W	145	12	<i>SKKS</i>
6	21.08.78	47,5 S	32,3 E	98	166	<i>SKS</i>
7	14.03.79	17,8 N	101,3 W	90	298	<i>SKS</i>
8	18.05.79	24,1 N	142,4 E	95	44	<i>SKS</i>
9	25.06.79	5,0 S	145,6 E	121	56	<i>SKS</i>
10	17.10.79	18,5 N	145,4 E	101	44	<i>SKS</i>
11	20.10.79	8,4 S	115,8 E	106	84	<i>SKS</i>
12	22.10.79	0,7 N	126,0 E	105	70	<i>SKS</i>
13	11.12.79	29,0 N	141,0 E	90	42	<i>SKS</i>
14	12.12.79	1,6 N	79,3 W	89	272	<i>SKS</i>
15	16.04.80	8,1 S	108,8 E	101	90	<i>SKS</i>
16	20.07.80	17,9 S	178,6 W	147	18	<i>SKKS</i>
17**	11.11.80	51,5 S	29,0 E	102	169	<i>SKS</i> , <i>SKKKS</i>
18	04.09.81	9,9 N	124,0 E	97	66	<i>SKS</i>
19*	28.09.81	29,4 S	179,0 W	158	25; 205	<i>SKKS</i> <i>SKKKS</i>
20	25.10.81	18,2 N	102,0 W	90	299	<i>SKS</i>
21	07.05.82	60,7 S	20,8 W	113	197	<i>PS</i>
22**	11.07.83	60,9 S	52,9 W	122	211	<i>SKS</i> , <i>SKKS</i>
23	04.10.83	26,6 S	70,8 W	105	247	<i>SKS</i>
24**	16.11.83	19,4 N	155,5 W	110	347	<i>SKS</i> , <i>PS</i>
25	22.11.83	0,4 N	79,9 W	90	271	<i>SKS</i>

*Анализируются две фазы с противоположными направлениями распространения.

**То же с одинаковыми направлениями распространения.

фенберг. Направление максимальной скорости α , оцениваемое по формуле (3.40), составляет 90° ; $\delta t = 0,7$ с.

Метод был также опробован на данных сейсмической станции Штутгарт, расположенной в 200 км к западу от группы Грэфенберг (см. рис. 3.7). Оригиналы сейсмограмм этой станции были для нас большей частью недоступны. Мы воспользовались материалами работы [164], где фазы *SKS* и *SKKS*, записанные сейсмографами Голицына–Вилипа, представлены в виде траекторий движения поверхности Земли. Период колебаний в интересующих нас фазах был обычно около 10 с, частотная фильтрация их была невозможна. Дополнительно были обработаны записи волн *SKS* от трех землетрясений, зарегистрированных на этой станции стандартными длиннопериодными сейсмографами сети *WWSSN*. В табл. 3.4 приведены данные об использованных землетрясениях; видно, что распределение ази-

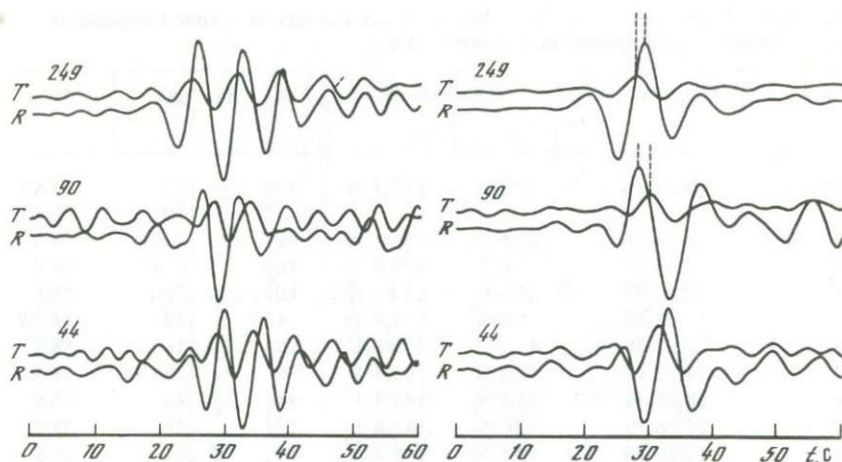


Рис. 3.9. Записи радиальных R и тангенциальных T компонент волны SKS для землетрясений № 2, 15 и 8 (табл. 3.3)

Цифры — азимуты источников в градусах. Пунктиром отмечены видимые фазовые сдвиги между компонентами

мутов φ было достаточно представительным, хотя и существенно неравномерным. Из диаграмм функций просачивания следует, что при выделении интересующей нас второй гармоники первая гармоника оказывает наибольшее влияние, когда $\psi_2 = 100 \div 120^\circ$, а значение ψ_1 близко к $100-140^\circ$. В этой области амплитуда просочившейся первой гармоники составляет около $1/3$ от ее реальной величины (a_1). При выделении первой гармоники примерно такую же величину имеет просачивающаяся вторая гармоника, когда фаза первой гармоники близка к 60° , а значения ψ_2 близки к $40-80^\circ$.

Длина обрабатываемых реализаций сигнала составляла в среднем около 20 с, функции взаимной корреляции (3.35) вычислялись в интервале t от -3 до $+3$ с. Результаты гармонического анализа для $k = 1$ и 2 (рис. 3.11, б) показывают, что вторая гармоника сильнее первой; ψ_0 для второй гармоники составляет $160-180^\circ$; $F(t, 2, \psi_0)$ имеет форму, очень близкую к $\sin(2\pi t/10)$. Таким образом, два первых критерия азимутальной анизотропии полностью выполняются. Как уже отмечалось ранее, критерий зависимости амплитуды от периода проверить не удалось из-за невозможности частотной фильтрации сигнала. Заметим, что максимальная амплитуда второй гармоники наблюдается при тех значениях ψ_2 , где просачивание первой гармоники составляет менее 20%. Кроме того, форма колебаний в первой и второй гармониках (см. рис. 3.11, б) совершенно различна, что, по-видимому, исключает возможность их существенного взаимного влияния.

Азимут максимальной скорости α , определяемый по формуле (3.40), составляет для Штутгарта около 50° . Амплитуда второй гармоники при пе-

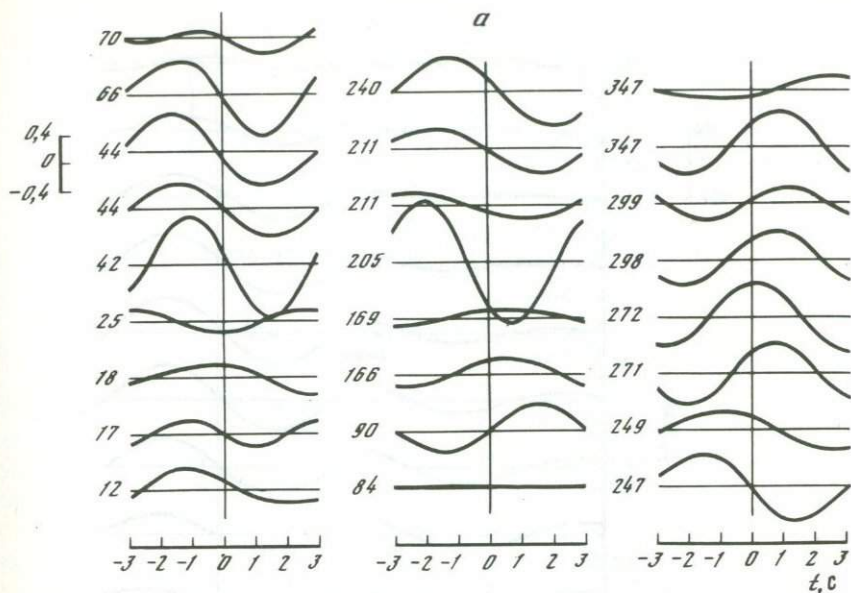
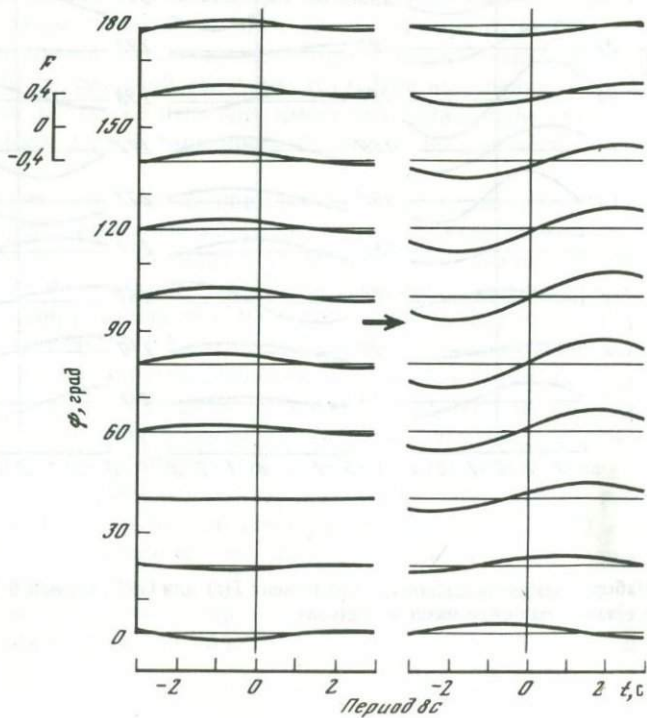
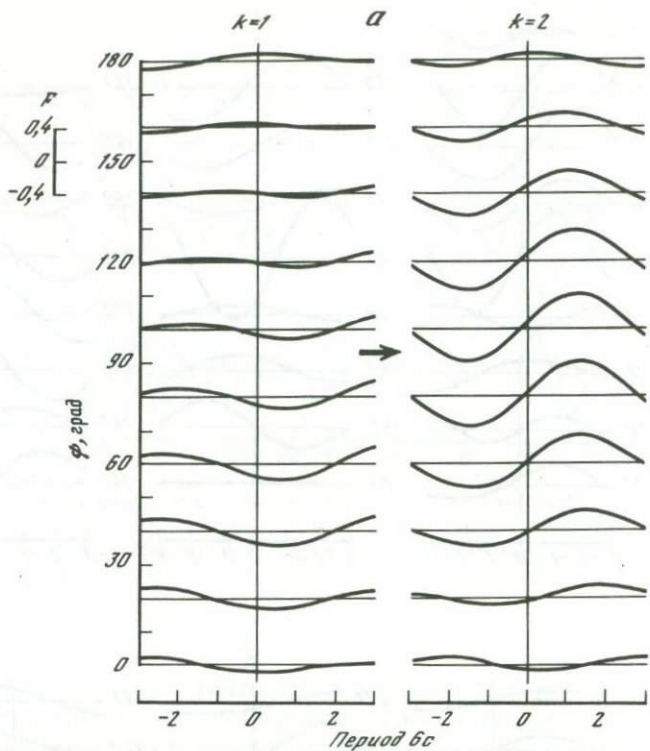


Рис. 3.10. Набор стандартизованных компонент $\hat{T}(t)$ для GRF; период 6 (а) и 8 с (б)
 Цифры – азимуты источников в градусах



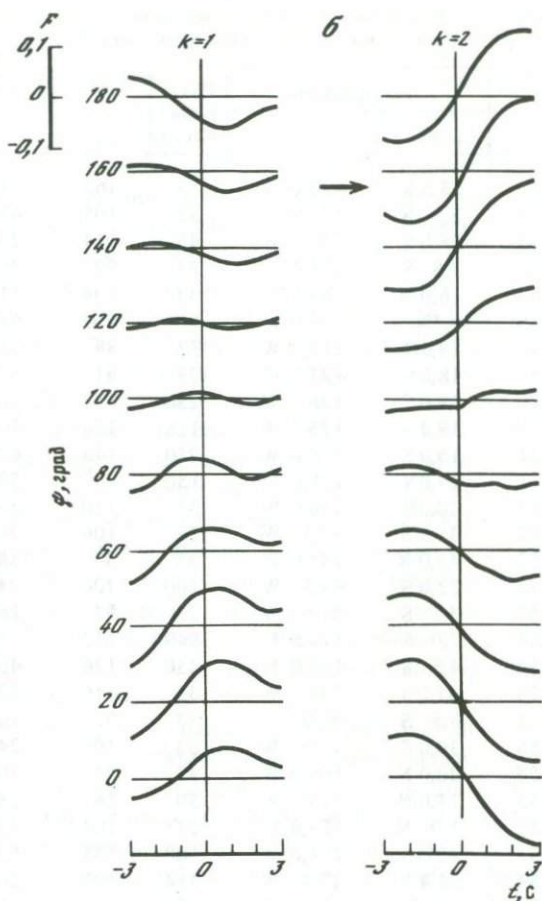


Рис. 3.11. Функции $F(t, 1, \psi)$ и $F(t, 2, \psi)$ для GRF (а) и STU(б)

риоде 10 с равна 0,12. Соответствующая задержка между квазипоперечными волнами составляет около 0,4 с.

Параметры анизотропии в районах GRF и STU существенно различны, различие в направлениях α составляет около 40° , что примерно на порядок больше возможной погрешности измерений, а величина эффекта анизотропии (с учетом различий в частоте) для GRF вдвое больше, чем для STU. Существенные различия в параметрах анизотропии для GRF и STU хорошо видны при простом сравнении графиков $F(t, 2, \psi)$ на рис. 3.11. Предположим, что наблюдаемая анизотропия приурочена к нижней мантии. При угле падения 10° лучи волн SKS пересекают поверхность на глубине 1000 км на расстоянии примерно 300 км от сейсмической станции по горизонтали. При этом данные станций Штутгарта и Грэфенберга, расположенных на расстоянии около 200 км друг от друга, будут определяться практически одним и тем же блоком нижней мантии и направление максимальной скорости на двух станциях должно быть одним и тем же. Существ-

Таблица 3.4. Данные о землетрясениях, использованных на станции Штутгарт для измерения анизотропии по волнам *SmKS*

№ п/п	Дата	Координаты		Глубина, км	Δ°	Az°	Фаза
		φ°	λ°				
1	13.02.49	33,5 S	178,0 W	33	163	21,9	SKKS
2	27.03.49	3,5 N	127,5 E	33	105	65,9	SKS
3	20.04.49	38,0 S	73,5 W	45	114	238,0	SKS
4	24.06.49	7,6 S	104,4 E	33	99	89,3	SKS
5	02.07.49	16,0 N	148,0 E	33	105	41,4	SKS
6	14.09.49	0,7N	126,0 E	50	107	68,3	SKS
7	20.11.49	28,5N	112,0 W	33	88	311,3	SKS
8	03.01.50	18,0N	121,0 E	33	91	62,3	SKS
9	10.12.50	28,0 S	178,5 W	250	157	20,5	SKS
10	14.12.50	19,2 S	175,7 W	115	150	10,0	SKKS
11	13.02.51	15,0 S	175,0 W	250	145	6,8	SKKS
12	05.03.51	29,0N	128,0 E	150	85	50,2	SKS
13	21.08.51	20,0N	156,0 W	33	110	344,6	SKS
14	11.06.52	31,5 S	67,5 W	33	106	240,2	SKS
15	26.11.53	34,0 N	141,0 E	33	87	38,1	SKS
16	07.12.53	22,0 S	68,5 W	100	100	246,6	SKS
17	12.12.53	3,5 S	81,0 W	33	93	267,7	SKS
18	20.02.54	7,0 S	124,5 E	540	112	75,2	SKS
19	07.06.54	4,5 S	153,0 E	450	126	46,9	SKS
20	26.07.54	41,0 S	73,0 W	33	116	236,0	SKS
21	22.03.55	8,5 S	92,0 E	33	92	101,4	SKS
22	19.04.55	30,0 S	72,0 W	33	109	243,3	SKS
23	14.06.55	20,0 N	109,0 W	33	94	302,0	SKS
24	03.09.55	14,0 N	91,0 W	50	86	287,0	SKS
25	03.09.55	1,0 N	123,0 E	275	104	73,0	SKS
26	10.11.55	15,0 S	174,0 W	100	145	5,1	SKKS
27	26.05.64	56,4 S	27,7 W	114	109	200,7	SKS
28	26.08.77	59,5 S	20,6 W	33	111	195,7	SKS
29	21.08.78	47,5 S	32,3 E	8	98	164,5	SKS

венное различие в направлениях максимальной скорости, обнаруженное нашим исследованием, означает, что наблюдаемые эффекты связаны с глубинами, не превышающими нескольких сотен километров.

По амплитуде *T*-компоненты волн *SmKS* можно грубо оценить мощность анизотропного слоя. Для оценки мощности слоя можно воспользоваться приближенной формулой

$$\delta t/t = -\delta v/v,$$

где δt — задержка между квазипоперечными волнами; t — время пробега в слое; δv — разность значений скорости двух квазипоперечных волн; v — средняя скорость в слое. Данные для поперечно-изотропного оливина, в котором ориентирована ось максимальной скорости, показывают, что для волн с углом падения около 10° разность скоростей составляет около 0,3 км/с при $v = 4,7$ км/с. Предположив для определенности, что мантия состоит на 30% из ориентированного оливина и на 70% из изотропного мате-

риала, получим модель, параметры которой приведены в табл. 3.1 (модель 2). В этом случае $\delta v = 0,1$ км/с, $\delta v/v = 0,02$. Если $\delta t = 0,7$ с (данные обсерватории Грэфенберг), то $t = 35$ с. Соответствующая мощность слоя близка к 170 км. Для Штутгарта мощность анизотропного слоя вдвое меньше. По порядку величины обе оценки соответствуют литосфере.

Значительное изменение параметров на расстоянии 200 км означает, что азимутальная анизотропия континентальной литосферы и верхней мантии характеризуется ярко выраженной мелкомасштабной структурой. Опубликованные данные для океанической литосферы (см., например, [161]) указывают на более однородную структуру азимутальной анизотропии. Такое отличие выглядит достаточно естественно, если учесть более длительную и сложную историю формирования континентальной литосферы.

При сравнении с данными азимутального анализа скоростей волны P_n в том же районе, где выполнены наши наблюдения [133], обнаруживается, что направление максимальной скорости волны P_n (около 20°) существенно отличается от направлений, полученных в нашей работе. Наиболее вероятной причиной этого расхождения является изменение параметров азимутальной анизотропии с глубиной. Скорость волны P_n характеризует верхние ~ 10 км мантии, в то время как наши данные относятся к значительно более мощной толще. Вывод об изменении ориентации анизотропии с глубиной находится в качественном согласии с представлениями о существенной латеральной и вертикальной неоднородности анизотропии континентальной мантии.

Отметим, наконец, что наши оценки направлений максимальной скорости существенно расходятся с результатами азимутального анализа невязок времен пробега телесейсмических продольных волн [141]. По данным [141], направление максимальной скорости P -волн для второй азимутальной гармоники группы Грэфенберг отличается от нашей оценки на 90° . Это расхождение может означать различную физическую природу азимутальных вариаций, обнаруживаемых различными методами.

3.3 Измерение азимутальной анизотропии литосферы по наблюдениям произвольно поляризованных волн S

Методика измерения азимутальной анизотропии, описанная выше, оказалась достаточно эффективной. Однако по отношению к некоторым районам очаги сильных землетрясений располагаются таким образом, что реализовать с их помощью измерения анизотропии по наблюдениям фаз $SmKS$ трудно или даже невозможно. В этом случае существенный интерес могла бы представить методика использования для той же цели произвольно поляризованных поперечных волн, так как это позволило бы значительно расширить рабочий диапазон эпицентральных расстояний.

Мы рассматриваем поперечную волну, поляризованную в изотропном полупространстве линейно, но в направлении, отличном от SV или SH . Поперечная волна такого вида излучается сейсмическим источником типа точечной дислокации. Источник такого типа, по-видимому, может служить моделью для многих землетрясений в длинноволновом диапазоне. Волна падает снизу из изотропного полупространства на анизотропный слой с горизонталь-

ной осью симметрии. Смещение в первичной волне можно разложить на компоненты SV и SH , рассчитать волновое поле, соответствующее каждой из этих компонент на поверхности слоя, а затем исследовать суммарное поле, обусловленное воздействием обеих компонент первичной волны.

Рассмотрим поперечную волну в изотропном полупространстве в горизонтальной плоскости: вектор поляризации этой волны образует с радиальным направлением R угол θ (рис. 3.12). Если амплитуда волны равна еди-

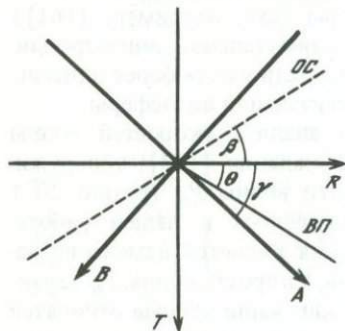


Рис. 3.12. Ориентация вектора поляризации (BP) поперечной волны и оси симметрии (OC) в горизонтальной плоскости

A и B — большая и малая оси эллипса поляризации

нице, то амплитуда ее радиальной и тангенциальной компонент равна соответственно

$$A_R = \cos\theta, \quad A_T = \sin\theta.$$

Пусть падающая волна единичной амплитуды типа SV порождает на поверхности анизотропного слоя компоненты R_{SV} и T_{SV} , а падающая волна SH — компоненты R_{SH} и T_{SH} . Тогда радиальную и тангенциальную компоненты рассматриваемой волны на поверхности слоя можно представить как

$$R = R_{SV} \cos\theta + R_{SH} \sin\theta, \quad T = T_{SH} \sin\theta + T_{SV} \cos\theta.$$

В случае гармонических колебаний траектория частицы на поверхности слоя образует эллипс. При слабой анизотропии или достаточно длиннопериодных колебаний направление большой оси эллипса близко к направлению смещений в падающей волне. Обозначим угол, образуемый большой осью эллипса с радиальным направлением, γ ; компоненты смещения в направлении большой оси эллипса и ортогональной ей малой оси A и B ; ориентируем малую ось по отношению к большой таким же образом, как мы ориентируем тангенциальное направление по отношению к радиальному. Компоненты A и B выражаются следующим образом:

$$A = (R_{SV} \cos\theta + R_{SH} \sin\theta) \cos\gamma + (T_{SH} \sin\theta + T_{SV} \cos\theta) \sin\gamma, \quad (3.42)$$

$$B = (T_{SH} \sin\theta + T_{SV} \cos\theta) \cos\gamma - (R_{SV} \cos\theta + R_{SH} \sin\theta) \sin\gamma.$$

Мы рассчитали компоненты A и B для модели 1 (см. табл. 3.1). Угол θ варьировался в интервале от 0 до 180° с шагом 10° , угол β между направлением оси симметрии и направлением R (см. рис. 3.12) — в интервале от 0 до 90° с шагом 15° . Падающая поперечная волна задавалась гармоническими колебаниями с периодами $7,5$ и $3,75$ с. Напомним, что задержка между квазипоперечными волнами составляет в рассматриваемом случае

около 0,6 с, и, следовательно, отношение периода колебаний к этой задержке равно 12,5 и 6,25. Очевидно, что случай $\theta = 0^\circ$ соответствует падению первичной волны *SV*, подробно рассмотренному в предыдущих разделах, а $\theta = 90^\circ$ — падению волн *SH*. Из определения эллипса следует, что гармонические колебания *B*-компоненты всегда сдвинуты по отношению к *A*-компоненте на четверть периода колебаний.

На рис. 3.13 показано отношение осей эллипса для периода 7,5 с в функции угла β и угла θ , который отличается от угла γ на величину, не превышающую несколько градусов. Отношение откладывается с положительным знаком, когда движение частицы происходит по часовой стрелке, и с отрицательным знаком — при движении против часовой стрелки. Из рисунка следует простая закономерность. При фиксированном значении β отношение изменяется по закону, очень близкому к синусоиде. Амплитуда синусоиды — наименьшая (около 0,21) при $\beta = 0^\circ$ и наибольшая (около 0,3) при $\beta = 90^\circ$; при $\beta = 45^\circ$ наблюдается амплитуда, близкая к полученной в случае падения волны *SV*. Максимальные значения отношения наблюдаются при значениях $\beta + \gamma$, т.е. углах между направлением *A* и осью симметрии, очень близких к 45° ; минимальные значения — при углах, близких к 135° ; отношение очень близко к нулю, когда направление *A* совпадает с направлением симметрии или перпендикулярно к нему. При удвоении частоты колебаний фаза синусоиды не меняется, а амплитуда удваивается.

Из рис. 3.13 видно, что все закономерности, сформулированные ранее для волны *SV*, с незначительными количественными отклонениями выполняются и для произвольно поляризованной поперечной волны, если вместо радиальной и тангенциальной компонент волн *SmKS* рассматривать компоненты, соответствующие главному направлению смещений *A* и перпендикулярному к нему направлению *B*. Методику измерения азимутальной анизотропии по наблюдениям волн *SmKS* можно применить к произвольно поляризованным волнам, заменив радиальное и тангенциальное направления на направления *A* и *B*, а вместо азимута эпицентра использовать направление оси *A*.

Эта методика опробовалась на записях группы GRF и станции STU. На группе GRF анализировались записи поперечной волны землетрясений с эпицентрными расстояниями от 50 до 90° . Записи на расстояниях менее 50° не пригодны для анализа, так как радиальная компонента этих записей искажается поверхностью Земли. При эпицентрных расстояниях около 90° *S*-волну трудно разделить с фазами типа *SKS*. Широкополосные записи пропускались через фильтр с полосой пропускания от 0,067 до 0,12 Гц, который ранее использовался при анализе записей фаз *SmKS*. Во многих случаях применялся также фильтр с полосой пропускания от 0,125 до 0,25 Гц. Для каждой записи строилась траектория движения частицы в горизонтальной плоскости. Отбирались записи, траектории которых имеют простую эллиптическую форму и одинаковое направление вращения в двух частотных диапазонах. В результате было отобрано 33 записи *S*-волн (табл. 3.5). Они обрабатывались тем же способом, что и записи фаз *SmKS*. При этом вместо азимута эпицентра использовалось главное направление смещений, определяемое по траектории движения частицы. Полная обработка выполнена только для фильтра с полосой пропускания от 0,67 до 0,12 Гц.

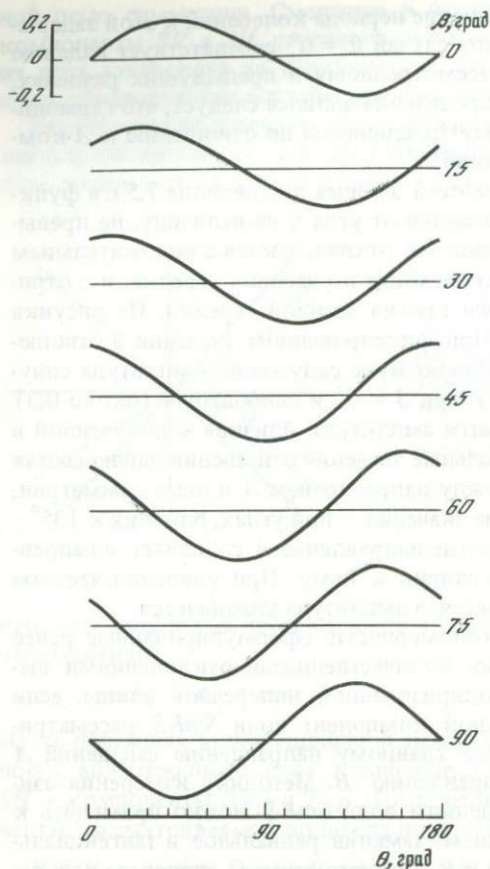


Рис. 3.13. Отношение осей эллипса для периода 7,5 с в функции углов β и θ

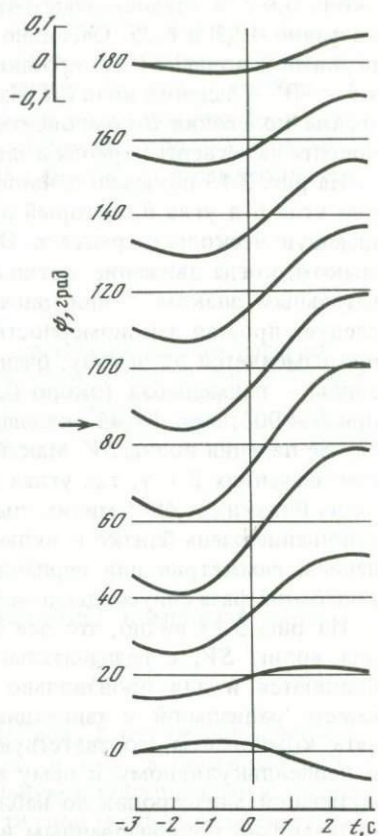


Рис. 3.14. Результаты обработки записей волн S для GRF (вторая гармоника)

На рис. 3.14 приведены результаты выделения второй азимутальной гармоники. Кривые имеют характерную синусоидальную форму. Максимальное значение амплитуды синусоиды (0,2) достигается при значении ψ , близком к 80° . При сравнении с результатами обработки записей $SmKS$ (см. рис. 3.11, а) можно утверждать, что значения ψ_0 в обоих случаях практически одинаковы, как и полярность синусоиды; отсюда следуют и одинаковые оценки направления максимальной скорости (около 90°). Преобладающий период волн S в нашей выборке — 10 с; при пересчете к 8 с величина a_2 принимает значение 0,25, которое очень близко к 0,3 — величине a_2 для SKS с периодом 8 с. Следует заметить, что если в выборке записей $SmKS$ вид функций $\hat{T}(t)$ меняется с азимутом очень закономерно (см. рис. 3.10), то в выборке S есть случаи, когда записи, имеющие практически одинаковое направление оси A , существенно отличаются видом функции $\hat{B}(t)$. Аномалии могут быть обусловлены как особенностями

Таблица 3.5. Параметры записей поперечных волн, использованных на группе Грэфенберг

№ п/п	Дата	Координаты		Глубина, км	Магнитуда	Δ°	Az°	Азимут оси A°
		φ°	λ°					
1	09.03.77	41,7 N	131,0 E	571	5,9	74,8	42	95
2	20.05.79	56,6 N	156,7 W	60	6,4	73,6	353	105
3	04.07.79	43,9 N	146,7 E	62	6,0	79,0	31	40
4	13.07.79	33,9 N	131,9 E	74	5,8	81,6	46	130
5	16.08.79	41,8 N	130,9 E	580	5,8	74,6	42	110
6	23.08.79	10,7 N	41,7 W	13	6	58,3	247	55
7	22.04.80	31,1 N	137,7 E	402	5,7	85,7	43	130
8	14.09.81	18,3 N	68,9 W	172	5,9	70	275	125
9	02.11.81	12,2 N	92,2 E	24	5,7	75,4	88	170
10	27.11.81	42,9 N	131,2 E	535	5,7	74	42	120
11	15.05.82	50,7 N	129,7 W	10	4,1	74,6	335	25
12	24.01.83	12,1 N	93,6 E	81	6,1	76	88	75
13	01.05.83	46,4 N	153,4 E	25	6	78,8	26	175
14	09.06.83	40,2 N	139,0 E	23	6,3	79,3	38	40
15	30.06.83	43,9 N	147,8 E	36	5,6	79,4	30	0
16	24.07.83	53,9 N	158,4 E	190	6,1	73,1	20	50
17	07.09.83	61,0 N	147,5 W	43	6,2	68,4	349	15
18	08.10.83	44,2 N	130,7 E	551	5,6	72,6	41	100
19	01.01.84	33,7 N	136,8 E	368	6,5	84	43	130
20	06.03.84	29,4 N	138,9 E	457	6,8	88,6	44	120
21	23.04.84	47,4 N	146,7 E	419	6,0	75,9	29	75
22	06.05.84	24,2 N	93,5 E	42	5,7	67,1	79	165
23	24.06.84	18,0 N	69,3 W	32	5,1	70,4	275	135
24	01.11.84	8,2 N	38,8 W	10	6,5	58,6	243	100
25	10.04.85	30,0 N	138,9 E	420	5,8	88,4	44	160
26	14.05.85	10,6 S	41,4 E	10	6,0	65,6	147	25
27	06.06.85	0,9 N	24,8 W	10	6,3	59,2	228	40
28	26.06.85	18,9 N	64,6 W	46	5,6	66,7	272	100
29	05.10.85	62,2 N	124,3 W	10	6,5	63	338	110
30	23.12.85	62,2 N	124,3 W	10	6,4	63	338	110
31	26.04.86	32,1 N	76,3 E	33	5,5	50,6	85	170
32	02.05.86	55,2 N	163,9 E	33	5,8	73,1	16	120
33	11.06.86	10,6 N	62,9 W	34	6,0	71,8	265	20

ми изучения в источнике, так и анизотропией мантии в очаговой области. Природа этих аномалий представляет самостоятельную проблему.

Аналогичный эксперимент, хотя и меньшего масштаба, был выполнен по данным станции Штутгарт. Использовались траектории движения частицы в волнах S с периодом около 10 с, заимствованные из работы [164]. Максимальные значения $F(t, 2, \psi)$ для волн S достигаются при том же значении ψ , что и для волн $SmKS$; иными словами, по данным волн S и $SmKS$ получается одно и то же направление максимальной скорости. Амплитуды второй азимутальной гармоники в обоих случаях практически совпадают.

4. Азимутальная анизотропия по наблюдениям волн P_S , сформированных в мантии

В предыдущем разделе мы рассмотрели вопросы интерпретации записей волн $SmKS$, тангенциальная компонента которых сформирована в результате распространения волны SV в анизотропной среде. Однако результаты численного моделирования показывают, что T -компонента обменной волны может быть сформирована также и непосредственно при образовании обменной волны на границе изотропной и анизотропной сред. Таким образом, форма колебаний в обменной волне несет информацию как об интегральном эффекте анизотропии на всем пути распространения поперечной волны, так и о локальном эффекте в области обмена. Анализируя форму колебаний в обменных волнах, сформированных на различной глубине, в принципе можно отделить локальные эффекты от интегральных и тем самым наложить дополнительные ограничения на возможное распределение параметров анизотропии с глубиной.

В этом разделе рассмотрена попытка практической реализации сформулированной выше идеи. С методической точки зрения задача анализа формы колебаний в обменных волнах мантийного происхождения сложнее, чем рассмотренная в разд. 3. Дело в том, что волны $SmKS$ и S представляют отчетливые сейсмические фазы с большой амплитудой, хорошо различимые на сейсмограммах. Обменные волны, образованные на границах в мантии, существенно слабее, и визуальное выделение их на сейсмограммах практически невозможно. Поэтому задачу анализа поляризации следует решать одновременно с выделением этих волн. Анализ поляризации обменной волны распадается на два этапа: 1) выделение R (или H)-компоненты обменной волны и 2) выделение тангенциальной компоненты. Возможности такого анализа рассмотрены на примере сейсмической группы НОРСАР.

Метод выделения H -компоненты и результаты его применения к записям НОРСАРа описаны во второй главе. Сходный метод используется для выделения T -компоненты, которая стандартизируется преобразованием

$$\hat{T}(t) = \int_{t_1}^{t_2} T(t + \tau) Z(\tau) d\tau / \int_{t_1}^{t_2} [Z(\tau)]^2 d\tau, \quad (3.43)$$

где $Z(t)$ — вертикальная компонента записи, а t_1 и t_2 соответствуют началу и концу записи P -волны. Стандартизованные T -компоненты суммируются по формуле

$$F(t, h, k, \psi) = \sum_i^N m_i \hat{T}_i [t + \delta t_i(h) - \delta t_0(h)], \quad (3.44)$$

где

$$m_i = \cos(k\varphi_i + \psi) / \sum_i [\cos(k\varphi_i + \psi)]^2;$$

k , φ_i и ψ имеют тот же смысл, что и в разд. 3. Получаемая при этом сумма зависит от четырех переменных: времени t , глубины фазирования h , номера гармоники k и параметра ψ . Основными критериями для выделения T -компоненты обменной волны являются: 1) изменение амплитуды с изменением глубины фазирования, при котором глубина обмена, определяемая по значению t_{PS} , близка к глубине фазирования, обеспечивающей

Таблица 3.6. Параметры моделей (НОРСАР)

Номер модели	Мощность слоя, км	Плотность, г/см ³	v_P , км/с	v_S , км/с	A , 10^{10} Н/м ²
1	40	2,89	6,5	3,76	23,58
	300	3,51	8,20—	4,73—	
			8,37	4,83	
2	310	3,51	8,3	4,79	26,25
		3,65	8,8	5,1	
	600	3,58	8,5	4,91	
3	50	3,65	8,48—	4,90—	26,91
			8,58	4,95	
		3,76	9,1	5,24	
3	400	3,58	8,5	4,91	26,91
	250	3,65	8,59—	4,96—	
			8,67	5,01	
		3,76	9,27	5,35	

Номер модели	C , 10^{10} Н/м ²	F , 10^{10} Н/м ²	L , 10^{10} Н/м ²	N , 10^{10} Н/м ²
1	24,60	7,60	8,20	7,86
2	26,88	8,96	8,96	8,75
3	27,45	9,15	9,15	8,97

максимум амплитуды волны; 2) большая амплитуда второй азимутальной гармоники при оптимальной глубине фазирования. Фаза второй гармоники связана с направлением максимальной скорости в анизотропной среде.

Так как H - и R -компоненты записи телесеismicических обменных волн очень близки между собой, то, если T -компонента обменной волны сформирована расщеплением волны SV , два критерия, основанных на соотношении T - и R -компонент, могут быть практически дословно переформулированы для T - и H -компонент (имеются в виду критерии фазового сдвига и зависимость отношения амплитуды от частоты). Эти два критерия в общем случае теряют силу, если T -компонента формируется на границе обмена.

Для выделения T -компоненты обменных волн использовались те же записи НОРСАРА, что и для выделения H -компоненты (табл. 2.2). Одноименные компоненты смещения записей каждого землетрясения суммировались по 22 подгруппам для подавления микросейсм и других не-

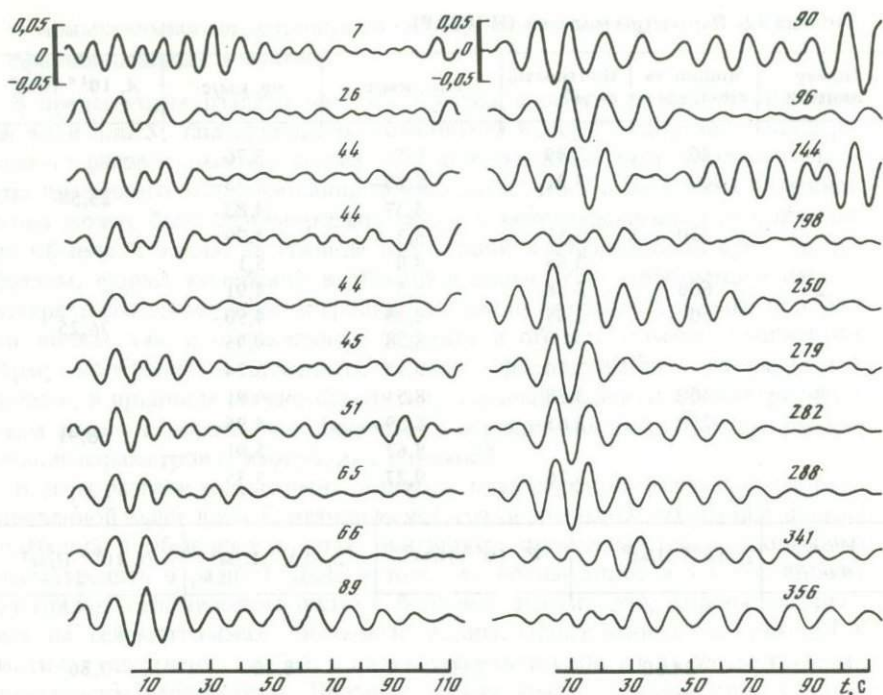


Рис. 3.15. Набор стандартизованных компонент $\hat{T}(t)$ для НОРСАРА
Цифры – азимуты источников в градусах

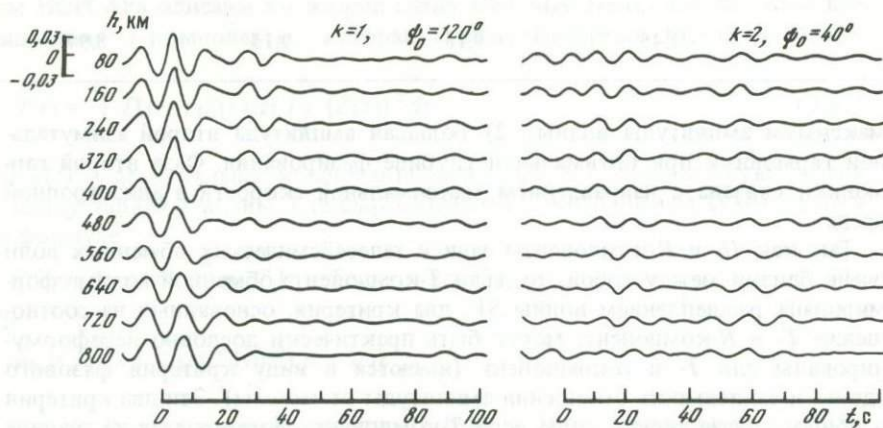


Рис. 3.16. Результаты суммирования \hat{T} -компонент для группы НОРСАРА

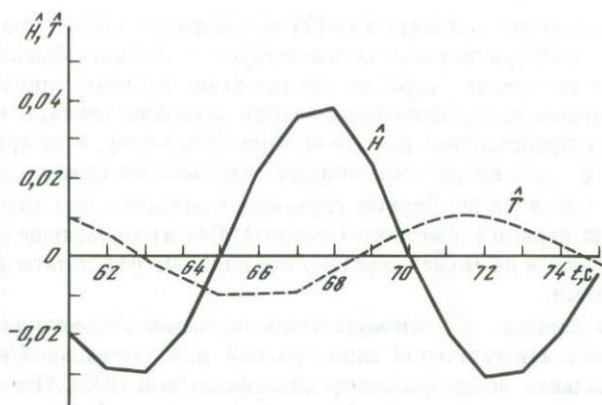


Рис. 3.17. Результаты суммирования $\hat{H}(t)$ и $\hat{T}(t)$ (при $h = 640$ км); для суммы $\hat{T}(t)$ $k = 2$, $\psi_0 = 40^\circ$

коррелированных по площади помех. Затем записи пропускались через фильтр высокой частоты, позволяющий выделить колебания с частотой около 0,1 Гц. Результаты обработки показывают, что амплитуда T -компоненты мала по сравнению с H -компонентой, но превышает амплитуду микросейсмического фона. На рис. 3.15 приведены все использованные \hat{T} -компоненты.

Структура T -компоненты рассматривалась в тех же временных интервалах, где были обнаружены обменные волны P_3V . В соответствии с результатами анализа H -компоненты целесообразно разделить весь временной интервал, представленный на рис. 3.15, на три части: в первом интервале (от 0 до 30 с) преобладают коровые обменные волны, второй интервал (от 30 до 50 с) соответствует мантийной обменной волне, связанной с границей на глубине 400 км, третий интервал (от 50 до 75 с) — волне, сформированной на глубине около 650 км. Амплитуды колебаний в этих интервалах измерялись соответственно при глубинах фазирования 40, 400 и 640 км.

Наибольший вклад в начальную часть записи вносит первая гармоника ($k = 1$); ее амплитуда составляет 0,047, фаза $\psi_0 = 120^\circ$ (рис. 3.16). Вторая гармоника в 2 раза слабее (0,023). Сравнение с диаграммами просачивания показывает, что в этой области значений ψ может происходить сильное взаимное просачивание обеих гармоник. В частности, амплитуду второй гармоники, составляющую около 50% от амплитуды первой, можно полностью объяснить просачиванием первой гармоники. Период 360° , по-видимому, связан с горизонтальной неоднородностью коры и верхней части мантии. Такая периодичность T -компоненты может быть связана, например, с рельефом границы Мохо (см. первую главу).

Во втором интервале амплитуды обеих гармоник приблизительно одинаковы и при этом очень малы (около 0,004). Эта величина соответствует уровню шума, наблюдаемому в отсутствие сигнала.

В третьем интервале при $\psi = 40^\circ$ и $k = 2$ на спокойном фоне достаточно уверенно выделяется компактный волновой пакет (см. рис. 3.16). Макси-

мальная амплитуда этого пакета (0,012) наблюдается при глубине фазирования 640 км, которая хорошо соответствует глубинам обмена, возможным в третьем интервале. Хорошее соответствие времени пробега и зависимости амплитуды от глубины фазирования позволяет считать, что данный волновой пакет представляет реальную обменную волну, а не артефакт обработки. Фаза ψ_0 для второй гармоники приходится на ту часть диаграммы просачивания, где влияние первой гармоники относительно мало. К тому же и амплитуда первой гармоники (около 0,004) втрое меньше амплитуды второй гармоники и не может серьезно повлиять на результаты выделения второй гармоники.

В принципе период 180° азимутальных вариаций T -компоненты может быть вызван или азимутальной анизотропией, или латеральной неоднородностью. Латеральная неоднородность литосферы под НОРСАРОм представляется в этом случае маловероятной причиной, так как по данным в первом временном интервале преобладающий период T -компоненты, сформированный неоднородностью литосферы, составляет 360° . Анизотропия же представляется тем более вероятной, что, как показывается ниже, для объяснения наблюдаемого эффекта она может быть очень слабой.

Для интерпретации наблюдаемого волнового поля в третьем интервале были рассчитаны теоретические сейсмограммы для нескольких моделей поперечно-изотропной среды с горизонтальной осью симметрии. Удовлетворительной моделью может считаться та, синтетические сейсмограммы которой имеют основные особенности наблюдаемого волнового поля, а именно: то же отношение амплитуд T - и H -компонент в третьем интервале (около 0,3, рис. 3.17) и то же соотношение фаз; то же отношение амплитуды T в третьем интервале к амплитуде P в первом интервале (равное $\sim 0,01$); пренебрежимо малую амплитуду T -компоненты во втором интервале.

Падающая P -волна была задана гауссовским импульсом длительностью 10 с. Кажущаяся скорость падающей волны взята равной 17,4 км/с, что соответствует величине лучевого параметра 6,4 с/град. Сейсмограммы рассчитывались для направления, образующего угол 45° с осью симметрии, так как при этом амплитуда тангенциальной компоненты приблизительно равна амплитуде второй азимутальной гармоники. Параметры моделей приведены в табл. 3.6. Резкая сейсмическая граница в модели на глубине 650 км, имитирующая переход от верхней мантии к нижней, формирует сильную обменную волну PsV . В модели 1 взят анизотропным верхний слой мантии толщиной 300 км. Анизотропный слой толщиной 50 км модели 2 помещен в подошве верхней мантии, непосредственно над 650-километровой границей. В модели 3 принята анизотропной вся переходная зона мантии толщиной 250 км.

В модели 1 анизотропия величиной 1,6% (здесь и далее приводится величина коэффициента анизотропии для поперечных волн) достаточна для правильного воспроизведения амплитуды T -компоненты в третьем интервале (рис. 3.18). T -компонента в этой модели возникает вследствие расщепления волны SV , образованной на глубине 650 км. Таким образом, в этом случае реализуется тот же механизм возникновения T -компоненты, что и в волнах $SmKS$. При этом, как и на реальных записях (см. рис. 3.17), форма записи T -компоненты похожа на производную R -компоненты. Вступления в течение первых 30 с на T -компоненте синтетической сейсмо-

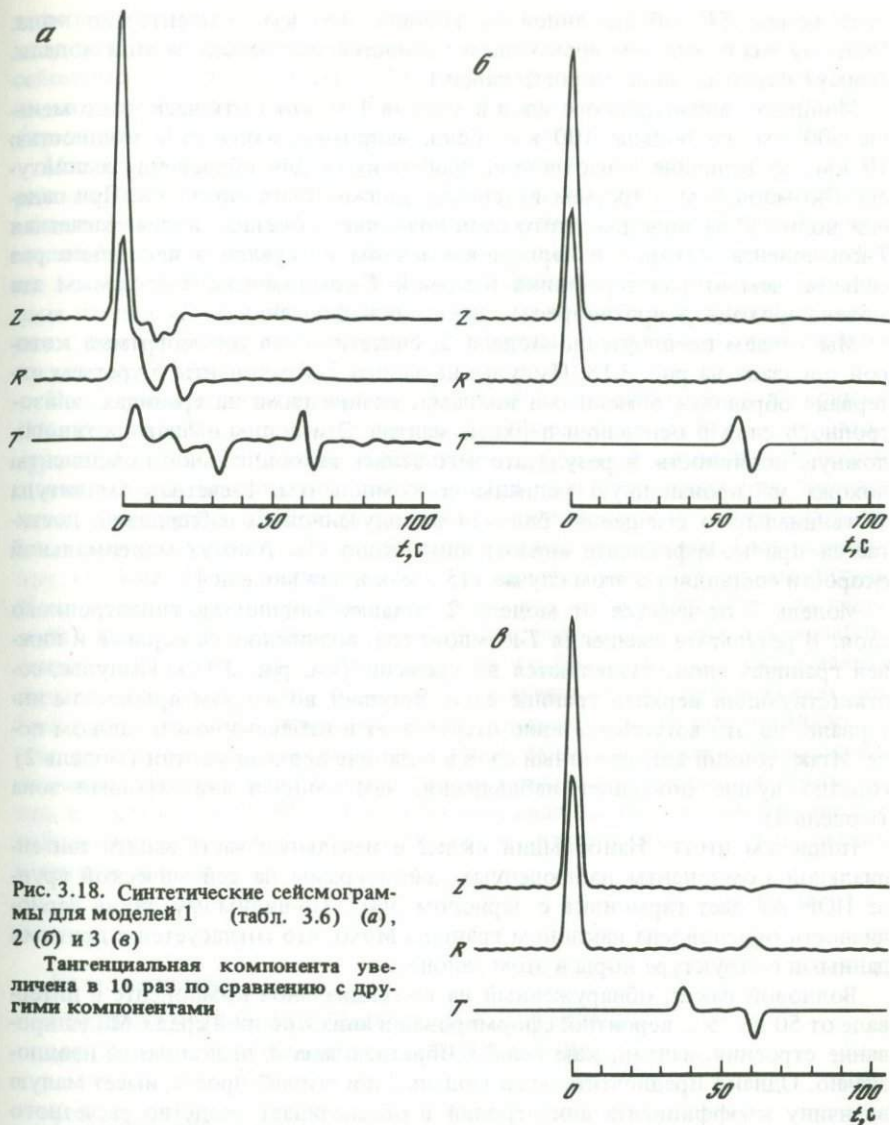


Рис. 3.18. Синтетические сейсмограммы для моделей 1 (табл. 3.6) (а), 2 (б) и 3 (в)

Тангенциальная компонента увеличена в 10 раз по сравнению с другими компонентами

граммы не имеют диагностического значения, так как в этой части реальной сейсмограммы доминируют эффекты латеральной неоднородности литосферы.

Кроме обменной волны, образованной на 650-километровой границе, на записях НОРСАРа выделяется волна, связанная с границей на глубине 400 км (см. вторую главу). Когда волна SV , образованная на глубине 400 км, проходит через анизотропный слой модели 1, из-за расщепления должна возникнуть T -компонента. Соответствующее смещение должно быть зарегистрировано во втором временном интервале, но оно не наблюдается, что уменьшает достоинства этой модели. С другой стороны, амплитуда

туда волны *SV*, образованной на глубине 400 км, относительно мала. Поэтому мы не считаем возможным полностью отказаться от этой модели. Азимут максимальной скорости равен 115° .

Мощность анизотропного слоя в модели 1 может быть несколько меньше 300 км, но больше 100 км. Если, например, взять слой мощностью 70 км, то величина анизотропии, необходимая для объяснения амплитуды *T*-компоненты в третьем интервале, должна быть около 7%. При падении волны *P* на подошву этого слоя возникает обменная волна, расчетная *T*-компонента которой в первом временном интервале в несколько раз сильнее, чем вторая гармоника реальной *T*-компоненты. Тем самым эта модель приходит в противоречие с данными наблюдений.

Мы отдаем предпочтение модели 2, синтетическая сейсмограмма которой показана на рис. 3.18. Импульс на записи *T*-компоненты в третьем интервале образован обменными волнами, возникшими на границах анизотропного слоя в основании верхней мантии. Эти волны имеют противоположную полярность, в результате чего запись тангенциальной компоненты похожа на производную радиальной компоненты. Расчетная амплитуда тангенциального смещения, близкая к полученной из наблюдений, достигается при коэффициенте анизотропии около 1%. Азимут максимальной скорости составляет в этом случае 115° , как и для модели 1.

Модель 3 отличается от модели 2 большей мощностью анизотропного слоя. В результате смещения *T*-компоненты, возникшие на верхней и нижней границах слоя, разделяются во времени (см. рис. 3.18). Импульс, соответствующий верхней границе слоя, вступает во втором временном интервале, но это вступление явно отсутствует в наблюдаемом волновом поле. Итак, тонкий анизотропный слой в подошве верхней мантии (модель 2) гораздо лучше объясняет наблюдения, чем мощная анизотропная зона (модель 3).

Подведем итоги. Наибольший вклад в начальную часть записи тангенциальной компоненты наблюдаемых сейсмограмм на сейсмической группе НОРСАР дает гармоника с периодом 360° . По-видимому, такая периодичность обусловлена наклоном границы Мохо, что согласуется с другими данными о структуре коры в этом районе.

Волновой пакет, обнаруженный на тангенциальной компоненте в интервале от 50 до 75 с, вероятно, сформирован в анизотропной среде. Моделирование строения мантии, как всякая обратная задача, выполняется неоднозначно. Однако предпочтительная модель 2 достаточно проста, имеет малую величину коэффициента анизотропии и обеспечивает сходство расчетного и наблюдаемого волновых полей. Модель постулирует существование азимутальной анизотропии в подошве верхней мантии (на глубинах 600–650 км). Подчеркнем, что совмещение анизотропного слоя в модели 2 со слоем высокого градиента скорости по данным второй главы сделано достаточно произвольно. Хорошее согласие синтетических сейсмограмм с наблюдаемыми может обеспечить также анизотропный слой в кровле нижней мантии, т.е. на глубинах, превышающих 650 км, или слой, середина которого находится на глубине 650 км. Заметим также, что лабораторные эксперименты указывают на возможность сильной (до 8%) азимутальной анизотропии в минералах, характерных для зоны фазовых переходов [165]. Упорядоченная ориентировка кристаллов может быть связана с горизон-

тальным течением вещества в подошве верхней мантии. Возможность такого течения не противоречит ряду других особенностей 650-километровой сейсмической границы. Отметим также, что 650 км — самая большая глубина, на которой когда-либо отмечались признаки азимутальной анизотропии (предельная глубина остальных известных нам исследований ~ 200 км).

Модель 1 не объясняет полностью наблюдаемое волновое поле и поэтому рассматривается нами как менее вероятная, чем модель 2. Против этой модели можно представить еще один, независимый аргумент: из-за большой мощности анизотропного слоя эта модель должна давать большие (около 1 с) отклонения времен пробега телесеismicических P -волн с азимутальным периодом 180° . Между тем вторая гармоника в азимутальных вариациях времен пробега P -волн, наблюдаемых НОРСАРОм, практически отсутствует [141].

Когда работа над данной монографией была практически завершена, Л.П. Винник и Р. Кинд закончили анализ наблюдений волн P_s по материалам группы Грэфенберг. Анализ выполнялся с помощью методов и на основе опыта работы, описанной в этой главе. При этом обнаружено, что обменная волна с глубиной обмена около 640 км имеет сильную тангенциальную компоненту; амплитуда второй азимутальной гармоники T -компоненты при глубине фазирования 640 км составляет около 70% от амплитуды H -компоненты; фаза второй гармоники, как и на НОРСАРе, составляет 40° . В результате параметры анизотропии, которые оцениваются по наблюдениям волн P_s , сформированной на глубине 640 км, оказываются существенно отличными от оценок, полученных по наблюдениям фаз $SmKS$ и S . Это делает почти неизбежным вывод об азимутальной анизотропии слоя в области перехода от верхней мантии к нижней. Направление максимальной скорости в этом слое оказывается практически таким же, как и в случае НОРСАРа. Таким образом, выводы, полученные при анализе наблюдений НОРСАРа, подтверждаются независимым экспериментом в другом районе.

Глава четвертая

РЕГИОНАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛИТОСФЕРЫ МЕТОДОМ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

1. Постановка задачи

Томографией называется построение объемного изображения предмета по его двумерным проекциям. Развитие рентгеновской томографии в медицине дало толчок к проникновению сходных методов в различные области физики и техники. Построение трехмерных скоростных моделей Земли по записям упругих волн, получаемых на ее поверхности, можно назвать сейсмической томографией. Хотя по основным принципам сейсмическая томография близка к другим ее разновидностям, она сложилась практически независимо и приобрела современные очертания в результате развития методов решения обратной кинематической задачи сейсмологии.

С математической точки зрения определение скорости распространения

упругих волн по данным о временах их пробега — задача интегральной геометрии, которая состоит в восстановлении функции, заданной интегралами по некоторому семейству кривых. Обратная кинематическая задача — нелинейная, но во многих практически важных случаях может быть сформулирована как линейная. Линеаризация допустима, если истинная скорость распространения волн мало (в пределах нескольких процентов) отличается от известного первого приближения. Трехмерная обратная задача в линейной постановке впервые рассмотрена в [166], численный метод ее решения описан в [167].

Практическое решение обратной задачи предполагает параметризацию изучаемой среды. В частности, метод, описанный в [167], основан на представлении искомым функций рядами Фурье. В [168] при исследовании крупномасштабных неоднородностей нижней мантии решение строится в виде разложения по сферическим функциям. В [169] для интерпретации профильных наблюдений рефрагированных волн используются полиномы Лежандра. Метод интерпретации телесейсмических данных, основанный на представлении искомой функции кубическими сплайнами, описан в [170, 171]. В известном методе [172–174] среда разбивается на прямоугольные блоки; неизвестными являются поправки к заранее заданному скоростному разрезу, постоянные в каждой блоке. В методе Бэйкуса–Гильберта, распространенном на трехмерно-неоднородную среду [175–178], сглаженная поправка к начальной скоростной модели определяется как линейная комбинация данных наблюдений; коэффициенты этой комбинации подбираются так, чтобы приблизить сглаживающее ядро к пространственной δ -функции. При использовании этого подхода результат решения обратной задачи может зависеть от ориентации координатных осей.

Обратная кинематическая задача, как правило, неустойчива: небольшое изменение исходных данных может вызвать существенное изменение решения. Поэтому любой алгоритм численного решения этой задачи нуждается в регуляризации, т.е. использовании дополнительных ограничений на искомую функцию, согласованных со случайными ошибками измерений. Отсутствие регуляризации представляет характерный дефект ряда работ, в которых решение обратной задачи ищется способом подбора.

Метод обращения данных о временах пробега рефрагированных волн, используемый в нашей работе, основан на параметризации медленности (величины, обратной к скорости) с помощью ортогональных полиномов Чебышева [179, 180]. Предусмотрены процедуры получения устойчивого решения соответствующей системы линейных уравнений и оценки его качества. Алгоритм достаточно прост и может быть реализован с помощью компьютера, имеющего небольшую (порядка сотни килобайт) оперативную память.

Метод разработан в двух модификациях, из которых первая предназначена для анализа наблюдений групп сейсмических станций, апертюра которых много меньше характерного эпицентрального расстояния. Практически речь идет о группах поперечником порядка сотен километров при эпицентральных расстояниях более 2500 км. При обращении аномалий времен пробега P -волн, регистрируемых такой группой, предполагается, что они накоплены в литосфере непосредственно под группой, тогда как остальная часть пути, пройденного волной, находится в латерально-одно-

родной среде. Метод используется в типичных для сейсмологической практики условиях, когда значения координат источников и времени в очаге содержат существенные ошибки.

Вторая модификация предназначена для обработки наблюдений волн от контролируемых источников, параметры которых известны точно. Приемники и источники находятся в пределах одного и того же района или одного и того же профиля на поверхности Земли, а исследуемый объем совпадает с областью, содержащей лучи зарегистрированных волн. Метод может быть использован и при обработке наблюдений волн от неконтролируемых источников, но систематические ошибки оценки их параметров могут обесценить полученные результаты.

Кроме методических вопросов, в главе дается обзор результатов томографического исследования структуры литосферы, полученных с помощью описанного алгоритма. Приводятся модели литосферы центральной части Балканского полуострова, Сибири, Памира, Тянь-Шаня, района Байкала. В разрозненном виде эти результаты можно найти в работах [181–183].

2. Алгоритм решения обратной задачи

Предполагается, что аномалии скорости распространения рефрагированных волн, ответственные за наблюдаемые аномалии времен пробега, можно представить как малые (величиной порядка нескольких процентов) поправки к исходному разрезу, в котором скорость распространения волн зависит только от глубины.

Рассмотрим полупространство, содержащее семейство лучей R_i , $i = 1, 2, \dots, I$, рефрагированных объемных волн. Время пробега волны вдоль i -го луча R_i определяется выражением

$$t_i = \int_{R_i} S(x, y, z) dr,$$

где $S(x, y, z)$ — медленность, т.е. величина, обратная к скорости $v(x, y, z)$; x, y и z — соответственно две горизонтальные и вертикальная координаты; r — переменная интегрирования. Интегрирование ведется вдоль луча R_i . При условии малости латеральных скоростных вариаций $S(x, y, z)$ можно представить в виде

$$S(x, y, z) = S_0(z) + \delta S(x, y, z).$$

Здесь $S_0(z) = 1/v_0(z)$ — невозмущенная медленность; $v_0(z)$ — начальное, невозмущенное распределение скорости с глубиной, возмущение медленности δS мало и подлежит определению; возмущение медленности δS и возмущение скорости δv связаны приближенным соотношением $\delta S \approx -\delta v/v_0^2$.

Невязку времени пробега δt_i можно приближенно представить как

$$\delta t_i = t_i - t_{i0} = \int_{R_{i0}} \delta S(x, y, z) dr, \quad (4.1)$$

где R_{i0} и t_{i0} — путь и время пробега, соответствующие невозмущенной скорости $v_0(z)$.

Параметризуем функцию $\delta S(x, y, z)$ с помощью системы ортогональных полиномов Чебышева, трансформируя при этом исходную область

(x, y, z) в куб $(-1 \leq u_i \leq 1, i = 1, 2, 3)$. Для широкого класса функций разложение по этим полиномам сходится быстрее, чем по любой другой системе ортогональных многочленов [184]. В новых координатах $\delta S(x, y, z)$ принимает вид

$$\delta S(u_1, u_2, u_3) = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} c_{jkl} T_j(u_1) T_k(u_2) T_l(u_3), \quad (4.2)$$

где c_{jkl} — неизвестный параметр; $T(u)$ — полиномы Чебышева, которые задаются формулой вида $T_n(u) = \cos n\theta$, $\cos\theta = u$.

Ограничиваясь конечной суммой членов, ряд (4.2) можем записать в виде

$$\delta S(u_1, u_2, u_3) = \sum_{j=0}^{J-1} \sum_{k=0}^{K-1} \sum_{l=0}^{L-1} c_{jkl} T_j(u_1) T_k(u_2) T_l(u_3). \quad (4.3)$$

Исследуемую область можно разбить на блоки и представить возмущение медленности в каждом блоке с помощью выражения типа (4.3). Тогда выражение (4.3) принимает вид

$$\delta S(u_1, u_2, u_3) = \sum_{m=1}^M \sum_{j=0}^{J-1} \sum_{k=0}^{K-1} \sum_{l=0}^{L-1} c_{jkl}^m T_j^m(u_1) T_k^m(u_2) T_l^m(u_3).$$

Здесь m — номер блока; M — число блоков. Если в этом выражении ограничиться первым членом каждого полиномиального ряда, получим известную параметризацию среды [172] блоками с постоянной скоростью в каждом блоке.

Подставляя выражение (4.3) в (4.1) и выполняя интегрирование, будем иметь систему линейных уравнений вида

$$A \cdot c = \delta t, \quad (4.4)$$

где c — вектор неизвестных параметров c_{jkl} ; δt — вектор невязок δt_i ; число уравнений равно числу лучей, а число неизвестных N равно произведению JKL . Для надежного определения неизвестных желательно, чтобы число лучей было много больше, чем N .

Воспользуемся для вычисления неизвестных составляющих вектора c методом сингулярного разложения [185]. Этот метод позволяет получить решение системы (4.4), минимизирующее норму $\|A \cdot c - \delta t\|$ в смысле наименьших квадратов и устойчивое по отношению к ошибкам в исходных данных. Представим матрицу A в виде

$$A = U \times D \times W^T, \quad (4.5)$$

где U — $I \times I$ — ортогональная матрица; W — $N \times N$ — ортогональная матрица; D — $I \times N$ — диагональная матрица, содержащая на главной диагонали положительные сингулярные числа d_i . Обусловленность матрицы A характеризуется соотношением $\text{cond}(A) = d_{\max}/d_{\min}$, где d_{\max} и d_{\min} — максимальное и минимальное сингулярные числа соответственно.

Для уменьшения эффекта случайных ошибок в исходных данных при обращении матрицы A отбрасываются сингулярные числа, меньшие значения порога: $\tau = \epsilon d_{\max}$ (ϵ — величина, зависящая от относительной ошиб-

ки исходных данных). Решение c_g системы (4.4) может быть представлено в виде

$$c_g = W_g D_g^{-1} U_g^T \delta t, \quad (4.6)$$

где g — число сохраненных при отборе сингулярных чисел; матрицы W_g , D_g^{-1} , U_g получены из W , D^{-1} , U путем исключения части собственных векторов и сингулярных чисел.

При обработке больших массивов исходных данных (например, при анализе телесейсмических наблюдений) методика обращения матрицы может быть несколько модифицирована для понижения порядка системы уравнений. Для этого система (4.4) преобразуется умножением обеих частей на A^T :

$$A^T A c = A^T \delta t, \quad (4.7)$$

в результате чего слева получается квадратная матрица порядка $N \times N$. Матрица $A^T \cdot A$ представляется в виде сингулярного произведения

$$A^T \cdot A = W \cdot \Lambda \cdot W^T.$$

Здесь W — та же матрица, что в (4.5), Λ — диагональная матрица порядка $N \times N$, имеющая на главной диагонали собственные значения матрицы $A^T \cdot A$. При обращении матрицы $A^T \cdot A$ отбрасываются собственные векторы, соответствующие малым собственным значениям. Пороговое значение τ для отбора собственных значений определяется как

$$\tau = \alpha \lambda_{\max}, \quad (4.8)$$

где λ_{\max} — наибольшее собственное значение; α — параметр, зависящий от относительной ошибки исходных данных. Решение системы (4.7) можно записать в виде

$$c_g = W_g^T \Lambda_g^{-1} W_g A^T \delta t, \quad (4.9)$$

где индекс g имеет тот же смысл, что и в (4.6).

Качество полученного решения может быть охарактеризовано его стандартной ошибкой, матрицей разрешения и процентным содержанием объясняемых моделью невязок в исходных данных. Стандартная ошибка решения оценивается по его ковариационной матрице [8], которая имеет вид

$$G^2(c_g) = \sigma^2 W_g D_g^{-2} W_g^T \quad (4.10)$$

(σ — стандартная ошибка компонент вектора входных данных). Стандартную ошибку (4.9) можно получить с помощью (4.10), если вместо D_g^{-2} подставить Λ_g^{-1} . Матрица G^2 характеризует стандартные ошибки отдельных параметров, а само решение строится как линейная комбинация этих параметров (см. формулу (4.3)). Поэтому дисперсия функция δS определяется выражением

$$\sigma^2(\delta S) = a^T G^2(c_g) a,$$

где компоненты вектора a являются коэффициентами при c_{jkl} в линейной

комбинации (4.3). Стандартная ошибка определения $v(x, y, z)$ дается выражением

$$\sigma(v) = \sigma(\delta S) v_0^2 / (1 + \delta S v_0)^2.$$

При анализе телесейсмических данных на группах станций аномалии скорости $\delta v(x, y, z)$ представляются в процентах от $v_0(z)$. Ошибка определения $\delta v(x, y, z)$ в процентах от $v_0(z)$ дается формулой

$$\sigma(\delta v/v_0) = \sigma(\delta S) v_0 100 / (1 + \delta S v_0)^2. \quad (4.11)$$

В дальнейшем мы, как правило, приводим оценки $\sigma(v)$ и $\sigma(\delta v/v_0)$, осредненные либо по всей модели, либо по отдельным ее частям.

Структура полученного решения характеризуется матрицей разрешения, которая может быть представлена в виде

$$B = W_g W_g^T. \quad (4.12)$$

Диагональные элементы этой матрицы имеют величину от 0 до 1 и пропорциональны весу отдельных параметров в линейной комбинации (4.3). Полезной характеристикой решения является также мера его соответствия исходным данным:

$$q = [(\sigma_0^2 - \sigma_1^2) / \sigma_0^2] \cdot 100\%.$$

Здесь σ_0^2 — дисперсия исходного массива невязок; σ_1^2 — средний квадрат остаточной невязки:

$$\sigma_1^2 = \| A c_g - \delta t \|. \quad (4.13)$$

Величина q характеризует в терминах средних квадратов процентное содержание объясняемых моделью невязок в исходных данных. Анализ величины q для разных значений α или ϵ помогает выбрать оптимальный вариант решения из множества возможных.

3. Обращение невязок для далеких землетрясений

3.1. Оценка невязок

Исходные данные для томографического исследования литосферы — невязки времен пробега рефрагированных P -волн далеких землетрясений, в дальнейшем называемые просто невязками. Невязки оцениваются по следующей схеме. Пусть t_{ij} — время вступления волны для i -й станции и j -го землетрясения. Для исключения ошибок, связанных с неточным знанием параметров очага, вычисляется величина Δt_{ij} :

$$\Delta t_{ij} = t_{ij} - t_{0j} - \Delta t_n,$$

где t_{0j} — время вступления на опорной станции (в качестве опорной обычно выбирается одна из лучших станций группы); Δt_n — нормальное значение разности времен пробега между данными двумя станциями, соответствующее стандартному годографу. Обычно значения Δt_{ij} , полученные для одной и той же небольшой эпицентральной области, имеют разброс, который целесообразно подавить вычислением среднего значения. Среднее значение Δt_{ij} для k -й эпицентральной области обозначим Δt_{ik} . Следующей процеду-

рой является нормализация значений Δt_{ik} , позволяющая исключить влияние латеральных неоднородностей среды под опорной станцией на результаты вычисления невязок. Нормализованная невязка δt_{ik} вычисляется по формуле

$$\delta t_{ik} = \Delta t_{ik} - \Delta t_k, \quad (4.14)$$

где $\Delta t_k = \sum_{i=1}^N \Delta t_{ik}/N$; N — число станций в группе (без опорной станции).

Рассчитанные по изложенной методике невязки определяются скоростными неоднородностями в коре и мантии. Однако разрешающая способность используемых данных обычно ограничена и полученная модель сглаживает, а тем самым искажает реальные неоднородности среды. Если по независимым данным можно надежно охарактеризовать некоторые неоднородности среды, существенно влияющие на решение в целом, то эффект этих неоднородностей целесообразно исключить из входных данных, чтобы более точно оконтурить остальные неоднородности. Такими независимыми данными могут служить, например, результаты ГСЗ, характеризующие вариации мощности и скоростного разреза коры. При введении соответствующих поправок формула (4.14) для вычисления невязок δt_{ik} принимает вид

$$\delta t_{ik} = \Delta t_{ik} + \Delta t_i - \Delta t_k,$$

где Δt_i — поправка за кору для i -й станции; Δt_k в этом случае определяется как

$$\Delta t_k = \sum_{i=1}^N (\Delta t_{ik} + \Delta t_i)/N.$$

3.2. Тестирование алгоритма

При использовании алгоритма, описанного в разд. 2 наст. главы, возникает ряд практических вопросов: как зависят результаты обращения невязок от выбора функции $v_0(z)$, как выбрать оптимальное значение α в формуле (4.8), как выбрать значения J, K, L в полиномиальном разложении (4.3)? Ответить на эти и некоторые другие вопросы помогают эксперименты с численными моделями. Большинство экспериментов выполнено на модели, имитирующей плоский слой мощностью 100 км, в котором скорость распространения волн определяется выражением

$$v(x, y, z) = 7,8 + 4 \cdot 10^{-3} \cdot z + 6 \cdot 10^{-5} (x - 50)^2 + 7,2 \cdot 10^{-6} (y - 50)^2 (z - 50), \quad (4.15)$$

где x, y и z — в км; v — в км/с.

Средний уровень флуктуаций скорости в этой модели составляет около 3% от $v_0(z)$. На верхней поверхности слоя находится группа из 36 приемников, размещенных в узлах прямоугольной решетки с шагом 20 км. Неоднородный слой "просвечивается" плоскими волнами от 12 источников, равномерно распределенных по азимуту с интервалом 30° . Угол падения всех волн равен 20° ; при реальных сейсмических наблюдениях этот

угол соответствует эпицентральному расстоянию около 70° . Для всех пар источник—приемник практически так же, как и в реальном эксперименте, рассчитаны невязки; среднеквадратичная величина невязки составляет около 0,1 с.

В одном из первых численных экспериментов при $v_0(z) = 7,8 + 4 \cdot 10^{-3} z$ было получено решение при $J = K = L = 3$. Число неизвестных коэффициентов N при этом равно 27. Решение, представленное в виде отношения $\delta v / v_0$, при $\alpha = 0$ оказалось очень близким к аналогичной величине для функции (4.15); максимальные отклонения, составляющие доли процента от v_0 , наблюдались на периферии рассматриваемой области; величина q оказалась равной 99,98%, означая, что полученная скоростная модель практически точно воспроизводит заданные невязки.

В следующем эксперименте исследовалась зависимость решения от $v_0(z)$; значения v_0 варьировались в пределах нескольких процентов. Установлено, что решение, представленное в виде $\delta v / v_0$, практически не зависит от $v_0(z)$.

До сих пор при моделировании не рассматривалось влияние случайных ошибок измерения невязок. Флуктуации времен пробега, во всех отношениях сходные с ошибками измерения, вызываются также мелкомасштабными скоростными неоднородностями, которые присутствуют в среде, но не включаются в модель. Для оценки влияния шума к невязкам, найденным для модели (4.15), прибавлялась случайная величина со среднеквадратичной величиной, близкой к уровню "сигнала". Установлено, что при $\alpha = 0$ стандартная ошибка решения, оцениваемая по формуле (4.11), и фактическая погрешность, определяемая сравнением решения и модели (4.15), очень близки. Фактическая погрешность в центре исследуемой области несколько ниже расчетной, а на периферии несколько выше. В условиях, когда уровень шума заранее неизвестен, его приемлемым эквивалентом может служить определяемая по формуле (4.13) величина σ_1 (не объясняемая моделью часть невязки).

Решение обратной задачи для невязок, содержащих шумовую компоненту, предполагает отбрасывание части собственных векторов обрабатываемой матрицы. Выбор значения параметра α в формуле (4.8) оказывает влияние на вид результирующей функции $\delta v / v_0$. При больших значениях α величина q мала, решение сильно сглажено и среднеквадратичная величина $\delta v / v_0$ мала. С уменьшением α степень сглаживания уменьшается, происходит одновременный рост q и $\delta v / v_0$, однако, начиная с определенных критических значений α , q почти не растет при резком росте $\delta v / v_0$. Эти критические значения α и являются оптимальными, так как более высокие значения α ведут к чрезмерному загромождению решения, а более низкие — к его необоснованному усложнению (о выборе значения α см. также п.4.1 наст. главы).

Выбор величины α оказывает сильное влияние на вид матрицы разрешения (4.12). Если значение α настолько мало, что сохраняются все собственные векторы обрабатываемой матрицы, диагональные элементы матрицы B равны единице. При оптимальных значениях α значения диагональных элементов матрицы B для $l = 2$ резко уменьшаются до значений, близких к нулю. Это означает, что вклад коэффициентов c_{jkl} , имеющих $l = 2$ в результирующей линейной комбинации, ничтожно мал. И действительно, ре-

шение обратной задачи для $J = 3, K = 3, L = 2$ практически не отличается от решения для $J = 3, K = 3, L = 3$. Таким образом, использование $L > 2$ при поиске решения в данном случае не имеет смысла. Присутствие в результирующей функции только двух первых членов полиномиального разложения по вертикали ($l = 0$ и $l = 1$) означает, что при фиксированных значениях x и y знак δv может измениться с глубиной только один раз. Эта особенность решения определяется как видом заданной функции $v(x, y, z)$, так и системой наблюдений, использованной для ее восстановления. Интересно, что аналогичным свойством обладают решения, полученные при анализе данных реальных наблюдений (см. п. 3.3 наст. главы). Если ограничения на величину L легко получить из анализа матрицы B , то для выбора значений J и K целесообразно постепенно увеличивать число членов полиномиального разложения и остановиться, когда решение перестает приобретать новые существенные черты.

Сравнение решений, полученных при различных углах падения, показывает, что использование лучей с большими углами (источников с малыми эпичентральными расстояниями) повышает разрешение по вертикали. На качество решения большое влияние оказывает азимутальное распределение источников; отсутствие источников в двух соседних квадрантах приводит к полной потере разрешения по вертикали.

Рассматриваемая методика исследования литосферы предполагает, что невязки формируются в слое под группой. Разумеется, чем больше мощность слоя, тем больше оснований для такого предположения. При этом, однако, размеры группы накладывают ограничения на допустимую мощность слоя. Для получения максимального разрешения по глубине следует использовать лучи с углами падения от 10 до 45° . Луч с углом падения около 45° , достигающий центральной станции группы, выходит за границы изучаемой области на глубине, численно равной половине апертуры группы. Таким образом, неоднородности, находящиеся под группой на глубинах, значительно превышающих половину апертуры группы, вносят сравнительно небольшой вклад в формирование невязок, наблюдаемых на группе. Результаты численного моделирования показывают, что мощность неоднородного слоя не должна быть много больше апертуры группы; в противном случае неизбежно резкое уменьшение разрешения по вертикали. Эти величины должны быть, по крайней мере, сравнимыми, а наилучшее разрешение обеспечивается группой, апертура которой в 2 раза или более превышает мощность слоя.

Опишем результаты сопоставления рассматриваемой методики с методикой [172], суть которой заключается, как мы уже упоминали, в разбиении изучаемого объема на блоки и определении поправок к медленности в каждом блоке. В работе [172], выполненной по данным группы НОРСАР (краткое описание этой группы см. в первой главе), слой мощностью 126 км под группой разбит на 405 прямоугольных блоков. Решение, полученное в результате обработки данных по 93 землетрясениям, характеризуется стандартной ошибкой около 0,3% при среднеквадратичной величине флуктуаций медленности около 3%. В нашем эксперименте обрабатывались данные по 65 землетрясениям. Основные параметры решения: число гармоник $48 (4 \times 4 \times 3)$, $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$, число сохраненных собственных векторов 24, средний уровень флуктуаций медленности 2,6%, стандартная ошибка

решения около 0,4%, $q = 55\%$. В качественном отношении рисунок изолиний на всех срезах полученной таким образом модели близок к приведенному в [172]. Тем самым сопоставимый результат получен при значительно меньшем объеме вычислений.

3.3. Трехмерные скоростные модели литосферы Балкан, Тянь-Шаня, Памира и Прибайкалья

При построении модели литосферы Балканского полуострова анализировались данные 22 станций (рис. 4.1). Использовались записи P -волн с четкими первыми вступлениями и эпицентрными расстояниями от 30 до 100° . На станциях Болгарии время первого вступления считывалось непосредственно с сейсмограмм, для других станций были взяты материалы региональных и мировых каталогов. В качестве стандартного использовался годограф Джеффриса—Буллена. Невязки времен пробега от 210 землетрясений были осреднены по 50 эпицентрным областям, координаты центров которых приведены в табл. 4.1. Примеры невязок для нескольких эпицентральных областей даны в табл. 4.2. Диапазон вариаций невязок (от $-1,6$ до $+1,6$ с) в несколько раз превышает возможный эффект латеральной неоднородности коры. Поэтому основным источником невязок следует считать верхнюю мантию.

При построении трехмерной скоростной модели литосферы учитывается сферичность волнового фронта. Для опорной станции определяются лучевой параметр p_0 и азимут на эпицентр A_0 . Аналогичные величины для произвольной станции группы оцениваются по формулам:

$$p = p_0 - (dp/d\Delta)D \cos(\theta - A_0), \quad A = A_0 - D \sin(\theta - A_0)/\Delta,$$

где Δ — эпицентральное расстояние опорной станции; D — расстояние между произвольной станцией и опорной; θ — азимут опорной станции, измеряемый из произвольной станции. Оптимальное полиномиальное описание среды под группой содержит 40 параметров (5 гармоник для широтного направления, 4 — для меридионального, 2 — для вертикального). Параметр α принят равным $5 \cdot 10^{-4}$, при этом сохраняется 27 собственных векторов обращаемой матрицы. В качестве $v_0(z)$ использован разрез планетарной модели РЕМ [186].

Построены две скоростные модели: одна с учетом, другая без учета неоднородности коры. Поправки за неоднородность коры вводились в соответствии с данными работы [187]. Мощность неоднородного слоя в этих и других обсуждаемых далее моделях принималась равной 300 км.

В модели, построенной без учета неоднородностей коры, в верхнем, приблизительно 100-километровом слое в центральной части района выделяется низкоскоростная зона. Скорость в этой зоне понижена на 4–6% по отношению к периферии. На глубинах 100–200 км контраст латеральных скоростных неоднородностей резко уменьшается, а на глубинах 200–300 км в центре района появляется область с повышенной скоростью.

Качественно сходный характер имеет и модель, построенная с поправками за неоднородность коры (см. рис. 4.1). Модель представлена тремя срезами на глубинах 50, 150 и 250 км, которых вполне достаточно, если учесть ограниченную разрешающую способность данных по вертикали.

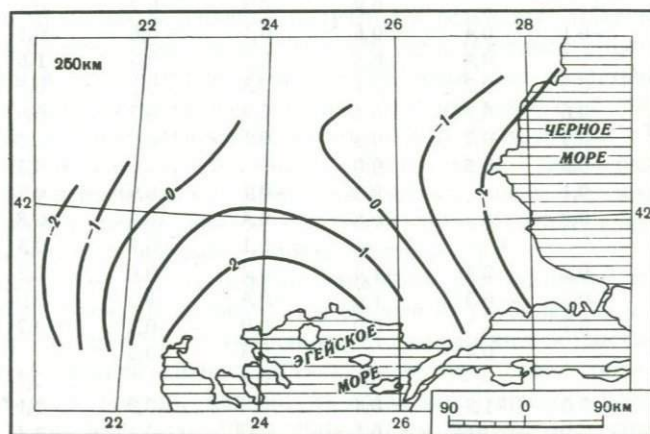
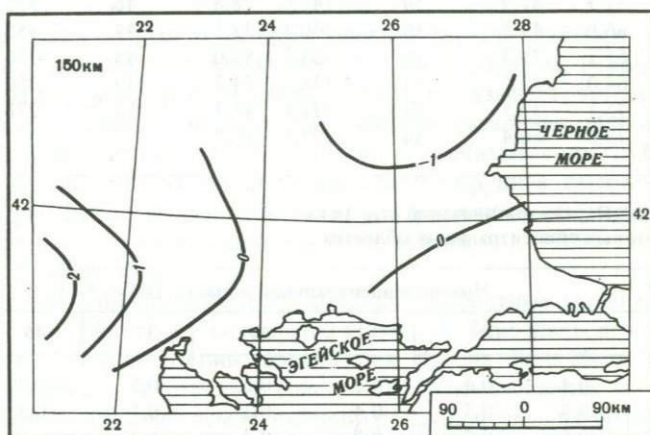
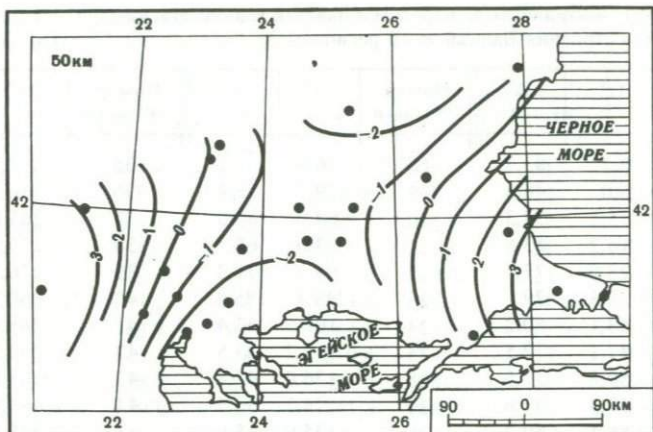


Рис. 4.1. Скоростные неоднородности литосферы Балканского региона (с поправками за неоднородность коры) на глубинах 50, 150 и 250 км

Цифры на изолиниях — значения δv в % от v_0 . Точками показаны сейсмические станции

Таблица 4.1. Координаты центров 50 областей, использованных для анализа строения Балканского региона

Номер области	Az°	Δ°	Номер области	Az°	Δ°	Номер области	Az°	Δ°
1	3,1	83,2	18	76,0	95,1	35	237,3	61,9
2	5,0	46,5	19	79,1	35,4	36	256,0	64,8
3	15,1	34,3	20	88,0	68,5	37	265,0	64,6
4	16,2	83,6	21	93,0	65,7	38	275,1	81,2
5	28,0	77,7	22	98,9	71,3	39	276,2	56,8
6	32,5	79,1	23	98,3	85,8	40	280,2	38,9
7	43,1	80,2	24	106,9	33,4	41	288,0	97,2
8	47,1	72,5	25	115,2	27,5	42	295,1	98,5
9	59,8	37,5	26	126,0	41,8	43	305,0	99,9
10	59,3	37,8	27	124,1	53,5	44	293,1	37,2
11	56,1	80,2	28	135,0	65,6	45	328,1	93,9
12	51,1	87,9	29	147,0	78,8	46	331,2	95,7
13	66,0	44,3	30	140,1	32,1	47	358,9	82,3
14	65,1	79,3	31	151,3	82,0	48	356,1	77,1
15	64,0	82,0	32	176,9	94,7	49	350,6	32,4
16	75,1	37,5	33	172,1	45,4	50	278,0	29,6
17	73,0	60,4	34	221,1	58,8			

Таблица 4.2. Параметры значений δt_{ik} (в с) для некоторых эпицентральных областей

Номер станции	Номер эпицентральной области (табл. 4.1)						
	2	16	23	29	37	45	49
1	-0,4	0,4	-0,2	0,6	0,5	-0,7	-
2	-0,3	0,3	-0,4	-0,1	0,5	0,3	0,4
3	-0,6	0,5	0,2	-0,2	0,7	0,0	0,1
4	-	-	0,9	-0,3	-0,2	0,1	-
5	-0,1	0,4	0,6	0,1	0,6	-0,1	-0,1
6	-	0,4	0,3	0,2	0,3	1,6	0,1
7	-0,3	0,2	0,1	0,3	-0,1	0,5	0,2
8	0,6	0,1	-0,1	0,9	0,3	0,0	0,3
9	-0,3	0,7	0,3	0,1	0,2	1,2	0,1
10	-0,3	0,5	0,0	-	-	-0,3	-
11	0,1	-	-0,3	-0,1	-0,9	-0,2	-
12	-0,8	-	0,8	0,4	-	-0,8	-
13	-	-	-	0,1	-0,9	-0,5	-0,5
14	0,2	0,4	-1,4	-0,2	0,0	-0,2	-0,2
15	0,3	-0,3	-1,0	-0,4	0,2	0,0	-0,4
16	0,7	-	0,0	0,0	-0,2	0,2	-0,5
17	-	0,4	-	-0,3	-0,2	-	-0,2
18	-	-	-0,1	-0,4	-	0,2	0,1
19	0,6	-1,3	0,4	-0,8	-0,9	0,1	0,1
20	-	-	-0,1	-	0,1	0,4	-
21	0,5	-0,9	-	-0,6	0,7	0,1	0,4
22	-	-1,6	-0,3	0,3	-0,5	-1,0	-

Таблица 4.3. Координаты центров 30 областей, использованных для анализа строения Средней Азии

Номер области	Az°	Δ°	Номер области	Az°	Δ°	Номер области	Az°	Δ°
1	29,3	50,4	11	99,8	94,3	21	232,2	38,3
2	45,0	59,2	12	106,6	124,1	22	269,9	154,8
3	66,8	46,3	13	117,3	58,9	23	289,5	44,6
4	50,1	54,4	14	113,8	61,1	24	289,5	55,3
5	86,1	45,1	15	122,6	66,0	25	280,7	153,4
6	81,8	53,2	16	148,4	39,4	26	289,8	38,7
7	88,7	63,7	17	144,4	53,0	27	326,3	123,6
8	100,8	43,7	18	210,4	34,3	28	318,7	134,1
9	111,2	55,0	19	221,0	136,9	29	346,0	30,0
10	106,8	79,6	20	141,8	56,7	30	334,5	130,0

После введения поправок за кору невязки пересчитываются к выровненной кровле мантии на глубине 50 км. Таким образом, первый срез приходится на верхнюю грань модели. Рисунок показывает, что на этой глубине в центре района выделяется субмеридиональная низкоскоростная зона, на глубине 150 км неоднородности сглаживаются, на глубине 250 км в центре и на юге района отчетливо выделяется крупное высокоскоростное тело. Формальные показатели качества решения: стандартная ошибка составляет 0,4–0,6% в центральной части района и 0,7–0,9% на периферии; величина q около 40%.

В Средней Азии получены трехмерные скоростные модели литосферы отдельно для района, включающего Памир и Тянь-Шань, и отдельно для Тянь-Шаня. При построении модели для района Тянь-Шаня обрабатывались наблюдения 48 станций (рис. 4.2). Использовались четкие первые вступления P -волн 500 землетрясений с эпицентрными расстояниями от 30 до 165° (на расстояниях свыше 105° применялись фазы РKP). Данные о временах вступлений получены в результате тщательного обмена сейсмограмм. При оценке невязок использовался годограф [188], построенный по наблюдениям в Средней Азии. Все землетрясения были сгруппированы по 30 эпицентрным областям, азимуты и эпицентрные расстояния которых приведены в табл. 4.3. В разложении (4.3) удержано пять гармоник для широтного направления, четыре — для меридионального и две — для направления z . Число неизвестных, таким образом, было равно 40. При обращении невязок в качестве начального был взят скоростной разрез модели РЕМ, параметр α принят равным 10^{-3} .

Скоростная модель литосферы Тянь-Шаня (без поправок за неоднородность коры) показана на рис. 4.2 сечениями на глубинах 50, 150 и 250 км. Сечение на глубине 50 км характеризует латеральные скоростные вариации в верхнем, приблизительно 100-километровом слое, соответствующем коре и верхам мантии; два других среза характеризуют неоднородности мантии на глубинах 100–200 и 200–300 км. Формальные характеристики решения: число сохраненных собственных векторов обращаемой матрицы равно 21; стандартная ошибка модели составляет около 0,3% в центре и около 0,6% на периферии района, $q = 57\%$. Амплитуда выделенных скорост

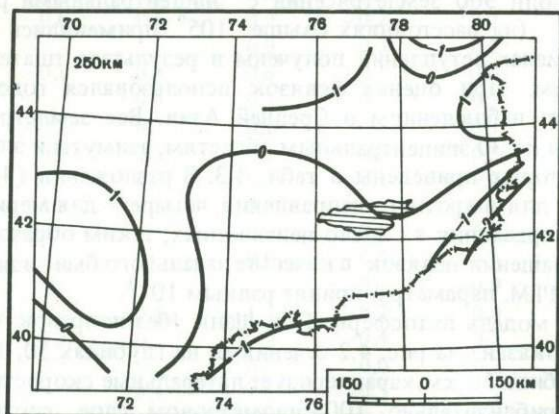
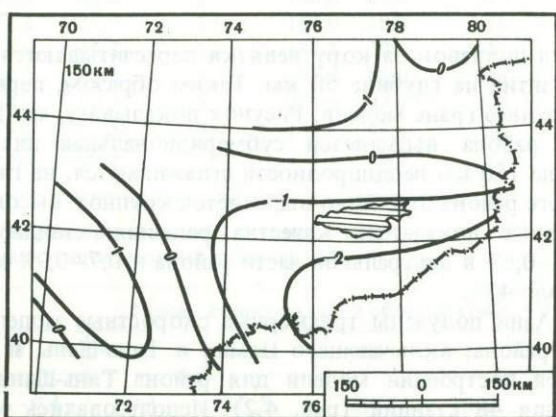
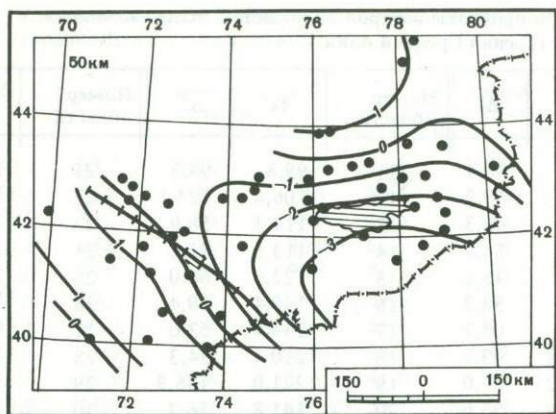


Рис. 4.2. Скоростные неоднородности литосферы Тянь-Шаня (без поправок за неоднородность коры) на глубинах 50, 150 и 250 км

Линия с насечками – Таласо-Ферганской разлом. Остальные обозначения те же, что на рис. 4.1

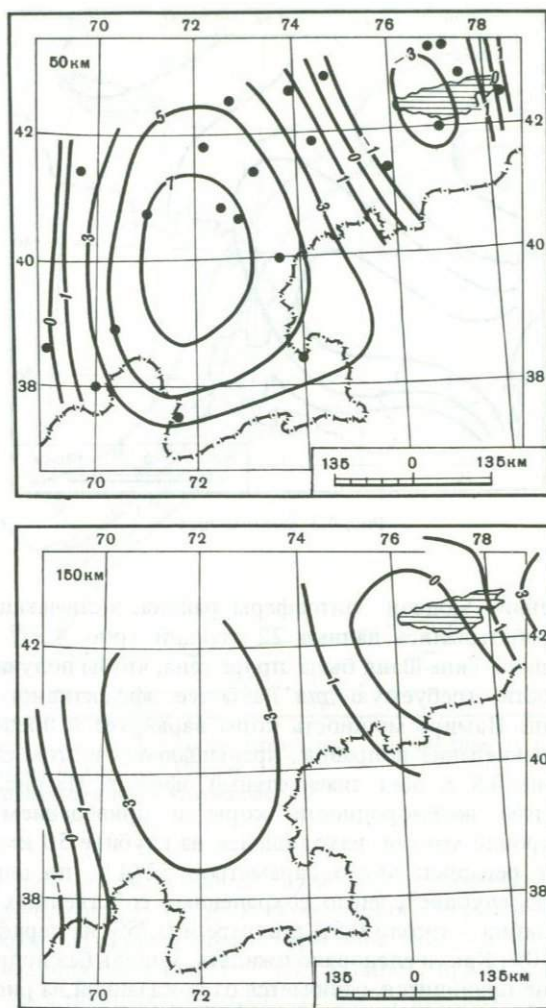


Рис. 4.3. Скоростные неоднородности литосферы Памира и Тянь-Шаня (с поправками за неоднородность коры) на глубинах 50, 150 и 250 км

Условные обозначения те же, что на рис. 4.1

ных вариаций в несколько раз выше стандартной ошибки, и решение можно считать в целом надежным. Второй вариант модели построен с поправками за неоднородность коры, введенными в соответствии с данными работ [189, 190]. Эта модель не имеет качественных отличий от показанной на рис. 4.2, означая, что скоростные вариации в верхнем срезе модели на рис. 4.2 определяются главным образом неоднородностями верхней мантии. Основной особенностью этих неоднородностей является относительно пониженная скорость в верхней мантии Восточного Тянь-Шаня и повышенная — на западе. Неоднородность хорошо проявляется на верхнем срезе и сглаживается с глубиной.

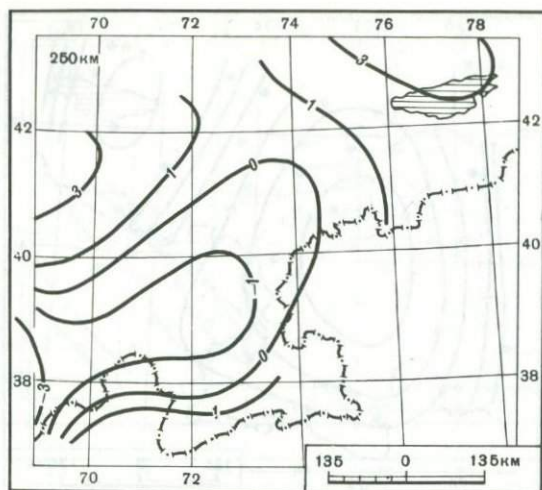


Рис. 4.3 (окончание)

При построении модели литосферы района, включающего Памир и Тянь-Шань, обрабатывались данные 22 станций (рис. 4.3); сравнительно густая сеть станций Тянь-Шаня была прорежена, чтобы получить сеть равномерной плотности, требуемую для наиболее эффективного применения метода. В районе Памира мощность коры варьирует в пределах от 40 до 70 км [189], и введение поправок, превышающих в этом случае по абсолютной величине 0,5 с, дает значительный эффект. На рис. 4.3 показана модель с учетом неоднородности коры и приведением поправок к выровненной кровле мантии, находящейся на глубине 50 км. Формальные характеристики решения: число параметров 32 (4 — по широте, 4 — по долготе, 2 — по глубине), число сохраненных собственных векторов 17, стандартная ошибка — около 0,5% в центре и 0,75% на периферии, величина q близка к 50%. Как и следовало ожидать, модель без поправок за кору, которая здесь не приводится, отличается от показанной на рис. 4.3 главным образом неоднородностями верхнего среза. Для территории Тянь-Шаня модели, приведенные на рис. 4.2 и 4.3, качественно близки, свидетельствуя об устойчивости решения. Верхний срез модели на рис. 4.3 говорит о высокоскоростном характере подкоровой литосферы не только Западного Тянь-Шаня, но и Памира. Распределение неоднородностей меняется с глубиной, и на нижнем срезе в районе Памира появляется обширная субширотная зона пониженной скорости.

Для территории Прибайкалья скоростная модель построена по данным 15 станций (рис. 4.4). Невязки времен пробега P -волн с поправками за неоднородность коры приведены в [191]. Использовались данные приблизительно для 250 землетрясений в телесеismicической зоне, сгруппированные по 40 эпицентральных районам. Распределение аномалий скорости в плане практически не меняется с глубиной, поэтому здесь приводится лишь один срез на глубине 150 км. Конфигурация изолиний отчетливо следует простиранию Байкальской рифтовой зоны. Нулевая изоли-

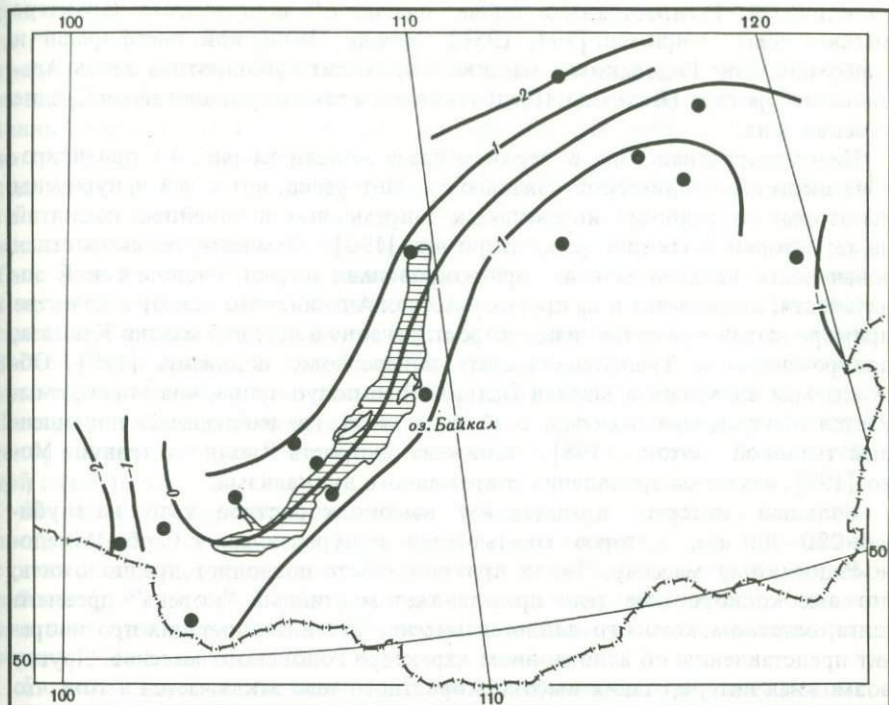


Рис. 4.4. Скоростные неоднородности литосферы Прибайкалья (с поправками за неоднородность коры) на глубине 150 км

Условные обозначения те же, что на рис. 4.1

ния проходит под озером Байкал, отделяя зону относительно высокой скорости на северо-западе от зоны пониженной скорости на юго-востоке. Основные параметры модели: число гармоник 40 (5 — в широтном направлении, 4 — в меридиональном, 2 — по глубине), при обращении матрицы сохранено 15 собственных векторов, $\alpha = 10^{-3}$, средний уровень стандартной ошибки 0,6%, величина q составляет около 40%.

3.4. Интерпретация томографических моделей литосферы

Районы, результаты исследований которых представлены в п. 3.3 наст. главы, относятся либо к Альпийскому поясу горообразования (Балканы, Памир), либо к областям платформенной активизации (Тянь-Шань, Прибайкалье). Рассмотрим тектонические и геодинамические приложения этих результатов.

Часть Балканского полуострова, показанная на рис. 4.1, разделяется на несколько субширотных зон. На севере находится южный край Мизийской эпибайкальской платформы, на юге — обширный Сербско-Македонско-Родопский массив. По мнению некоторых исследователей, массив представляет стабильную зону (серединный массив [192] или фрагмент обширного Фракийского массива [193]) на месте архейской и протерозойской гео-

синклиналей. Распространено также мнение об аллохтонном характере массива (см., например, [194, 195]). Между Мизийской платформой и Сербо-Македоно-Родопским массивом проходит субширотная ветвь Альпийского орогена (Балканы, Предбалканье), а также вулканогенная Среднегорская зона.

Низкоскоростная зона в верхнем срезе модели на рис. 4.1 ориентирована вкрест тектонической зональности. Интересно, что к ней приурочены некоторые из наиболее интенсивных современных и новейших поднятий на территории Болгарии (см., например, [196]). Отметим, что скоростная зональность верхней мантии, ориентированная вкрест тектонической зональности, встречается и на других участках Альпийского пояса; в качестве примера можно привести низкоскоростную зону в верхней мантии Кавказа, приуроченную к Транскавказскому поперечному поднятию [197]. Обсуждаемая аномалия в мантии Балканского полуострова, возможно, смыкается с аномальной мантией Эгейского моря, где наблюдается повышенный тепловой поток [198], понижена скорость P -волн на границе Мохо [199], известны проявления современного вулканизма.

Большой интерес представляет высокоскоростное тело на глубинах 200–300 км, которое оказывается приуроченным к Сербо-Македоно-Родопскому массиву. Такая приуроченность позволяет предположить, что высокоскоростное тело представляет мантийный "корень" древнего щита, остатком которого является массив. Эта интерпретация противоречит представлению об аллохтонном характере Родопского массива. Другая возможная интерпретация высокоскоростного тела заключается в том, что оно представляет "язык" холодной литосферы, погруженной на большую глубину в процессе субдукции средиземноморской плиты. Высокоскоростное тело может принадлежать к зоне субдукции, верхняя часть которой маркируется Эгейской островной дугой и землетрясениями с промежуточной глубиной очага.

Показанные на рис. 4.2 и 4.3 томографические разрезы мантии Тянь-Шаня и Памира представляют определенный этап в длительном процессе исследования структуры глубоких недр Средней Азии. Сейсмические данные важны для понимания причин интенсивного горообразования на юге этого района, которые понимаются по-разному различными тектоническими школами. Одна точка зрения [88, 200, 201] заключается в том, что новейшее поднятие Памира и Тянь-Шаня обусловлено эндогенной активизацией подстилающей мантии. Альтернативная концепция [202] связывает горообразование с деформацией литосферы в результате столкновения Индийского и Евразийского материков.

Первые сейсмические данные о структуре верхней мантии Средней Азии [203, 204] противоречили друг другу. Разрез [203], построенный по наблюдениям памиро-гиндукушских землетрясений на профиле Памир–Байкал, показывал неожиданно высокие значения скорости P -волн в верхней мантии (около 8,6 км/с на глубинах около 200 км). Разрез [204] для этого же профиля давал для всей области Памира и Тянь-Шаня аномально низкие значения скорости (около 7,9 км/с на тех же глубинах). В дальнейшем разрез [204] часто использовался в подтверждение гипотезы об эндогенной природе горообразования в Средней Азии.

Позднее по данным о невязках времен пробега P -волн далеких земле-

трясений были построены площадные схемы латеральных вариаций скорости P -волн в верхней мантии района [205—207]. При построении этих схем предполагалось, что скоростные аномалии в литосфере, ответственные за наблюдаемые невязки, не зависят от глубины. Перечисленные исследования сняли некоторые противоречия предыдущих работ и одновременно поставили новые вопросы. Было показано, что Восточный Тянь-Шань подстилается низкоскоростной мантией и вариации скорости коррелируются с величиной новейшего поднятия (чем больше поднятие, тем ниже скорость). Обнаружилось, что в отличие от Восточного Тянь-Шаня Западный Тянь-Шань подстилается высокоскоростной "платформенной" мантией, и граница между двумя блоками мантии проходит вблизи Таласо-Ферганского разлома [207]. Сходный вывод о различиях в структуре мантии Восточного и Западного Тянь-Шаня был сделан в результате анализа записей местных промышленных взрывов [208]. Анализом невязок на территории Памира и Гиндукуша на юге района было обнаружено высокоскоростное тело, вмещающее фокальную зону землетрясений с промежуточной глубиной очага [206].

Недостатком перечисленных работ, выполненных по невязкам времен пробега, является двумерный характер картирования, не позволяющий судить о распределении аномалий скорости по глубине. К тому же выводы работы [206] не были подтверждены результатами интерпретации записей местных промежуточных землетрясений на Памире, характеризующими верхние 150 км мантии [209, 210].

Разрезы литосферы и верхней мантии Тянь-Шаня, показанные на рис. 4.2, подтверждают результаты работы [207] о различии структуры мантии Восточного и Западного Тянь-Шаня (низкая скорость на востоке и высокая на западе). Принципиально новым результатом, полученным с помощью сейсмической томографии, является факт убывания контраста скоростных неоднородностей мантии Тянь-Шаня с глубиной. В еще большей степени эта тенденция просматривается на рис. 4.3: если на глубине 50 км контраст скоростей в двух блоках мантии Тянь-Шаня достигает 10%, то на глубине 250 км Восточный и Западный Тянь-Шань практически неразличимы.

Верхний срез модели на рис.4.3 свидетельствует о высокоскоростном характере подкоровой литосферы не только Западного Тянь-Шаня, но и Памира. Косвенным подтверждением достоверности модели могут служить данные об аномально слабом поглощении упругих волн в этом блоке верхней мантии [211]; слабое поглощение, как и высокая скорость распространения волн, характерны для "холодной" мантии. На нижнем срезе модели на рис.4.3 выделяется обширная субширотная зона пониженной скорости в районе, приблизительно соответствующем Афгано-Таджикской депрессии и Северному Памиру; в результате на крайнем юге района формируется субширотная зона относительно повышенной скорости, совпадающая в плане с зоной промежуточных землетрясений Памиро-Гиндукуша. Этот результат устраняет противоречие между данными работ [206] и [209], показывая, что Памиро-Гиндукушская фокальная зона отличается повышенной скоростью от окружающей среды только на глубинах 200—300 км. В этом же интервале глубин, согласно [206], происходят и самые сильные землетрясения.

В целом из представленных результатов видно, что кора на значительной части района современного горообразования на юге Средней Азии подстилается слоем высокоскоростной, "холодной" мантии. Зона пониженной скорости под Северным Памиром находится слишком глубоко, чтобы служить причиной тектонической активности. Восточный Тянь-Шань резко отличается от остальной части района "рифтовой" структурой верхней мантии, которая, по-видимому, стала развиваться задолго до начала новейшего поднятия [212, 213].

Наиболее важным структурным элементом района Прибайкалья, показанного на рис. 4.4, является Байкальская рифтовая зона. Строение недр района освещается в ряде работ ([191, 214] и др.). Конфигурация границы низко- и высокоскоростного блоков мантии на рис.4.4 в пределах точности методов согласуется с данными других геофизических исследований. По некоторым представлениям низкоскоростная зона в мантии Прибайкалья уходит в глубь Земли на многие сотни километров. Практически постоянный контраст неоднородностей в нашей модели на глубинах от 50 до 300 км не следует рассматривать как подтверждение этих представлений; конфигурация группы станций в данном случае не гарантирует необходимого разрешения по глубине. С несколько большим основанием можно говорить о сохранении с глубиной контуров неоднородности.

Обобщая все представленные данные, можно утверждать, что для районов альпийского горообразования характерно резкое изменение структурного плана мантии с изменением глубины среза. Эта особенность может объясняться большей горизонтальной компонентой движений в верхней мантии этих районов. Для районов платформенной активизации, напротив, свойственно сохранение структурного плана или затухание неоднородности с глубиной.

4. Томография в сейсмологии контролируемых источников

4.1. Площадные наблюдения

Параметры контролируемых источников в отличие от естественных землетрясений известны с высокой точностью. При наличии соответствующей системы наблюдений это позволяет строить скоростную модель для всей области существования лучей. До применения к реальным данным алгоритм обращения невязок тестировался на математических моделях. Почти все выводы и рекомендации, сделанные на основании моделирования для далеких землетрясений в разд.3 наст. главы, сохраняют силу и в данном случае. Исключение представляет вопрос о выборе начального приближения $v_0(z)$, поскольку в данном случае оно влияет на результаты решения обратной задачи. Практическая рекомендация по выбору $v_0(z)$ заключается в том, чтобы аппроксимировать значения времен пробега как функцию эпицентрального расстояния наилучшей в смысле наименьших квадратов монотонной зависимостью и найти соответствующее распределение скорости с глубиной. Это распределение и является оптимальным $v_0(z)$. В некоторых практически важных случаях можно заранее задать простой, например, линейной, зависимостью скорости от глубины и определить параметры этой функции из наблюдений.

Продемонстрируем результаты одного из численных экспериментов. На площадке $0 \leq x \leq 400$ км, $0 \leq y \leq 400$ км задана прямоугольная сетка профилей; расстояния между профилями 75 км, расстояния между приемниками на одном профиле 25 км, между источниками 200 км. Распределение скорости в среде задано функцией

$$v(x, y, z) = 7,0 - 10^{-5}(x - 200)^2 - 4 \cdot 10^{-5}(y - 200)^2 + 2 \cdot 10^{-3}z^2, \quad (4.16)$$

где x , y и z — в км, v — в км/с.

К временам пробега, рассчитанным по формуле (4.16), добавлен случайный шум со среднеквадратичным значением, близким к среднеквадратичному значению невязок, соответствующих (4.16). Начальное приближение

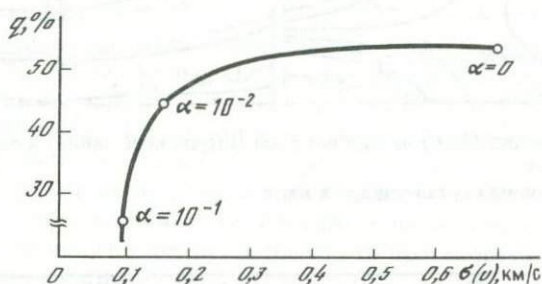


Рис. 4.5. Изменение значения q и стандартной ошибки $\sigma(v)$ в зависимости от значения α при изменении последнего от 10^{-1} до нуля для модели, описанной в тексте

скорости $v_0(z)$ получено в виде линейной функции $v_0(z) = 5,9 + 0,02z$. Обратная задача решена для набора из 80 невязок. Число неизвестных в полиномиальном описании равно 27 ($3 \times 3 \times 3$). Рис.4.5 иллюстрирует процедуру выбора значения α . В отличие от случая телесейсмических наблюдений, где рассматривался средний уровень флуктуаций величины $\delta v/v_0$, здесь удобнее анализировать стандартную ошибку; особенности поведения этих величин качественно похожи. При значениях α , равном нулю (что соответствует отсутствию сглаживания), стандартная ошибка решения равна 0,7 км/с, величина q составляет приблизительно 54%. При увеличении α до 10^{-2} стандартная ошибка уменьшается до 0,15 км/с, одновременно происходит небольшое уменьшение q . При дальнейшем увеличении α стандартная ошибка уменьшается незначительно, но резко уменьшается q . Точка излома кривой соответствует оптимальному значению α , которое в этом случае равно 10^{-2} . Сходным образом определяется оптимальное значение параметра ϵ , если решается система (4.4). На рис.4.6 показан срез заданной функции (4.16) на глубине 5 км и решений, полученных при $\alpha = 0$ и $\alpha = 10^{-2}$. В первом случае решение зрительно резко отличается от заданной функции, во втором случае они очень близки.

Практическое опробование методики выполнялось на территории Болгарии, где имеется сеть высокочувствительных сейсмических станций и в ряде пунктов проводятся сильные промышленные взрывы. Эта система наблюдений показана на рис.4.7. Для большинства пар источник—приемник время пробега P -волн определено с точностью 0,1–0,2 с и использовано

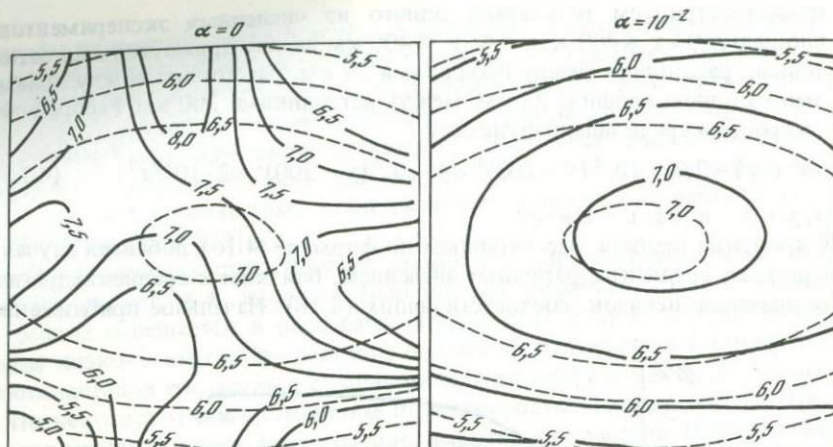


Рис. 4.6. Срез функции (4.16) на глубине 5 км (штриховые линии) и решения обратной задачи (сплошные)

Цифры на изолиниях — значения v в км/с

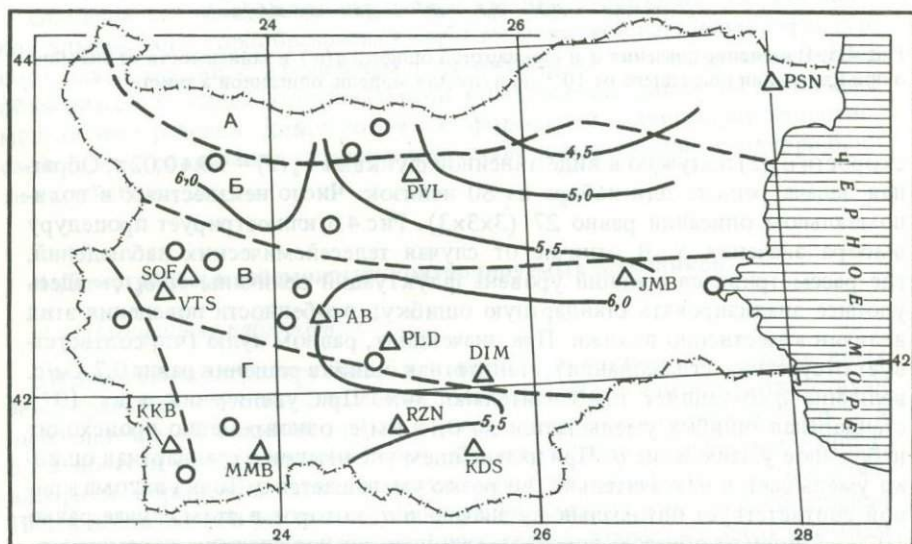


Рис. 4.7. Срез трехмерной скоростной модели земной коры на глубине 5 км по данным регистрации промышленных взрывов

Треугольники — сейсмические станции, кружки — пункты взрыва. Цифры на изолиниях — скорость P -волн в км/с. Тектонические зоны: А — Мизийская платформа, Б — Балканы и Предбалканье, В — Среднегорье, Г — Родопский массив

для построения осредненного годографа, которому соответствует монотонное возрастание скорости от 5,2 км/с на дневной поверхности до 6,95 км/с на глубине 40 км. Невязки времен пробега относительно этого годографа достигают по абсолютной величине 1 с. Соответствующий скоростной разрез использован в качестве $v_0(z)$.

При обращении невязок решалась система (4.4). Искомая модель содержит 48 неизвестных (4 широтные гармоники, 3 меридиональные, 4 глубинные). Параметр ϵ при решении системы принят равным 0,01. При этом сохраняется 32 неизвестных. Стандартная ошибка решения составляет в среднем по исследуемой области около 0,08 км/с, величина q равна 57%. Срез полученного решения на глубине 6 км показан на рис.4.7, диапазон вариаций скорости (от 4,5 до 6 км/с) более чем на порядок превышает стандартную ошибку.

Район исследования охватывает четыре субширотные тектонические зоны (рис. 4.7). На севере находится край Мизийской платформы, южнее проходит ветвь Альпийского орогена (Балканы и Предбалканье), далее следует вулканогенная Среднегорская зона и, еще южнее, Родопский массив. Самая высокая скорость (около 6 км/с) соответствует Среднегорской зоне, где в верхней части разреза преобладают кристаллические породы, самая низкая — на северо-востоке, где верх разреза сложен осадочными породами. В целом полученное распределение не противоречит геологическим и независимым геофизическим данным [183].

4.2. Наблюдения на длинных профилях

В последнем десятилетии на территории Сибири выполняются уникальные наблюдения типа ГСЗ на длинных профилях [215, 216]. Используются системы встречных и нагоняющих годографов с расстоянием между сейсмоприемниками порядка 10 км при длине отдельных годографов до 1500—2000 км и более. Здесь обсуждаются результаты томографической обработки данных, полученных на профилях, положение которых показано на рис.4.8. Профиль Березово—Усть-Мая длиной около 3000 км пересекает Сибирь в субширотном направлении от р. Обь на западе до р. Алдан на востоке. Профиль Диксон—Хилок пересекает в субмеридиональном направлении Тунгусскую синеклизу Сибирской платформы и Байкальскую рифтовую зону (южный сегмент профиля находится за пределами участка карты на рис.4.8). Третий набор данных относится к восточной части субширотного профиля Воркута—Тикси, начинающейся вблизи точки пересечения этого профиля с профилем Диксон—Хилок. В дальнейшем будем обозначать эту часть как Норильск—Тикси.

На рис.4.9 показаны времена пробега рефрагированных (закритических отраженных) волн. На профиле Березово—Усть-Мая имеются данные о временах пробега волн от четырех пунктов взрыва. Характерной особенностью этих данных является известная стабильность волнового поля при смещениях пункта взрыва: во всех случаях годограф уверенно разделяется на три ветви. Например, при взрыве IV в направлении от Усть-Мая к Березово на расстояниях 140—870 км прослеживается ветвь с кажущейся скоростью 8,3 км/с, на расстояниях 900—1350 км — ветвь с кажущейся скоростью 8,7 км/с, на расстояниях 2000—2250 км — ветвь со скоростью 9 км/с.

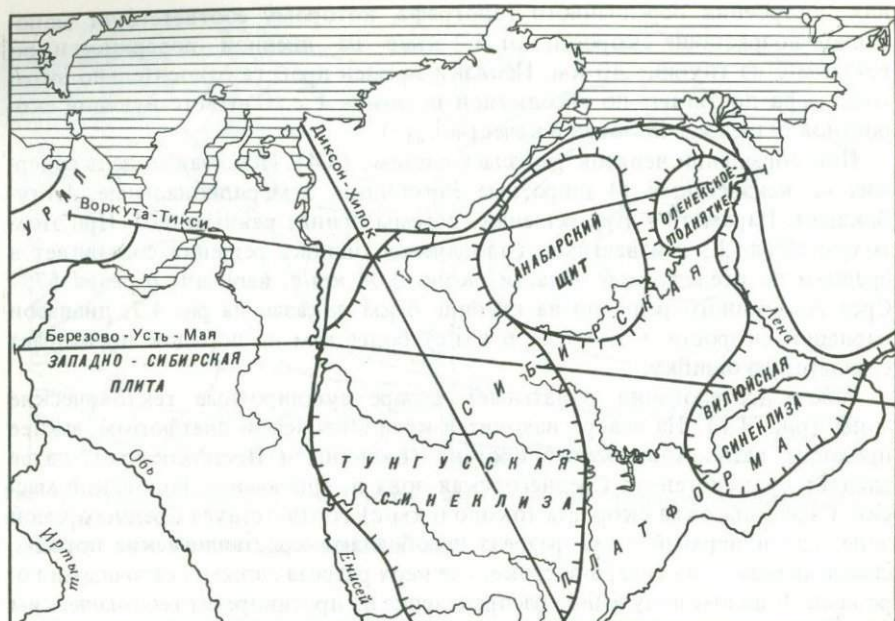


Рис. 4.8. Расположение длинных профилей, для которых построены двумерные скоростные разрезы литосферы

Те же ветви наблюдаются и при других пунктах взрыва, но их количественные характеристики варьируют, свидетельствуя о латеральной скоростной неоднородности литосферы. В еще большей степени неоднородность литосферы заметна в данных по профилю Диксон–Хилок, полученных при четырех взрывах. Так, при взрыве I на расстояниях от 400 до 750 км прослеживается ветвь с необычайно высокой для этих расстояний кажущейся скоростью (около 8,7 км/с), которая сменяется протяженной зоной тени. Эти особенности заведомо отсутствуют на встречном годографе с пунктом взрыва IV. Для профиля Норильск–Тикси получены два встречных годографа, между которыми имеются существенные различия. Эти отличия проявляются как в числе ветвей, так и в соответствующих им кажущихся скоростях: кажущиеся скорости ветвей годографа, который начинается в районе Тикси, систематически ниже, чем у встречного годографа.

В процессе обработки в наблюдаемые времена пробега введены поправки за неоднородность коры, приводящие время к выровненной кровле мантии на глубине 40 км. При расчете поправок были использованы разрезы коры, полученные на профилях стандартным методом ГСЗ. Двумерные разрезы мантии сначала строились без учета сферичности Земли, а затем корректировались с помощью известных соотношений [8]:

$$z = R \ln(R/r), \quad v = R v_{сф} / r,$$

где z – глубина в плоскостной модели, отсчитываемая от подошвы коры; v – скорость в плоскостной модели; R – радиус подошвы коры в сферической модели; r – радиальное расстояние в сферической модели;

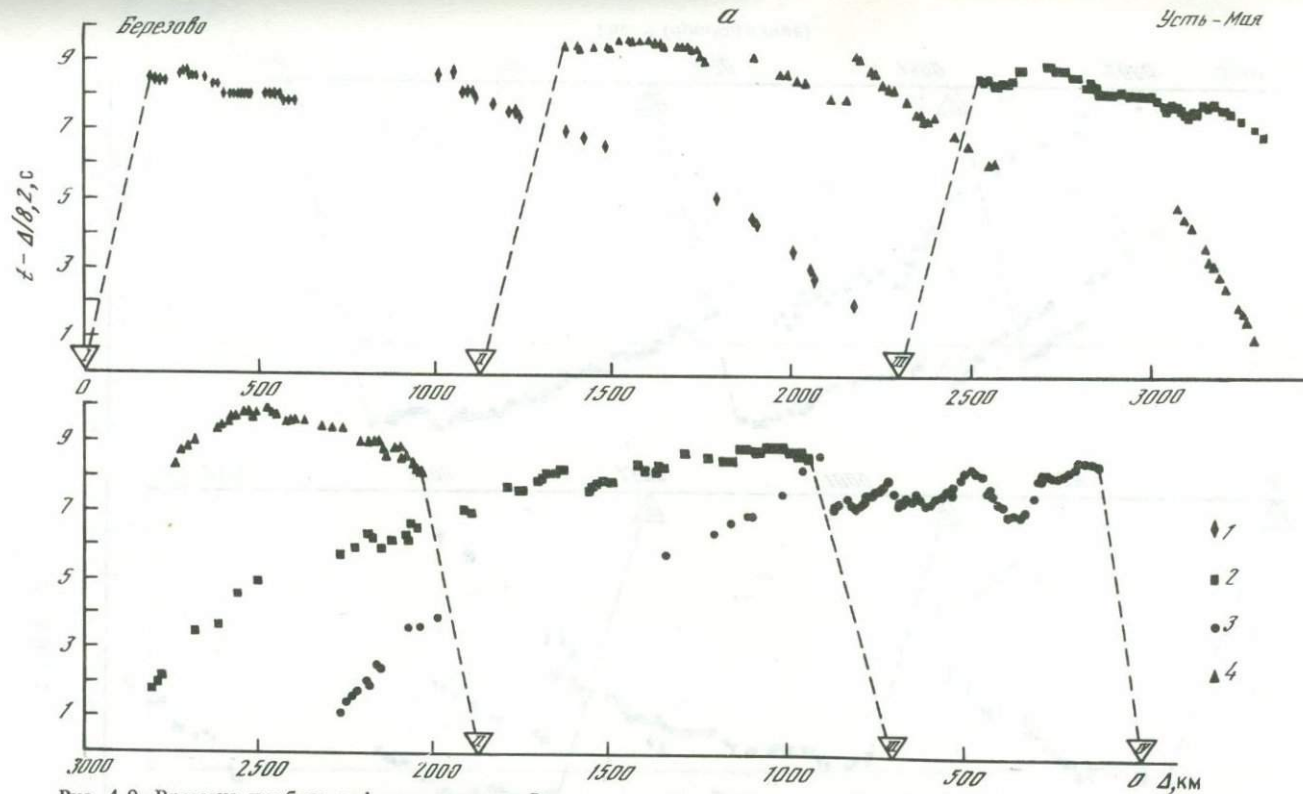


Рис. 4.9. Времена пробега рефрагированных P -волн на профилях Березово-Усть-Мая (а), Диксон-Хилк (б), Норильск-Тикси (в)

1-4 - времена пробега, относящиеся к различным пунктам взрыва; 4 - пункты взрыва (I-IV)

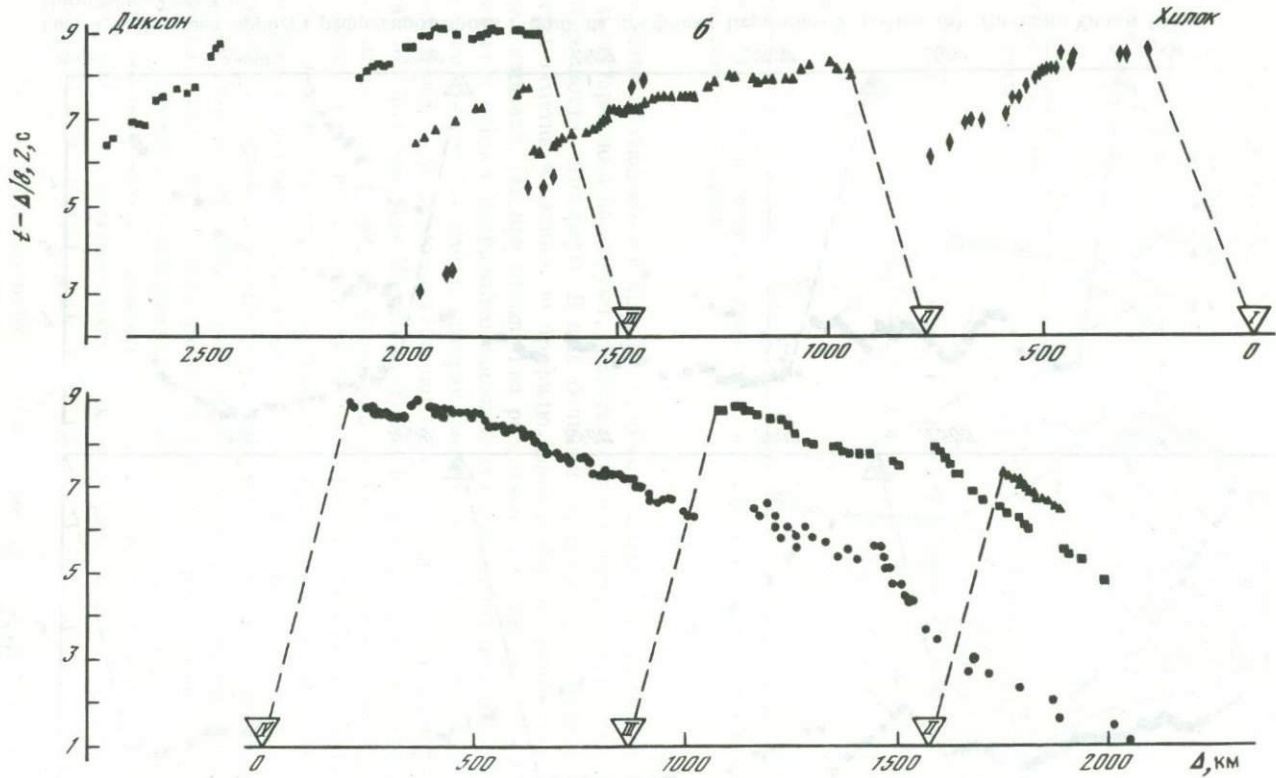


Рис. 9 (продолжение)

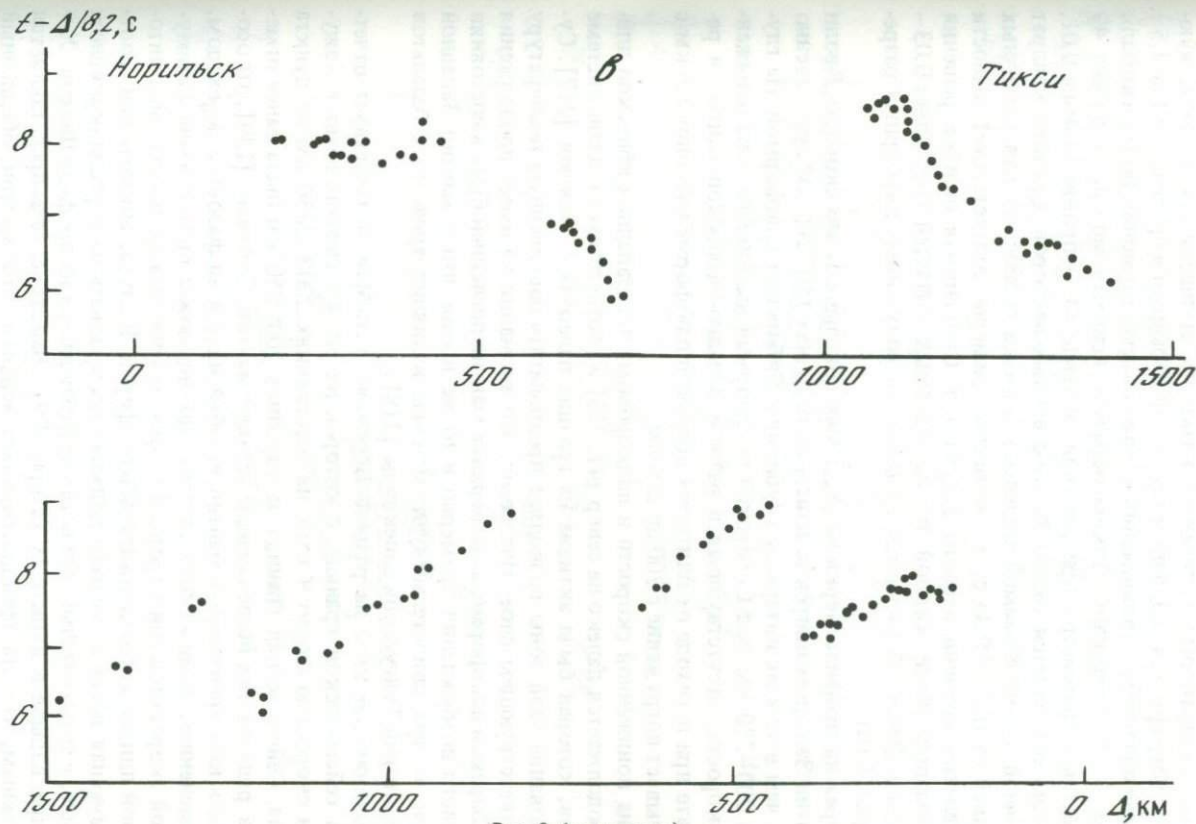


Рис. 9 (окончание)

$v_{сф}$ — скорость в сферической модели. Первое приближение скоростного разреза $v_0(z)$ получено в виде $v_0(z) = 8,1 (1 + 0,0005 z)$ (z — в км, а v_0 — в км/с).

Среднеквадратичная величина невязки по отношению к соответствующему годографу для различных профилей варьирует в пределах от 1 до 1,5 с. В полиномиальном разложении удержано семь гармоник по горизонтали и семь — по вертикали. Таким образом, искомая модель содержит 49 неизвестных. Параметр ϵ при решении системы (4.4) принят равным 0,01, при этом сохраняется около 30 собственных векторов. Средний квадрат остаточной (необъясняемой моделью) невязки составляет для различных профилей от 0,2 до 0,35 с; эта величина примерно соответствует точности определения времени первого вступления. Стандартная ошибка решения для большей части каждой из исследуемых областей составляет 0,03—0,05 км/с. Далее обсуждаются особенности полученных двумерных разрезов (рис. 4.10).

Разрез на профиле Березово—Усть-Мая показывает, что скорость P -волн в мантии Западно-Сибирской плиты на глубинах 150—200 км существенно ниже, чем в том же интервале глубин под Сибирской платформой. На глубинах 200—270 км под Сибирской платформой выделяется зона пониженной скорости, отсутствующая в разрезе Западно-Сибирской плиты; в результате при переходе от плиты к Сибирской платформе изолиния 8,6 км/с испытывает погружение с 200 до 270 км.

Зона пониженной скорости в подкоровом слое Западно-Сибирской плиты продолжается далеко на север [41, 215] и соответствует в плане системе рифтов, которая была активна на границе палеозоя и мезозоя [217]. Существование этой зоны позволяет предполагать повышенную температуру в соответствующем слое. Интересно, что аномалия не имеет продолжения на Сибирской платформе, хотя верхняя мантия последней была в состоянии теплового возбуждения примерно в то же время, что и мантия Западной Сибири, о чем свидетельствуют мощные излияния триасовых базальтов на территории Тунгусской синеклизы [218].

Изолиния 8,6 км/с на разрезе Березово—Усть-Мая соответствует отчетливой сейсмической границе, с которой на рис.4.9 связана ветвь с кажущейся скоростью около 9 км/с на расстояниях 2000—2250 км от пункта взрыва. Сейсмическая граница на глубинах 200—250 км была ранее отмечена в ряде других исследований верхней мантии. Согласно [139], эта особенность континентальной мантии не объясняется ни фазовым переходом, ни изменением химического состава, но она может быть связана с азимутальной скоростной анизотропией в тонком слое между движущейся литосферной плитой и неподвижной астеносферой. В случае анизотропии соответствующая ветвь годографа должна отсутствовать на перпендикулярном профиле, и действительно, эта ветвь не наблюдается на профиле Диксон—Хилл при взрыве в пункте IV (см.рис.4.9). Вместе с тем представляется возможным, что эта граница отделяет верхний слой мантии, обедненный компонентами с пониженной температурой плавления, от остальной части мантии. Согласно гипотезе [219], обедненный слой должен быть особенно мощным именно в районах древних платформ, что и показывает разрез Березово—Усть-Мая. Какова бы ни была истинная природа границы на глубинах 200—300 км, обсуждаемые наблюдения впервые в практике глубин-

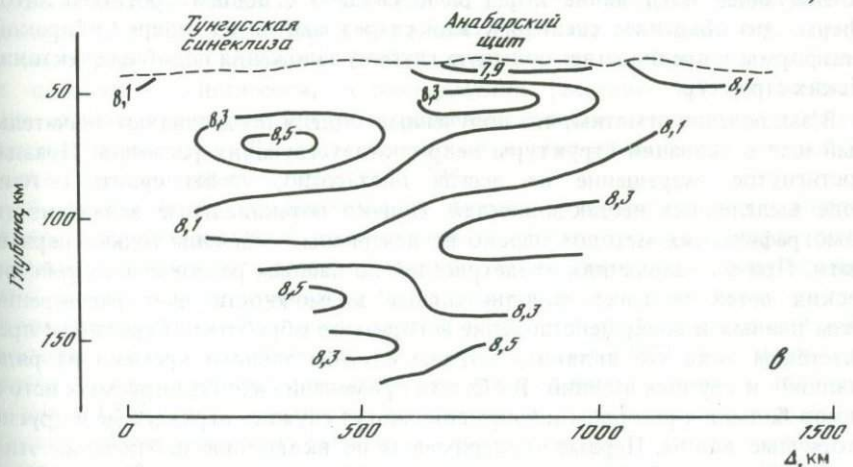
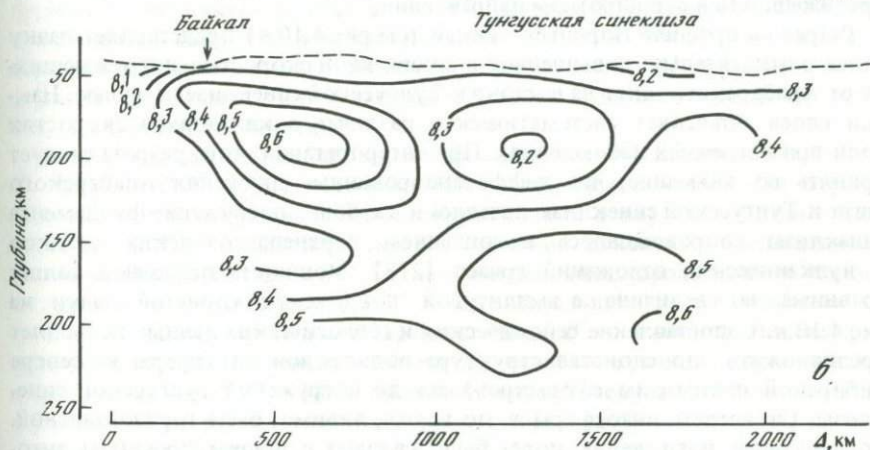
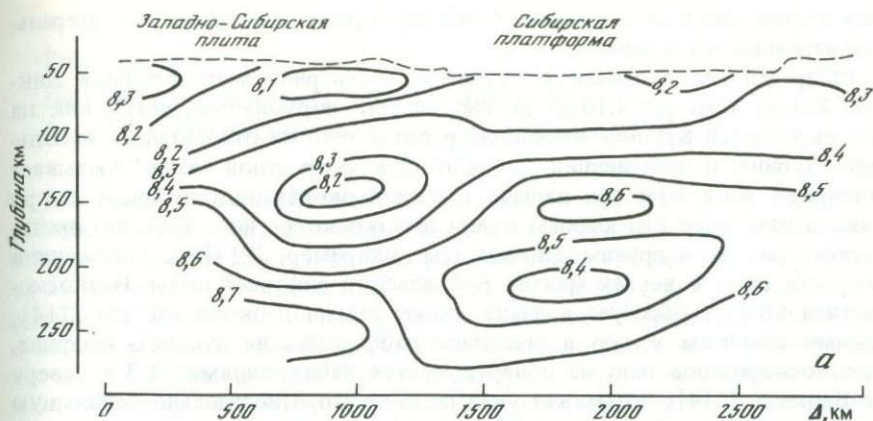


Рис. 4.10. Двумерный скоростной разрез мантии на профилях Березово-Усть-Мая (а), Диксон-Хилок (б), Норильск-Тикси (в)

Числа на изолиниях - значения скорости Р-волн в км/с. Штриховая линия - граница Мохо

ных исследований дают весомые основания предполагать большие латеральные вариации ее глубины.

Распределение скорости с глубиной в северной части профиля Диксон—Хилок (см. рис.4.10,б) можно считать нормальным, тогда как на юге выделяется крупное высокоскоростное тело на относительно небольшой глубине; подстилающий это тело низкоскоростной "язык" вызывает обширную зону тени при взрыве у южной оконечности профиля. Озеро Байкал находится над южным краем высокоскоростного тела, что противоречит рис.4.4 и другим данным (см., например, [214]) о пониженной скорости волн в верхах мантии Байкальской рифтовой зоны. Низкоскоростная область образует в плане полосу шириной около 150 км [214], видимо слишком узкую в масштабе наблюдений на длинном профиле. Высокоскоростное тело не обнаруживается наблюдениями ГСЗ к северу от Байкала [214], что может указывать на его относительно небольшую протяженность в субширотном направлении.

Разрез на профиле Норильск—Тикси (см.рис.4.10,в) представляет пачку слоев с относительно повышенной и пониженной скоростью, погружающихся от Анабарского щита на востоке к Тунгусской синеклизе на западе. Наклон слоев объясняет систематическое различие в кажущихся скоростях волн при встречных наблюдениях. При интерпретации этого разреза следует принять во внимание, что дифференцированные движения Анабарского щита и Тунгусской синеклизы начались в карбоне; погружение фундамента синеклизы сопровождалось накоплением верхнепалеозойских осадков и вулканических отложений триаса [218]. Мощность осадочной толщи сравнима по величине с амплитудой погружения слоистой пачки на рис.4.10,в. Сопоставление сейсмических и геологических данных позволяет предположить, что слоистая структура подкоровой литосферы на севере Сибирской платформы сформировалась до погружения Тунгусской синеклизы. Слоистость литосферы в это время, видимо, была горизонтальной. Последующее погружение коры было связано с общим прогибом литосферы. Это объясняет специфический разрез мантии на севере Сибирской платформы и предполагает большую глубину заложения подобных тектонических структур.

В заключение отметим, что полученные модели представляют значительный шаг в познании структуры недр соответствующих регионов. Правда, достигнутое разрешение не всегда достаточно, чтобы судить о природе выделенных неоднородностей. Однако потенциальные возможности томографических методов далеко не исчерпаны — сделаны только первые шаги. При исследованиях землетрясений по данным региональных сейсмических сетей большие дополнительные возможности дает расширение базы данных и совершенствование алгоритмов обработки. Серьезным препятствием пока что являются изъяны службы точного времени на ряде станций и группах станций. В области применения контролируемых источников большим резервом информации могут служить отраженные и другие вторичные волны. Первые эксперименты по включению наблюдений этих волн в томографическую схему дают обнадеживающие результаты. Наконец, для понимания природы неоднородностей литосферы первостепенное значение имеет комплексирование томографии и измерений анизотропии, описанных в третьей главе.

ОБРАТНАЯ КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА
В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ ГРАДИЕНТНОЙ СРЕДЕ

В каждой из предшествующих глав отмечается присутствие в наблюдениях "шума", затрудняющего выделение "сигнала". Одной из составляющих шума являются волны, рассеянные на неоднородностях среды, не включенных в интерпретационную модель. Например, в четвертой главе рассматривается компонента поля скоростей, которая может быть описана с помощью полиномиального ряда, а мелкомасштабные неоднородности, формирующие остаточную невязку, в модель не включаются. Таким образом, на практике, хотя и без употребления соответствующих терминов, возникает представление о детерминированной и случайной компонентах скоростной неоднородности. В последние 20 лет рассеяние волн случайными неоднородностями стало важным направлением исследований в сейсмологии. Отметим наиболее существенные результаты, полученные в этой области.

Важным достижением является разгадка природы предвестников волн P' [220] и $P'P'$ [221], которые ранее интерпретировались как отражения на границах в ядре (предвестники P') или в верхней мантии (предвестники $P'P'$). В действительности причиной появления предвестников P' является рассеяние волн на латеральных неоднородностях в подошве мантии, а предвестников $P'P'$ — на латеральных неоднородностях литосферы. Анализ наблюдений предвестников P' с помощью теории рассеяния позволил определить характер рельефа границы ядро—мантия, а предвестников $P'P'$ — эффективное сечение рассеяния как функцию угла рассеяния. Ряд результатов получен при исследовании кода-волн, распространяющихся в недрах Земли [222–225] и Луны [226, 227]. Анализ кода-волн в терминах теории рассеяния позволяет оценивать поглощение в литосфере как функцию частоты, калибровать слабые землетрясения и находить статистические характеристики рассеивателей. Статистические параметры рассеивателей определяются также по характеру флуктуаций параметров P -волны далеких землетрясений, наблюдаемых на группах сейсмических станций [228, 229].

В данной главе рассматривается вопрос о систематических искажениях детерминированной компоненты скорости (проще говоря, одномерного скоростного разреза) при обращении годографа рефрагированной волны в присутствии латеральных скоростных неоднородностей. Несмотря на очевидную практическую значимость этого вопроса для сейсмологии, он изучен слабо. За исключением работ [230–232], материалы которых использованы при написании этой главы, известны только две работы [233, 234], некоторые заключения которых имеют спорный характер. Наши основные результаты получены для полупространства, в котором детерминированная компонента скорости распространения волн растет с глубиной по линейному закону. Этот закон может служить хорошим первым приближением для описания реального распределения скорости распространения P -волны в литосфере (см., например, четвертую главу).

Для оценки систематических искажений скоростного разреза необходимо знать, как изменяется контраст случайной компоненты скорости с глубиной. Можно попытаться оценить зависимость контраста от глубины из наблюдений флуктуации времен пробега рефрагированных волн на поверхности Земли. Подобные попытки предпринимались ранее (см., например, [235, 236]). Однако при этом использовалась теория рассеяния в среде с постоянной детерминированной компонентой скорости [237]. Эта обратная задача рассмотрена нами для более реалистической модели, в которой детерминированная компонента скорости и контраст зависят от глубины. Показано, что флуктуации времен пробега зависят от градиента детерминированной компоненты скорости и на больших удалениях от источника большую часть дисперсии флуктуаций формируют неоднородности верхней части разреза. При этом зависимость флуктуаций фазы от эпицентрального расстояния в среде с градиентом скорости существенно отличается от случая постоянной скорости.

1. Траектории лучей

В случайно-неоднородных градиентных средах траектории лучей могут быть исследованы в приближении геометрической оптики двумя способами: на основе численных расчетов на ЭВМ, по программам, реализующим алгоритмы численного интегрирования уравнения эйконала, и с использованием теоретического решения [238] для наиболее вероятной траектории лучей. Введем понятие слабо неоднородной и сильно неоднородной среды. Будем предполагать, что в слабо неоднородной среде выполняется условие $\mu < \Delta V/V$, а в сильно неоднородной $\mu > \Delta V/V$. Здесь μ — контраст неоднородностей, $\Delta V/V$ — приращение детерминированной компоненты скорости на размере неоднородностей.

С помощью численных расчетов можно исследовать траектории лучей в широком классе случайно-неоднородных сред как слабо неоднородных, так и сильно неоднородных, а с помощью аналитического метода — только в слабо неоднородных средах. Однако аналитический способ позволяет установить в явном виде зависимость между статистическими параметрами луча и среды и исследовать особенности траектории лучей на больших удалениях от источника там, где применение численных расчетов требует больших затрат машинного времени и поэтому практически нереализуемо. В работе используются оба подхода.

1.1. Наиболее вероятная траектория лучей в слабо неоднородных средах. Общая теория

Вопрос об определении траектории лучей в случайно-неоднородных градиентных средах исследовался в работах, посвященных распространению волн в ионосфере [238]. Ниже использована терминология, введенная в этой работе. Согласно [238], следует различать невозмущенную и наиболее вероятную траектории лучей.

Под невозмущенной траекторией понимается траектория, описываемая классическим законом Снеллиуса:

$$n \sin \alpha = \sin \alpha_0, \quad (5.1)$$

где $n(z) = V_0/V(z)$ — детерминированная компонента коэффициента преломления; α_0 — угол падения луча на неоднородный слой; α — текущий угол (углы отсчитываются от вертикали).

В средах, содержащих локальные случайные неоднородности, процесс распространения волны является случайным. Поэтому для его описания нужно использовать вероятностный подход и исследовать наиболее вероятную траекторию. Наиболее вероятная траектория определяет траекторию наиболее вероятной реализации процесса распространения волны по аналогии с тем, как максимум распределения вероятности определяет наиболее вероятное значение случайной величины. Вопрос о нахождении наиболее вероятной траектории связан с большими математическими трудностями и подробно описан в [238]. Рассмотрим теоретические основы вероятностного метода.

Для статистического описания лучей в слабо неоднородных случайных средах используются аппарат марковских диффузионных процессов и диффузионное уравнение лучей — уравнение Эйнштейна—Фоккера. Подобная аппроксимация возможна в пределах приближения геометрической оптики. В случае изомерных неоднородностей и зависимости детерминированной компоненты только от глубины уравнение Эйнштейна—Фоккера имеет самый простой вид:

$$\frac{\partial W}{\partial L} = - \frac{\partial}{\partial \alpha} \{ A(\alpha) W \} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \alpha^2} \{ B(\alpha) \},$$

$$W(\alpha |_{L=0}) = \delta(\alpha - \alpha_0), \quad (5.2)$$

где $W(\alpha|L)$ — вероятность того, что луч, прошедший путь L в неоднородной среде, будет иметь направление, определяемое углом α ; A, B — коэффициенты, которые определяются через статистические свойства среды. Для $V = V(z)$ коэффициенты A и B имеют следующий вид [239]:

$$A = - \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \sin \alpha + \frac{\mathcal{D}}{n^2} \operatorname{ctg} \alpha, \quad B = \frac{2\mathcal{D}}{n^2}, \quad (5.3)$$

где \mathcal{D} — коэффициент диффузии лучей [230, 239]:

$$\mathcal{D} = - \frac{1}{2n^2} \int_0^\infty \Delta_\perp \langle [\delta(n^2)]^2 \rangle N(r) dr.$$

Здесь r — координата траектории луча; Δ_\perp — лапласиан, вычисляемый в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения луча; $\langle [\delta(n^2)]^2 \rangle$ — дисперсия флуктуаций квадрата коэффициента преломления; N — функция корреляции неоднородностей.

В средах с плавным изменением $\langle [\delta(n^2)]^2 \rangle$ на размере радиуса корреляции неоднородностей коэффициент диффузии равен

$$\mathcal{D} = \langle (\delta n)^2 \rangle / r_k, \quad (5.4)$$

где $\langle (\delta n)^2 \rangle$ — дисперсия флуктуаций коэффициента преломления;

$r_k^{-1} = \int_0^\infty \Delta_\perp N(r) dr$. Для гауссовской функции корреляции $N(r) = \exp(-r^2/a^2)$, $r_k = a\pi^{-1/2}$.

Пределы применимости уравнений (5.2)–(5.4) ограничены условиями приближения геометрической оптики и, согласно [238], имеют вид

$$2\pi a/\lambda \gg 1, \quad \lambda L/a^2 \ll 1, \quad L \gg a, \quad [(\delta n)^2]^{1/2} \ll \sin \alpha_0 \quad (5.5)$$

(a – размер неоднородностей; λ – длина волны).

В [238] для диффузионного процесса типа (5.2), (5.3) получено уравнение, описывающее закон преломления лучей для наиболее вероятной траектории. Оно имеет вид

$$p'' - \frac{\mathcal{D}'}{\mathcal{D}} p' = \pm \frac{2\mathcal{D}n'}{n} \frac{p}{\sqrt{n^2 - p^2}}, \quad (5.6)$$

где $p = (V_0 \sin \alpha)/V$; $\sin \alpha/V$ – параметр луча, а штрих означает дифференцирование по переменной z . Знак плюс соответствует нисходящей ветви наиболее вероятной траектории, минус – восходящей.

Уравнение (5.6) дополнено начальными условиями на границе слоя

$$p'(z=0) = 0, \quad p(z=0) = \sin \alpha_0 = s_0 \quad (5.7)$$

и условиями непрерывности траектории в точке поворота лучей

$$p(\dot{z} = z_{\text{пов}}) = -\frac{2\mathcal{D}}{n_0} \sqrt{1 - n_0^2}, \quad p(z = z_{\text{пов}}) = n_0. \quad (5.8)$$

Здесь n_0 – значение детерминированной компоненты коэффициента преломления среды в точке поворота.

1.2. Наиболее вероятная траектория для линейного закона $V(z) = V_0(1 + \beta z)$

Воспользуемся результатами предыдущего пункта для определения наиболее вероятной траектории в среде, когда детерминированная компонента скорости изменяется по линейному закону $V(z) = V_0(1 + \beta z)$, $\beta > 0$.

Для решения (5.6) использован метод возмущений, предполагающий представление решения в виде ряда $p = p_0 + p_1 + p_2 + \dots$ по степеням малого параметра μ^2 (μ – контраст неоднородностей). Решение найдено в первом приближении. В качестве нулевого приближения выбрано значение коэффициента преломления в точке поворота наиболее вероятной траектории ($p_0 = n_0$).

В рассматриваемом приближении закон преломления лучей имеет вид:

$$p^{\text{нисх}} \simeq s_0 + \int_0^z \left(\frac{2\mathcal{D}}{n_0} \left[\frac{\sqrt{n^2 - n_0^2}}{n} - \sqrt{1 - n_0^2} \right] \right) dz, \quad (5.9)$$

$$p^{\text{восх}} \simeq n_0 - \int_{z_{\text{max}}}^z \left(\frac{2\mathcal{D}}{n_0} \left[\frac{\sqrt{n^2 - n_0^2}}{n} + \sqrt{1 - n_0^2} \right] \right) dz. \quad (5.10)$$

Закон преломления (5.9), (5.10) позволяет определить вид наиболее вероятной траектории лучей. В точке поворота параметры наиболее ве-

роятной траектории определяются в рассматриваемом приближении формулами:

$$z_{\max} = (1/\beta) [1/n_0 - 1], \quad (5.11)$$

$$x_{\text{пов}} = \int_0^{z_{\max}} \left(\frac{p^{\text{нисх}}}{\sqrt{n^2 - n_0^2}} \right) dz, \quad (5.12)$$

а в точке выхода луча на уровень $z = 0$ ($n = 1$)

$$x_{\text{вых}} = x_{\text{пов}} + \int_{z_{\max}}^0 \left(\frac{p^{\text{восх}}}{\sqrt{n^2 - n_0^2}} \right) dz, \quad (5.13)$$

$$p_{\text{вых}} = \sin \alpha_{\text{вых}} = s_0 + \int_{z_{\max}}^0 \left(\frac{2\mathcal{D}}{n_0} \left[-\frac{2\sqrt{n^2 - n_0^2}}{n} \right] \right) dz. \quad (5.14)$$

Для решения (5.9)–(5.14) выразим коэффициент диффузии $\mathcal{D}(z)$ через статистические параметры модели n , μ . Для этого коэффициент преломления запишем в виде

$$n' = \frac{V_0}{V} = \frac{V_0}{(V + \delta V)} = \frac{V_0}{V} \left\{ 1 - \frac{\delta V}{V} + \left(\frac{\delta V}{V} \right)^2 - \left(\frac{\delta V}{V} \right)^3 \right\}. \quad (5.15)$$

Выделив в (5.15) детерминированную n и случайную δn компоненты и пренебрегая членами выше второго порядка малости относительно $\delta V/V$, получим:

$$n = \frac{V_0}{V} + \left\langle \left(\frac{\delta V}{V} \right)^2 \right\rangle \frac{V_0}{V} + \left\langle \left(\frac{\delta V}{V} \right)^4 \right\rangle \frac{V_0}{V} + \dots \approx \frac{V_0}{V}, \quad (5.16)$$

$$\delta n = \left(-\frac{\delta V}{V} \right) \left(\frac{V_0}{V} \right) - \left(\frac{\delta V}{V} \right)^3 \left(\frac{V_0}{V} \right) = \dots \approx \left(-\frac{\delta V}{V} \right) \left(\frac{V_0}{V} \right).$$

Из (5.16) следует, что $\langle (\delta n)^2 \rangle = (\delta V/V)^2 (V_0/V)^2 = \mu^2 n^2$, и окончательное выражение для коэффициента диффузии с учетом (5.4) имеет вид

$$\mathcal{D} = \pi^{1/2} \mu^2 n^2 / a. \quad (5.17)$$

Проиллюстрируем отличие наиболее вероятной траектории от невозмущенной на примере конкретных моделей. Расчеты выполнены для трех моделей: $A1$, $A2$, $A3$. Во всех моделях закон $V(z)$ одинаковый. Модели отличаются зависимостью контраста неоднородностей от глубины. В модели $A1$ контраст неоднородностей постоянен: $\mu = \mu_0 = 0,05$, в модели $A2$ μ увеличивается с глубиной так же, как детерминированная компонента коэффициента преломления $\mu = \mu_0/n$, в модели $A3$ контраст неоднородностей уменьшается по закону $\mu = \mu_0 n$.

В табл. 5.1. для трех моделей приведены формулы, определяющие основные параметры наиболее вероятной траектории. Для сравнения в таблицу вписаны соответствующие формулы невозмущенной траектории и использованы обозначения: $s_0 = \sin \alpha_0$, $c_0 = \cos \alpha_0$, $t_0 = \text{tg} \alpha_0$, $\mathcal{D}_0 = \pi^{1/2} \mu_0^2 / a$.

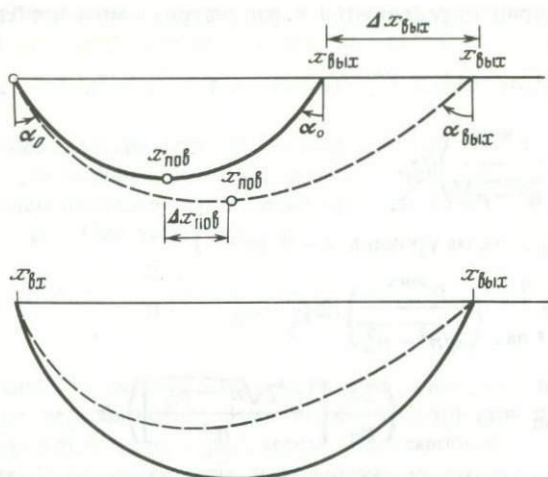


Рис. 5.1. Наиболее вероятная (штриховая линия) и невозмущенная (сплошная) траектории лучей для одного угла α_0 и для одинаковых точек входа и выхода лучей

Для иллюстрации отличия наиболее вероятной траектории от невозмущенной на рис. 5.1 приведены лучи (схематично) траекторий для одного угла α_0 . При $\alpha_0 = \text{const}$ максимальная глубина проникания луча по наиболее вероятной траектории больше, чем по невозмущенной. Точки поворота и выхода лучей по наиболее вероятной траектории смещены в сторону больших расстояний по сравнению с невозмущенной. Наиболее вероятная траектория несимметрична относительно точки поворота луча. Смещение луча по восходящей ветви траектории больше, чем по нисходящей. Восходящая ветвь наиболее вероятной траектории более пологая по сравнению с нисходящей и невозмущенной траекториями. Угол выхода луча по наиболее вероятной траектории больше угла падения α_0 .

Для решения многих сейсмических задач более важно знать, как отличается наиболее вероятная траектория лучей от невозмущенной для лучей, имеющих одинаковые точки входа и выхода. Этот случай показан на рис. 5.1 (внизу). Видно, что при $x_{\text{вых}} = \text{const}$ лучи по наиболее вероятной траектории имеют меньшую глубину проникания, чем по невозмущенной, а восходящая ветвь у наиболее вероятной траектории более пологая, чем у невозмущенной.

Количественные оценки отличия наиболее вероятной траектории от невозмущенной приведены на рис. 5.2. Для расчетов приняты значения скоростных параметров, характерные для верхней части кристаллического фундамента [240]: $V_0 = 5,8$ км/с, $\beta = 0,17$ 1/км, $\mu_0 = 0,05$, $a = 0,5$ км. Для трех моделей характер различия наиболее вероятной траектории от невозмущенной одинаковый; с увеличением пути пробега волны различие обеих траекторий увеличивается. Наибольшие различия наблюдаются в модели A2, в которой контраст неоднородностей возрастает с глубиной.

Для оценки точности приближенного решения уравнения (5.6) на ЭВМ методом Рунге—Кутты получено численное решение этого уравнения

Таблица 5.1. Параметры наиболее вероятной траектории для моделей A1, A2, A3

Траектория	Параметр луча	Невозмущенная траектория ($\varpi = 0$)	Параметры наиболее вероятной траектории		
			$\varpi = \varpi_0 n^2$ (модель A1)	$\varpi = \varpi_0$ (модель A2)	$\varpi = \varpi_0 n^4$ (модель A3)
Нисходящая	Закон преломления	$p = s_0$	$p = s_0 + \frac{2\varpi_0}{\beta s_0} \left[-\sqrt{n^2 - n_0^2} + s_0 \arccos \frac{s_0}{n} + c_0 n - s_0 \left(\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right) \right]$	$p = s_0 + \frac{\varpi_0}{\beta s_0} \left\{ \frac{\sqrt{n^2 - n_0^2}}{n^2} + \frac{1}{s_0} \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 - \arccos \frac{s_0}{n} \right] + \frac{c_0(n-2)}{n} \right\}$	$p = s_0 + \frac{2\varpi_0}{3\beta s_0} \left[-s_0^2 c_0 - (n^2 - n_0^2)^{3/2} + n^3 c_0 \right]$
	n_0	s_0	$s_0 \left[1 - \frac{2\varpi_0}{\beta s_0} \left(\frac{\pi}{2} - c_0 - \alpha_0 \right) \right]$	$s_0 \left\{ 1 - \frac{\varpi_0}{\beta s_0^3} \left[c_0 (2 - s_0) - \frac{\pi}{2} + \alpha_0 \right] \right\}$	$s_0 \left[1 - \frac{2\varpi_0}{3\beta} c_0 (1 - s_0) \right]$
	z_{\max}	$\frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{s_0} - 1 \right)$	$\frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{n_0} - 1 \right)$	$\frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{n_0} - 1 \right)$	$\frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{n_0} - 1 \right)$
	$x_{\text{пов}}$	$\frac{1}{\beta t_0}$	$\frac{1}{\beta} \left\{ \frac{c_0}{s_0} + \frac{2\varpi_0}{\beta s_0} \left[c_0 \left(\frac{\pi}{2} - c_0 - \alpha_0 \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (t_0^2 + 2) + c_0 \left(\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right) - 2(1 - s_0) \right] \right\}$	$\frac{1}{\beta} \left\{ \frac{c_0}{s_0} + \frac{\varpi_0}{\beta s_0^4} \left[c_0 \left[c_0 (2 - s_0) - \left(\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right) \right] \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (t_0^2 + 2) + (1 - s_0) + \frac{1}{3}(1 - s_0^2) - c_0 \left(\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right) \right] \right\}$	$\frac{1}{\beta} \left\{ \frac{c_0}{s_0} + \frac{2\varpi_0}{3\beta s_0} [c_0^2 s_0 (1 - s_0) \times \right. \\ \left. \times (t_0^2 + 2) - c_0^2 + 2s_0(1 - s_0)] \right\}$

Таблица 5.1 (окончание)

Траектория	Параметр луча	Невозмущенная траектория ($\epsilon = 0$)	Параметры наиболее вероятной траектории		
			$\mathcal{D} = \mathcal{D}_0 n^2$ (модель A1)	$\mathcal{D} = \mathcal{D}_0$ (модель A2)	$\mathcal{D} = \mathcal{D}_0 n^4$ (модель A3)
Восходящая	Закон преломления	$p = s_0$	$p = s_0 + \frac{2\mathcal{D}_0}{\beta s_0} \left[\sqrt{n^2 - n_0^2} - s_0 \arccos \frac{s_0}{n} + c_0 n - s_0 \left(\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right) \right]$	$p = s_0 + \frac{\mathcal{D}_0}{\beta s_0} \left\{ \frac{-\sqrt{n^2 - n_0^2}}{n^2} + \frac{1}{s_0} \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 - \arccos \frac{s_0}{n} \right] + \frac{c_0(n-2)}{n} \right\}$	$p = s_0 + \frac{2\mathcal{D}_0}{3\beta s_0} [-s_0^3 c_0 + (n^2 - n_0^2)^{3/2} + n^3 c_0]$
	$x_{\text{вых}}$	$\frac{2}{\beta t_0}$	$\frac{2}{\beta} \left[\frac{c_0}{s_0} + \frac{2\mathcal{D}_0}{\beta s_0} \left(\frac{\pi}{2} - c_0 - \alpha_0 \right) \times (t_0^2 + 2) \right]$	$\frac{2}{\beta} \left\{ \frac{c_0}{s_0} + \frac{\mathcal{D}_0}{\beta s_0^3} \left[c_0(2-s_0) - \frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right] (t_0^2 + 2) \right\}$	$\frac{2}{\beta} \left[\frac{c_0}{s_0} + \frac{2\mathcal{D}_0}{3\beta} c_0 \times (1-s_0) (t_0^2 + 2) \right]$
	$\sin \alpha_{\text{вых}}$	s_0	$s_0 \left\{ 1 + \frac{4\mathcal{D}_0}{\beta s_0^2} \left[c_0 - s_0 \left(\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right) \right] \right\}$	$s_0 \left[1 + \frac{2\mathcal{D}_0}{\beta s_0^3} \left(\frac{\pi}{2} - c_0 s_0 - \alpha_0 \right) \right]$	$s_0 \left[1 + \frac{4\mathcal{D}_0}{3\beta s_0^2} c_0^3 \right]$

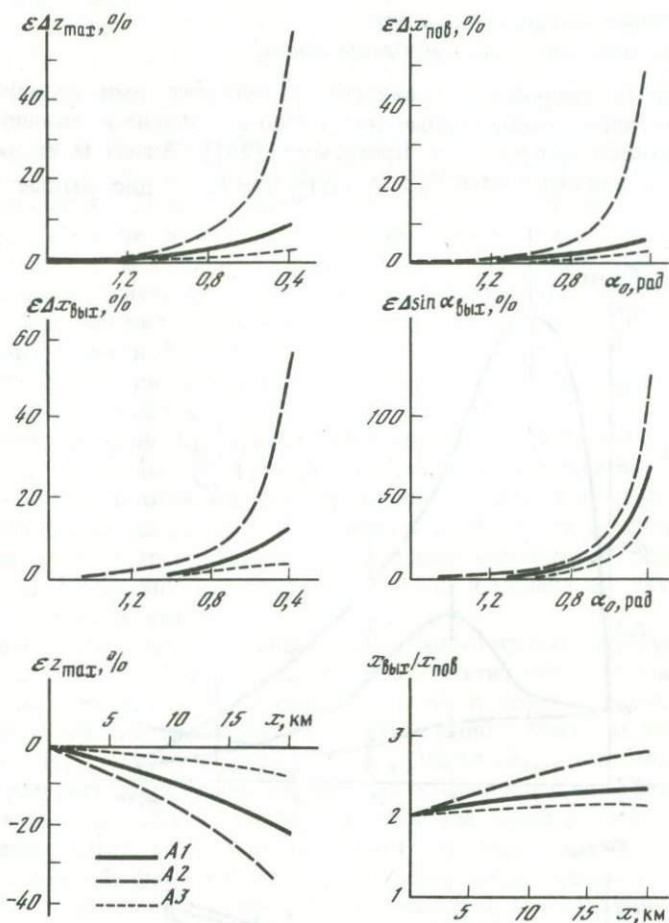


Рис. 5.2. Относительное различие между наиболее вероятной и невозмущенной траекториями для параметров z_{\max} , $x_{\text{пов}}$, $x_{\text{вых}}$, $\sin \alpha_{\text{вых}}$ в зависимости от угла падения луча на неоднородный слой α_0 и эпицентрального расстояния

и проведена оценка погрешности вычисления параметров наиболее вероятной траектории в точках поворота (ϵz_{\max} , $\epsilon x_{\text{пов}}$) и выхода ($\epsilon x_{\text{вых}}$, $\epsilon \sin \alpha_{\text{вых}}$). Наибольшая погрешность отмечается при вычислениях $x_{\text{вых}}$. Она примерно в 2 раза больше погрешности вычисления $x_{\text{пов}}$. С увеличением коэффициента \mathcal{D}_0 и с увеличением пути пробега волны (с уменьшением α_0) погрешности возрастают. Для $\mathcal{D}_0 = 0,505$ погрешности не превышают нескольких процентов в интервале значений $\alpha_0 \in [\pi/2 \div 0,6 \text{ рад}]$. Затем значения ϵz_{\max} , $\epsilon x_{\text{пов}}$, $\epsilon x_{\text{вых}}$, $\epsilon \sin \alpha_{\text{вых}}$ увеличиваются и для $\alpha_0 = 0,4$ рад достигают 7, 9, 15 и 26%. Для $\mathcal{D}_0 = 0,0126$ применение упрощенных формул вносит незначительные погрешности в определение траектории лучей вплоть до углов падения $\alpha_0 = 0,4$ рад.

1.3. Особенности траектории лучей (по результатам численного моделирования)

Численное моделирование проведено на моделях, имитирующих как слабо, так и сильно неоднородные среды. Оно выполнено на моделях с сеточным заданием скорости по программе [241]. Значение скорости в узлах сетки задавалось в виде $V_{ij} = V_j + \Delta V_{ij}$, где V_j — дискретные значе-

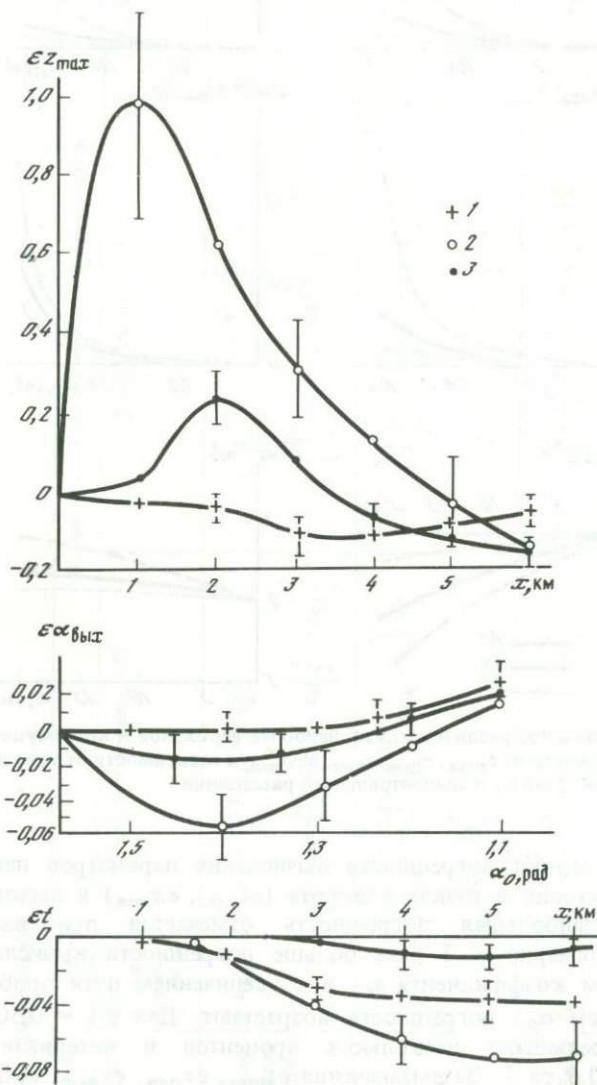


Рис. 5.3. Относительное различие в глубине максимального проникновения лучей ϵz_{\max} и углах их выхода $\epsilon \alpha_{\text{вых}}$ по средней траектории по сравнению с невозмущенной и среднего годографа от детерминированного ϵt по данным численного моделирования

1 — модель A; 2 — модель B; 3 — модель C. Вертикальными отрезками показано стандартное среднеквадратичное отклонение

ния детерминированной компоненты скорости; ΔV_{ij} — латеральные и вертикальные вариации скорости. Значения ΔV_{ij} рассчитывались по формуле $\Delta V_{ij} = \mu_j \delta_{ij}$ (μ_j — дискретные значения контраста; δ_{ij} — случайные числа, распределенные по нормальному закону, с нулевым средним значением и единичной дисперсией).

Исследования проведены на трех моделях: *A, B, C*. Модель *A*, так же как и модели *A1, A2, A3*, рассмотренные выше, имитирует слабо неоднородные случайные среды. В ней на всем интервале глубин $\mu < \Delta V/V$, $\mu = \mu_0 = 0,05$. Модели *B* и *C* характеризуют сильно неоднородные среды. В модели *B* на всем интервале глубин $\mu > \Delta V/V$ и μ изменяется от 0,15 до 0,05. В модели *C* сначала $\mu > \Delta V/V$, а затем $\mu \sim \Delta V/V$, μ изменяется от 0,5 до нуля. Шаг задания скоростей в моделях по вертикали и горизонтали одинаковый и равен 0,5 км в моделях *A, B* и 0,25 км в модели *C*. Закон изменения детерминированной компоненты скорости в моделях *A, B, C* такой же, как и в моделях *A1, A2, A3*.

Исследованы одиночные траектории и средние, полученные в результате осреднения одиночных в функции удаления от источника. Количество траекторий, использованных для осреднения, в каждой модели было разным и находилось из условия: погрешность определения средних параметров лучей должна быть меньше систематического отклонения средней траектории от невозмущенной. В среднем для каждой модели рассчитано 15 вариантов лучевых диаграмм.

Детально исследованы глубины максимального проникания лучей и углы их выхода. На рис. 5.3 приведены результаты статистического анализа отличия глубин максимального проникания лучей и углов их выхода по средней траектории по сравнению с невозмущенной. Оценены зависимости $ez_{\max}(x) = (\bar{z}_{\max}(x) - z_{\max}^0)/z_{\max}^0$ и $\epsilon\alpha_{\text{вых}}(\alpha_0) = (\bar{\alpha}_{\text{вых}} - \alpha_0)/\alpha_0$, где \bar{z}_{\max} , $\bar{\alpha}_{\text{вых}}$ — результат осреднения глубин максимального проникания лучей и углов их выхода; z_{\max}^0 — глубина проникания лучей по невозмущенной траектории. (Этот анализ соответствует ситуации, представленной на рис. 5.1, внизу.) Форма кривых $ez_{\max}(x)$ и $\epsilon\alpha_{\text{вых}}(\alpha_0)$ одинакова для моделей *B, C* и отличается от модели *A*. Для модели *A*, в которой $\mu < \Delta V/V$, на всех удалениях лучи проникают на меньшую глубину по сравнению с законом $V(z)$ и восходящая ветвь траектории в среднем более пологая, чем нисходящая. Эти результаты согласуются с анализом приближенного решения для наиболее вероятной траектории лучей. Для моделей *B, C*, в которых $\mu \geq \Delta V/V$, эти свойства лучей проявляются только на больших удалениях от источника. Вблизи же источника лучи проникают в среднем на большую глубину и восходящая ветвь траектории более крутая, чем нисходящая.

Таким образом, в случайно-неоднородных градиентных средах наиболее вероятная траектория лучей (или средняя траектория) отличается от невозмущенной. Характер различия траекторий зависит от контраста неоднородностей μ , соотношения μ и $\Delta V/V$ и длины пробега волны в неоднородной среде.

2. Годографы волн и их интерпретация

На практике инверсия годографов рефрагированных волн часто проводится методами, разработанными для латерально-однородной среды (например, метод Герглотца—Вихерта). Реальная среда, однако, горизонтально-неоднородная. В этом разделе мы оцениваем результирующие систематические искажения скоростного разреза.

На рис. 5.3 (внизу) для моделей A, B, C приведены кривые относительного различия между средним $\bar{t}(x)$ и детерминированным $t(x)$ годографами: $\epsilon t(x) = [\bar{t}(x) - t(x)]/t(x)$. Для трех моделей величина $\epsilon t(x)$ отрицательна и имеет разную зависимость от расстояния.

Таким образом, форма годографов сейсмических волн зависит от величины и характера изменения контраста неоднородностей, а времена пробега волн имеют меньшие значения по сравнению с детерминированным годографом.

Решение обратной задачи — определение закона $v(z)$ — проводилось способом Герглотца—Вихерта, который, как известно, базируется на представлении о среде, неоднородной только по вертикали. В способе Герглотца—Вихерта закон $v(z)$ определяется по зависимости изменения с расстоянием кажущейся скорости. Поэтому в данной работе вначале исследуются особенности изменения кажущейся скорости, вычисляемой по среднему годографу, а затем способом Герглотца—Вихерта определяется закон $v(z)$ и по нему анализируется характер систематической погрешности определения детерминированной компоненты скорости.

2.1. Определение закона $v(z)$ для небольших глубин (по результатам численного моделирования)

Кажущаяся скорость. На рис. 5.4 для моделей A, B, C приведены графики изменения кажущейся скорости $v^*(x)$, определенные по средним годографам на базе $\Delta x = 0,2$ км. Видно, что изменение $v^*(x)$ не совпадает с зависимостью $V^*(x)$, найденной по детерминированному годографу, и характер отличия $v^*(x)$ от $V^*(x)$ в трех моделях разный.

Зависимость скорости от глубины. На рис. 5.5 для моделей A, B, C показаны результаты определения $v(z)$ способом Герглотца—Вихерта по зависимостям $v^*(x)$, приведенным на рис. 5.4 для средних годографов. Там же для сравнения даны зависимости $v(z)$, определенные по крайним одиночным годографам, имеющим наибольшие и наименьшие значения времен пробега.

Из рис. 5.5 следует, что кривые $v(z)$ для крайних одиночных годографов существенно отличаются от закона $V(z)$. Они показывают зависимость $v(z)$ для некоторого распределения скорости в моделях и частично или полностью находятся вне области изменения статистических параметров модели.

Кривые $v(z)$ для средних годографов также отличаются от закона $V(z)$, но их относительное отличие не превышает значений контраста μ и имеет закономерный характер. Для всех моделей зависимость $v(z)$, полученная по средним годографам, отличается от линейной. Для моделей A и C градиент нарастания скорости с глубиной плавно уменьшается. В модели B с большой величиной контраста μ в начальном интервале глубин

Рис. 5.4. Изменение с расстоянием кажущейся скорости по среднему годографу для моделей *A, B, C* по данным численного моделирования и относительное различие в изменении кажущейся скорости по наиболее вероятному и детерминированному годографам для моделей *A1, A2, A3*

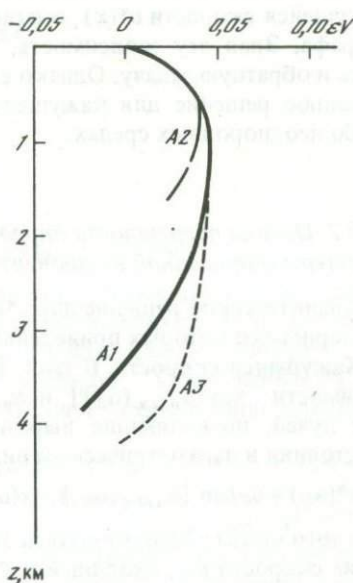
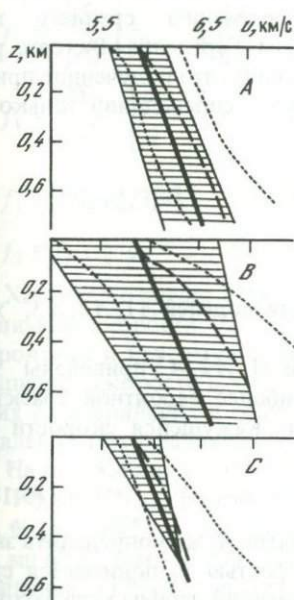
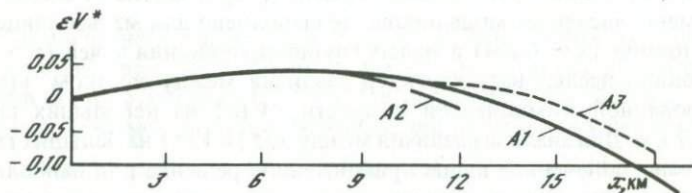
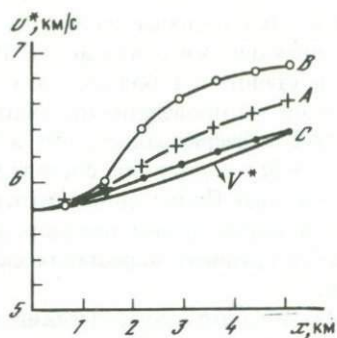


Рис. 5.5. Результаты решения обратной задачи по данным численного моделирования для моделей *A, B, C*, определенные способом Герглотца—Вихерта, по среднему годографу (пунктирная кривая) и двум крайним одиночным годографам (точечная кривая)

Сплошной линией показана детерминированная компонента скорости, штриховой — область изменения статистических параметров скорости в моделях. ϵV — относительное различие между результатами решения обратной задачи по наиболее вероятному годографу и детерминированной компонентной скорости для моделей *A1, A2, A3*

кривая $v(z)$ распадается на два участка. До глубин $\sim 0,1$ км зависимость $v(z)$ практически совпадает с $V(z)$, а затем значения $v(z)$ резко возрастают и становятся больше, чем $V(z)$. По-видимому, именно для такого типа моделей проведены исследования в работах [233, 234], на основании которых подчеркивалось, что в случайно-неоднородных средах с $V(z) = V_0(1 + \beta z)$ годографы состоят из ветвей с существенно разной кажущейся скоростью. Проведенные расчеты показали, что данный факт будет иметь место в случае резко неоднородных сред, когда $\mu > \Delta V/V$. В средах с $\mu < \Delta V/V$ градиент нарастания скорости будет плавно уменьшаться с глубиной.

Из-за того что статистический анализ лучей и годографов рефрагированных волн в случайно-неоднородных средах требует больших затрат машинного времени, численное моделирование выполнено для малых эпизентральных расстояний ($x \sim 6$ км) и малых глубин проникания лучей ($z \sim 1$ км); это позволило исследовать характер различия между законом $v(z)$ и детерминированной компонентой скорости $V(z)$ на небольших глубинах до $z \sim 0,7$ км. Для анализа различия между $v(z)$ и $V(z)$ на больших глубинах использовано полученное выше приближенное решение для наиболее вероятной траектории. Оно позволяет установить аналитическую зависимость между статистическими характеристиками среды (V, μ, a) и величиной кажущейся скорости $v^*(x)$, соответствующей изменению среднего годографа. Зная эту зависимость, можно способом Герглотца—Вихерта решить и обратную задачу. Однако следует иметь в виду, что полученное приближенное решение для кажущейся скорости будет справедливо только в слабо неоднородных средах.

2.2. Оценка погрешности определения детерминированной компоненты скорости

Аналитическое решение для $v^*(x)$ получено для моделей $A1, A2, A3$, характеристики которых приведены в разд. 1.

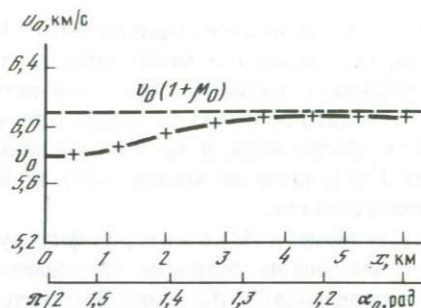
Кажущаяся скорость. В табл. 5.1 для моделей $A1, A2, A3$ приведены зависимости $\sin [\alpha_{\text{вых}}(\alpha_0)]$ и $x_{\text{вых}}(\alpha_0)$ по наиболее вероятной траектории лучей, позволяющие выразить зависимость кажущейся скорости от расстояния в параметрическом виде:

$$v^*(\alpha_0) = v_0 / \sin [\alpha_{\text{вых}}(\alpha_0)], \quad x(\alpha_0) = x_{\text{вых}}(\alpha_0). \quad (5.18)$$

Для того чтобы воспользоваться этими результатами, нужно определить значение скорости v_0 , входящей в (5.18). Под скоростью v_0 понимается статистический скоростной параметр среды, связывающий синусы угла выхода лучей по наиболее вероятной траектории со средним годографом.

Для определения скорости v_0 использованы результаты численного моделирования лучей и годографов волн. На рис. 5.6 для модели A приведен график $v_0(x)$, вычисленный путем умножения значений кажущейся скорости $v^*(x)$, определенной по среднему годографу (см. рис. 5.4), на среднее значение синусов угла выхода лучей $\sin [\alpha_{\text{вых}}(\alpha_0)]$. Из рис. 5.6 следует, что значение скорости v_0 плавно увеличивается от V_0 до значения $V_0(1 + \mu_0)$. Завышение скорости v_0 по сравнению с V_0 свидетельствует о

Рис. 5.6. Изменение с расстоянием скорости v_0 в модели А



том, что в случайно-неоднородных средах наиболее вероятная траектория лучей проходит преимущественно по высокоскоростным участкам среды.

Подставляя в (5.18) $v_0 = V_0(1 + \mu_0)$ и выражения для $\sin [\alpha_{\text{вых}}(\alpha_0)]$ и $x_{\text{вых}}(\alpha_0)$, получаем следующие формулы для расчета кажущейся скорости:

$$v^*(\alpha_0) = V_0(1 + \mu_0)/s_0(1 + f_1), \quad x(\alpha_0) = 2(1 + f_2) \operatorname{ctg} \alpha_0/\beta. \quad (5.19)$$

Здесь

$$f_1 = \frac{4\mathcal{D}_0}{\beta s_0^2} \left[c_0 - s_0 \left(\frac{\pi}{2} - \alpha_0 \right) \right] - \text{модель A1};$$

$$f_1 = \frac{2\mathcal{D}_0}{\beta s_0^3} \left[\frac{\pi}{2} - \alpha_0 - c_0 s_0 \right] - \text{модель A2};$$

$$f_1 = 4\mathcal{D}_0 c_0^3 / 3\beta s_0^2 - \text{модель A3};$$

$$f_2 = f_1 (\operatorname{tg}^2 \alpha_0 + 2); \quad \mathcal{D}_0 = \pi^{1/2} \mu_0^2 / a; \quad s_0 = \sin \alpha_0; \quad c_0 = \cos \alpha_0.$$

Характер отличия $v^*(x)$ от $V^*(x)$ будет определяться двумя факторами: отличием скорости v_0 от V_0 и отличием углов выхода лучей по наиболее вероятной и невозмущенной траекториям. Первый фактор приводит к завышению скорости v^* по сравнению с V^* , а второй — к занижению. Вклад этих составляющих в результирующее значение v^* существенно зависит от удаления точек наблюдения от источника.

На рис. 5.4 для моделей A1, A2, A3 приведены кривые $\epsilon V^*(x) = (v^*(x) - V^*(x))/V^*(x)$, рассчитанные в интервале изменения угла α_0 в пределах $\alpha_0 \in [\alpha_0 \div \alpha_0^{\text{кон}}]$. Значение $\alpha_0^{\text{кон}}$ определено из условия $\{[(\delta n)^2]\}^{1/2} < \sin \alpha_0^{\text{кон}}$ (см. (5.5)). Из рис. 5.4 следует, что вначале для трех моделей величина $\epsilon V^*(x)$ положительна, а затем становится отрицательной. Следовательно, вблизи источника угол выхода лучей по наиболее вероятной траектории еще мало отличается от угла выхода лучей по невозмущенной траектории и отличие $v^*(x)$ от $V^*(x)$ определяется различием в скоростях v_0 и V_0 . На больших удалениях угол выхода луча по наиболее вероятной траектории становится существенно больше угла выхода лучей по невозмущенной траектории, и это приводит к занижению значений v^* по сравнению с V^* .

Зависимость скорости от глубины. По графикам $v^*(x)$ определены зависимости скорости от глубины $v(z)$ (методом Герглотца—Вихерта).

На рис. 5.5 приведены кривые $ev(z) = (v(z) - V(z))/V(z)$, из которых следует, что начальные части кривых $v(z)$ имеют завышенные значения по сравнению с законом $V(z)$ (этот результат согласуется с данными численного моделирования), а затем при увеличении глубины кривые $v(z)$ и $V(z)$ сближаются и на еще больших глубинах скорость $v(z)$ меньше, чем $V(z)$. Отличие между $v(z)$ и $V(z)$ не превышает контрастности неоднородностей.

Для модели АЗ, в которой флуктуации скорости уменьшаются с глубиной, завышение скорости наблюдается на большем интервале глубин, чем для моделей А1 и А2. Это объясняется тем, что в модели АЗ интервал удалений от источника, на котором значения v_0 превышают V_0 , больше, чем в моделях А1 и А2, а это, в свою очередь, является следствием того, что для модели АЗ отличие в углах выхода лучей по наиболее вероятной и невозмущенной траекториям меньше. Таким образом, в случайно-неоднородных средах с градиентом скорости зависимость скорости от глубины, определяемая по годографам рефрагированных волн способами, разработанными для сред, неоднородных только по вертикали, отличается от детерминированной компоненты скорости. Использование зависимости $v(z)$ приведет к ошибкам при решении многих задач сейсмологии: при построении изолиний скорости, при построении разреза по отраженным и преломленным волнам, при сопоставлении данных наземной сейсморазведки с данными акустического каротажа.

3. Флуктуации времен прихода волн

В предыдущем разделе было показано, что для исключения искажений скоростного разреза нужно знать зависимость контраста случайной компоненты скорости от глубины. Для этого могут быть использованы данные о флуктуациях времен пробега рефрагированных волн. Однако эта обратная задача в сейсмологии не решена. В данном разделе получено приближенное выражение для дисперсии флуктуации времен пробега рефрагированной волны для частного случая, когда детерминированная компонента скорости и контраст случайной компоненты изменяются с глубиной по линейному закону. Выражение найдено в приближении геометрической оптики на основе решения уравнения эйконала. Согласно [242], в первом приближении метода малых возмущений уравнение для дисперсии флуктуаций эйконала имеет вид

$$\langle (\delta\varphi)^2 \rangle = \frac{1}{2} \int_0^L \left(\frac{\langle [\delta(n^2)]^2 \rangle [r_0(s)] l(s)}{n^2 [r_0(s)]} \right) ds, \quad (5.20)$$

где $r_0(s)$ — координата луча вдоль невозмущенной траектории; l — эффективный размер неоднородностей; $\langle [\delta(n^2)]^2 \rangle$ — дисперсия флуктуаций квадрата коэффициента преломления; n^2 — детерминированная компонента квадрата коэффициента преломления.

Для решения (5.20) выразим $\langle [\delta(n^2)]^2 \rangle$ и n^2 через статистические параметры μ и n . Запишем $(n')^2$ в виде

$$(n')^2 = (n)^2 + 2n\delta n + (\delta n)^2. \quad (5.21)$$

Выделим в (5.21) детерминированную n^2 и случайную $\delta(n^2)$ компоненты, пренебрегая квадратичными членами относительно $\delta n \ll 1$:

$$n^2 = (n)^2 + \langle (\delta n)^2 \rangle \simeq (n)^2, \quad (5.22)$$

$$\delta(n^2) = 2n\delta n. \quad (5.23)$$

Согласно (5.16), (5.17)

$$n = V_0/V, \quad \delta n = (\delta V/V) (V_0/V). \quad (5.24)$$

На основании (5.23) и (5.24) получаем выражение для дисперсии флуктуаций квадрата коэффициента преломления

$$\langle [\delta(n^2)]^2 \rangle = 4(n)^2 \langle (\delta n)^2 \rangle = 4\langle (\delta V/V)^2 \rangle (V_0/V)^4 = 4\mu^2 (n)^4. \quad (5.25)$$

С учетом (5.22) и (5.25) окончательное выражение для дисперсии флуктуаций эйконала запишется так:

$$\overline{(\delta\varphi)^2} = 2 \int_0^L \mu^2 (n)^2 l ds. \quad (5.26)$$

Из (5.26) следует, что в случайных градиентных средах дисперсия флуктуаций эйконала волны определяется длиной пути пробега волны в неоднородной среде L , эффективным размером неоднородностей l , контрастом μ и коэффициентом преломления n .

По (5.26) сделаны расчеты дисперсий флуктуаций эйконала волны для моделей А1, А2, А3. Для вычисления интеграла (5.26) выразим z и ds через текущий угол α вдоль луча:

$$z = \frac{1}{\beta} \left(\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_0} - 1 \right), \quad ds = \frac{1}{\beta \sin \alpha_0} d\alpha. \quad (5.27)$$

Переходя в (5.26) к интегрированию по α в пределах от α_0 до $\pi/2$ и удваивая результат (поскольку значение $\pi/2$ соответствует точке поворота луча), получаем выражение для дисперсии флуктуаций эйконала рефрагированного луча, вышедшего на начальный уровень $z = 0$:

$$\langle (\delta\varphi)^2 \rangle = c_0 \cos \alpha_0 - \text{модель А1},$$

$$\langle (\delta\varphi)^2 \rangle = c_0 \frac{(\pi/2 - \alpha_0)}{\sin \alpha_0} - \text{модель А2}, \quad (5.28)$$

$$\langle (\delta\varphi)^2 \rangle = c_0 \sin^3 \alpha_0 [\text{ctg} \alpha_0 + \text{ctg}^3 \alpha_0/3] - \text{модель А3}.$$

На рис. 5.7 приведены графики, иллюстрирующие изменение $\langle (\delta\varphi)^2 \rangle$ в зависимости от начального угла входа (или длины пробега). Из анализа формул (5.28) и рисунка следует, что с увеличением длины пробега волны, что соответствует изменению угла α_0 от $\pi/2$ до нуля, дисперсия флуктуаций эйконала волны в модели А1 увеличивается как $\cos \alpha_0$, т.е., начиная с некоторого расстояния, значения $\langle (\delta\varphi)^2 \rangle$ практически не увеличиваются. В модели А2 значения $\langle (\delta\varphi)^2 \rangle$ возрастают пропорционально увеличению длины пробега волны L (так как согласно (5.27) $L = (2/\beta) (\pi/2 - \alpha_0)/\sin \alpha_0$), а в модели А3 значения $\langle (\delta\varphi)^2 \rangle$ сначала увеличиваются, достигают максимума при $\alpha_0 = \pi/4$, а затем уменьшаются.

Таким образом, в статистически-неоднородных средах с $V(z) \neq \text{const}$

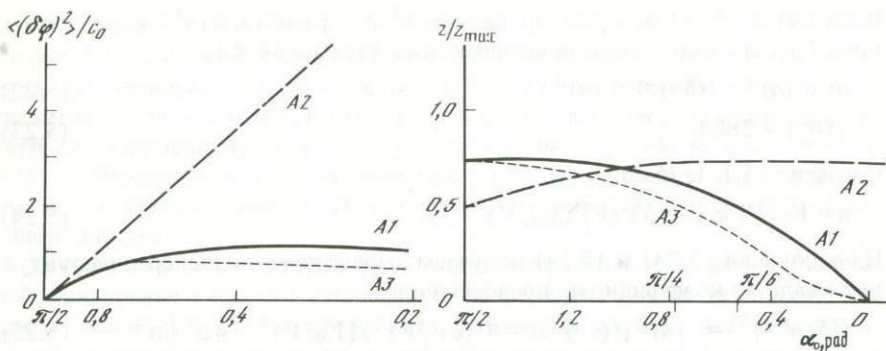


Рис. 5.7. Зависимости дисперсии флуктуаций эйконала $\langle (\delta\varphi)^2 \rangle / c_0$ и зависимости z/z_{\max} (z – толщина слоя, которая дает 50%-ный вклад в величину дисперсии флуктуаций эйконала; z_{\max} – толщина слоя, соответствующая глубине максимального проникания луча) от угла α_0 для моделей A1, A2, A3

наблюдается сложная зависимость дисперсии флуктуаций эйконала от расстояния и в случае однородного распределения скоростных неоднородностей ($\mu, a = \text{const}$) зависимость $\langle (\delta\varphi)^2 \rangle [L]$ отличается от линейной. Согласно (5.28) линейная зависимость будет наблюдаться только в средах, в которых контрастность неоднородностей увеличивается с глубиной пропорционально увеличению детерминированной компоненты скорости.

Полученные в работе формулы позволяют определить, какой участок среды вносит основной вклад в величину дисперсии флуктуаций эйконала. Оценим толщину слоя, который дает 50%-й вклад в величину дисперсии флуктуаций эйконала. Для этого рассмотрим отношение z/z_{\max} (z_{\max} – толщина слоя, соответствующая максимальному прониканию луча) для разных углов падения луча на слой ($\alpha_0 \in [\pi/2 \div 0]$). Случай $z/z_{\max} = 1/2$ означает, что оба участка среды, как верхний так и нижний, имеющие одинаковую толщину $z = \frac{1}{2} z_{\max}$, вносят одинаковый вклад в дисперсию флуктуаций эйконала. В случае $z/z_{\max} < 1/2$ дисперсия определяется в основном частью слоя, прилегающей к поверхности наблюдения, в случае $z/z_{\max} > 1/2$ – частью слоя вблизи области поворота луча.

Согласно (5.27) для отношения z/z_{\max} получается следующая формула:

$$z/z_{\max} = (\sin \tilde{\alpha} - \sin \alpha_0) / (1 - \sin \alpha_0), \quad (5.29)$$

где $\tilde{\alpha}$ – текущий угол вдоль луча ($\tilde{\alpha} \in [\alpha_0 \div \pi/2]$), делящий нисходящую ветвь траектории на две части таким образом, что дисперсия флуктуаций эйконала, вычисленная по начальной части траектории для углов $\alpha \in [\alpha_0 \div \tilde{\alpha}]$, равна половине дисперсии, вычисленной на всей ветви траектории для $\alpha \in [\alpha_0 \div \pi/2]$.

На рис. 5.7 приведены зависимости z/z_{\max} для трех моделей. Для модели A1 при изменении α_0 от $\pi/2$ до нуля отношение z/z_{\max} уменьшается от 0,75 до нуля. Из этого следует, что в средах с постоянным значением контрастности неоднородностей на больших удалениях от источника дисперсия определяется в основном верхним участком среды, а вблизи источ-

ника — участком среды, прилегающим к области поворота. Для модели А2 величина z/z_{\max} изменяется от 0,5 до 0,7 ($\sin \pi/4$). Из этого следует, что в случае увеличения контрастности с глубиной на больших удалениях половину дисперсии флуктуаций эйконала дает участок среды, прилегающий к области поворота и равный примерно 1/4 глубины максимального проникания луча, а вблизи источника оба участка среды дают одинаковый вклад в величину дисперсии. Для модели А3 наблюдается ситуация, аналогичная рассмотренной для модели А1. На небольших удалениях основной вклад в дисперсию флуктуаций эйконала дает участок среды, прилегающий к области поворота, на больших удалениях — верхняя часть разреза.

Для оценки пределов применимости полученного приближенного решения проведено сопоставление результатов расчетов по формуле (5.26) с данными численного моделирования годографов волн. Оно показало, что решение (5.26) справедливо только для слабо неоднородных сред с $\mu < \Delta V/V$ и область его применения ограничена расстоянием от источника.

Другим ограничением приближенного решения является то, что интегрирование в нем проводится вдоль невозмущенной траектории. Результаты предыдущей части работы показали, что в неоднородных средах наиболее вероятная траектория лучей существенно может отличаться от невозмущенной. Поэтому применение полученного решения к интерпретации реальных сейсмических сред для нахождения количественных оценок пока не совсем ясно, но анализ найденных зависимостей позволяет уже сейчас сделать важные качественные выводы.

4. Обсуждение результатов

Исследования в данной главе выполнены на основе приближенных решений, полученных в приближении геометрической оптики. Область их применения ограничена длиной пути пробега волны в неоднородной среде. Результаты исследований не могут быть автоматически перенесены на область действия волновой теории — для этого нужны дополнительные исследования. Поэтому применяемую в работе терминологию — малые расстояния, большие расстояния — нужно рассматривать только как средство описания результатов.

Распространение волн в случайно-неоднородных градиентных средах имеет ряд особенностей.

1. В градиентных средах рассеяние волн на случайных неоднородностях приводит не только к флуктуациям направления распространения волн, но и к систематическому отклонению траектории лучей относительно невозмущенной. По-видимому, это объясняется тем, что в средах с локальными неоднородностями волны распространяются преимущественно по высокоскоростным участкам среды. Этот эффект приводит к тому, что на больших удалениях от источника как в слабо неоднородных ($\mu < \Delta V/V$), так и в сильно неоднородных ($\mu \geq \Delta V/V$) средах волны не проникают на глубины, соответствующие закону изменения в среде детерминированной компоненты скорости, а распространяются по высокоскоростным неоднородностям в более верхней части среды. На малых расстояниях в слабо неоднородных средах наблюдается тот же эффект, а в сильно неоднородных средах из-за того, что латеральные скоростные вариации больше вертикаль-

ного градиента, имеет место противоположная ситуация — глубина проникания лучей по наиболее вероятной траектории будет больше, чем по невозмущенной. Именно такая траектория обеспечивает минимальное время распространения волн. Поэтому в случайно-неоднородных градиентных средах времена прихода волн в среднем (по среднему годографу) будут иметь заниженные значения по сравнению с детерминированным годографом.

2. Зависимость скорости от глубины, определяемая по среднему годографу, отличается от детерминированной компоненты скорости. В моделях с $\mu < \Delta V/V$ в начальном интервале глубин наблюдаются завышенные значения скорости и завышенный, уменьшающийся с глубиной градиент нарастания скорости, а на больших глубинах — заниженное значение скорости и градиента. В моделях с $\mu > \Delta V/V$ завышение скорости в начальном интервале глубин происходит в виде скачка. Относительная ошибка определения детерминированной компоненты скорости по среднему годографу способами, разработанными для сред, неоднородных только по вертикали (способ Герглотца—Вихерта и др.), не превышает контраста скоростных неоднородностей. Использование одиночных годографов может привести к большим погрешностям.

3. Дисперсия флуктуаций времен прихода волн зависит от закона изменения в среде детерминированной компоненты скорости.

4. При интерпретации сейсмических данных важно знать, какой участок среды вносит основной вклад в дисперсию флуктуаций волнового поля. Расчеты показали, что это зависит от конкретных законов изменения с глубиной детерминированной компоненты скорости и контраста скоростных неоднородностей. Однако, основываясь на полученных выше результатах, уже сейчас можно сказать, что в реальных средах, в которых с увеличением глубины скорость возрастает, а контраст неоднородностей уменьшается или остается постоянным, дисперсия флуктуаций волнового поля на больших удалениях от источника определяется в основном верхней частью разреза.

Таким образом, в случайно-неоднородных градиентных средах случайная и детерминированная компоненты скоростного разреза не связаны линейно с флуктуациями волнового поля и их средними характеристиками. Имеет место сложное взаимодействие среды и волнового поля. Поэтому при интерпретации сейсмических данных в таких средах для количественной оценки параметров детерминированной компоненты скорости и скоростных неоднородностей не может быть использована методика пространственной фильтрации годографов волн (или графиков амплитуд) и отдельная обработка флуктуаций и средней составляющей. Методика обработки экспериментальных данных в случайно-неоднородных градиентных средах пока не разработана и нужны специальные исследования.

СТРУКТУРА РАЗРЫВОВ В ОЧАГАХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ ПО ДАННЫМ ОБ ОСТАТОЧНЫХ СМЕЩЕНИЯХ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Важным элементом структуры литосферы являются тектонические разрывы, или разломы. Для получения сведений об их глубинной структуре наряду с геологическими и геофизическими методами могут быть использованы результаты изучения очагов тектонических землетрясений, происходящих по готовым разломам или образующих новые разломы [243].

Согласно современным взглядам, очаг тектонического землетрясения представляет собой разрыв сплошности материала Земли по некоторой поверхности [244, 8]. Структура разрывов определяется их местоположением и ориентацией в среде (в земной коре, литосфере), размерами поверхности разрыва, а также величиной и направлением относительного смещения берегов разрыва.

Для изучения структуры разрывов недостаточно использовать традиционные методы сейсмологии, основанные на представлении о точечной модели очага землетрясения, необходимо знать параметры протяженного очага. Для их оценки применяется анализ макросейсмического поля землетрясения [245], изучение пространственного распределения афтершоков и механизмов их очагов. Также используются пока еще редкие записи колебаний грунта в эпицентральной зоне [246–248]. Однако, как показала практика, оценки параметров очагов землетрясений упомянутыми способами часто недостаточно надежны. Поэтому для изучения структуры разрывов в очагах землетрясений необходимо привлечение дополнительных данных, например данных об остаточных смещениях земной поверхности, возникающих в результате землетрясений и содержащих наиболее прямую и достоверную информацию о результирующих подвижках (разрывах) в очагах этих землетрясений.

Строгая постановка и решение задачи определения структуры разрывов в очагах землетрясений по наблюдениям остаточных смещений требуют задания некоторой модели очага землетрясения, решения прямой задачи расчета остаточных смещений по заданным параметрам модели, разработки способа обращения наблюденных данных в параметры модели очага и оценки достоверности получаемого результата. Найденные оценки местоположения и ориентации разрывов можно сопоставлять с соответствующими величинами для конкретных геологических структур. По направлению и величине подвижек в очагах землетрясений можно судить о тектонических движениях в регионе.

Таким образом, в процессе решения этой задачи наиболее отчетливо смыкаются структурный и динамический аспекты изучения свойств литосферы.

1. Остаточные смещения в задаче определения параметров очага землетрясения

Наиболее известным и практически выполнимым способом измерений остаточных смещений земной поверхности является геодезический, реализуемый путем повторных нивелировок и линейно-угловых измерений до и после землетрясения. Необходимость геодезических измерений в эпицентральной области сильного землетрясения отмечал еще Б.Б. Голицын в 1912 г. [249]. Обычно промежутки времени между повторными геодезическими измерениями бывают весьма длительными. Поэтому для оценок ошибки данных, помимо ошибки геодезических измерений, необходимо знать скорость современных тектонических движений в исследуемом регионе, которая оценивается также по повторным геодезическим измерениям, если они выполнялись более одного раза до землетрясения.

При геодезических работах координаты и высота пикетов определяются относительно некоторых базисных линий и базовых пикетов, положение которых полагается неизменным. Поступательное и вращательное движение всего района работ в целом не может быть зафиксировано внутренними измерениями. Необходимо привязка к абсолютной системе координат, что трудно выполнить с точностью, достигаемой при детальных относительных измерениях на небольших площадях. Поэтому для вычисления смещений пикетов приходится вводить некоторые допущения. Так, обычно полагают, что два или больше пикетов вдали от эпицентральной области не двигаются с места. После введения такого допущения возможно сравнивать результаты повторных линейно-угловых измерений и вычислять разности компонентов смещений на пикетах.

Хотя в настоящей главе описываются результаты интерпретации только геодезических наблюдений, укажем и на другие возможные способы измерения остаточных смещений в эпицентральной области. Одним из способов является определение остаточных смещений по записям сейсмических колебаний от землетрясений путем решения обратной задачи сейсмометрии [250, 251]. Этот способ, который можно назвать сейсмическим, позволяет измерять остаточные смещения, формирующиеся за время регистрации колебаний, излученных из очага. Его преимуществом является то, что восстановленные остаточные смещения связаны только с зарегистрированным землетрясением и не включают движения, вызванные другими причинами, например, современными движениями земной коры, какими-либо техногенными деформациями и пр. Однако, с другой стороны, здесь следует учитывать, что в процессе формирования подвижки в очаге землетрясения могут иметь место медленные фазы, не регистрируемые сейсмическим прибором даже при значительных по величине остаточных смещениях. Оценка параметров очага землетрясения по остаточным смещениям, полученным сейсмическим способом, представляет большой интерес и может быть выполнена, если в эпицентральной области до землетрясения была установлена сеть из нескольких десятков сейсмографов для регистрации сильных движений или акселерографов. К сожалению, такие работы в мире еще не проводились.

Известен способ определения вертикальной составляющей остаточных смещений по данным повторных гравиметрических измерений [252].

Таблица 6.1. Остаточные смещения в эпицентральных зонах некоторых сильных землетрясений

Дата землетрясения	Место землетрясения	Магнитуда	Максимальные наблюдаемые остаточные смещения, м		Литературная ссылка
			вертикальные	горизонтальные	
28.10.1891	Ноби, Япония	8,0	0,7	1,6	[253]
18.04.1906	Сан-Франциско	8,3	—	4,5	[254–256]
01.09.23	Канто, Япония	8,3	2,0	3,5	[257, 258]
07.03.27	Танго, Япония	7,5	0,9	1,7	[254–256, 259]
25.11.30	Северное Идзу, Япония	7,0	–0,2	1,1	[254–256, 261]
21.09.31	Сайтама, Япония	7,0	0,1	—	[262]
18.05.40	Империал-Вэлли	7,1	—	1,4	[256, 263]
12.01.45	Микава, Япония	7,1	—	1,2	[257]
21.12.46	Нанкайдо, Япония	8,2	0,7	1,8	[264]
28.06.48	Фукуи, Япония	7,2	—	1,4	[265]
16.12.54	Фезрвью-Пик, Невада	7,1	1,0	1,5	[263, 266]
18.08.59	Хэбджен-Лейк, Монтана	7,1	–7,0	—	[266]
19.08.61	Кита-Мино, Япония	7,0	0,4	—	[267]
28.03.64	Аляска	8,4	11,0	19,0	[266, 268–270]
16.06.64	Ниигата, Япония	7,5	1,6	—	[256, 271]
06.08.68	Бунго-Чэннел, Япония	6,6	0,1	—	[272]
09.09.69	Гифу, Япония	6,6	3,0	—	[273, 274]
09.02.71	Сан-Фернандо	6,6	2,3	—	[274–279]
08.05.74	Идзу-Оки, Япония	6,9	0,1	—	[280]
08.04.76	Газли, СССР	7,0	0,8	1,0	[281–283]
17.05.76	” ”	7,3	0,8	1,0	[247, 281–283]
27.07.76	Таншань, Китай	7,8	—	—	[284]
23.11.80	Италия	6,9	–0,7	—	[285]
19.03.84	Газли, СССР	7,2	0,8	1,0	[320]

Этот способ был использован для получения дополнительной информации о вертикальных остаточных смещениях в эпицентральной области землетрясения в Сан-Фернандо¹.

Возможность изучения очагов землетрясений и разработка способов определения параметров очага по данным наблюдаемых остаточных смещений земной поверхности тесно связаны с развитием способов расчета теоретических остаточных смещений. Впервые идея сопоставления остаточных смещений, рассчитанных для силовой модели источника, с данными геодезических измерений деформаций земной поверхности была высказана Сезавой в 1929 г. [286]. В 1956 г. А.В. Введенской [287] была предложена дислокационная модель очага землетрясения, эквивалентная подвижке по бесконечно малой площадке, представляющая комбинацию двух диполей с равными по величине, но противоположными по знаку моментами. Теория остаточных смещений от такой модели была разработана как в предположении однородного упругого полупространства [288, 289, 268 и др.], так и для случаев неоднородной среды [290–293 и др.].

¹ Необходимые сведения об этом и других землетрясениях, упоминаемых в настоящей главе, содержатся в табл. 6.1.

Работы по использованию способов расчета остаточных смещений для изучения очагов землетрясений можно разделить на три основные группы.

К первой группе относятся работы по анализу зависимостей смещений от какого-либо из параметров очага и, таким образом, выявлению возможности определения этого параметра по наблюдаемым данным. Такой анализ проводился по профилю вкрест простирания разрыва для частных случаев его механизма: сдвига по простиранию и взброса в вертикальной плоскости. Зависимость горизонтальных остаточных смещений поверхности однородного полупространства от глубины разрыва рассматривалась в работах [254, 255, 294]. По степени затухания смещений с удалением от разрыва были определены глубины очагов землетрясений в Сан-Франциско, Танго и Северном Идзу. Аналогичная зависимость для смещений поверхности осадочного слоя, лежащего на полупространстве, исследовалась в работе [265]. Были определены глубина очага землетрясения в Фукуи и мощность осадочного слоя, до которого распространился разрыв. Глубина очага землетрясения в Танго была переопределена с учетом блокового строения земной коры и асимметричного поведения горизонтальных смещений относительно разрыва, обусловленного асимметрией упругих свойств среды [260].

Касахара [263] рассмотрел зависимость смещений поверхности однородного полупространства от угла падения плоскости сдвигового разрыва по простиранию. Соответствующая зависимость для разрывов сдвигового и взбросового типов была установлена Уолшем [256]. С помощью этих зависимостей были определены углы падения плоскостей разрывов в очагах землетрясений в Сан-Франциско, Танго, Северном Идзу, Империял-Вэлли и Ниигате.

Ко второй группе относятся работы по определениям параметров трехмерной модели очага землетрясения путем сопоставления рассчитанных остаточных смещений с данными наблюдений и варьирования некоторых параметров до достижения удовлетворительного согласия. В большинстве работ этой группы рассматривается модель очага землетрясения в виде прямоугольной площадки, расположенной в идеально упругом, однородном, изотропном полупространстве. Два края площадки разрыва параллельны свободной поверхности полупространства. Разрыв — сдвигового типа с постоянной подвижкой. Число таких работ возросло после представления аналитических формул, выраженных через элементарные функции и потому удобных для вычислений. Рассмотрены случаи сдвига по простиранию в вертикальной плоскости [255], взброса (сброса) по вертикальной [268] и наклонной [266] плоскостям и, наконец, произвольно ориентированной прямоугольной площадки разрыва с произвольным направлением постоянной сдвиговой подвижки в ее плоскости [295]. Таким способом были определены параметры таких землетрясений, как Аляскинское, Нобийское, в Канто, Сан-Фернандо и ряда других. Среди работ этой группы выделим работы [275, 276] по изучению очага землетрясения в Сан-Фернандо. Хорошая представительность данных об остаточных смещениях, полученных не только в результате геодезических измерений в эпицентральной области землетрясения, но и в результате пересчета данных об изменении гравитационного поля, позволила рассмотреть модель очага землетрясения в форме пятиугольника с экспоненциальным убыва-

нием подвижки с глубиной и найти распределение величины подвижки по разрыву с учетом особенностей геологического строения земной коры в очаговой области. В нашей стране расчеты остаточных смещений были использованы для выбора модели очагов газлийских землетрясений 1976 г. [247, 282, 283].

К третьей группе работ относятся выполненные в последние годы исследования по определению параметров очага землетрясения путем обращения (инверсии) наблюдаемых остаточных смещений или деформаций с использованием разработанных ранее общих методов решения обратных задач геофизики (см., например, [8]).

Первая попытка оценки параметров очага землетрясения путем инверсии по данным об остаточных деформациях [296] была основана на использовании алгоритма Марквардта [297], но оказалась неудачной из-за неустойчивости обращения матриц.

В работах [278, 279] для исследования распределения подвижки в вертикальном сечении разрыва в очаге землетрясения Сан-Фернандо был использован метод стохастического линейного обращения [298]. Решение прямой задачи выполняется методом конечных элементов и требует разбиения моделей среды и очага на множество элементарных ячеек. При этом увеличивается количество искомым параметров, что при ограниченном числе данных приводит к снижению надежности получаемого решения. В методе стохастического линейного обращения используется так называемый параметр затухания, определяемый отношением квадратов ошибок данных и параметров. Параметр затухания ухудшает разрешающую способность, но повышает устойчивость решения [8]. Важным является вопрос о выборе правильного значения параметра затухания. Обычно решение ищется итеративно при меняющемся параметре затухания и выбирается при некотором его значении. Например, в [299] решение выбирается в угловой точке графика зависимости невязки от модуля вектора решения.

Метод обобщенного линейного обращения в формулировке Джексона [300] был использован Матцу'урой [301] для разработки способа определения параметров модели очага прямоугольной формы в однородном полупространстве по геодезическим данным об остаточных смещениях. Отметим, что в [301] недостаточно обоснованы критерии выбора оптимального решения и допустимых пределов приращений искомым параметров на каждом шаге итерации. Тем не менее метод обращения геодезических данных Матцу'уры [301] был успешно применен для построения моделей очагов землетрясений в Танго [259], Канто [258] и Аляскинского [270].

Минимизация невязки методом наименьших квадратов была использована при определении параметров модели очага Таншаньского землетрясения по первичным геодезическим данным: изменениям длин и углов линий, высот точек, наклонам и деформациям земной поверхности [284]. Оптимизация наблюдаемых данных различных геодезических измерений путем последовательной нормализации позволила привести их к одинаковому нормальному распределению и равнозначно применять при обращении. Однако известно, что при использовании метода наименьших квадратов погрешность получаемого решения может быть неприемлемо большой, так как наименьшее ненулевое собственное значение матрицы обратного оператора может оказаться очень малым.

В настоящей главе для определения параметров разрывов в очагах землетрясений по данным об остаточных смещениях земной поверхности используется общий метод решения обратных задач с регуляризацией по А.Н. Тихонову [5,6], который в некоторых аспектах, в частности в обоснованности критериев выбора оптимального решения, превосходит методы, использованные в зарубежных работах.

2. Решение прямой задачи расчета остаточных смещений

2.1. Модель очага тектонического землетрясения

В качестве модели очага тектонического землетрясения принимается прямоугольная площадка разрыва Σ с однородной сдвиговой подвижкой U , помещенная в идеально упругое однородное изотропное полупространство (рис. 6.1). Два ребра площадки разрыва параллельны горизонтальной плоскости $x_3 = 0$, являющейся границей полупространства. Модель очага характеризуется девятью независимыми параметрами: двумя географическими координатами некоторой обусловленной точки, связанной с площадкой разрыва; глубиной верхней кромки площадки разрыва h ; ориентацией площадки в полупространстве — азимутом простирания θ и углом падения δ ; размерами по простиранию $2L$ (длиной) и по падению W (шириной); величиной осредненной по площадке разрыва подвижки U (амплитудой разрыва); углом подвижки λ .

Для удобства анализа теоретических остаточных смещений и интерпретации наблюдаемых данных в качестве привязки модели очага будем рассматривать координаты a, b точки пересечения средней линии площадки разрыва с границей полупространства. Координаты какой-либо другой точки, принадлежащей разрыву, например середины нижнего ребра, могут быть определены с помощью простых соотношений. Остальные параметры модели находятся следующим образом. Направление простирания всегда выбирается таким, чтобы падение площадки разрыва происходило вправо от наблюдателя, смотрящего вдоль простирания. При этом правое крыло разрыва считается висячим, а левое — лежачим, в том числе и для вертикального разрыва. В случае вертикального разрыва со скольжением по падению лежачим считается опущенное крыло разрыва. Такой разрыв называется прямым взбросом.

Подвижка U определяется как остаточное смещение висячего крыла разрыва по отношению к лежачему. Угол подвижки λ задает направление вектора подвижки U в плоскости разрыва относительно направления простирания. Угол подвижки находится в диапазоне $(-\pi < \lambda \leq \pi)$. Его величина принимается положительной для взбросов, надвигов и взбрососдвигов и отрицательной для сбросов и сбрососдвигов. Всегда $\lambda = 0$ соответствует левостороннему сдвигу, а $\lambda = \pi$ — правостороннему. Таким образом, параметр λ определяет тип разрыва.

Предположение о постоянстве вектора подвижки по разрыву, принимаемое в модели очага, является идеализацией. Характер распределения подвижки в реальных разрывах определяется распределением напряжений в среде, неоднородностями строения среды и принимаемым критерием остановки вспарывания по разрыву. Влияние неоднородного распределе-

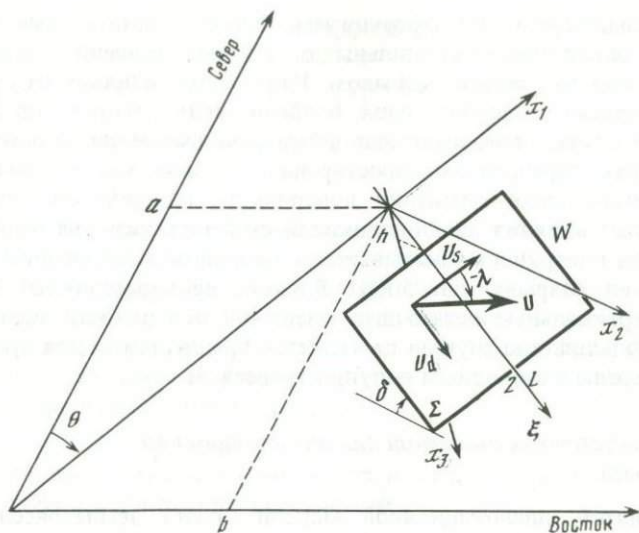


Рис. 6.1. Модель очага землетрясения и система координат

ния подвижки по разрыву на остаточные смещения точек поверхности полупространства исследовалось в ряде работ [276, 302]. Результаты численных расчетов полей остаточных смещений от разрывов, подвижки по которым распределены по линейному, параболическому либо экспоненциальному законам, и сопоставление со смещениями, вызванными разрывом с постоянной подвижкой, свидетельствуют о том, что при одинаковых дислокационных моментах разрывов различия смещений отмечаются только непосредственно над разрывом и достигают в среднем 15%. На удалениях от разрыва, больших его ширины, или при значительном заглублении разрыва ($h > 1,5 W$) поля остаточных смещений практически идентичны. Таким образом, модель очага землетрясения с неизвестным законом распределения подвижки по поверхности разрыва простой формы (круг, выпуклый многоугольник) может быть представлена прямоугольной площадкой разрыва с постоянной подвижкой. В случае сложной формы поверхности разрыва или прерывного характера распределения подвижки модель очага может быть представлена несколькими связанными либо независимыми сегментами прямоугольной формы с постоянной подвижкой. Отметим, что расчеты полей остаточных смещений для неоднородной подвижки могут выполняться только численным интегрированием по поверхности разрыва. Это обстоятельство, а также необходимость достаточно детальных данных об остаточных смещениях ограничивают возможность рассмотрения неоднородных подвижек в очагах реальных землетрясений.

Также идеализированным является представление о среде как об однородном полупространстве. Анализ результатов расчетов остаточных смещений поверхности горизонтально-слоистого [265, 276, 292, 293, 303] и латерально-неоднородного [260, 304–306] полупространства показал, что при приближении идеализированной модели однородного полупространства

к более реальным условиям строения земной коры значительные различия отмечаются только для горизонтальных остаточных смещений и в основном непосредственно над самим разрывом. Наибольшее влияние на смещения оказывает наличие осадочного слоя, особенно если разрыв проникает в него. В этом случае горизонтальные остаточные смещения на поверхности в направлениях, параллельных простиранию разрыва, могут вдвое превышать соответствующие смещения поверхности однородного полупространства. Неучет влияния неоднородностей строения среды на горизонтальные смещения поверхности сказывается в основном в недооценке глубины проникновения разрыва (до 50%). Влияние неоднородностей строения среды на вертикальные остаточные смещения поверхности менее значительно и в большинстве случаев не является препятствием для представления модели среды однородным полупространством.

2.2. Поле остаточных смещений для дислокационной модели очага

Для принятой дислокационной модели очага землетрясения поле остаточных смещений в упругом однородном полупространстве определяется формулой Вольтерра, которая для изотропной среды и в случае чистого сдвига по поверхности разрыва имеет вид

$$u_i = \mu \int_{\Sigma} \Delta u_j (g_{ij,k} + g_{ik,j}) n_k dS, \quad (6.1)$$

где Δu_j — вектор подвижки по элементарной площадке dS ; n_k — вектор нормали к площадке dS ; μ — модуль сдвига; Σ — поверхность разрыва; g_{im} — тензор Грина для рассматриваемой модели среды.

Компоненты тензора Грина g_{im} представляют собой смещения в точке среды с координатами (x_1, x_2, x_3) в направлении i , создаваемые внутренней сосредоточенной силой $P\delta(x - \xi)$, действующей в точке (ξ_1, ξ_2, ξ_3) в направлении m . Выражение тензора Грина для идеально упругого однородного изотропного полупространства, ограниченного плоскостью $x_3 = 0$, было получено в [307] решением уравнений равновесия Навье при условии отсутствия нормальных σ_{33} и касательных τ_{13} и τ_{23} напряжений на границе полупространства $x_3 = 0$ и равенства нулю смещений на бесконечности при $x_3 \rightarrow \infty$. В компактной форме выражения тензора Грина для идеально упругого однородного изотропного полупространства могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{A} g_{im} = & \delta_{im} \left[\left(\frac{\alpha}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + \frac{2x_3 \xi_3}{R_3^3} + (1 - \delta_{i3}) \frac{\beta}{R_3} \right] + \\ & + X_i X_m \left[\left(\frac{1}{R_1^3} + \frac{1}{R_2^3} \right) - (1 - \delta_{i3})(1 - \delta_{m3}) \left(\frac{6x_3 \xi_3}{R_2^3} + \frac{\beta}{R_2 R_3^2} \right) \right] + \\ & + (X_m \delta_{i3} - X_i \delta_{m3}) \left[\frac{\beta}{R_2 R_3} - \frac{6x_3 \xi_3 (x_3 + \xi_3)}{R_2^3} \right] + \\ & + \delta_{i3} \delta_{m3} \left[\frac{\beta}{R_2} + \frac{8x_3 \xi_3 (1 - 2\sigma)}{R_2^3} + \frac{6x_3 \xi_3 (x_3 + \xi_3)^2}{R_2^5} \right]. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Здесь $A = P/16\pi\mu(1 - \sigma)$; σ — коэффициент Пуассона; λ, μ — упругие константы Ламе; $\alpha = 3 - 4\sigma$; $\beta = 4(1 - \sigma)(1 - 2\sigma)$; $X_i = x_i - \xi_i$;

$$R_1 = [(x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 - \xi_3)^2]^{1/2} = \sqrt{X_i X_i};$$

$$R_2 = [(x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 + \xi_3)^2]^{1/2} = \sqrt{R_1^2 + 4x_3 \xi_3};$$

$$R_3 = R_2 + x_3 + \xi_3.$$

Отметим, что компактные формы представления тензора Грина, несколько отличающиеся от нашей, были ранее получены в работах [308, 309].

Результат интегрирования (6.1) в виде конечных алгебраических выражений приводится в работе [295]. Исследование этих выражений представляет большой интерес и необходимо для разработки процедуры оценки параметров очага. Ниже приводятся конкретные расчеты остаточных смещений по заданным параметрам разрыва.

2.3. Остаточные смещения поверхности полупространства для типичных случаев сдвиговых разрывов

Рассмотрим поля вертикальных и горизонтальных остаточных смещений поверхности однородного полупространства, рассчитанные для некоторых типичных случаев сдвиговых разрывов: взброса (рис. 6.2, а), взбрососдвига (рис. 6.2, б) и чистого сдвига (рис. 6.2, в) по вертикальной площадке разрыва; взброса (рис. 6.2, г, 6.2, д), взбрососдвига (рис. 6.2, е) и чистого сдвига (рис. 6.2, ж) по наклонной площадке разрыва; надвига по близгоризонтальной площадке разрыва (рис. 6.2, з). При расчетах упругие постоянные среды принимались равными $\lambda = \mu = 3,0 \cdot 10^{10}$ Н/м². Расчеты полей остаточных смещений выполнены для фиксированных значений глубины верхней кромки и размеров разрыва: $h = 0,15 \cdot H$, $2L = W = 2H$. На рисунках размеры и координаты приводятся в нормированном на величину H виде. Начало координат соответствует положению точки пересечения средней линии разрыва с поверхностью полупространства. Ось x_1 направлена по простиранию, ось x_2 — вкrest простирания в сторону падения плоскости разрыва (см. рис. 6.1). В случае вертикальной плоскости разрыва ось x_2 направлена в сторону висячего крыла разрыва.

Анализ полей остаточных смещений позволил выявить следующие закономерности и особенности их распределения на поверхности полупространства в зависимости от параметров разрыва.

1. Независимо от типа разрыва на поверхности полупространства наблюдаются как вертикальные, так и горизонтальные остаточные смещения.

2. На остаточные смещения данной точки поверхности полупространства мало влияют участки поверхности разрыва, удаленные от нее на расстоянии, большие половины ширины по простиранию или полудлины по падению разрыва. Как вертикальные, так и горизонтальные смещения поверхности полупространства малы при заглаблении разрыва, большем 1,5 его ширины.

3. Размер области поднятий (опусканий при сбросах) по простиранию разрыва определяется длиной и глубиной разрыва, а вкrest простирания — шириной и глубиной разрыва и не зависит от его наклона.

4. Обычно над верхним краем разрыва наблюдаются максимальные

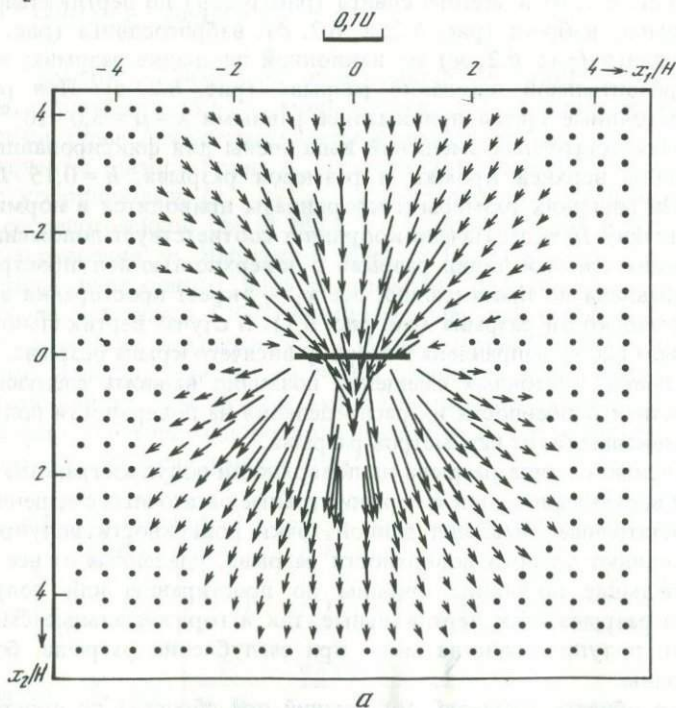
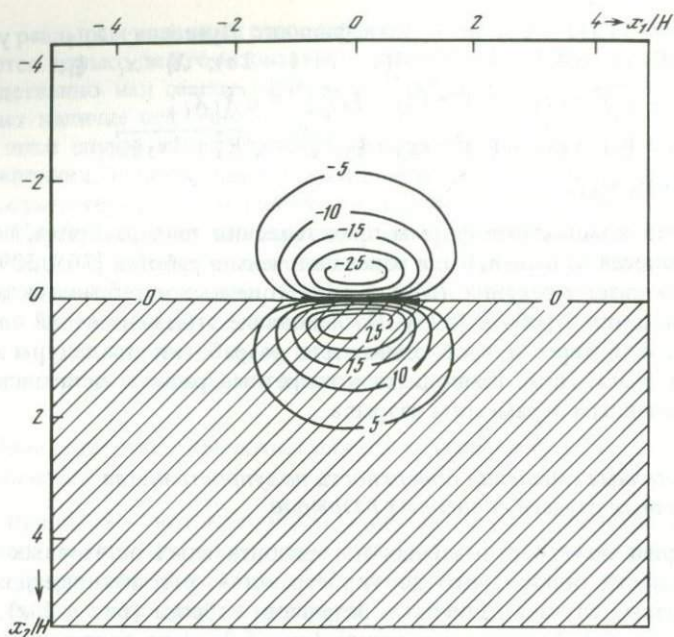
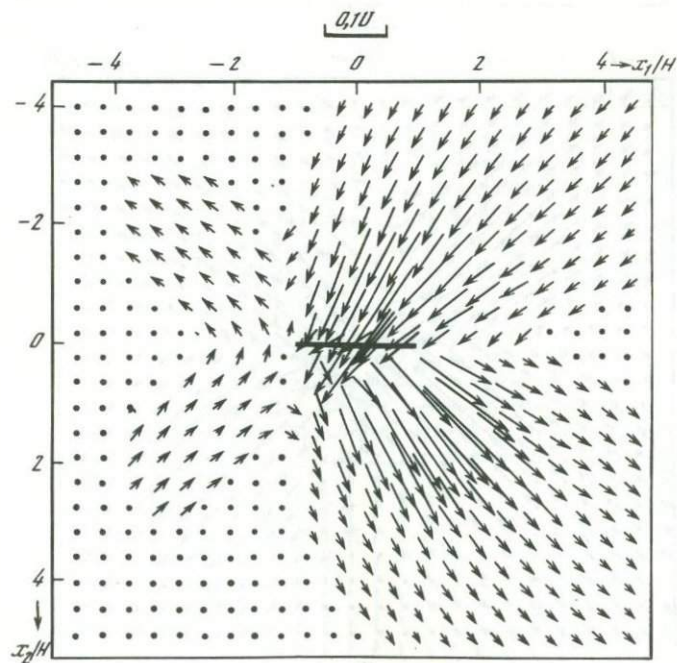
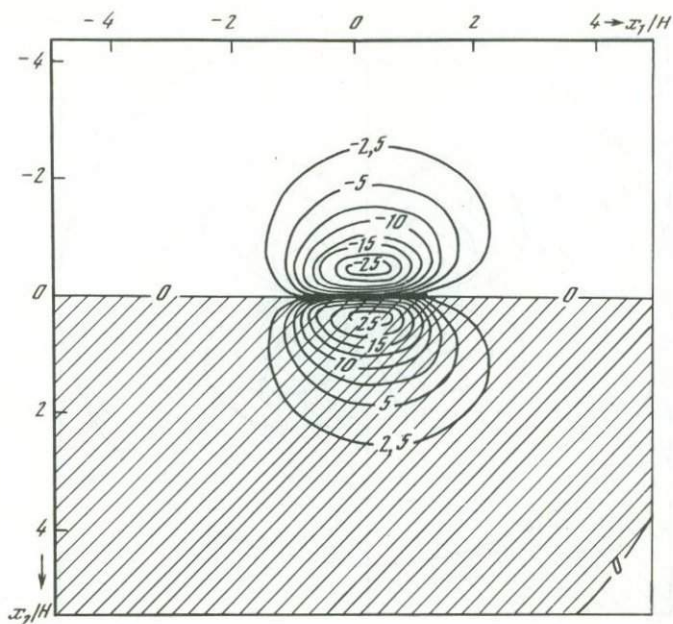


Рис. 6.2. Поля вертикальных и горизонтальных остаточных смещений поверхности полупространства, рассчитанные для сдвигового разрыва с заданными параметрами

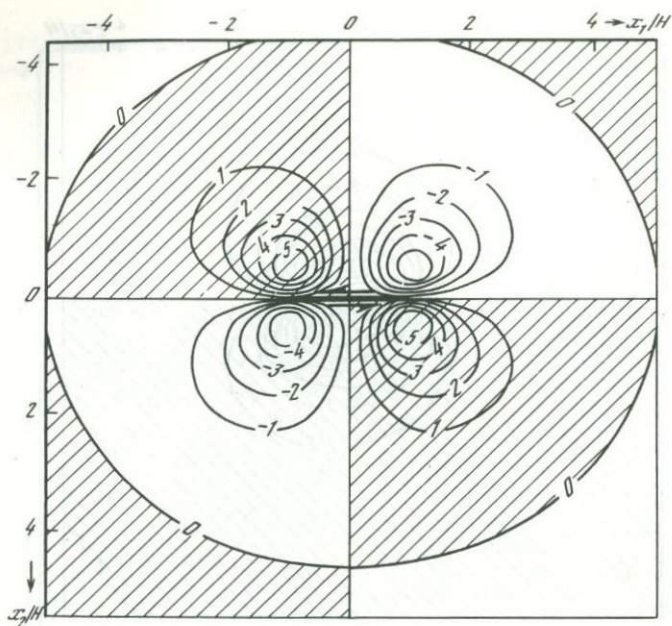
Значения изолиний даны в % от величины подвижки U . Области поднятий заштрихованы. Утолщенный отрезок или прямоугольник — проекция площадки разрыва на



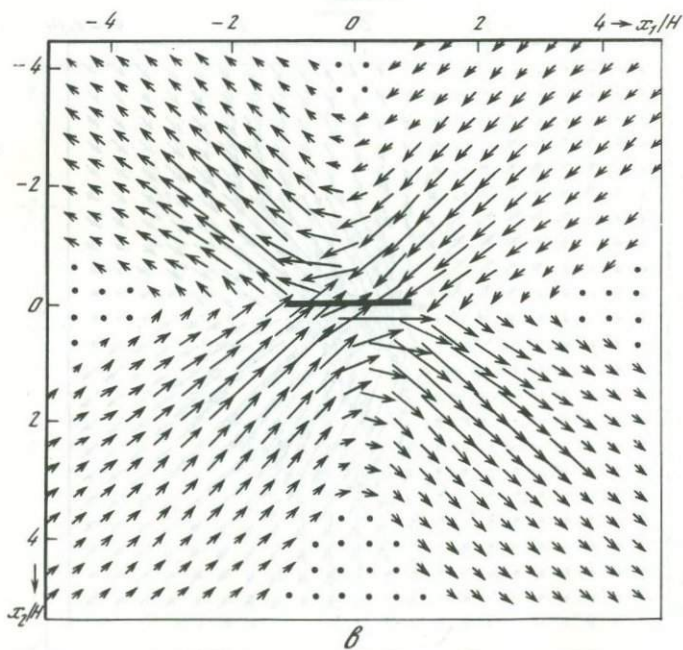
б

поверхность полупространства. Точка указывает висячее крыло разрыва, стрелка внутри прямоугольника – направление подвижки висячего крыла разрыва и касается его верхнего края

a - $\delta = 90^\circ$, $\lambda = 90^\circ$; *б* - $\delta = 90^\circ$, $\lambda = 45^\circ$; *в* - $\delta = 90^\circ$, $\lambda = 0^\circ$; *г* - $\delta = 45^\circ$, $\lambda = 90^\circ$; *д* - $\delta = 60^\circ$, $\lambda = 90^\circ$; *е* - $\delta = 45^\circ$, $\lambda = 45^\circ$; *ж* - $\delta = 45^\circ$, $\lambda = 0^\circ$; *з* - $\delta = 10^\circ$, $\lambda = 90^\circ$



$0,1U$



θ

Рис. 6.2. (продолжение)

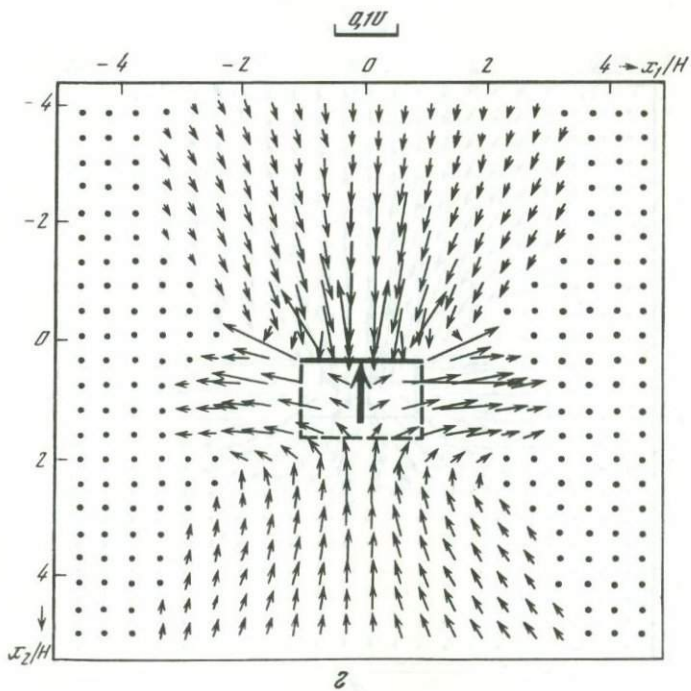
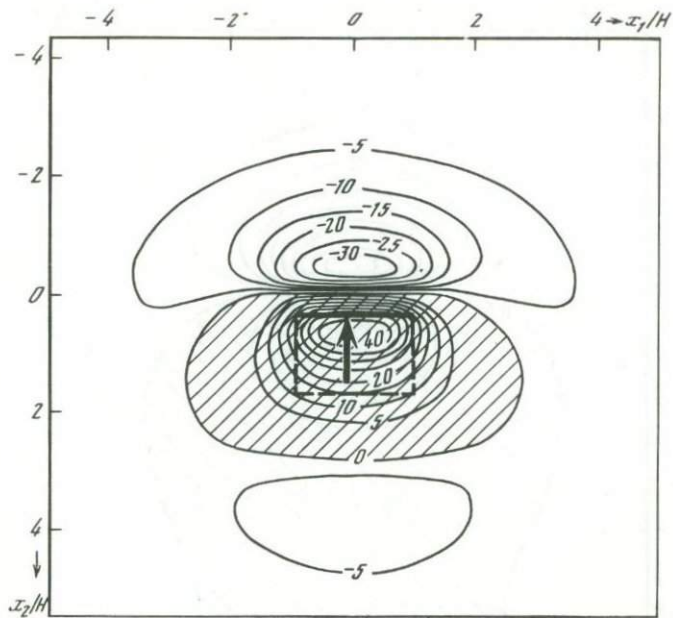


Рис. 6.2. (продолжение)

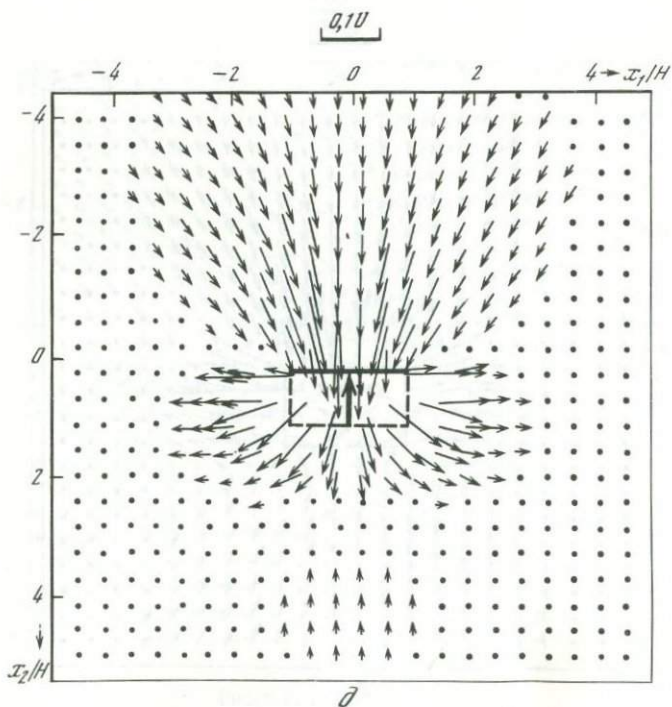
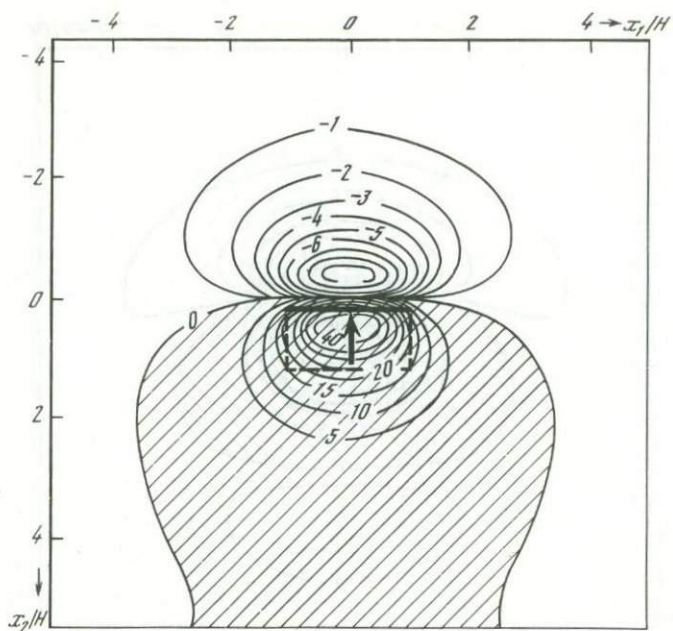


Рис. 6.2 (продолжение)

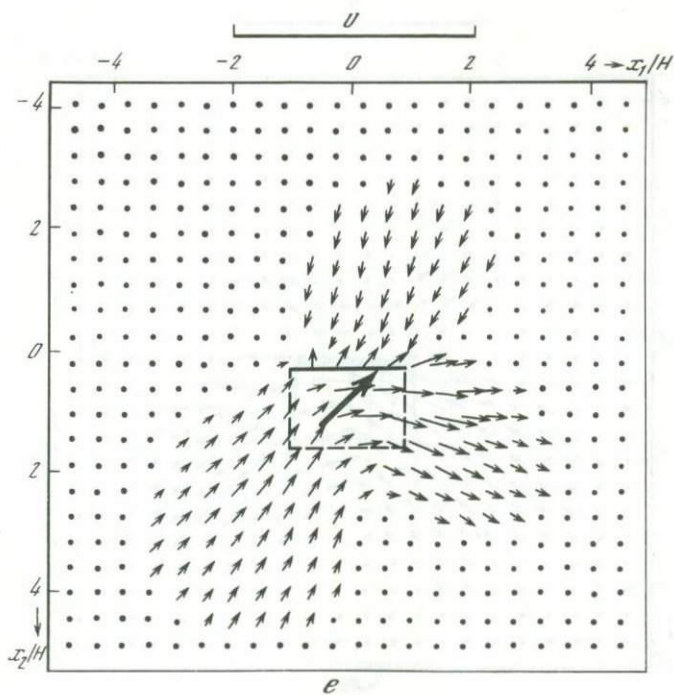
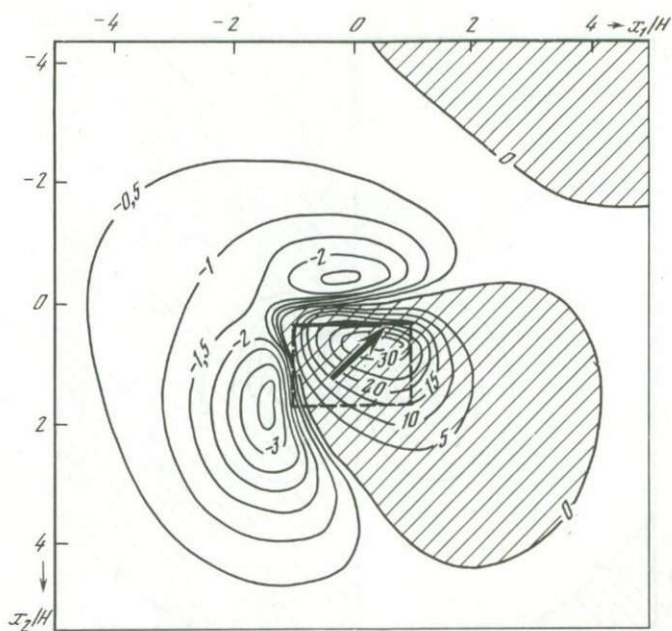


Рис. 6.2. (продолжение)

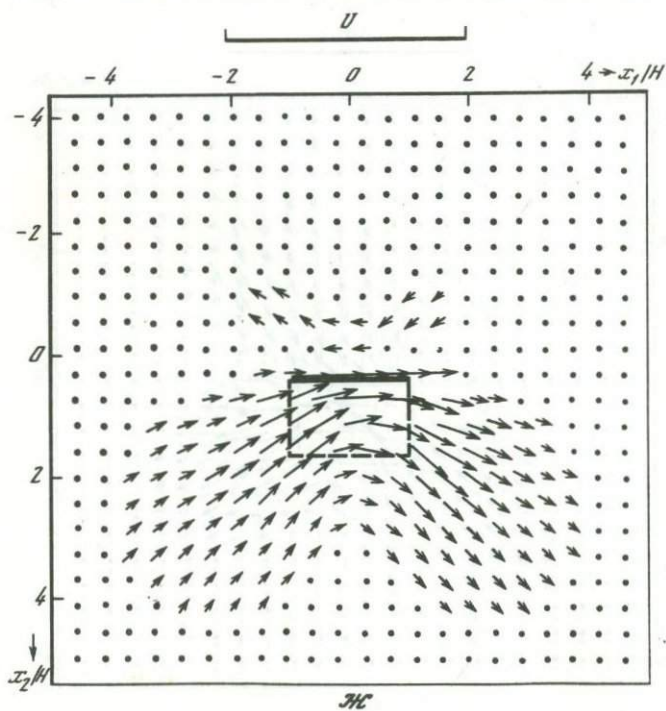
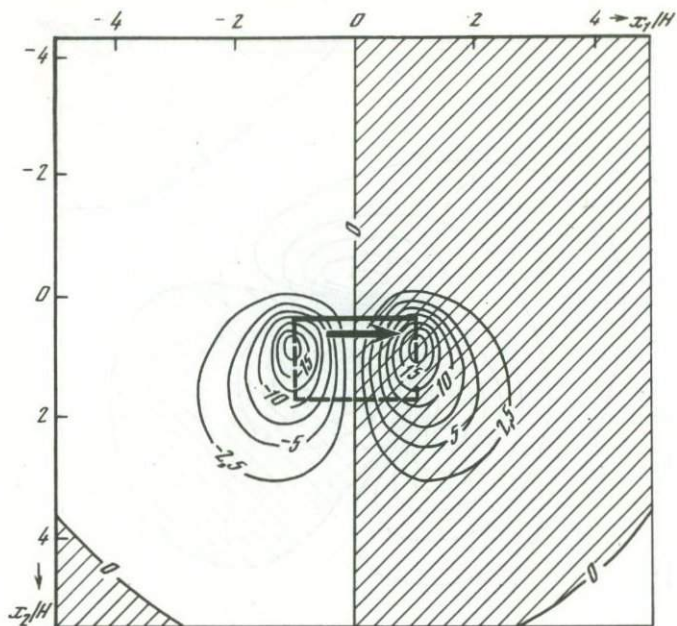


Рис. 6.2. (продолжение)

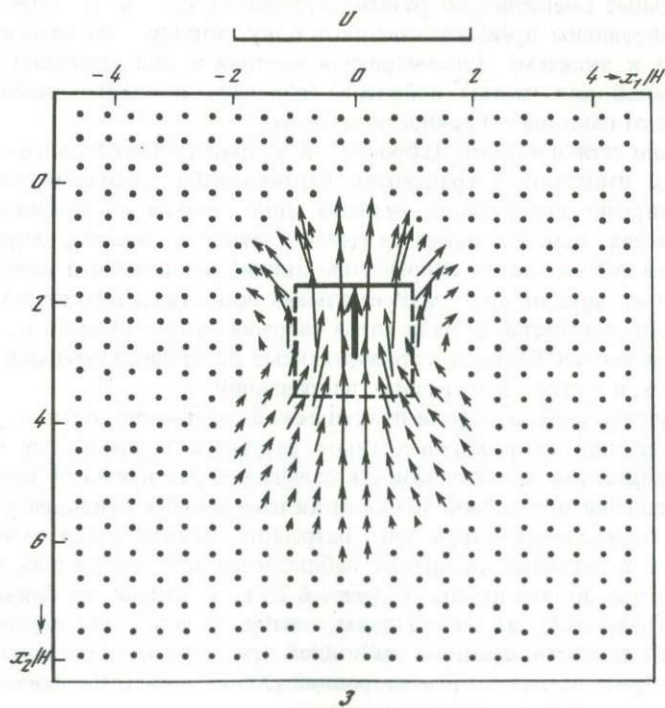
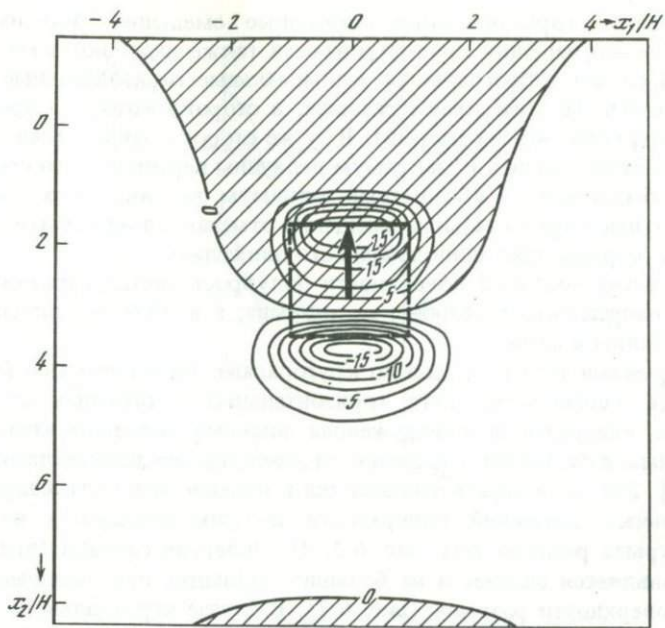


Рис. 6.2. (окончание)

вертикальные и горизонтальные остаточные смещения. Максимальные горизонтальные смещения просматриваются также над боковыми краями разрыва. В случае взбрососдвигов максимальные горизонтальные смещения отмечаются над тем краем разрыва, в сторону которого произошла подвижка верхнего крыла разрыва. В ту же сторону относительно середины разрыва будет смещен и максимум величины вертикального смещения. В случае сбрососдвигов абсолютный минимум вертикальных смещений и максимальные горизонтальные смещения отмечаются над стороной верхнего крыла разрыва, противоположной его движению.

5. В областях поднятий поверхности полупространства горизонтальные смещения направлены в стороны от разрыва, а в областях опусканий — по направлениям к нему.

Над разрывами типа взбросов по крутопадающим плоскостям ($\delta > 45^\circ$) проявляется особенность поля горизонтальных остаточных смещений, называемая инверсией и обнаруженная впервые экспериментально при лабораторных измерениях смещений от трещины на плексигласовой модели [310]. Эта особенность заключается в противоречивости направлений горизонтальных смещений поверхности полупространства и подвижки верхнего крыла разрыва (см. рис. 6.2, д). Инверсия горизонтальных смещений проявляется сильнее и на больших площадях при увеличении угла наклона поверхности разрыва (рис. 6.3). В случае вертикального взброса горизонтальные смещения по разные стороны от него ведут себя симметрично и направлены преимущественно в одну сторону — от лежащего крыла разрыва к висячему. Симметричная картина в распределении остаточных смещений для чистых взбросов (сбросов) и сдвигов наблюдается независимо от наклона поверхности разрыва.

6. Обычно для взбросов (сбросов) и взбросо(сбросо)сдвигов простираение зоны наибольших градиентов вертикальных смещений контролирует простираение поверхности разрыва. Для сдвигов по наклонной площадке разрыва, если его длина не меньше четверти ширины, направлению простираения соответствует направление линии, соединяющей точки наиболее удаленных друг от друга максимальных поднятия и опускания поверхности полупространства. Вблизи следа разрыва на поверхности полупространства отмечаются большие горизонтальные остаточные смещения противоположных, в частности встречных, направлений.

7. Выявлены частные случаи практической эквивалентности полей остаточных смещений от различных типов разрывов за пределами ближней зоны. Практическая эквивалентность означает неразличимость полей остаточных смещений при данной точности их измерений и приводит к неоднозначности определения структуры разрывов. Практическая эквивалентность полей остаточных смещений наблюдается для следующих пар разрывов: взброс по вертикальной (рис. 6.2, а) и надвиг по близгоризонтальной (рис. 6.2, з) площадкам; взбрососдвиг по вертикальной (рис. 6.2, б) и чистый сдвиг по наклонной (рис. 6.2, ж) площадкам; левосторонний (рис. 6.2, в) и правосторонний сдвиги по вертикальным взаимно перпендикулярным площадкам.

В общем случае эквивалентность полей остаточных смещений за пределами ближней зоны будет наблюдаться для сопряженных разрывов. Она имеет ту же природу, что и эквивалентность полей знаков первых

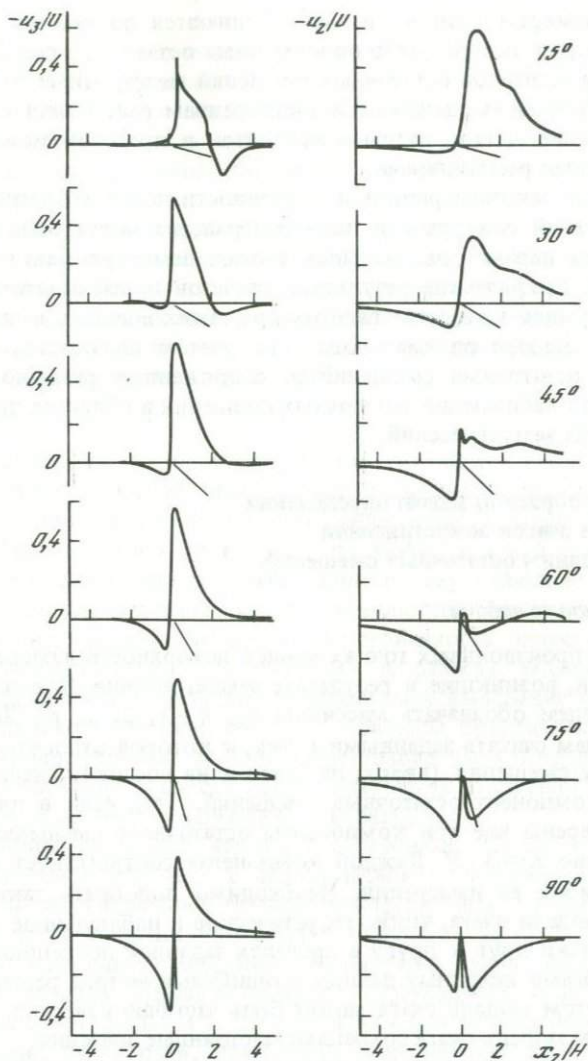


Рис. 6.3. Остаточные смещения поверхности полупространства по профилю вкрестпростираения разрыва над его серединой, рассчитанные для взбросов (надвигов) по площадкам разрывов с различными углами падения δ ($\lambda = 90^\circ$, $h/H = 0,1$, $2L/H = W/H = 2$)

вступлений в P - и S -волнах от дислокационного источника, приводящая к неоднозначности выбора истинной плоскости разрыва при построениях механизмов очагов землетрясений. Под сопряженными разрывами мы понимаем взаимно перпендикулярные разрывы, точечные силовые эквиваленты которых одинаковы. Ближняя зона землетрясения определяется условием различимости остаточных смещений от сопряженных разрывов. Для однозначного определения структуры разрывов необходимы наблюдения остаточных смещений в ближней зоне. Размеры ближней зоны

близки к размерам разрыва и устанавливаются по расстояниям между точками соседних экстремумов одноименных остаточных смещений. В случае больших градиентов остаточных смещений между этими точками длина разрыва приближенно оценивается учетверением расстояния между ними. Обычно значение длины разрыва находится в пределах между одним и четырьмя такими расстояниями.

Выявленные закономерности и особенности полей теоретических остаточных смещений поверхности полупространства могут быть использованы при оценке параметров разрывов в очаге землетрясения по наблюдаемым данным. Графические результаты расчетов полей остаточных смещений могут служить в качестве палеток при таких оценках, а также использоваться при выборе оптимального (с учетом возможной эквивалентности полей остаточных смещений от сопряженных разрывов) расположения пунктов наблюдений остаточных смещений в областях происшедших или ожидаемых землетрясений.

3. Решение обратной задачи определения параметров очагов землетрясений по наблюдениям остаточных смещений

3.1. Постановка задачи

Пусть в N произвольных точках земной поверхности измерены остаточные смещения, возникшие в результате землетрясения. Всю совокупность измерений будем обозначать массивом o_k , $k = 1, 2, \dots, K$. Для каждого номера k будем считать заданными точку, к которой относятся смещения, и компоненту смещения (вверх, на север и на восток). Здесь K — общее количество компонент остаточных смещений. Так, если в каждом из N пунктов измерены все три компоненты остаточного смещения, то их общее количество $K = 3 \cdot N$. Каждой компоненте соответствует среднеквадратичная ошибка ее измерения. Необходимо подобрать такие значения параметров модели очага, чтобы теоретическое и наблюдаемое поля смещений были близки друг к другу в пределах заданной погрешности, определяемой ошибками исходных данных и ошибками метода решения прямой задачи. При этом модель очага может быть частично известна, т.е. некоторые параметры модели очага сохраняют постоянные значения.

Обозначим теоретические остаточные смещения свободной поверхности однородного полупространства, вызванные сдвиговым разрывом прямоугольной формы, в виде функциональной зависимости

$$u_n = u(p, x_n, y_n), \quad (6.3)$$

где u_n — вектор остаточных смещений свободной поверхности на n -м пункте наблюдения, $n = 1, 2, \dots, N$; x_n, y_n — координаты пункта; p — совокупность параметров модели очага, характеризующих местоположение, размеры и ориентацию прямоугольного сдвигового разрыва, а также подвижку по разрыву. Остаточные смещения, вызванные действием нескольких площадок разрыва, можно вычислить суммированием правых частей в выражении (6.3), которое далее будем писать в измененном виде:

$$u_k = u_k(p_i) \quad (6.4)$$

($k = 1, 2, \dots, K$; $i = 1, 2, \dots, I$; I — общее количество параметров, характеризующих заданную совокупность площадок разрыва). Если модель очага представляется совокупностью M площадок разрыва, то максимальное количество параметров $I = 9M$. Теоретические значения u_k по своему смыслу в точности соответствуют наблюдаемым значениям o_k , т.е. u_k вычислены в тех же точках земной поверхности и имеют то же направление, что и o_k .

Соотношения (6.3) и (6.4) реализуют решение прямой задачи расчета полей остаточных смещений земной поверхности для заданной совокупности разрывов. Примеры расчета u_k по заданным параметрам p_i для типичных случаев сдвиговых разрывов были рассмотрены ранее.

Изучаемая обратная задача сводится к решению следующей системы нелинейных трансцендентных уравнений:

$$o_k = u_k(p_i). \quad (6.5)$$

Такая общая постановка приводит к ряду трудностей решения обратной задачи. Во-первых, система (6.5) может иметь неединственное решение, например, в случае, когда количество наблюдений K меньше количества неизвестных параметров I . Во-вторых, эта задача, как и большинство других геофизических обратных задач, является неустойчивой, т.е. наличие в исходных данных незначительных погрешностей может вызвать сколь угодно большие вариации решения. Неустойчивость задачи приводит к практической неединственности решения в рамках заданной точности данных наблюдений и к большим трудностям в выяснении смысла получаемого приближенного решения [5]. Примеры практической неединственности применительно к данной задаче приведены в предыдущем разделе, где была показана близость полей остаточных смещений от сопряженных разрывов за пределами ближней зоны разрывов.

Перечисленные трудности являются основными. Кроме того, как правило, приходится иметь дело с неоптимальным расположением пунктов наблюдений в эпицентральной области землетрясений. Не всегда опорные пункты при геодезических измерениях находятся за пределами области интенсивных остаточных смещений. Необходимо также иметь в виду несоответствие модели идеально-упругого однородного полупространства и свойств реальной среды, т.е. следует в каждом конкретном случае оценивать влияние слоистости, латеральных неоднородностей, неидеальной упругости, исходя из геологической обстановки. Для этого можно воспользоваться общими оценками влияния той или другой особенности строения среды [260, 265, 276, 293, 303–306].

Универсальным способом преодоления указанных трудностей является применение для решения системы уравнений (6.5) общего метода регуляризации решения обратных задач по А.Н. Тихонову [5, 6].

3.2. Алгоритм поиска оптимальных параметров модели очага

В соответствии с общими правилами метода регуляризации искомая совокупность параметров модели очага p_i ($i = 1, 2, \dots, I$), являющаяся решением системы (6.5), находится путем минимизации сглаживающего

функционала А.Н. Тихонова [311]:

$$F_{\alpha}(p_i) = \Phi(p_i) + \alpha\Omega(p_i) = \sum_{k=1}^K (o_k - u_k(p_i))^2 + \alpha \sum_{i=1}^I q_i (p_i - p_i^{00})^2, \quad (6.6)$$

где o_k — наблюдаемые смещения в точках земной поверхности; $u_k(p_i)$ — смещения в тех же точках, рассчитанные по параметрам модели очага; q_i — весовые коэффициенты; p_i^{00} — начальные приближения параметров; $\sqrt{\Phi(p_i)/K}$ — невязка; $\Omega(p_i)$ — стабилизирующий функционал; α — параметр регуляризации.

Для решения обратной задачи, помимо минимизации функционала (6.6), необходимо в соответствии с некоторым критерием выбрать оптимальное значение параметра регуляризации α , которое определяется ошибками наблюдаемых данных остаточных смещений и степенью несоответствия искомой модели очага параметрам реального разрыва в очаге землетрясения. Устойчивое решение этой задачи получается в результате использования так называемого алгоритма спуска по параметру [6, 312, 313]. Один из примеров применения этого алгоритма уже излагался в первой главе при определении структуры Балтийского щита.

Алгоритм состоит из двух циклов: внешнего и внутреннего. Во внешнем цикле задается последовательность $\{\alpha_j\}$, сходящаяся к нулю. В качестве элементов последовательности принимаются члены геометрической прогрессии

$$\alpha_j = \alpha_{j-1} \Delta\alpha, \quad j = 1, 2, \dots, \quad \Delta\alpha < 1. \quad (6.7)$$

Во внутреннем цикле строится итерационный процесс поиска минимума сглаживающего функционала (6.6) при $\alpha = \alpha_j$. Пусть получено очередное приближение параметров p_i^0 . Нелинейная зависимость смещений от параметров $u_k(p_i)$ линеаризуется в точке p_i^0 :

$$u_k(p_i) = u_k(p_i^0) + \left. \frac{\partial u_k}{\partial p_i} \right|_{p_i=p_i^0} (p_i - p_i^0). \quad (6.8)$$

Выражения (6.8) подставляются в (6.6). Затем вычисляются и приравниваются нулю производные от $F_{\alpha}(p_i)$ по параметрам. В результате получается система линейных уравнений относительно параметров $p = p_{\alpha} = p_{\alpha_j}$, которая в компактной векторной форме может быть записана в виде

$$(G^T G + \alpha E_q)(p_{\alpha} - p^0) = G^T(o - u(p^0)) + \alpha E_q(p^{00} - p^0), \quad (6.9)$$

где $G_{ki} = \left. \frac{\partial u_k}{\partial p_i} \right|_{p_i=p_i^0}$; E_q — диагональная матрица с элементами q_i . При

ненулевых значениях α и q_i решение линейной системы (6.9) всегда существует и имеет вид

$$p_{\alpha} - p^0 = (G^T G + \alpha E_q)^{-1} [G^T(o - u(p^0)) + \alpha E_q(p^{00} - p^0)]. \quad (6.10)$$

Принимая в последнем выражении $p_{\alpha} = (p_{\alpha_j})_r$ и $p^0 = (p_{\alpha_j})_{r-1}$ и полагая $r = 1, 2, \dots$, получаем внутренний итерационный процесс минимизации сглаживающего функционала (6.6). В минимизирующей последовательности

$(p_{\alpha_j})_r$ за начальный вектор параметров $(p_{\alpha_j})_0$ принимается решение, найденное при предыдущем значении α внешнего цикла:

$$(p_{\alpha_j})_0 = (p_{\alpha_j - 1})_{\text{опт}}.$$

Прекращение процесса внутренних итераций происходит по условию

$$\max |(p_{\alpha_j})_r - (p_{\alpha_j})_{r-1}| < \epsilon,$$

где ϵ — заданная константа. Для завершения процесса во внешнем цикле необходимо указать способ выбора параметра $\alpha = \alpha_j = \alpha_{\text{опт}}$, для которого соответствующую совокупность параметров p_{α} можно считать решением. Рекомендуется использовать критерий выбора оптимального значения параметра регуляризации по равенству невязки смещений априорной ошибке данных σ . В случае, если такое равенство не достигается, используется критерий минимума невязки.

Достоверность полученного оптимального решения определяется величиной невязки, а также величинами случайной и систематической погрешностей оценок параметров и матрицей разрешения, служащей мерой единственности решения. Случайные погрешности параметров Δp , допускаемые за счет погрешностей в данных Δo , можно оценить по ковариационной матрице [8, с. 639]

$$\langle \Delta p \cdot \Delta p^T \rangle = H \langle \Delta o \cdot \Delta o^T \rangle H^T, \quad (6.11)$$

$$H = (G^T G + \alpha E_q)^{-1} G^T. \quad (6.12)$$

Систематическую погрешность, обусловленную включением в (6.6) стабилизирующего функционала, можно вычислить по формуле [314, с. 121]

$$\Delta p_c = \alpha (G^T G + \alpha E_q)^{-1} E_q (p^{00} - p^*), \quad (6.13)$$

где p^* — точные, неизвестные значения параметров модели очага. Поэтому при вычислении систематической погрешности вместо разности $(p^{00} - p^*)$ используются максимальные значения возможных отклонений априорно выбранного начального приближения p^{00} от действительных параметров разрыва. Матрица разрешения вычисляется по формуле [8]

$$R = HG. \quad (6.14)$$

3.3. Практические рекомендации по использованию алгоритма

При использовании алгоритма (см п. 3.2 наст. главы) возникают вопросы задания начального приближения параметров разрыва, оценки априорной ошибки данных, установления условий обращения и критерия выбора оптимального решения, оценки достоверности решения. Ответы на эти вопросы учитывают специфику задачи и по существу означают введение дополнительной априорной информации о решении. Ввиду важности этих вопросов остановимся на них подробнее.

Выбор начальных приближений искомых параметров. Начальные приближения искомых параметров очага или нескольких очагов землетрясений (если наблюдаемые данные об остаточных смещениях представляют собой неразделенный эффект ряда событий) выбираются путем качественного анализа данных об остаточных смещениях с учетом данных о некоторых из

искомых параметров источника, полученных по инструментальным сейсмическим наблюдениям и из анализа макросейсмического поля. В случае, если данные об остаточных смещениях получены геодезическим способом, то, кроме главных толчков, должны рассматриваться также форшоки и афтершоки с магнитудой $M \geq 6$, происшедшие в период между повторными геодезическими измерениями. Более слабые толчки дают незначительный вклад в суммарное поле остаточных смещений.

Простирание разрыва выбирается в соответствии с простиранием нулевой изолинии вертикальных остаточных смещений в местах наибольшего отмеченного их градиента. В случае, если разрыв вышел на земную поверхность, то простирание плоскости разрыва считается определенным и этот параметр в процессе решения обратной задачи задается постоянным. Начальные приближения угла падения разрыва и угла подвижки устанавливаются из анализа распределения вертикальных и горизонтальных наблюдаемых остаточных смещений в соответствии с результатами решения прямой задачи для типичных случаев сдвиговых разрывов (см. п. 2.3 наст. главы). Если это затруднительно, то начальным приближениям угла падения и угла подвижки придаются промежуточные значения: 45 и 90° соответственно.

Простирание разрыва может приниматься соответствующим одной из нодальных плоскостей, разделяющих знаки первых выступлений P -волн от рассматриваемого события. При этом если не имеется достоверных дополнительных сведений для выбора одной из них в качестве реальной плоскости разрыва, то обе они должны рассматриваться как начальные приближения в нашей задаче. Соответствующие каждой из нодальных плоскостей угол падения плоскости разрыва и угол подвижки также получаются по определениям механизма очага землетрясения.

Начальные приближения длины и ширины разрыва выбираются равными размерам области поднятий (в случае взбросов и взбрососдвигов) или опусканий (в случае сбросовых механизмов подвижки) в направлении простирания и вкост его соответственно. Условная точка пересечения средней линии площадки разрыва с земной поверхностью (см. рис. 6.1) выбирается вблизи середины области максимального градиента вертикальных остаточных смещений на нулевой изолинии, которая отвечает простиранию разрыва. Координаты этой точки a (по меридиану) и b (по параллели) измеряются относительно некоторого заданного начала координат. В этой же системе координат определяются точки наблюдений остаточных смещений.

Глубина верхней кромки разрыва принимается равной нулю, если разрыв вышел на земную поверхность, или вычисляется по расстоянию от точки максимума вертикальных смещений до следа площадки разрыва на земной поверхности с учетом угла падения плоскости разрыва. В зависимости от градиента вертикальных остаточных смещений вблизи следа площадки разрыва на земной поверхности и угла падения глубина h может задаваться равной от 2 до 10 км. Как будет показано на численных экспериментах далее, ошибочное задание начального приближения глубины h в этих пределах является допустимым и практически не влияет на результат поиска действительного (оптимального) значения h в процессе решения обратной задачи.

Начальное приближение величины вектора подвижки U выбирается в зависимости от величины максимального остаточного смещения земной поверхности и начальных приближений размеров и глубины верхней кромки разрыва в соответствии с результатами решения прямой задачи. При заданных размерах разрыва начальное значение величины вектора подвижки может быть также установлено по величине сейсмического момента изучаемого землетрясения.

В случае, если наблюдаемые остаточные смещения представляют собой эффект нескольких землетрясений, при задании их взаимного расположения необходимо использовать определения эпицентров по инструментальным и макросейсмическим данным.

Оценка величины априорной ошибки данных. Априорная ошибка данных оценивается отдельно для вертикальных и горизонтальных наблюдений остаточных смещений. Она включает ошибки измерений остаточных смещений, ошибки, вызванные медленными тектоническими движениями, и ошибки метода решения прямой задачи. Из рассмотрения должны быть исключены пункты, смещения в которых были вызваны техногенными причинами, просадочными явлениями или разрушениями.

В случае, если данные об остаточных смещениях получены путем их восстановления из сейсмических записей, ошибки, вызванные медленными тектоническими движениями, отсутствуют.

Ошибки измерений вертикальных остаточных смещений, полученных геодезическим способом, зависят от класса точности повторных нивелировок и типа репера (фундаментальный репер, скальный, грунтовый, стенная марка). Ошибки геодезических измерений горизонтальных остаточных смещений зависят от класса точности повторных линейно-угловых измерений, длин измеряемых сторон геодезических фигур и выбора базисных линий линейно-угловых измерений. Ошибки геодезических измерений горизонтальных остаточных смещений в несколько раз превышают ошибки измерений вертикальных смещений, поскольку в них присутствует систематическая ошибка, обусловленная линейными деформациями и поворотом базисных линий повторных линейно-угловых измерений. Систематическая ошибка горизонтальных смещений мала, если базисные линии находятся от разрыва на расстояниях не менее 2,5 его длины.

Ошибки данных, вызванные медленными тектоническими движениями, оцениваются по их средним скоростям в исследуемом районе и промежуточному времени между повторными геодезическими измерениями. Такие ошибки также больше для горизонтальных остаточных смещений, чем вертикальных, так как обычно промежутки времени между повторными линейно-угловыми измерениями больше, чем при повторных нивелировках, и горизонтальные движения земной коры преобладают над вертикальными.

Практически суммарные ошибки данных можно оценить по уровню вертикальных и горизонтальных остаточных смещений земной поверхности на расстояниях от середины разрыва, равных приблизительно 1,5 и 2,5 его длины соответственно.

Ошибки решения прямой задачи обусловлены ограничениями, накладываемыми на модели среды и очага при расчете теоретических остаточных смещений. Для оценки ошибок, вызванных влиянием неоднородностей

строения среды, необходимо знать геолого-тектоническое строение района исследований. Влияние особенностей строения среды и неоднородного распределения подвижки по разрыву на поля остаточных смещений описано в п.2.1 наст. главы. Укажем здесь, что эти ошибки могут составлять в среднем 10—20% для вертикальных и 60% или более для горизонтальных остаточных смещений при сохранении общего вида полей остаточных смещений.

Установление условий решения обратной задачи. Для решения обратной задачи необходимо задать следующие рабочие параметры: общее число параметров модели, число искомых параметров модели, величины шага дифференцирования по параметрам, весовые коэффициенты искомых параметров, начальное и конечное значения параметра регуляризации, шаг параметра регуляризации, количество внутренних итераций. Общее число параметров модели кратно девяти и количеству элементарных площадок разрыва, моделирующих очаг или группу очагов землетрясений, обуславливающих данное поле остаточных смещений земной поверхности. В случае, если некоторые параметры модели известны достоверно, например простираание и глубина h для выходящего на земную поверхность разрыва, то число искомых параметров модели будет меньше общего числа параметров модели.

Рабочие характеристики обращения остаточных смещений в параметры модели разрыва, такие, как шаг дифференцирования смещений по параметрам δp_i и весовые коэффициенты q_i , были установлены на численных экспериментах и приводятся в табл. 6.2.

В случае, если искомые параметры одинаково неизвестны, значения весовых коэффициентов q_i берутся из табл. 6.2. Если начальные приближения некоторых искомых параметров заданы с меньшей погрешностью, чем других, то значения q_i из табл. 6.2 соответственно изменяются. При этом необходимо иметь в виду, что чем больше значение весового коэффициента при данном параметре, тем больше этот параметр закреплен, т.е. тем меньше будет отличаться полученное оптимальное значение этого параметра от его начального приближения. Начальное и конечное значения, а также шаг параметра регуляризации $\Delta\alpha$ устанавливались экспериментально на основании анализа численных примеров и равняются $\alpha_n = 100$, $\alpha_k = 0,01$, $\Delta\alpha = 0,5 \div 0,6$. Чем в меньшей окрестности оптимального решения находится исходная модель, тем больше надо задавать шаг параметра регуляризации. Экспериментально получено, что увеличение количества внутренних итераций больше трех практически нецелесообразно.

Поиск и выбор оптимального решения. Поиск оптимальной модели очага или очагов землетрясений при заданных начальных приближениях параметров модели и условиях решения обратной задачи производится на ЭВМ по вычислительной программе, составленной согласно алгоритму, описанному выше. В случае, если в процессе решения обратной задачи при некотором значении параметра регуляризации невязка смещений достигла величины априорной ошибки данных, полученная при этом значении модель считается оптимальной. Если минимальная невязка смещений больше априорной ошибки данных и при следующих значениях параметра регуляризации увеличивается, то полученные при минимальной невязке параметры модели принимаются в качестве начальных приближений, и процесс решения повторяется с начального значения параметра регуляризации. Шаг

Таблица 6.2. Характеристики поиска оптимальной модели разрыва

Параметр	a , км	b , км	θ , рад	δ , рад	λ , рад	L , км	W , км	h , км	U , м
∂p_i	0,02	0,02	0,02	0,02	0,04	0,02	0,05	0,01	0,01
q_i	1	1	4	10	5	4	4	25	100

параметра регуляризации при повторном счете увеличивается приблизительно на 0,1.

Оценки достоверности оптимальных моделей очагов. В вычислительной программе поиска оптимальной модели очагов землетрясений предусмотрено также вычисление случайных и систематических погрешностей оптимального решения в соответствии с выражениями (6.11) и (6.13), а также элементов матрицы разрешения по формуле (6.14). Для практических вычислений погрешностей параметров и матрицы разрешения параметры оптимальной модели очагов задаются в качестве начальных приближений, а значение параметра регуляризации, при котором было получено оптимальное решение, задается в качестве начального значения параметра регуляризации α_n . Рассчитанные таким образом величины случайной и систематической погрешностей параметров оптимальной модели являются мерой надежности полученного решения, матрица разрешения служит мерой единственности данного решения. Отметим, что при вычислении систематических погрешностей решения в формуле (6.13) вместо неизвестной разности истинных значений параметров и их начальных приближений задаются максимально предполагаемые отклонения. Вообще говоря, оценки систематических погрешностей вследствие этого получаются завышенными.

Проверка полученных решений на соответствие независимым данным. Целесообразно проверить полученную оптимальную модель очагов землетрясений на соответствие независимым данным. В случае, когда найденные решения оказываются равноценными, такая проверка может служить дополнительным аргументом в пользу одного из них.

В качестве независимых данных можно рассматривать параметры очагов землетрясений, вычисленные по макросейсмическим наблюдениям, определения величины и тензора сейсмического момента по телесейсмическим наблюдениям, определения механизмов очагов по длиннопериодным записям объемных и поверхностных сейсмических волн. Наибольший интерес представляет, по-видимому, соответствие полученного решения распределению форшоков и афтершоков, которые, как предполагается, происходят в местах наибольшей концентрации напряжений, т.е. на краях разрыва и дефектах среды вблизи поверхности основного разрыва.

3.4. Численные эксперименты

Для проверки эффективности работы описанного выше алгоритма решения обратной задачи и оценок достоверности результатов были выполнены численные эксперименты. В точках свободной поверхности полупространства, составляющих определенную систему наблюдений (рис. 6.4), для заданных моделей очагов двух условных землетрясений (табл. 6.3)

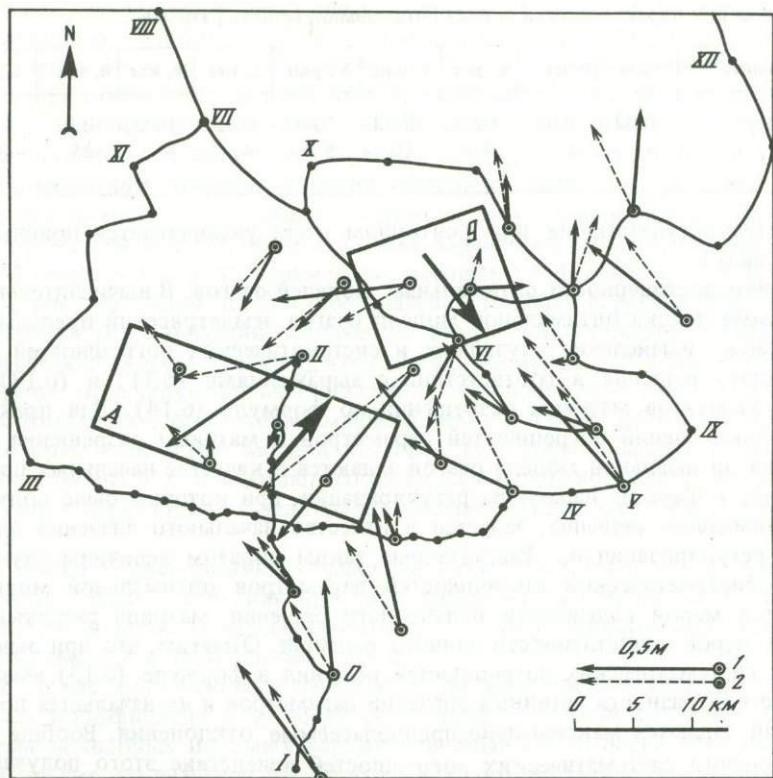


Рис. 6.4. Горизонтальные остаточные смещения, использованные в численных экспериментах

1 — истинные смещения; 2 — наблюдаемые. А, Б — проекции площадок разрыва на свободную поверхность. Стрелки в пределах прямоугольников указывают направления смещений висячих крыльев разрывов и касаются верхних ребер площадок разрывов. Римские цифры — профили, для которых рассчитывались вертикальные остаточные смещения (см. рис. 6.5)

были вычислены в пунктах нивелирования вертикальные (см. рис. 6.5), а в пунктах линейно-угловых измерений горизонтальные (рис. 6.4) остаточные смещения, которые условимся называть истинными¹. В истинные смещения была внесена случайная (численные эксперименты 1–3) или систематическая (численные эксперименты 4 и 5) погрешность. Случайная погрешность вносилась генератором случайных чисел с равномерным распределением. Среднеквадратичная величина случайной погрешности составила 5,7 см для вертикальных и 11,2 см для горизонтальных смещений. Максимальные значения вертикальных и горизонтальных смещений равнялись 118 и 20 см соответственно. Суммарная среднеквадратичная величина случайной погрешности составляет приблизительно 8,5 см. Полученные в результате внесения случайной погрешности остаточные смеще-

¹Принятая система наблюдений соответствует расположению пунктов геодезических измерений в эпицентральной области газлийских землетрясений 1976 г.

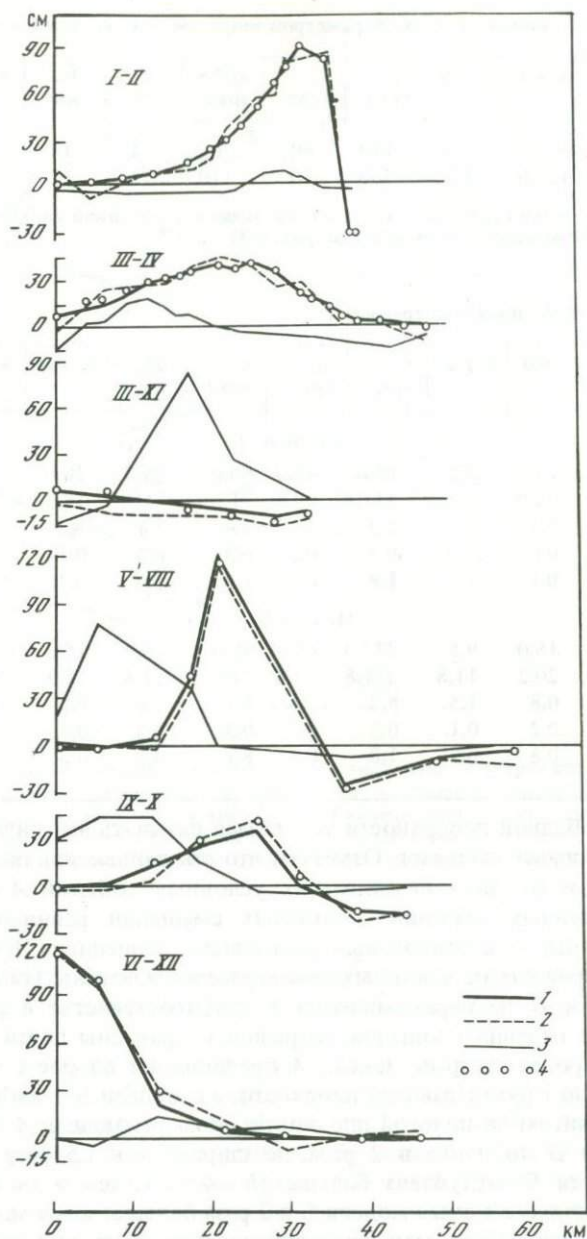


Рис. 6.5. Вертикальные остаточные смещения

1 — истинные; 2 — наблюдаемые; 3 — рассчитанные для исходных моделей; 4 — рассчитанные для оптимальных моделей в численном эксперименте 3. Расположение профилей (римские цифры) показано на рис. 6.4

Таблица 6.3. Истинные значения параметров теоретических моделей *A* и *B*

Модель*	<i>a</i> , км	<i>b</i> , км	θ , град	δ , град	λ , град	$2L$, км	<i>W</i> , км	<i>h</i> , км	<i>U</i> , м
<i>A</i>	+26,0	-5,5	110	60	70	24	18	1,5	2,0
<i>B</i>	+21,0	+12,5	250	30	110	12	12	4,0	4,0

*Координаты *a* (на север) и *b* (на восток) заданы в условной системе координат, начало которой помещено в пункте 0 (см. рис. 6.4).

Таблица 6.4. Численный эксперимент 1

Параметр	<i>a</i> , км	<i>b</i> , км	θ , град	δ , град	λ , град	$2L$, км	<i>W</i> , км	<i>h</i> , км	<i>U</i> , м
Модель <i>A</i>									
ρ^{00}	23,0	-2,5	85,0	45,0	90,0	28,0	20,0	2,5	3,0
$\rho_{\text{опт}}$	25,9	-6,7	111,8	60,6	71,2	25,9	18,3	0,7	1,9
$\Delta\rho$	0,5	1,0	2,3	1,7	3,4	2,4	1,3	0,3	0,1
$\Delta\rho_c$	0,0	0,0	0,3	0,3	0,3	0,0	0,1	0,0	0,0
$\Delta\rho_{\text{ист}}$	0,1	1,2	1,8	0,6	1,2	1,9	0,3	0,8	0,1
Модель <i>B</i>									
ρ^{00}	18,0	9,5	275,0	45,0	90,0	18,0	15,2	2,0	3,0
$\rho_{\text{опт}}$	20,2	11,8	251,8	30,2	118,1	12,8	12,3	4,3	4,0
$\Delta\rho$	0,8	1,5	5,2	2,3	5,7	1,6	0,8	0,4	0,4
$\Delta\rho_c$	0,2	0,1	0,5	0,3	0,5	0,3	0,3	0,1	0,2
$\Delta\rho_{\text{ист}}$	0,8	0,7	1,8	0,2	8,1	0,9	0,3	0,3	0,0

ния точек свободной поверхности условимся называть в отличие от истинных наблюдаемыми данными. Отметим, что эти данные являются суммарным эффектом от двух независимых условных событий *A* и *B*. Всего число наблюдаемых значений остаточных смещений равнялось 110, из них 58 — данные о вертикальных остаточных смещениях. Истинные значения параметров очагов условных землетрясений известны (табл. 6.3).

Модели *A* и *B* не перекрываются в полупространстве и различаются в следующем: падения площадок разрывов направлены почти в противоположные стороны; разрыв модели *A* представляет взброс с левосторонним сдвигом по крутопадающей плоскости, а в модели *B* — взброс с правосторонним сдвигом по пологой плоскости: размеры модели *A* больше размеров модели *B* по длине в 2 раза, по ширине — в 1,5 раза. Площадка разрыва модели *B* заглублена больше ($h = 4$ км), чем в модели *A* ($h = 1,5$ км); подвижка в очаге модели *B* в 2 раза больше, чем в модели *A*.

Поиск моделей очагов землетрясений, удовлетворяющих наблюдаемым данным, будем осуществлять, задавая начальные приближения искомых параметров отличающимися от истинных значений параметров в различной степени. Характеристики условий поиска оптимальных моделей в рассмотренных случаях были одинаковыми (см. табл. 6.2). Достигнутые в процессе решений минимальные значения невязок получились лишь немного меньшими, чем априорные ошибки данных, а соответствующие оптимальные модели практически совпали с истинными.

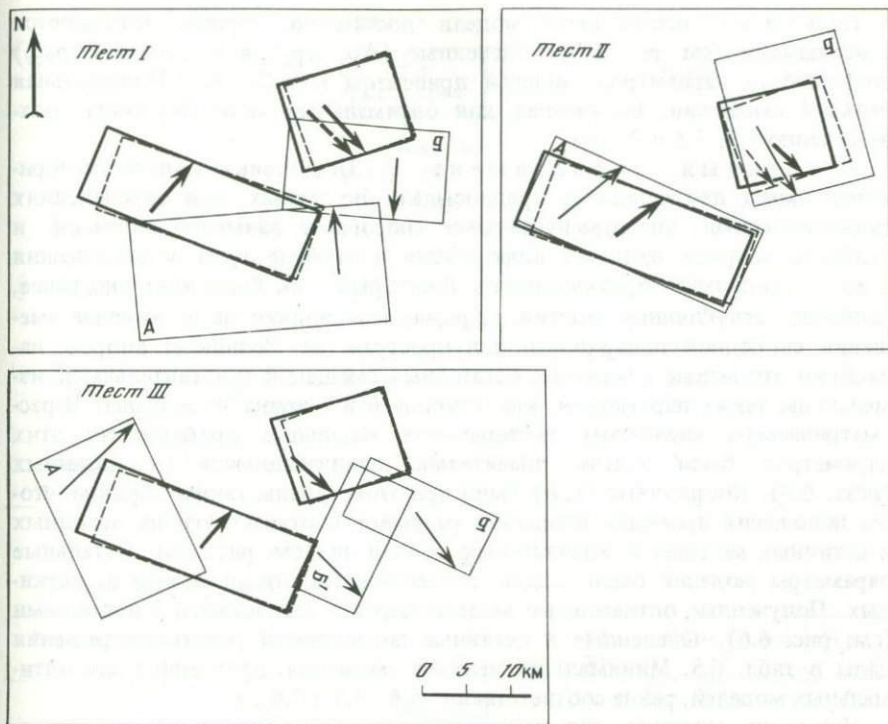


Рис. 6.6. Схема поиска оптимальных моделей в численных экспериментах

Прямоугольники обозначают проекции на свободную поверхность полупространства площадок разрывов истинных (штриховые линии), исходных (тонкие линии) и оптимальных (толстые линии) моделей. Стрелки в пределах прямоугольников указывают направления смещений висячих крыльев разрывов и касаются их верхних ребер

В зависимости от степени различия параметров исходных моделей (начальных приближений) от истинных было выполнено пять численных экспериментов.

Численный эксперимент 1. Параметры исходных моделей, взятые в качестве начальных приближений, значительно отличаются от их истинных значений (табл. 6.4). На рис. 6.6 можно видеть взаимное расположение проекций площадок разрывов на дневную поверхность для исходных, истинных и оптимальных моделей. Отметим, что исходные модели частично перекрываются и создают практически одну протяженную область поднятий свободной поверхности. Наблюдаемые данные имеют две таких области. В данном эксперименте представляла интерес проверка эффективности работы алгоритма решения обратной задачи, во-первых, при разделении перекрывающихся моделей, во-вторых, при определении углов падения крутых и пологих площадок разрывов от промежуточного начального приближения в 45° и, в-третьих, при определении сдвиговой компоненты вектора подвижки, если в качестве исходной задана чисто взбросовая модель разрыва.

Полученные оптимальные модели достаточно хорошо согласуются с истинными (см. рис. 6.6). Оцененные (Δp , Δp_c) и истинные ($\Delta p_{\text{ист}}$) погрешности параметров моделей приведены в табл. 6.4. Минимальная невязка смещений, полученная для оптимальных моделей, равна соответственно 5,3; 9,5 и 7,6 см.

Численный эксперимент 2. Постановка данного эксперимента имела две основные предпосылки. Во-первых, при определениях существующими инструментальными способами наименее надежной и наиболее спорной является информация о глубине очага землетрясения и его вертикальной протяженности. Во-вторых, как было показано ранее, наиболее заглубленные участки разрыва мало влияют на остаточные смещения свободной поверхности полупространства. Возникает вопрос: насколько эти малые изменения остаточных смещений чувствительны к изменениям таких параметров, как глубина h и ширина W разрыва? В рассматриваемом численном эксперименте начальные приближения этих параметров были заданы значительно отличающимися от истинных (табл. 6.5). Координаты (a, b) были при этом заданы таким образом, чтобы положения проекций площадок разрывов соответствующих исходных и истинных моделей приблизительно совпадали (см. рис. 6.6). Остальные параметры моделей были заданы с небольшими отклонениями от истинных. Полученные оптимальные модели хорошо согласуются с истинными (см. рис. 6.6). Оцененные и истинные погрешности результата решения даны в табл. 6.5. Минимальная невязка смещений, полученная для оптимальных моделей, равна соответственно 5,6; 9,3 и 7,6 см.

Интересно отметить, что некоторые параметры, начальные приближения которых были заданы с малыми отклонениями от истинных, были определены с большими погрешностями, чем параметры h и W . Этот парадокс объясняется, по-видимому, тем, что весовые коэффициенты q_i при поиске оптимальной модели задавались без учета разноудаленности начальных приближений от истинных значений.

Численный эксперимент 3. В численном эксперименте 1 была показана эффективность работы алгоритма решения обратной задачи, в частности при определении наклона и угла подвижки модели разрыва от их промежуточных значений. В данном случае будем задавать большие отклонения начальных приближений угловых параметров моделей от их истинных значений. Начальные значения углов подвижек λ в моделях A_n и B_n заданы таким образом, что по отношению к истинным изменены направления сдвигов по простираниям на противоположные. Простирания начальных моделей отличаются от истинных на 45° . Однако общие направления смещений висячих крыльев разрывов при этом остаются близкими к истинным (см. рис. 6.6). Численный эксперимент 3 рассматривался в двух вариантах, различающихся тем, что простирание модели B_n задавалось измененным относительно истинного на 45° в разные стороны. Несмотря на различия исходных моделей B_n и B'_n , в обоих вариантах была получена одна и та же оптимальная модель, близкая к истинной (табл. 6.6). Значения невязок смещений для начальных моделей в первом варианте 38,5 и 29,2 см, во втором — 30,5 и 31,2 см соответственно для вертикальных и горизонтальных компонент смещений. Минимальная невязка, полученная для оптимальных моделей, равна: для вертикаль-

Таблица 6.5. Численный эксперимент 2

Параметр	a , км	b , км	θ , град	δ , град	λ , град	$2L$, км	W , км	h , км	U , м
Модель А									
p^{00}	31,0	-3,5	115,0	65,0	65,0	26,0	25,0	10,5	2,5
R_{opt}	25,9	-6,6	112,0	60,6	70,9	25,5	18,7	0,7	1,9
Δp	0,5	1,0	2,3	1,7	3,4	2,4	1,4	0,3	0,1
Δp_c	0,1	0,0	0,6	0,3	0,6	0,2	0,4	0,1	0,0
$\Delta p_{рист}$	0,1	1,1	2,0	0,6	0,9	1,5	0,7	0,8	0,1
Модель Б									
p^{00}	12,0	15,5	255,0	35,0	105,0	14,0	22,0	10,0	3,5
R_{opt}	19,0	10,8	256,0	29,6	122,9	10,9	12,6	4,9	4,8
Δp	1,0	1,4	4,6	2,3	5,2	2,1	1,8	0,5	0,7
Δp_c	0,3	0,1	0,3	0,3	0,6	0,0	0,5	0,1	0,1
$\Delta p_{рист}$	2,0	1,7	6,0	0,4	12,9	1,1	0,6	0,9	0,8

Таблица 6.6. Численный эксперимент 3

Параметр	a , км	b , км	θ , град	δ , град	λ , град	$2L$, км	W , км	h , км	U , м
Модель А									
p^{00}	28,0	-7,5	155,0	30,0	110,0	20,0	15,0	2,5	3,0
R_{opt}	25,9	-6,7	111,9	60,6	71,5	25,9	18,1	0,7	1,9
Δp	0,5	1,0	2,3	1,7	3,4	2,4	1,2	0,3	0,1
Δp_c	0,0	0,0	0,2	0,2	0,2	0,1	0,2	0,1	0,1
$\Delta p_{рист}$	0,1	1,2	1,9	0,6	1,5	1,9	0,1	0,8	0,1
Модель Б									
p^{00}	19,0	14,5	295,0	60,0	150,0	16,0	15,0	3,0	3,0
$[p^{00}]^*$	19,0	14,5	205,0	60,0	70,0	16,0	15,0	3,0	3,0
R_{opt}	20,1	11,7	252,2	30,2	118,8	12,3	12,4	4,4	4,1
Δp	0,9	1,5	5,2	2,3	5,7	1,7	0,9	0,4	0,4
Δp_c	0,2	0,2	0,6	0,2	0,6	0,3	0,3	0,1	0,2
$\Delta p_{рист}$	0,9	0,8	2,2	0,2	8,8	0,3	0,4	0,4	0,1

*Даны значения параметров исходной модели B_H^g во втором варианте численного эксперимента.

ных смещений 5,3 см, для горизонтальных компонент 9,5 см, суммарная 7,6 см.

Степень различия вертикальных остаточных смещений, рассчитанных для исходных моделей A_H и B_H в этом случае, и наблюдаемых данных показана на рис. 6.3. Здесь же видно согласование вертикальных остаточных смещений, рассчитанных для полученных оптимальных моделей, с наблюдаемыми и истинными смещениями.

Численный эксперимент 4. В этом случае была проверена устойчивость решения обратной задачи при внесении в истинные смеще-

ния систематической погрешности, обусловленной накоплением систематической ошибки в данных геодезических измерений с удалением точек измерений от базисных пунктов. Предполагалось, что накопление систематической ошибки данных составляет 1 мм на 1 км расстояния от базисного пикета при измерениях вертикальных остаточных смещений. В компоненты истинных горизонтальных остаточных смещений были внесены постоянная ошибка, равная 5 см, и линейно возрастающая с удалением от базисного пункта ошибка, достигающая на самом удаленном пункте 10 см. Результаты численного эксперимента представлены в табл. 6.7. Отметим, что минимальная невязка смещений для полученной оптимальной модели, близкой к истинной, так же как в численном эксперименте 5, меньше априорной ошибки данных.

Ч и с л е н н ы й э к с п е р и м е н т 5. В этом случае была проверена устойчивость решения обратной задачи при внесении в истинные смещения систематической погрешности, моделирующей ошибки, обусловленные идеализированностью принятой модели среды. Предполагалось, что систематическая ошибка вертикального остаточного смещения в каждом пункте составляет 10%, а горизонтального — 20% от соответствующих остаточных смещений в случае однородного полупространства. Результаты этого численного эксперимента представлены в табл. 6.8.

В процессе решения обратной задачи в некоторых из рассмотренных численных экспериментах оптимальное решение было получено следующим образом. На первом этапе, используя выбранные начальные приближения параметров искомого модели, по критерию минимума невязки было найдено некоторое промежуточное решение, недостаточно удовлетворяющее наблюдаемым данным (минимум невязки значительно превышал априорную ошибку данных). Затем эти значения параметров промежуточного решения были заданы в качестве новых начальных приближений, и поиск оптимальной модели продолжался с начального значения параметра регуляризации $\alpha_n = 100$. Такой подход к решению обратных гравиметрических задач был ранее использован в работе [315]. На наших численных экспериментах было отмечено, что если в процессе решения обратной задачи получается оптимальное, а не промежуточное решение, то с уменьшением параметра регуляризации невязка смещений сходится к минимальному значению. Значение невязки, соответствующее промежуточному решению, при дальнейшем уменьшении параметра регуляризации резко возрастает. Отмеченная особенность в поведении невязки смещений в зависимости от α использовалась при обработке наблюдений как критерий продолжения или остановки поиска решения.

Таким образом, выполненные численные эксперименты показали высокую эффективность работы использованного алгоритма решения обратной задачи при одновременном поиске 18 неизвестных параметров двух независимых моделей сдвиговых разрывов при значительных отклонениях задаваемых начальных приближений искомого параметров от их истинных значений. Численные эксперименты показали также устойчивость решения обратной задачи при внесении в остаточные смещения случайных и систематических ошибок. Была экспериментально выяснена применимость критерия выбора оптимального решения по минимуму невязки смещений. Полученные оценки погрешностей оптимальных моделей согласуют-

Таблица 6.7. Численный эксперимент 4

Параметр	a , км	b , км	θ , град	δ , град	λ , град	$2L$, км	W , км	h , км	U , м
Модель А									
p^{00}	28,0	-7,5	155	30	110	20,0	15,0	2,5	3,0
$R_{опт}$	26,0	-4,9	114	61	76	25,6	16,1	1,7	2,1
Δp	0,1	0,4	1,5	1,0	1,5	0,8	0,5	0,1	0,1
Δp_c	0,0	0,0	0,5	0,5	0,5	0,1	0,5	0,1	0,1
$\Delta R_{ист}$	0,0	0,6	4,0	1,0	6,0	1,6	1,9	0,2	0,1
Модель Б									
p^{00}	19,0	14,5	295	60	150	16,0	15,0	3,0	3,0
$R_{опт}$	20,9	13,7	244	31	105	13,3	13,3	4,3	3,8
Δp	0,3	0,4	2,0	1,0	2,0	0,3	0,3	0,1	0,1
Δp_c	0,3	0,1	1,0	0,5	1,0	0,4	0,4	0,2	0,2
$\Delta R_{ист}$	0,1	1,2	6,0	1,0	5,0	1,3	1,3	1,3	0,2

Таблица 6.8. Численный эксперимент 5

Параметр	a , км	b , км	θ , град	δ , град	λ , град	$2L$, км	W , км	h , км	U , м
Модель А									
p^{00}	28,0	-7,5	155	30	110	20,0	15,0	2,5	3,0
$R_{опт}$	25,9	-5,4	110	60	68	23,8	17,5	1,4	2,3
Δp	0,1	0,1	0,0	0,0	0,0	0,1	0,2	0,1	0,1
Δp_c	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,2	0,0	0,0
$\Delta R_{ист}$	0,1	0,1	0,0	0,0	2,0	0,2	0,5	0,1	0,3
Модель Б									
p^{00}	19,0	14,5	295	60	150	16,0	15,0	3,0	3,0
$R_{опт}$	21,1	12,8	249	29	107	12,5	12,4	3,9	4,2
Δp	0,1	0,2	0,1	0,1	0,2	0,1	0,2	0,1	0,1
Δp_c	0,1	0,1	0,1	0,0	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1
$\Delta R_{ист}$	0,1	0,3	1,0	1,0	3,0	0,5	0,4	0,1	0,2

ся с истинными погрешностями. Однозначность оптимального решения подтверждается соответствующей ему матрицей разрешающей способности. Во всех рассмотренных случаях матрицы разрешения получились близкими к единичной. Добавим, что все численные эксперименты были повторены, когда в качестве наблюдаемых данных рассматривались истинные смещения, т.е. случайные ошибки в данные не вносились. В результате обращения истинных смещений во всех экспериментах были получены в точности (с машинной точностью) истинные модели.

4. Структура разрывов в очагах газлийских землетрясений 1976 и 1984 гг. по геодезическим данным

Газлийские землетрясения 8 апреля 1976 г. ($M = 7,0$), 17 мая 1976 г. ($M = 7,3$) и 19 марта 1984 г. ($M = 7,2$) произошли недалеко от пос. Газли Бухарской области Узбекской ССР, в районе, ранее считавшемся асейсмичным. Эти землетрясения привлекли к себе внимание многих исследователей как у нас в стране [316–318 и др.], так и за рубежом [248, 319, 320]. Результаты различных определений параметров очагов газлийских землетрясений по инструментальным данным (координаты гипоцентров, механизмы очагов и пр.) значительно отличаются друг от друга (см. обзор в [317, с. 117]) и не позволяют прийти к единым представлениям о моделях их очагов.

Ниже предлагается оптимальная модель очагов этих землетрясений, полученная по данным об остаточных смещениях земной поверхности в их эпицентральной области.

Данные о вертикальных остаточных смещениях (рис. 6.7) были получены по результатам повторных нивелирований I и II классов, выполненных после землетрясений 1976 и 1984 гг. по линиям, проложенным соответственно в 1959–1976 и 1959–1982 гг. (рис. 6.8) [321, 322].

Данные о горизонтальных остаточных смещениях земной поверхности в эпицентральной области землетрясений 1976 и 1984 гг. (рис. 6.8) были получены в результате повторных линейно-угловых измерений на триангуляционных сетях I, II и III классов, заложенных соответственно в 1959–1962 и 1959–1982 гг. [321, 322]. В работе [321] при вычислении горизонтальных смещений тригопунктов по данным линейно-угловых измерений 1976 г. относительно измерений 1959–1962 гг. за базисную принималась линия между пунктами 1 и 2. В отличие от этого в работе [322] при вычислениях горизонтальных смещений в эпицентральной области землетрясения 1984 г. неизменными задавались все тригопункты по краям триангуляционной сети. Такое допущение привело к сильным искажениям реального поля горизонтальных остаточных смещений. Поэтому эти данные не могли быть использованы при решении обратной задачи для землетрясения 1984 г.

Всего при решении обратной задачи для землетрясений 1976 г. были использованы данные о горизонтальных смещениях на 26 пунктах линейно-угловой сети и вертикальных на 58 реперах; для землетрясения 19 марта 1984 г. были взяты только данные о вертикальных смещениях на 92 реперах.

В период между 8 апреля и 17 мая 1976 г. геодезические измерения не проводились, поэтому соответствующие данные об остаточных смещениях представляют суммарный эффект обоих газлийских землетрясений 1976 г., параметры которых пришлось определять одновременно. Начальные приближения искомых параметров очагов p^{00} (табл. 6.9) были установлены путем качественного анализа исходных данных согласно описанной выше методике.

Рабочие характеристики поиска оптимальных моделей: шаг дифференцирования по параметрам, весовые коэффициенты, начальное значение и шаг параметра регуляризации — были установлены на численных экспери-

Таблица 6.9. Начальные приближения p^{00} -параметров очагов газлийских землетрясений 1976 и 1984 гг.

a , км	b , км	θ , град	δ , град	λ , град	$2L$, км	W , км	h , км	U , м
			08.04.76 г., 2 ч 40 мин					
37,0	24,5	95	45	60	20	20	2,5	2,0
			17.05.76 г., 2 ч 58 мин					
16,0	-5,5	240	45	110	25	25	2,5	2,5
			19.03.84 г., 20 ч 28 мин					
26,0	-26,5	15	50	90	20	20	2,5	2,5

Примечание. Начало координат a, b в пункте 4 (рис. 6.8).

ментах (см. п. 3.4 наст. главы). Для выбора оптимальных моделей в процессе решения обратной задачи возможно использование критерия равенства невязки смещений величине априорной ошибки данных или критерия минимума невязки смещений, если априорную ошибку данных не удастся найти с требуемой точностью. Суммарная априорная ошибка данных в нашем случае определяется ошибками геодезических измерений, вкладом в результирующее поле остаточных смещений медленных тектонических движений и ошибками метода решения прямой задачи. Величины первых двух были определены по результатам промежуточных циклов геодезических измерений [321, 322], не включающих время рассматриваемых событий, и приблизительно равняются 2 см для вертикальных и 10 см для горизонтальных остаточных смещений.

Возможные ошибки метода обусловлены отличиями реальной среды от ее идеализированной модели. В рассмотренных случаях наибольшие искажения в рассчитываемые смещения вносит наличие осадочного покрова мощностью от 1,2 км на востоке эпицентральной области землетрясений до 1,5–2,0 км на западе. Осадочный слой значительно влияет на горизонтальные смещения земной поверхности и в меньшей степени — на вертикальные (см. п. 2.1 наст. главы). Причем это влияние сказывается в увеличении компонент горизонтальных смещений по простиранию разрыва в среднем на 10% от величины максимального смещения в этом же направлении и в уменьшении горизонтальных компонент смещений в поперечном направлении почти вдвое. Кроме осадочного слоя, на рассчитываемые остаточные смещения может значительно влиять существование в очаговой области землетрясений 8 апреля зоны контакта интрузивного тела (Газлийский плутон) с метаморфизованными осадочными породами [323]. Расчеты остаточных смещений свободной поверхности однородного полупространства приводят к недооценке приблизительно в 1,2 раза вертикальных и в 1,6 раза горизонтальных смещений земной поверхности над менее жесткой средой [304, 305]. В основном указанные искажения отмечаются для пунктов, расположенных непосредственно над самими разрывами. Здесь также должны учитываться искажения полей остаточных смещений земной поверхности, возникающие за счет неоднородного распределения подвижки по поверхности разрывов, которые могут достигать в среднем 15% [276, 302]. Ошибки метода вычисляются с учетом общего

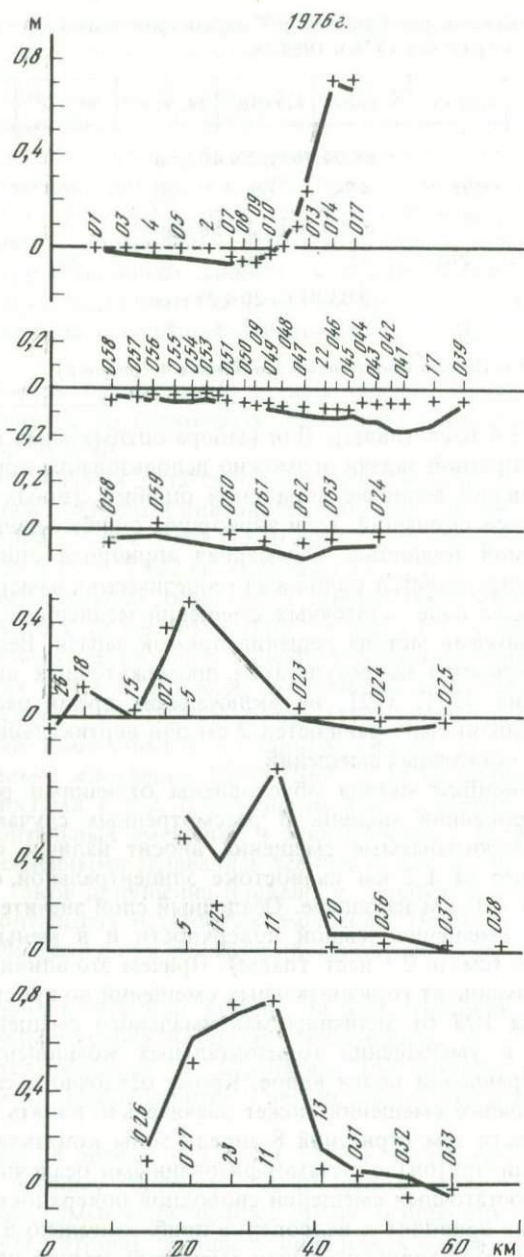


Рис. 6.7. Вертикальные остаточные смещения: наблюдаемые (крестики) и рассчитанные в пунктах нивелирования для оптимальной модели очагов газлийских землетрясений 1976 и 1984 гг. (сплошные линии)

Условные номера пунктов указаны у горизонтальной оси. Схема расположения профилей нивелирования показана на рис. 6.8

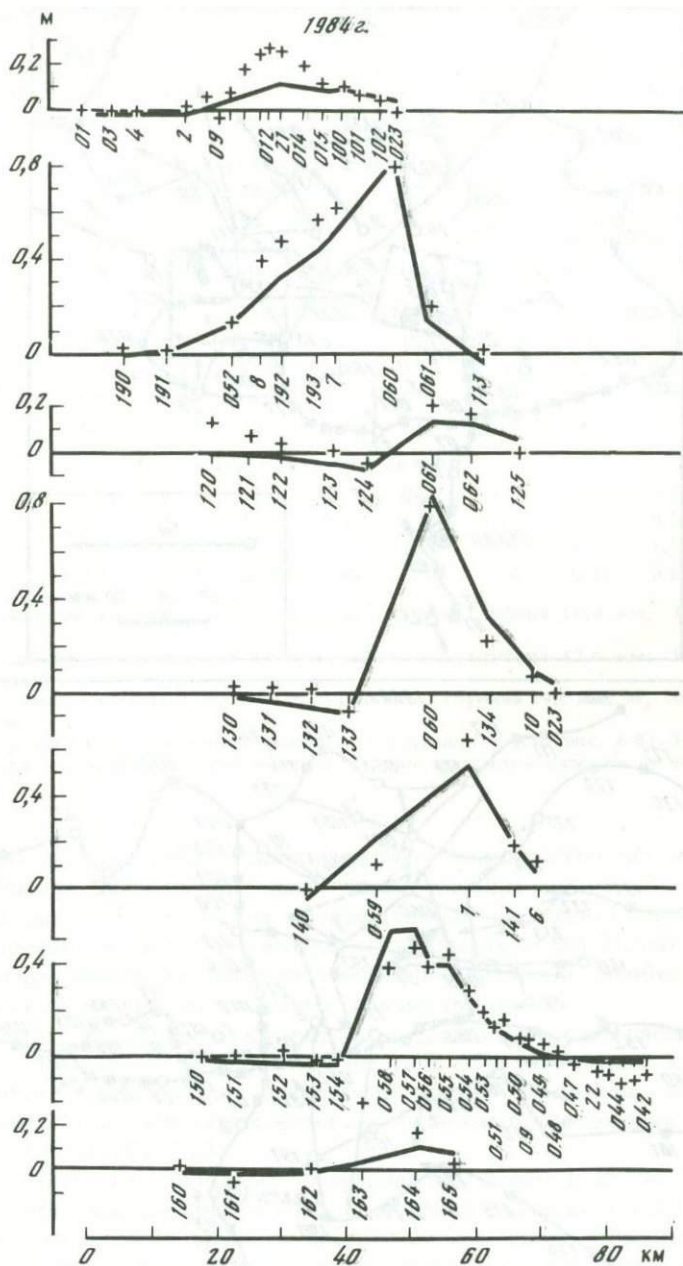


Рис. 6.7. (окончание)

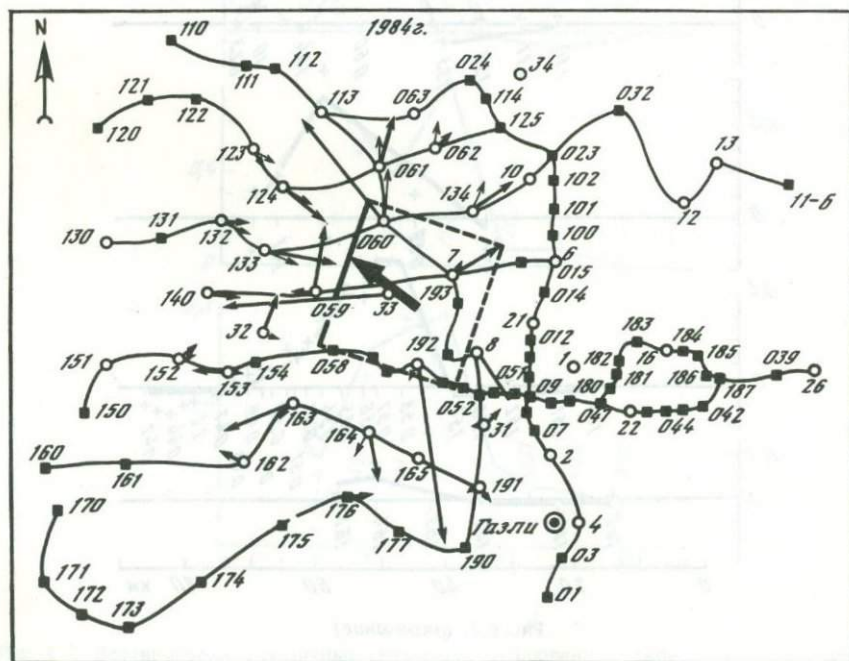
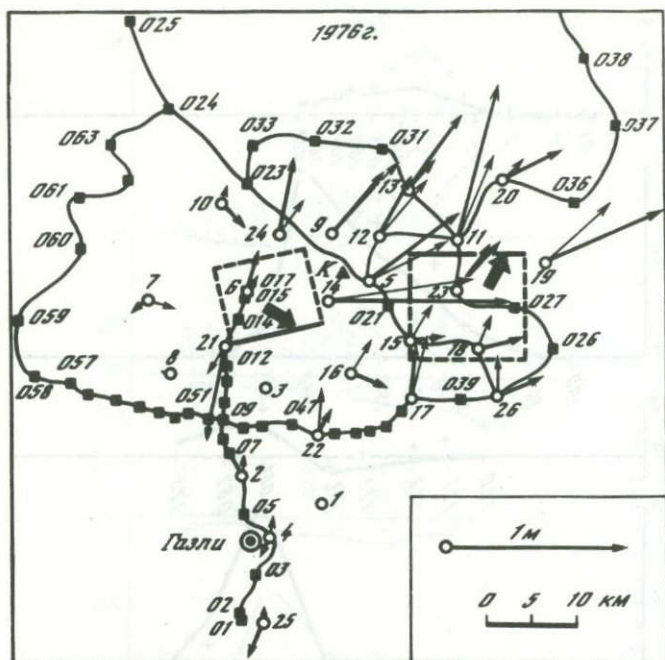


Рис. 6.8. Эпицентральная область и оптимальные модели очагов газлийских землетрясений 1976 и 1984 гг.

Схемы расположения геодезических пунктов: темные квадраты — пункты нивелирования, кружки — пункты линейно-угловых измерений. Нумерация пунктов —

Таблица 6.10. Параметры оптимальных моделей очагов газлийских землетрясений

Параметр	a , км	b , км	θ , град	δ , град	λ , град	$2L$, км	W , км	h , км	U , м
08.04.76 г., 2 ч 40 мин ^{1*}									
$R_{\text{опт}}$	39,7	20,3	88	27	67	12,7	13,5	4,3	3,0
Δp	3,0	4,1	17	5	12	3,4	1,1	1,0	0,5
Δp_c	2,0	0,7	2	2	2	2,0	0,2	0,9	0,5
r_i	0,97	0,93	1,0	1,0	1,0	0,95	0,93	0,91	0,82
17.05.76 г., 02 ч 58 мин ^{2*}									
$R_{\text{опт}}$	17,3	2,0	256	43	130	10,0	10,8	5,2	6,8
Δp	0,8	1,1	5	4	7	1,8	2,4	1,0	0,7
Δp_c	0,6	0,9	4	1	5	1,6	1,5	0,7	2,1
r_i	1,0	0,99	1,0	1,0	1,0	0,98	0,87	0,94	0,28
19.03.84 г., 20 ч 28 мин ^{3*}									
$R_{\text{опт}}$	27,0	-26,8	19	47	85	16,0	21,0	3,5	2,3
Δp	0,5	0,4	5	3	6	0,7	0,4	0,1	0,1
Δp_c	2,0	0,3	4	8	12	5,0	1,3	1,7	1,5
r_i	0,44	0,67	0,99	0,96	0,96	0,74	0,21	0,14	0,16

^{1*}Координаты эпицентра: $40^{\circ}30$ с.ш., $63^{\circ}72$ в.д.; глубина 10,4 км; $M_0 = 1,56 \times 10^{19}$ Н·м.

^{2*}Координаты эпицентра: $40^{\circ}40$ с.ш., $63^{\circ}46$ в.д.; глубина 12,6 км; $M_0 = 2,20 \times 10^{19}$ Н·м.

^{3*}Координаты эпицентра: $40^{\circ}32$ с.ш., $63^{\circ}36$ в.д.; глубина 19,0 км; $M_0 = 2,3 \times 10^{19}$ Н·м.

П р и м е ч а н и е. Начало координат a, b в пункте 4 (см. рис. 6.8). За эпицентр принимается проекция середины нижней стороны площадки разрыва на земную поверхность.

количества пунктов наблюдений и средней величины наблюдаемых остаточных смещений. Выполненные нами оценки ошибок метода (3–4 см для вертикальных и 5–10 см для горизонтальных смещений) недостаточно точны. Поэтому в работе для выбора оптимальных моделей очагов вместе с критерием равенства невязки смещений априорной ошибке данных использовался и критерий минимума невязки смещений.

Параметры $R_{\text{опт}}$ моделей очагов газлийских землетрясений (см. рис. 6.8), полученных в результате решения обратной задачи и характеризующихся минимальными значениями невязок смещений, вместе со случайными Δp и систематическими Δp_c ошибками определения параметров приведены в табл. 6.10.

Для вычисления случайных погрешностей параметров по формуле (6.11) за величины Δ_0 принимались отклонения наблюдаемых и рассчитанных для оцениваемых моделей остаточных смещений. Представление о поле дисперсий горизонтальных и вертикальных остаточных смещений

условная. Прямоугольники – проекции площадок разрывов в очагах землетрясений на земную поверхность. Стрелки указывают направления смещений висящих крыльев разрывов и касаются их верхних краев. Горизонтальные остаточные смещения: наблюдаемые (утолщенные векторы) и рассчитанные для оптимальной модели (тонкие векторы). K – сейсмостанция Каракрыр

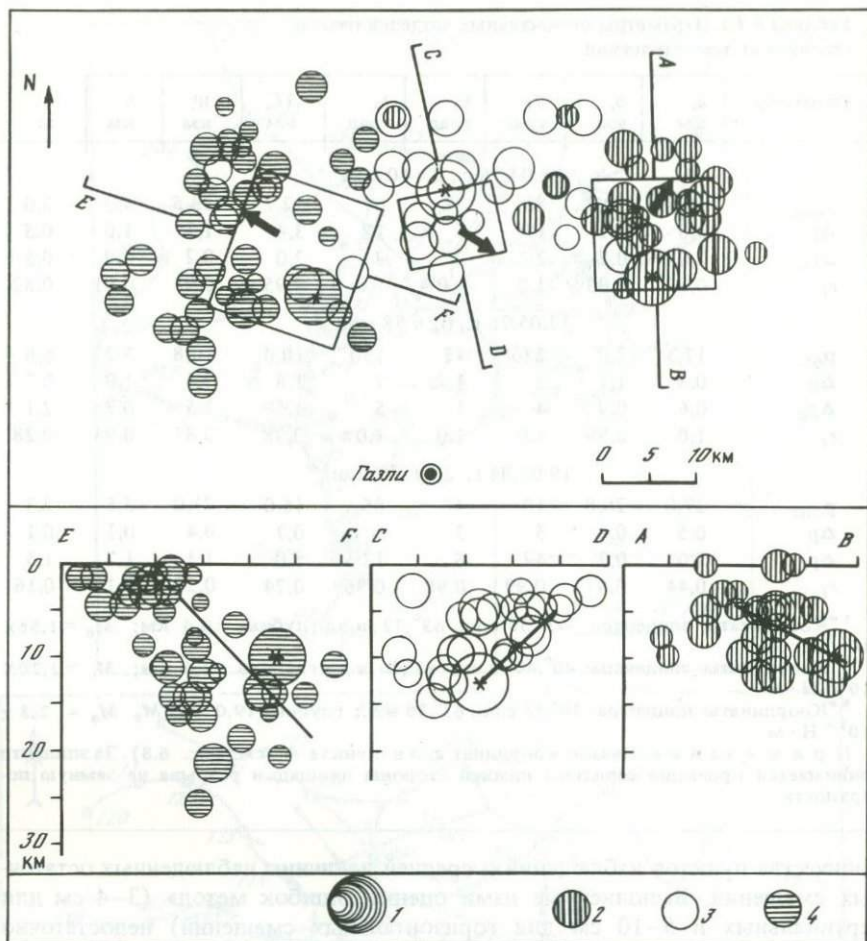


Рис. 6.9. Схема распределения газлийских афтершоков (план и профили)

1 - К = 9 ÷ 17; 2 - 12 апреля - 15 мая 1976 г.; 3 - 17 мая - 23 июня 1976 г.; 4 - 26 марта - 15 апреля 1984 г. Звездочками обозначены гипоцентры главных толчков 8 апреля, 17 мая 1976 г. и 19 марта 1984 г.

для оптимальных моделей можно составить по рис. 6.7 и 6.8. При вычислениях систематических погрешностей параметров по формуле (6.13) за величины отклонений начальных приближений параметров от их истинных неизвестных значений ($p^* - p^{00}$) принимались следующие: по координатам 3 км, размерам 10 км, глубине 5 км, по простиранию и углу подвижки 180° , углу падения 90° , по величине подвижки 3 м.

Большая погрешность определения некоторых параметров (см. табл. 6.10) объясняется сильной корреляционной зависимостью для данной системы наблюдений между простиранием и наклоном (коэффициент корреляции $\eta = 0,91$), протяженностью и подвижкой ($\eta = -0,82$) в очаге землетрясения 8 апреля, между протяженностью и шириной ($\eta = -0,88$), протяженностью и глубиной ($\eta = 0,72$) землетрясения 17 мая. Коэффи-

Таблица 6.11. Начальные приближения p^{00} -параметров альтернативных моделей очагов газлийских землетрясений 1976 г.

Модель	a , км	b , км	θ , град	δ , град	λ , град	$2L$, км	W , км	h , км	U , м	Примечание*
8 апреля										
1	26,0	19,5	300	53	114	20	20	2,0	2,0	[324]
2	34,0	21,5	146	52	123	20	20	2,0	2,0	[325]
3	31,0	24,5	91	43	83	25	25	2,0	2,0	[319]
4	36,0	11,5	42	51	48	20	25	5,0	2,5	[326]
17 мая										
1	18,0	-5,5	277	44	92	20	20	2,0	2,5	[324]
2	18,0	-5,5	285	48	145	25	25	2,0	2,5	[325]
3	31,0	-3,5	25	56	78	25	25	2,0	2,5	[319]
4	31,0	-5,5	40	50	103	20	25	5,0	3,0	[326]

*Даны ссылки на работы, на основе которых были выбраны начальные приближения угловых параметров соответствующих моделей.

коэффициенты корреляции определялись по соответствующим элементам ковариационной матрицы. Для землетрясений 1976 г. наименее надежной является оценка величины подвижки в очаге землетрясения 17 мая, о чем свидетельствует соответствующее значение диагонального элемента r_i матрицы разрешения (см. табл. 6.10).

Оптимальные модели очагов газлийских землетрясений представлены на рис. 6.8, где теоретические горизонтальные остаточные смещения, рассчитанные для них, сопоставляются с наблюдаемыми. Соответствующие вертикальные остаточные смещения сопоставляются на рис. 6.7. Отметим, что для модели очага землетрясения 19 марта 1984 г. согласие теоретических и наблюдаемых смещений хуже, чем для землетрясений 1976 г. Минимальная невязка вертикальных смещений равна 6,8, а горизонтальных — 20,3 см. Для проверки устойчивости полученной модели 19 марта обратная задача решалась также при начальном приближении азимута простирания θ , отличающегося на $\pm 40^\circ$ от указанного в табл. 6.9. Результаты решения получились близкие к оптимальным значениям параметров модели из табл. 6.10.

В пределах установленных погрешностей оптимальные модели очагов газлийских землетрясений хорошо согласуются с распределением их афтершоков как в плане, так и по глубине (рис. 6.9). Координаты гипоцентров афтершоков 1976 г. взяты из каталога [317]. Были выбраны афтершоки с $K \geq 10$ и точностью определения гипоцентров 2–3 км и сильнейшие афтершоки ($K \geq 12$), определенные с точностью 3–6 км. Гипоцентры афтершоков землетрясения 19 марта 1984 г. с $K \geq 10$ за период с 26 марта по 15 апреля были переопределены нами по вычислительной программе ближней гиподентрии. Теоретические времена вступлений сейсмических волн рассчитывались для локального скоростного разреза Бутовской [316]. Данные о наблюдаемых временах были получены в эпицентральной сейсмологической экспедиции ЭСО ИФЗ АН СССР.

Взаимное положение оптимальных моделей очагов и гипоцентров землетрясений 8 апреля, 17 мая 1976 г. и 19 марта 1984 г. (см. рис. 6.9) свиде-

Таблица 6.12. Параметры оптимизированных альтернативных моделей очагов газлийских землетрясений 1976 г.

Модель	a , км	b , км	θ , град	δ , град	λ , град	$2L$, км
8 апреля						
1	21,5	21,3	252	54	132	16,2
2	30,4	29,1	156	30	117	10,8
3	37,5	27,9	101	26	46	24,3
4	29,8	14,4	34	54	29	8,6
17 мая						
1	15,9	0,3	263	41	120	10,7
2	17,0	0,4	260	45	132	11,2
3	29,7	-5,0	30	44	59	12,4
4	30,2	-5,5	39	48	56	11,6

Таблица 6.13. Невязки смещений для оптимальной и альтернативных моделей очагов газлийских землетрясений 1976 г.

Модель	Невязки смещений, см		
	вертикальные	горизонтальные	суммарные
Оптимальная	5,1	15,4	11,2
1	8,0	18,4	13,9
2	6,5	18,0	13,2
3	6,3	18,6	13,6
4	6,1	19,1	13,8

Таблица 6.14. Случайные погрешности параметров альтернативных моделей очагов газлийских землетрясений 1976 г.

Модель	Δa_c , км	Δb_c , км	$\Delta \theta$, град	$\Delta \delta$, град	$\Delta \lambda$, град	$2\Delta L$, км	ΔW , км	Δh , км	ΔU , м
8 апреля									
1	1,1	1,7	8,0	9,8	10,9	2,7	1,4	0,7	0,5
2	1,4	1,6	9,8	4,0	10,9	1,7	1,8	0,8	0,5
3	3,0	3,6	8,6	5,2	8,6	4,7	1,9	1,0	0,5
4	1,5	2,0	9,8	8,6	7,1	1,9	1,3	0,9	0,4
17 мая									
1	1,0	1,7	7,5	5,7	7,5	1,2	1,0	0,9	0,3
2	1,1	1,8	7,5	9,2	7,5	1,8	1,6	1,1	0,4
3	1,4	1,1	6,5	7,1	5,4	2,8	2,8	0,8	0,8
4	1,6	1,8	12,3	6,0	7,7	2,0	3,3	0,9	0,7

W , км	h , км	U , м	$\varphi^\circ N$.	$\lambda^\circ E$	H , км	$M_0 \cdot 10^{19}$, Н · м
8 апреля						
16,9	4,3	2,3	40,43	63,68	17,9	1,89
18,7	0,7	2,4	40,32	63,65	10,1	1,45
12,4	3,2	2,2	40,31	63,76	8,5	2,00
19,8	3,3	3,4	40,32	63,78	19,2	1,75
17 мая						
14,2	5,6	3,8	40,42	63,46	14,8	1,74
17,5	5,0	3,8	40,43	63,45	17,4	2,25
26,7	3,8	3,0	40,29	63,65	22,5	3,00
20,3	4,8	3,4	40,30	63,58	19,8	2,44

тельствует о том, что вспарывание разрывов в их очагах распространялось преимущественно снизу вверх.

В связи с тем что разными авторами были предложены различные модели очагов газлийских землетрясений 1976 г., для проверки их соответствия геодезическим данным об остаточных смещениях были рассмотрены четыре возможные альтернативные модели (табл. 6.11), для которых начальные приближения угловых параметров θ , δ , λ были установлены по определениям механизмов очагов в работах [319, 324–326].

Хотя некоторые из рассмотренных моделей имеют близкие значения угловых параметров, но в комбинации двух землетрясений они различаются и охватывают практически все возможные ориентации разрывов. Начальные приближения остальных параметров (см. табл. 6.11) заданы нами на основании качественного анализа геодезических данных. Исключение составляют начальные приближения параметра h в модели 4. Завышенная заглубленность площадок разрывов задана в соответствии с взглядами А.В. Введенской [326] на глубину очагов газлийских землетрясений.

Результаты решения обратной задачи для альтернативных моделей даны в табл. 6.12, где содержатся также дополнительные параметры: географические координаты середины нижнего края модели, глубина этой точки, а также величина сейсмического момента каждого землетрясения в рамках данной модели, рассчитанная в предположении, что $\mu = 3,0 \times 10^7$ Н/м². Во всех случаях оптимизированные альтернативные модели были выбраны из условия минимума невязки смещений. Значения невязок смещений даны в табл. 6.13. Случайные и систематические погрешности параметров, рассчитанные для альтернативных моделей, приведены соответственно в табл. 6.14 и 6.15. Значения диагональных элементов матриц разрешающей способности, соответствующих полученным решениям, даны в табл. 6.16. Отметим, что после оптимизации альтернативные модели 1 и 2 землетрясения 17 мая, а также альтернативная модель 3 землетрясения 8 апреля (см. табл. 6.12) сблизились с соответствующими оптимальными моделями (см. табл. 6.10), что подтверждает правильность выбора опти-

Таблица 6.15. Систематические погрешности параметров альтернативных моделей очагов газлийских землетрясений 1976 г.

Модель	Δa , км	Δb , км	$\Delta \theta$, град	$\Delta \delta$, град	$\Delta \lambda$, град	$2\Delta L$, км	ΔW , км	Δh , км	ΔU , м
8 апреля									
1	2,0	3,0	12,2	15,7	28,8	4,6	4,0	3,5	1,7
2	0,8	1,1	9,4	2,9	4,2	3,3	0,2	1,8	0,8
3	3,6	3,4	2,5	1,9	5,4	4,4	0,3	2,0	0,9
4	0,4	0,5	4,8	12,2	12,8	3,4	6,5	1,4	2,3
17 мая									
1	1,6	5,4	23,0	5,5	14,0	6,2	3,7	2,0	2,3
2	1,7	3,7	11,0	2,5	15,0	6,5	3,3	1,3	2,2
3	0,4	1,2	0,6	2,5	3,7	3,8	3,9	1,1	1,1
4	0,4	1,9	2,7	0,2	9,5	3,8	1,7	1,5	1,5

Таблица 6.16. Диагональные элементы матрицы разрешения альтернативных моделей очагов газлийских землетрясений 1976 г.

Модель	r_a	r_b	r_θ	r_δ	r_λ	r_L	r_W	r_h	r_U
8 апреля									
1	0,96	0,86	1,00	0,99	0,99	0,67	0,19	0,50	0,48
2	0,97	0,99	1,00	1,00	1,00	0,92	0,60	0,46	0,61
3	0,91	0,88	1,00	1,00	1,00	0,67	0,83	0,78	0,75
4	0,98	0,96	1,00	1,00	1,00	0,93	0,16	0,72	0,30
17 мая									
1	0,96	0,82	1,00	1,00	0,99	0,83	0,30	0,52	0,14
2	0,98	0,93	1,00	1,00	1,00	0,90	0,41	0,69	0,23
3	0,98	0,99	1,00	1,00	1,00	0,93	0,48	0,82	0,60
4	0,97	0,98	1,00	1,00	1,00	0,93	0,61	0,77	0,47

мальных моделей очагов землетрясений 1976 г. Это наглядно видно на рис. 6.10, где проекции площадок разрывов разных моделей сравниваются с проекциями площадок разрывов оптимальной модели. Положение в пространстве площадок разрывов альтернативных моделей, не совпадающих с оптимальными, не соответствует распределению афтершоков по глубине (рис. 6.11).

Поля вертикальных и горизонтальных остаточных смещений эпицентральной области, рассчитанные для оптимальной модели очагов газлийских землетрясений, показаны на рис. 6.12, где отчетливо виден трехгорбый рельеф суммарного поля остаточных смещений. Отметим, что оптимальные модели очагов были получены по ограниченному числу данных. Причем, как видно из сопоставления рис. 6.8 и 6.12, пункты геодезических измерений не ограничивают эпицентральною область с востока. В ГУГК по дополненным данным была построена карта вертикальных остаточных смещений эпицентральной области [322]. Изолинии вертикальных остаточных сме-

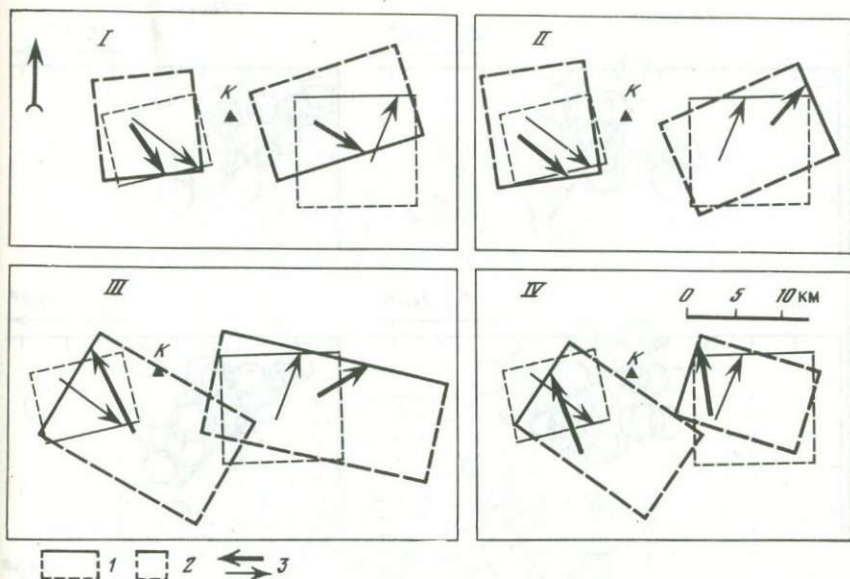


Рис. 6.10. Сравнение альтернативных и оптимальной моделей газлийских очагов
 I — альтернативные модели I–IV (табл. 6.11); 2 — оптимальная модель; 3 — векторы подвижек

щений, рассчитанные для оптимальных моделей очагов (рис. 6.12), хорошо согласуются с соответствующими изолиниями на этой карте, что является еще одним свидетельством в пользу обоснованности выбора оптимальных моделей очагов газлийских землетрясений 1976 г.

В заключение сформулируем основные выводы. В настоящей главе было рассмотрено решение прямой задачи расчета теоретических остаточных смещений на поверхности однородного упругого изотропного полупространства от прямоугольного разрыва скольжения с постоянной подвижкой. Выполнены расчеты остаточных смещений поверхности полупространства для типичных разрывов: взбросов, надвигов, сдвигов, взбрососдвигов. На основе анализа результатов этих расчетов выявлены основные закономерности и особенности полей остаточных смещений в зависимости от параметров разрыва. Использование этих закономерностей при анализе наблюдаемых данных об остаточных смещениях позволяет получить приближенные оценки параметров разрывов в очагах землетрясений.

Было рассмотрено решение обратной задачи определения параметров разрывов в очагах землетрясений по данным об остаточных смещениях земной поверхности с использованием общего метода решения обратных задач геофизики с регуляризацией по А.Н. Тихонову. Эффективность алгоритма решения обратной задачи проверена на численных экспериментах. Даны практические рекомендации по использованию алгоритма решения обратной задачи.

Предложенная методика решения обратной задачи применена для определения параметров разрывов в очагах трех сильных газлийских землетря-

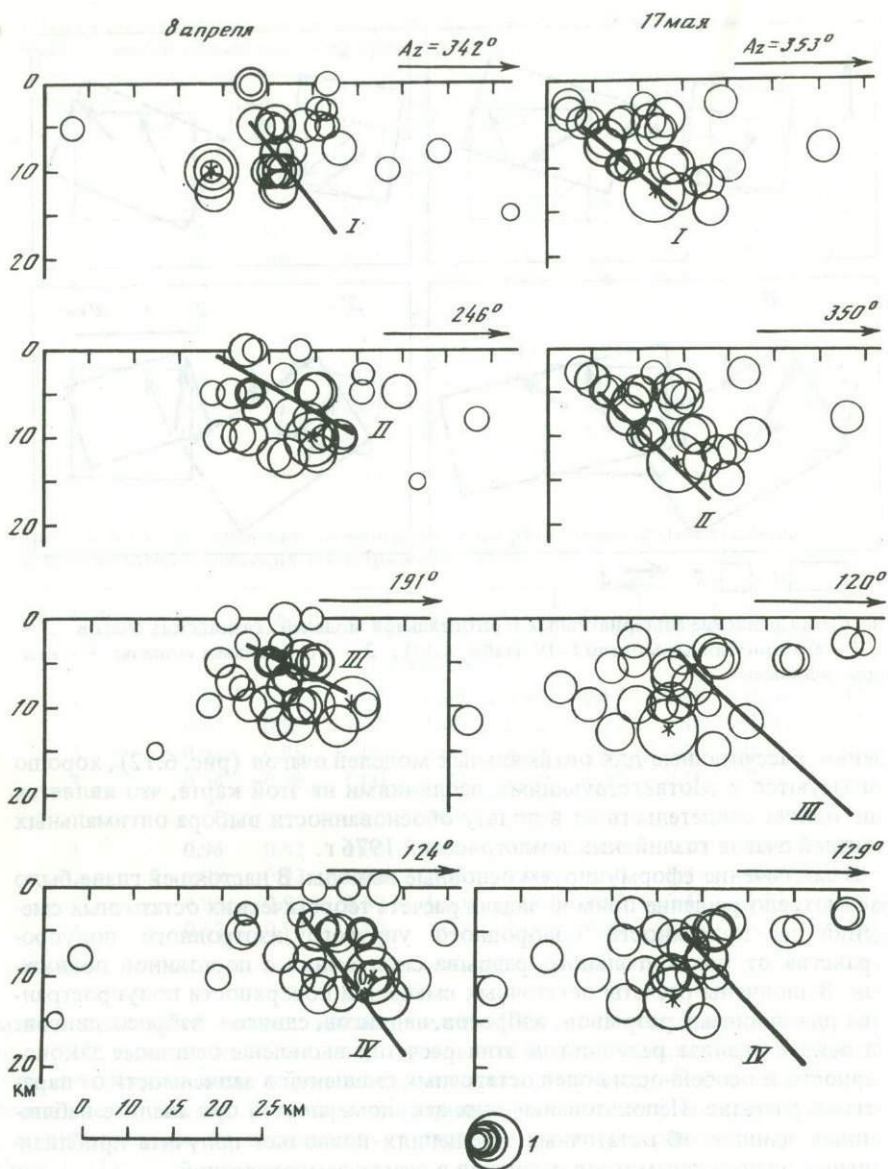


Рис. 6.11. Проекция гипоцентров афтершоков на вертикальные сечения вкостр прости-
 рания альтернативных моделей очагов газлийских землетрясений 1976 г.

Для землетрясения 8 апреля афтершоки взяты за период с 12 апреля по 15 мая,
 для землетрясения 17 мая — с 17 мая по 23 июня 1976 г. 1 — $K = 9 \div 13, 17$;
 I—IV — номера моделей (табл. 6.11); Az — азимут падения плоскости разрыва.
 Звездочками обозначены гипоцентры главных толчков 8 апреля и 17 мая

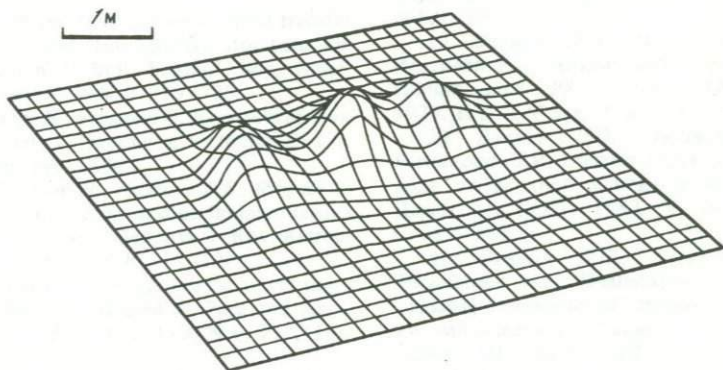
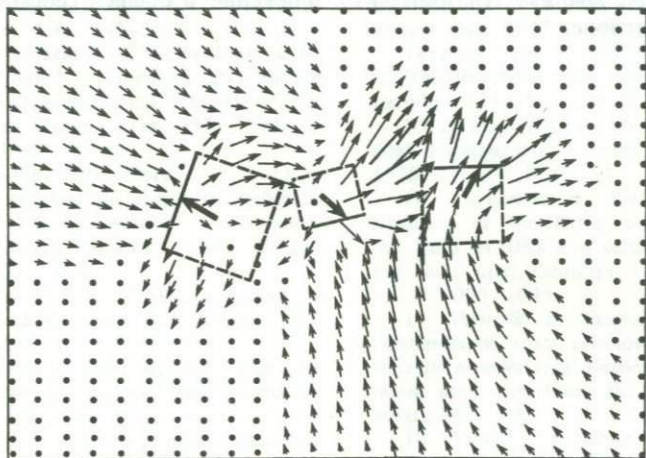
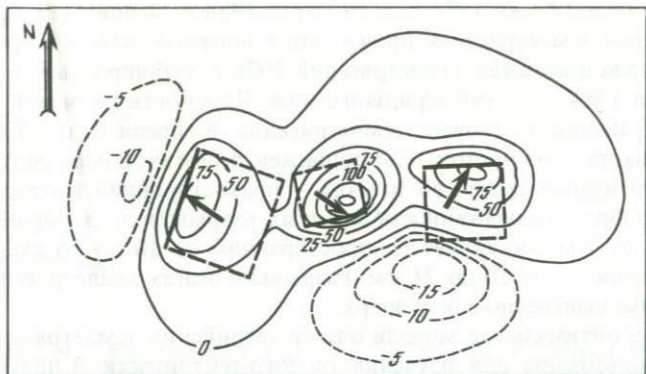
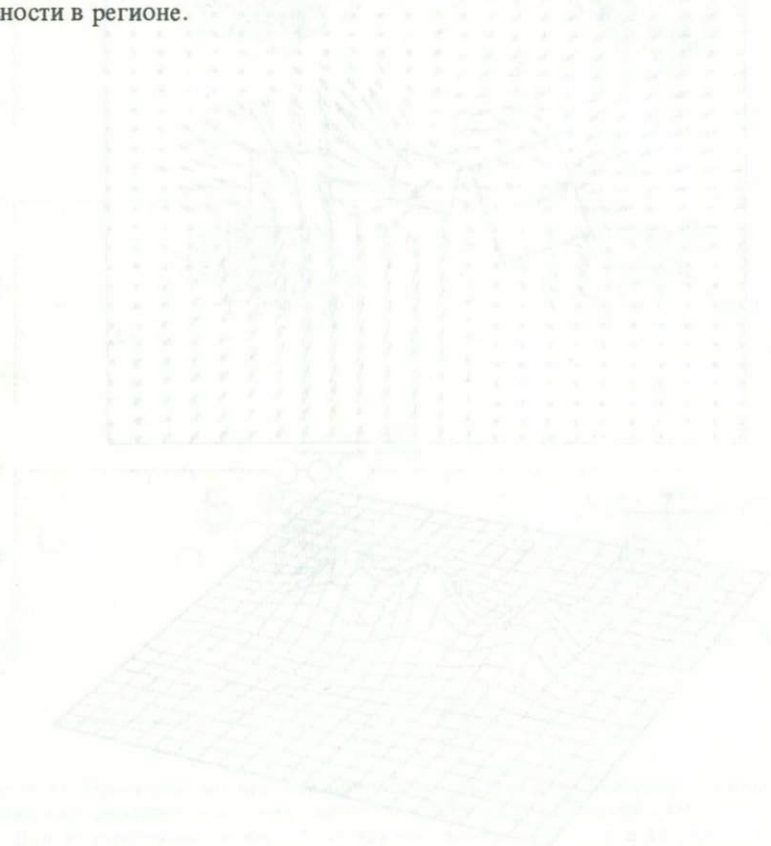


Рис. 6.12. Суммарное поле вертикальных и горизонтальных остаточных смещений, рассчитанных для оптимальных моделей очагов газлийских землетрясений, и рельефное изображение остаточных смещений земной поверхности

Значения изолиний даны в см. Вертикальный масштаб рельефного изображения условный. Обозначения для площадок разрывов те же, что и на рис. 6.8

сений: 8 апреля и 17 мая 1976 г. и 19 марта 1984 г. Основные разрывы в очагах всех трех землетрясений произошли в пределах земной коры. Простираения разрывов в очагах землетрясений 1976 г. субширотные, а в очаге землетрясения 1984 г. — субмеридиональное. Плоскости разрывов падают в разных направлениях: в очаге землетрясения 8 апреля на юг, 17 мая — на север, 19 марта — на восток. Тип подвижек в очагах: в первом случае — левосторонний взбросодвиг, во втором — правосторонний взбросодвиг, в третьем — взброс. Протяженность скрытых разрывов со смещениями их берегов от 2 до 5 м составляет по простирациям от 10 до 16 км, а в направлении падений — от 10 до 21 км. Разрывы в очагах землетрясений развивались преимущественно снизу вверх.

Полученные оптимальные модели очагов газлийских землетрясений могут быть использованы для изучения геолого-тектонической природы их возникновения, анализа тектонических движений и оценки сейсмической опасности в регионе.



ЛИТЕРАТУРА

1. *Phinney R.A.* Structure of the Earth's crust from spectral behaviour of long-period body waves // *J. Geophys. Res.* 1964. Vol. 68, N 14. P. 2997–3017.
2. *Berteussen K.-A.* Moho depth determination based on spectral ratio analysis of NORSAR long period P waves // *Phys. Earth and Planet. Inter.* 1977. Vol. 15, N 1. P. 13–27.
3. *Винник Л.П., Косарев Г.Л.* Определение параметров коры по наблюдениям телесейсмических объемных волн // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261, № 5. С. 1091–1095.
4. *Haskell N.A.* Crustal reflection of plane P and SV waves // *J. Geophys. Res.* 1962. Vol. 67, N 12. P. 4751–4767.
5. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 288 с.
6. *Гласко В.Б.* Обратные задачи математической физики. М.: Изд-во МГУ, 1984. 111 с.
7. *Leblanc G.* Truncated crustal transfer functions and fine crustal structure determination // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1967. Vol. 57, N 4. P. 719–733.
8. *Аки К., Ричардс П.* Количественная сейсмология: теория и методы: В 2 т. М.: Мир, 1983. 880 с.
9. *Bungum H., Husebye E.S., Ringdal F.* The NORSAR array and preliminary results of data analysis // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1971. Vol. 25. P. 115–126.
10. *Båth M.* Average crustal travel times in Sweden re-examined // *Pure and Appl. Geophys.* 1981. Vol. 119, N 6. P. 1116–1124.
11. *Bungum H., Pirhonen S.E., Husebye E.S.* Crustal thicknesses in Fennoscandia // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1980. Vol. 63, N 3. P. 759–774.
12. *Kanestrøm R.* Seismic investigations of the crust and Moho in Southern Norway // The Norwegian geotraverse project. Oslo, 1977. P. 143–149.
13. *Tryti J., Sellevol M.A.* Report on a reconnaissance seismic crustal study of the Oslo rift // The Norwegian geotraverse project. Oslo, 1977. P. 151–165.
14. *Kanestrøm R.* A crust-mantle model for the NORSAR area // *Pure and Appl. Geophys.* 1973. Vol. 105. P. 729–740.
15. *Husebye E.S., Ramberg I.B.* Geophysical investigations // *Norg. geol. unders.* 1978. Vol. 337. P. 41–53.
16. *Korhonen H., Porkka M.T.* The structure of the Baltic shield region on the basis of DSS and earthquake data // *Pure and Appl. Geophys.* 1981. Vol. 119, N 6. P. 1093–1099.
17. *Penttilä E.* Crustal structure in Fennoscandia from seismological and gravimetric observations. Helsinki, 1972. 38 p. (*Ann. acad. sci. fenn. Ser. A, III. Geol. geogr.*; Vol. 110).
18. *Vinnik L.P.* Detection of waves converted from P to SV in the mantle // *Phys. Earth and Planet. Inter.* 1977. Vol. 15, N 1. P. 39–45.
19. *Винник Л.П., Михайлова Н.Г., Аветисян Р.А.* Анализ наблюдений мантийных волн PS // Докл. АН СССР. 1979. Т. 248, № 3. С. 573–576.
20. *Винник Л.П., Аветисян Р.А., Ратникова Л.И.* Тонкая структура перехода от верхней мантии к нижней // Докл. АН СССР. 1982. Т. 262, № 2. С. 314–318.
21. *Винник Л.П., Аветисян Р.А., Михайлова Н.Г.* Планетарные и региональные особенности строения мантии по наблюдениям обменных волн PS // Докл. АН СССР. 1982. Т. 266, № 2. С. 313–316.
22. *Vinnik L.P., Avetisyan R.A., Mikhailova N.G.* Heterogeneities in the mantle transition zone from observations of P to SV converted waves // *Phys. Earth and Planet. Inter.* 1983. Vol. 33, N 3. P. 149–163.
23. *Винник Л.П.* Природа 640-кило-

метровой сейсмической границы // Докл. АН СССР. 1984. Т. 274, № 2. С. 296–299.

24. *Gutenberg B., Richter C.F.* New evidence for a change in physical conditions at depths near 400 kilometers // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1939. Vol. 29. P. 531–537.

25. *Jeffreys H.* The times of P, S and SKS and the velocities of P and S // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. Geophys. Suppl. 1939. Vol. 4, N 7. P. 498–533.

26. *Byerly P.* The Montana earthquake of June 28, 1925 // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1926. Vol. 16, N 4. P. 209–265.

27. *Jeffreys H., Bullen K.E.* Corrections to the times of the P waves in earthquakes // Nature. 1933. Vol. 131. P. 97.

28. *Lehmann I.* Transmission times seismic waves for epicentral distances around 20° // Geodaet. Inst. Scr. Medd. Copenhagen. 1934. N 5. P. 44.

29. *Голенецкий С.И., Медведева Г.Я.* О границах первого рода в верхней мантии Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1965. № 5. С. 57–62.

30. *Carder D.S.* Upper mantle from travel time studies // US Programm for International upper mantle project: Progr. rep. Washington, 1965. P. 9.

31. *Лукк А.А., Нерсесов И.И.* Строеие верхней части оболочки Земли по наблюдениям над землетрясениями с промежуточной глубиной очага // Докл. АН СССР. 1965. Т. 162, № 3. С. 559–562.

32. *Niazi M., Anderson D.L.* Upper mantle structure of western North America from apparent velocities of P waves // J. Geophys. Res. 1965. Vol. 70, N 18. P. 4633–4640.

33. *Archambeau C.B., Flinn E.A., Lambert D.G.* Fine structure of the upper mantle // J. Geophys. Res. 1969. Vol. 74, N 25. P. 5285–5865.

34. *Burdick L.J., Helmberger D.V.* The upper mantle P velocity structure of the Western United States // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83, N 4. P. 1699–1712.

35. *Dey-Sarkar S.K., Wiggins R.A.* Upper mantle structure in western Canada // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81, N 20. P. 3619–3632.

36. *Grand S.P., Helmberger D.V.* Upper mantle shear structure of North America // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1984. Vol. 76, N 2. P. 399–438.

37. *Hales A.L., Muirhead K.T., Rynn T.M.W.* A compressional velocity distribution for the upper mantle // Tectonophysics. 1980. Vol. 63, N 1/4. P. 309–348.

38. *Helmberger D.V., Engen G.R.* Upper mantle shear structure // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79, N 26. P. 4017–4028.

39. *Helmberger D.V., Wiggins R.A.* Upper mantle structure of Midwestern United States // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76, N 14. P. 3229–3245.

40. *King D.W., Calcagnile G.* P wave velocities in the upper mantle beneath Fennoscandia and Western Russia // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1976. Vol. 46, N 2. P. 407–432.

41. *Vinnik L.P., Ryabov V.Z.* Deep structure of the East European platform according to seismic data // Phys. Earth and Planet. Inter. 1981. Vol. 25, N 1. P. 27–37.

42. *Anderson D.L., Hart R.S.* An earth model based on free oscillations and body waves // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81, N 8. P. 1461–1475.

43. *Simpson D.W., Mereu R.F., King D.W.* An array study of P wave velocities in the upper mantle transition zone beneath northeastern Australia // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1974. Vol. 64, N 6. P. 1757–1788.

44. *Engdahl E.R., Flinn E.A.* Seismic waves reflected from discontinuities within Earth's upper mantle // Science. 1969. Vol. 163, N 3863. P. 177–179.

45. *Bolt B.A.* PdP and PKIKP waves and diffracted PcP waves // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1970. Vol. 20, N 4. P. 367–382.

46. *Bolt B.A., O'Neil M., Qamar A.* Seismic waves near 110°. Is structure in core or upper mantle responsible? // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1968. Vol. 16, N 5. P. 475–487.

47. *Richards P.G.* Seismic waves reflected from velocity gradient anomalies within the Earth's upper mantle // Ztschr. Geophys. 1972. Bd 38, N 3. S. 517–527.

48. *Baumgardt D.R., Alexander S.S.* Structure of the mantle beneath Montana LASA from analysis of long-period mode-converted phases // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1984. Vol. 74, N 5. P. 1683–1702.

49. *Baumgardt D.R., Alexander S.S., Bolt C.T.* Long-period P-wave precursors to S and SKS from mode conversions at mantle discontinuities // EOS Trans. AGU. 1976. Vol. 57, P. 758.

50. *Faber S., Müller G.* Converted phases from the mantle transition zone at European stations // J. Geophys. 1984. Vol. 54, N 3. P. 183–194.

51. *Faber S., Müller G.* Sp phases from the transition zone between the upper and

lowe: mantle // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1980. Vol. 70, N 2. P. 487-508.

52. *Ward S.N.* Long-period reflected and converted upper mantle phases // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1978. Vol. 68, N 1. P. 133-153.

53. *Barley B.I., Hudson I.A., Douglas A.* S to P scattering at the 650 km discontinuity // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1982. Vol. 69, N 1. P. 159-172.

54. *Bock G., Ha J.* Short period S-P conversion in the mantle at a depth near 700 km // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1984. Vol. 77, N 2. P. 593-615.

55. *Sacks I.S.* Converted waves from the interface at a depth of 410 km // Carnegie Inst. Wash. Yb. 1968. Vol. 66. P. 32-35.

56. *Paulssen H.* Preliminary observations of upper mantle converted waves registered by the NARS array // NARS Progr. rep. 1984. Vol. 2. P. 23-12.

57. *Bessonova E.N., Fishman V.M., Shnirman M.G.* et al. The Tau method for inversion of travel times. II. Earthquake data // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1976. Vol. 46, N 1. P. 87-108.

58. *Masse R.P., Alexander S.S.* Compressional velocity distribution beneath Scandinavia and western Russia // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1974. Vol. 39, N 3. P. 587-602.

59. *Muirhead K.* Comments on "Reflection properties of phase transition and compositional change models of the 670-km discontinuity" by B.C. Lees, M.S.T. Bukowinski and R. Jeanloz // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90, N 2. P. 2057-2059.

60. *Wright C., Muirhead K.J.* Longitudinal waves from the Novaya Zemlya nuclear explosion of October 27, 1966, recorded at the Warramunga seismic array // J. Geophys. Res. 1969. Vol. 74, N 8. P. 2034-2048.

61. *Винник Л.П.* Рассеяние продольных волн в Земле // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1974. № 11. С. 37-56.

62. *Haddon R.A.W., Husebye E.S., King D.W.* Origins of precursors to P'P' // Phys. Earth and Planet. Inter. 1977. Vol. 14, N 1. P. 41-70.

63. *Adams R.D.* Reflections from discontinuities beneath Antarctica // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1971. Vol. 61, N 5. P. 1441-1451.

64. *Whitcomb J.H., Anderson D.L.* Reflection of P'P' seismic waves from discontinuities in the mantle // J. Geophys. Res. 1970. Vol. 75, N 29. P. 5713-5728.

65. *Husebye E.S., Haddon R.A.W., King D.W.* Origin of precursors to P'P' and

upper mantle discontinuities // J. Geophys. 1977. Vol. 43. 535-543.

66. *Cleary J.* Seismic waves scattering on underside reflection at the core-mantle boundary // Phys. Earth and Planet. Inter. 1981. Vol. 26, N 4. P. 266-267.

67. *Магницкий В.А.* Основы физики Земли. М.: Геодезиздат, 1953. 290 с.
68. *Jeanloz R., Thompson A.B.* Phase transitions and mantle discontinuities // Rev. Geophys. and Space Phys. 1983. Vol. 21, N 1. P. 51-74.

69. *Ito E., Yamada H.* Stability relations of silicate spinels, ilmenites and perovskites // High pressure research in geophysics. Tokyo: Center for Acad. Publ., 1982. P. 405-409.

70. *Anderson D.L.* The upper mantle transition region: eclogite? // Geophys. Res. Lett. 1979. Vol. 6, N 6. P. 433-436.

71. *Liu L.* The pyroxene-garnet transformation and its implication for the 200 km seismic discontinuity // Phys. Earth and Planet. Inter. 1980. Vol. 23, N 4. P. 286-291.

72. *Anderson D.L.* The 650 km mantle discontinuity // Geophys. Res. Lett. 1976. Vol. 3, № 5. P. 347-349.

73. *Lees A.C., Bukowinski M.S.T., Jeanloz R.* Reflection properties of phase transition and compositional change models of the 670 km discontinuity // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88, N 10. P. 8145-8159.

74. *Liu L.* On the 650 km seismic discontinuity // Earth and Planet. Sci Lett. 1979. Vol. 42. P. 202-208.

75. *Кусков О.Л., Галимзянов Р.Ф., Хитаров Н.И., Урусов В.С.* Фазовые соотношения в системе MgO-SiO₂ при P-T параметрах переходной зоны мантии // Геохимия. 1983. № 8. С. 1075-1091.

76. *Трускиновский Л.М., Кусков О.Л., Хитаров Н.И.* Об устойчивости инвариантных ассоциаций в мантии Земли // Докл АН СССР. 1985. Т. 285, № 1. С. 83-87.

77. *Richter F.M.* Finite amplitude convection through a phase boundary // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1973. Vol. 35, N 1/3. P. 265-276.

78. *Richter F.M., McKenzie D.P.* On some consequences and possible causes of layered mantle convection // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86, N B7. P. 6133-6142.

79. *Жарков В.Н.* О тепловом режиме Земли // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261. № 2. С. 321-325.

80. *Olson P.* Mantle convection with spherical effects // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86, N B6. P. 4881-4890.

81. Трубицын В.П., Васильев П.П., Карасев А.А. Модели конвективных течений в мантии Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1980. № 11. С. 3–9.
82. Davies G.F. Whole mantle convection and plate tectonics // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1977. Vol. 49, N 2. P. 459–486.
83. De Paolo D.J. Crustal growth and mantle evolution: inferences from models of element transport and Nd and Sr isotopes // Geochim. et cosmochim. acta. 1980. Vol. 44. p. 1185–1196.
84. O'Connell R.J. On the scale of mantle convection // Tectonophysics. 1977. Vol. 38, N 1/2. P. 119–136.
85. Peltier W.R. Mantle convection and viscosity // Physics of the Earth interior. N.Y.: Elsevier, 1980. P. 362–431.
86. Sleep N.H., Langan R.T. Thermal evolution of the Earth: some recent development // Adv. Geophys. 1982. Vol. 23. P. 1–24.
87. Spohn T., Schubert G. Modes of mantle convection and the removal of heat from the Earth's interior // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87, N 6. P. 4682–4696.
88. Артошков Е.В. Геодинамика. М.: Наука, 1979. 327 с.
89. Anderson D.L. The Earth as a planet: paradigms and paradoxes // Science. 1984. Vol. 223, N 4634. P. 437–455.
90. Anderson O.L. A decade of progress in Earth's internal properties and processes // Science. 1981. Vol. 213, N 4503. P. 76–82.
91. Ратникова Л.И., Левшин А.Л. Расчет спектральных характеристик тонкослойных сред // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1967. № 2. С. 41–53.
92. Haskell N.A. Crustal reflection of plane P and SV waves // J. Geophys. Res. 1962. Vol. 67, N 12. P. 4751–4767.
93. Винник Л.П. Структура микросейсм и некоторые вопросы методики группирования в сейсмологии. М.: Наука, 1968. 104 с.
94. Чернов Л.А. Волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1975. 171 с.
95. Лукашин Ю.П. Оценка влияния случайных временных сдвигов между сейсмическими сигналами на эффективность группирования // Прикл. геофизика. 1963. Вып. 37. С. 40–43.
96. Steinberg B.D. Large aperture teleseismic array theory // Rep. of first LASA: Systems evaluation conf. in Billings, Montana. Wash. (D. C.), 1965. P. 140–154.
97. Dahle A. Time and amplitude fluctuations of teleseismic P-signals at NORSAR in view of waves scattering theory, Kjeller. 1975. 76 p. (NORSAR Sci. Rep.; N 4).
98. Romanovicz B.A., Cara M. Reconsideration of the relations between S and P station anomalies in North America // Geophys. Res. Lett. 1980. Vol. 7, N 6. P. 417–420.
99. Копничев Ю.Ф. Короткопериодные сейсмические волновые поля. М.: Наука, 1985. 176 с.
100. Жарков В.Н., Трубицын В.П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.
101. Колесников Ю.А., Соловьев В.Н. Установка для цифрования сейсмограмм с автоматическим нанесением чисел на перфокарты и бумажную ленту // Новые приборы для регистрации сейсмических явлений. М.: Наука, 1964. С. 12–21 (Тр. ИФЗ АН СССР; № 35).
102. Dziewonski A., Bloch S., Landisman M. A technique for the analysis of transient seismic signals // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1969. Vol. 59, N 1. P. 427–444.
103. Biswas N.N., Knopoff L. The structure of the upper mantle under the United States from the dispersion of Rayleigh waves // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1974. Vol. 36, N 3. P. 515–539.
104. Gough D.T. Mantle upflow under North America and plate dynamics // Nature. 1984. Vol. 311, N 5985. P. 428–433.
105. Given G.W., Helmberger D.V. Upper mantle structure of Northwestern Eurasia // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85, N 12. P. 7183–7194.
106. Cara M., Nercessian A., Nolet G. New inferences from higher mode data in Western Europe and Northern Eurasia // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1980. Vol. 61, N 3. P. 459–478.
107. Brune J., Dorman J. Seismic waves and earth structure in the Canadian shield // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1963. Vol. 53, N 1. P. 167–209.
108. Cara M. Lateral variations of S velocity in the upper mantle from higher Rayleigh modes // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1979. Vol. 57, N 3. P. 649–670.
109. Noponen I. The Blue Road geotransverse: the relative residuals of the teleseismic P wave: application to the study

of deep structure in Fennoscandia // Geol. fören. Stockholm förhandl. 1977. Vol. 99, pt 1, N 568. P. 32–36.

110. *Masse R.P., Landisman M., Jenkins J.B.* An investigation of the upper mantle compressional velocity distribution beneath the Basin and Range province // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1972. Vol. 30, N 1. P. 19–36.

111. *Solomon S.C.* Seismic-wave attenuation and partial melting in the upper mantle of North America // J. Geophys. Res. 1972. Vol. 77, N 8. P. 1483–1502.

112. *Dziewonski A.M., Anderson D.L.* Preliminary reference Earth model // Phys. Earth and Planet. Inter. 1981. Vol. 25, N 4. P. 297–356.

113. *Müller G.* Approximate treatment of elastic body waves in media with spherical symmetry // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1971. Vol. 23, N 4. P. 435–449.

114. *Магницкий В.А., Калашикова И.В.* Проблема фазовых переходов в верхней мантии и ее связь с развитием структуры земной коры // Связь поверхностных структур земной коры с глубинными. Киев: Наук. думка, 1971. С. 183–192.

115. *Richter F.M.* Focal mechanisms and seismic energy release of deep and intermediate earthquakes in the Tonga-Kermadec region and their bearing on the depth extent of mantle flow // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84, N 12. P. 6783–6795.

116. *Creager K.C., Jordan T. H.* Slab penetration into the lower mantle // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89, N 5. P. 3031–3049.

117. *Stark P.B., Frohlich C.* The depths of the deepest deep earthquakes // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90, N 2. P. 1859–1869.

118. *McKenzie D.P.* Plate tectonics // The nature of the solid Earth. N.Y.: McGraw-Hill, 1972. P. 323–360.

119. *Винник Л.П., Косарев Г.Л., Макеева Л.И.* Сейсмическая анизотропия переходной зоны мантии // Докл. АН СССР. 1983. Т. 268, № 3. С. 575–579.

120. *Kosarev G.L., Makeyeva L.I., Vinnik L.P.* Anisotropy of the mantle inferred from observations of P to S converted waves // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1984. Vol. 76, N 1. P. 209–220.

121. *Винник Л.П., Косарев Г.Л., Макеева Л.И.* Анизотропия литосферы по наблюдениям волн SKS и SKKS // Докл. АН СССР. 1984. Т. 278, № 6. С. 1335–1339.

122. *Kind R., Kosarev G.L., Makeyeva L.I., Vinnik L.P.* Observations of laterally inhomogeneous anisotropy in the continental lithosphere // Nature. 1985. Vol. 318, N 6044. P. 358–361.

123. *Винник Л.П., Кунд Р., Косарев Г.Л., Макеева Л.И.* Латерально-неоднородная анизотропия литосферы // Докл. АН СССР. 1986. Т. 289, № 5. С. 1075–1079.

124. *Невский М.В.* Квазианизотропия скоростей сейсмических волн. М.: Наука, 1974. 179 с.

125. *Чесноков Е.М.* Сейсмическая анизотропия верхней мантии Земли. М.: Наука, 1977. 144 с.

126. Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1977. Vol. 49, N 1. 312 p.

127. Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1984. Vol. 76, N 1. 234 p.

128. *Ризниченко Ю.В.* О сейсмической квазианизотропии // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1949. Т. 13, № 6. С. 518–544.

129. *McEvilly T.V.* Central US crust-upper mantle structure from Love and Rayleigh wave phase velocity inversion // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1964. Vol. 54, N 6. P. 1997–2016.

130. *Kaminuma K.* The crust and upper mantle structure in Japan // Bull. Earthquake Res. Inst. 1966. Vol. 44, N 2. P. 511–518.

131. *Hess H.* Seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans // Nature. 1964. Vol. 203, N 4945. P. 629–631.

132. *Raitt R.W., Shor G.G., Francis T.J.G., Morris G.B.* Anisotropy of the Pacific upper mantle // J. Geophys. Res. 1969. Vol. 74, N 12. P. 3095–3109.

133. *Bamford D.* P_n velocity anisotropy in a continental upper mantle // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1977. Vol. 49, N 1. P. 29–48.

134. *Crampin S., Chesnokov E.M., Hipkin R.G.* Seismic anisotropy – the state of the art. II // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1984. Vol. 76, N 1. P. 1–16.

135. *Bamford D., Jentsch M., Prodehl C.* P_n anisotropy studies in Northern Britain, and in the Eastern and Western United States // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1979. Vol. 57, N 2. P. 397–429.

136. *Vetter U., Minster J.B.* P_n velocity anisotropy in southern California // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1981. Vol. 71, N 5. P. 1511–1530.

137. *Невский М.В.* Анизотропия ско-

рости в кристаллическом фундаменте // Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М.: Наука, 1977. С. 40–50.

138. *Fuchs K.* Recently formed elastic anisotropy and perturbological models for the continental subcrustal lithosphere in southern Germany // *Phys. Earth and Planet. Inter.* 1983. Vol. 31, N 2. P. 93–118.

139. *Leven J.H., Jackson I., Ringwood A.E.* Upper mantle seismic anisotropy and lithospheric decoupling // *Nature.* 1981. Vol. 289, N 5795. P. 234–239.

140. *Коган С.Д.* Об особенностях строения мантии Земли // *Изв. АН СССР. Физика Земли.* 1982. № 5. С. 3–17.

141. *Dziewonski A.M., Anderson D.L.* Travel times and station corrections of P waves at teleseismic distances // *J. Geophys. Res.* 1983. Vol. 88, N B4. P. 3296–3314.

142. *Федоров Ф.И.* Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 386 с.

143. *Дьелесан Э., Руайе Д.* Упругие волны в твердых телах: применение для обработки сигналов. М.: Наука, 1982. 424 с.

144. *Crampin S., Evans R., Ücer B.* et al. Observations of dilatancy-induced polarization anomalies and earthquake prediction // *Nature.* 1980. Vol. 286, N 5776. P. 874–877.

145. *Crampin S., Booth D.C., Krasnova M.A.* et al. Shear-wave polarizations in the Peter the First Range indicating crack-induced anisotropy in a thrustfault regime // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1986. Vol. 84, N 2. P. 401–412.

146. *Levshin A., Ratnikova L.* Apparent anisotropy in inhomogeneous media // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1984. Vol. 76, N 1. P. 65–69.

147. *Hirn A.* Anisotropy in the continental upper mantle: possible evidence from explosion seismology // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1977. Vol. 49, N 1. P. 49–58.

148. *Ando M., Ishikawa Y., Wada H.* S-wave anisotropy in the upper mantle under a volcanic area in Japan // *Nature.* 1980. Vol. 286, N 5768. P. 43–46.

149. *Ando M., Ishikawa Y., Yamazaki F.* Shear wave polarization anisotropy in the upper mantle beneath Honshu, Japan // *J. Geophys. Res.* 1983. Vol. 88, N B7. P. 5850–5864.

150. *Ando M.* ScS polarization anisotropy around the Pacific ocean // *J. Phys. Earth.* 1984. Vol. 32, N 3. P. 179–185.

151. *Fukao Y.* Evidence from core-reflected shear waves for anisotropy in the Earth's mantle // *Nature.* 1984. Vol. 309, N 5970. P. 695–700.

152. *Егоркина Г.В.* Изучение анизотропии земной коры по записям сейсмических обменных волн // *Изв. АН СССР. Физика Земли.* 1969. № 9. С. 40–50.

153. *Anderson D.L.* Elastic wave propagation in layered anisotropic media // *J. Geophys. Res.* 1961. Vol. 66, N 9. P. 2953–2963.

154. *Forsyth D.W.* The early structural evolution and anisotropy of the oceanic upper mantle // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1975. Vol. 43, N 1. P. 103–162.

155. *Tanimoto T., Anderson D.L.* Lateral heterogeneity and azimuthal anisotropy of the upper mantle: Love and Rayleigh waves 100–250 s // *J. Geophys. Res.* 1985. Vol. 90, N B2. P. 1842–1858.

156. *Crampin S.* Distinctive particle motion of surface waves as a diagnostic of anisotropic layering. // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1975. Vol. 40, N 2. P. 177–186.

157. *Crampin S., King D.W.* Evidence for anisotropy in the upper mantle beneath Eurasia from the polarization of higher mode seismic waves // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1977. Vol. 49, N 1. P. 59–85.

158. *Synge J.L.* Elastic waves in anisotropic media // *J. Math. Phys.* 1957. Vol. 35, N 4. P. 323–335.

159. *Crampin S.* The dispersion of surface waves in multilayered anisotropic media // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1970. Vol. 21, N 3/4. P. 387–402.

160. *Косарев Г.Л., Макеева Л.И., Саваренский Е.Ф., Чесноков Е.М.* Влияние анизотропии под сейсмостанцией на объемные волны // *Изв. АН СССР. Физика Земли.* 1979. № 2. С. 26–37.

161. *Christensen N.I.* The magnitude, symmetry and origin of upper mantle anisotropy based on fabric analysis of ultramafic tectonites // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1984. Vol. 76, N 1. P. 89–111.

162. *Ляв А.* Математическая теория упругости. М.; Л.: ОНТИ, 1935. 674 с.

163. *Harjes H.P., Seidl D.* Digital recording and analysis of broad-band seismic data at the Gräfenberg (FRG) array // *J. Geophys.* 1978. Vol. 44, N 5. P. 511–523.

164. *Richter G.* Über die Polarisation der SKS- und SKKS-Welle: Habilitationsschrift. Halle; Wittenberg. 1957. 94 p.

165. *Fujimura A.* Preferred orientation of silicate spinel inferred from experimentally deformed aggregates of tremolite // *J. Phys. Earth.* 1984. Vol. 32, N 3. P. 273–297.

166. *Романов В.Г.* Некоторые обратные задачи для уравнений гиперболического типа. Новосибирск: Наука, 1969. 195 с.

167. *Алексеев А.С., Лаврентьев М.М., Мухометов Р.Г., Романов В.Г.* Численный метод решения трехмерной обратной задачи сейсмологии // Математические проблемы геофизики. Новосибирск: ВЦ АН СО АН СССР, 1969. Вып. 1. С. 179–201.

168. *Dziewonski A.M.* Mapping the lower mantle: Determination of lateral heterogeneities in P velocity up to degree and order 6 // *J. Geophys. Res.* 1984. Vol. 89, N B7. P. 5929–5952.

169. *Firbas P.* Inversion of travel time data for laterally heterogeneous velocity structure – linearization approach // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1981. Vol. 67, N 1. P. 189–198.

170. *Hovland J., Gubbins D., Husebye E.S.* Upper mantle heterogeneities beneath Central Europe // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1981. Vol. 66, N 2. P. 261–284.

171. *Thomson C.J., Gubbins D.* Three-dimensional lithospheric modelling at NORSAR: linearity of the method and amplitude variations from the anomalies // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1982. Vol. 71, N 1. P. 1–36.

172. *Aki K., Christoffersson A., Husebye E.S.* Determination of the three-dimensional seismic structure of the lithosphere // *J. Geophys. Res.* 1977. Vol. 82, N 2. P. 277–296.

173. *Aki K.* Three-dimensional seismic velocity anomalies in the lithosphere. Method and summary of results // *J. Geophys. Res.* 1977. Vol. 82, N 1/2. P. 235–242.

174. *Aki K., Lee W.H.K.* Determination of the three-dimensional velocity structure under a seismic array using first P arrival times from local earthquakes. 1. A homogeneous initial model. // *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81, N 23. P. 4381–4399.

175. *Backus G., Gilbert F.* Numerical applications of a formalism for geophysical

inverse problems // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1967. Vol. 13, N 1/3. P. 247–276.

176. *Backus G., Gilbert F.* The resolving power of gross Earth data // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1968. Vol. 16, N 2. P. 169–205.

177. *Яновская Т.Б.* Метод решения обратной кинематической задачи для горизонтально-неоднородной среды // Методы и алгоритмы интерпретации сейсмологических данных. М.: Наука, 1980. С. 96–101. (Вычислит. сейсмол.; Вып. 13).

178. *Яновская Т.Б.* Распределение групповых скоростей поверхностных волн в Северной Атлантике // *Изв. АН СССР. Физика Земли.* 1982. № 2. С. 3–11.

179. *Бурмаков Ю.А., Винник Л.П., Треусов А.В.* Построение трехмерной модели среды по наблюдениям объемных рефрагированных волн // Докл. АН СССР. 1983. Т. 269, № 2. С. 320–323.

180. *Burmakov Yu.A., Treusov A.V., Vinnik L.P.* Determination of three-dimensional velocity structure from observations of refracted body waves // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1984. Vol. 79, N 1. P. 285–292.

181. *Бурмаков Ю.А., Винник Л.П., Егоркин А.В., Чернышев Н.М.* Исследование подкоровой литосферы Сибири методом сейсмической томографии // Докл. АН СССР. 1986. Т. 287, № 1. С. 78–81.

182. *Бурмаков Ю.А., Винник Л.П., Сайинбекова А.М., Треусов А.В.* Трехмерная скоростная структура верхней мантии Памира и Тянь-Шаня по данным сейсмической томографии // Динамика и эволюция литосферы. М.: Наука, 1986. С. 90–100.

183. *Ботев Е.А.* Строение литосферы Балканского региона по сейсмическим данным: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. 01.04.12. М., 1985. 125 с.

184. *Хемминг Р.В.* Численные методы. М.: Наука, 1968. 398 с.

185. *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 279 с.

186. *Dziewonski A.M., Hales H.L., Lapwood E.R.* Parametrically simple earth models consistent with geophysical data // *Phys. Earth and Planet. Inter.* 1975. Vol. 10, N 1. P. 12–48.

187. *Дачев Х.* Глубинное строение

срединных массивов // Структура земной коры Центральной и Восточной Европы. Киев: Наук. думка, 1980. С. 109–112.

188. Винник Л.П. Исследование мантии Земли сейсмическими методами. М.: Наука, 1976. 200 с.

189. Беляевский А.А. Земная кора СССР. М.: Недра, 1974. 280 с.

190. Юдахин Ф.Н. Геофизические поля, глубинная структура и сейсмичность Тянь-Шаня. Фрунзе: Илим, 1983. 248 с.

191. Рогожина В.А., Кожевников В.М. Область аномальной мантии под Байкальским рифтом. Новосибирск: Наука, 1979. 104 с.

192. Яранов Д. Тектоника на Блгария. С.: Техника, 1970. 282 с.

193. Бончев Е. Проблемы на Болгарските геотектоника. С.: Техника, 1971. 204 с.

194. Гочев П. Мястото на Странджа в альпийската структура на Балкански полуостров // СП. БГД. 1979. Т. 11, № 1. С. 27–46.

195. Boccaletti M., Manetti P., Pecerrillo A. The Balkanids as an instance of back-arc thrust belt: Possible relation with the Hellenids // Bull. Geol. Soc. Amer. 1974. Vol. 85. P. 1077–1084.

196. Карта современных вертикальных движений земной коры в Карпато-Балканском регионе. М 1:1 000 000 / И. Тотоманов, Б. Врыблянски и др. Будапешт, 1979.

197. Винник Л.П., Годзиковская А.А., Патарая Е.И. и др. Скоростные аномалии верхней мантии Кавказа // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1978. № 7. С. 22–31.

198. Čermac V., Hurtig E. Preliminary heat flow map of Europe, 1:5 000 000. Potsdam; Prague, 1977. 58 p.

199. Makris J. Some geophysical considerations on the geodynamic situation in Greece // Tectonophysics. 1978. Vol. 46, N 3/4. P. 251–268.

200. Белоусов В.В. Явление тектонической активизации в развитии земной коры // Активизированные зоны земной коры, новейшие тектонические движения и активность. М.: Наука, 1964. С. 7.

201. Белоусов В.В., Беляевский Н.А., Борисов А.А. и др. Строение литосферы по профилю глубинного сейсмического зондирования Тянь-Шань–Памир–Каракорум–Гималаи // Сов. геология. 1979. № 1. С. 11–28.

202. Molnar P., Tapponier P. Cenozoic tectonics of Asia: effects of a continental collision // Science. 1975. Vol. 189. N 4201. P. 419–426.

203. Лукк А.А. Строение верхней мантии Земли вдоль профиля Памир–р. Лена // Сов. геология. 1966. № 2. С. 106–117.

204. Алексеев А.С., Лаврентьев М.М., Нерсесов И.Л., Романов В.Г. Результаты изучения горизонтальных неоднородностей мантии по профилю Памир–Байкал // Математические проблемы геофизики. Новосибирск: Наука, 1971. Вып. 2. С. 143–165.

205. Винник Л.П., Лукк А.А. Горизонтальные неоднородности верхней мантии в районе платформенной активизации Центральной Азии // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1975. № 7. С. 15–29.

206. Винник Л.П., Лукк А.А. Мирзакурбонов М. Количественный анализ скоростных неоднородностей верхней мантии Памиро-Гиндукуша // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1978. № 5. С. 3–16.

207. Винник Л.П., Сайиббекова А.М., Юдахин Ф.Н. Глубинная структура и динамика литосферы Тянь-Шаня // Докл. АН СССР. 1983. Т. 268, № 1. С. 143–146.

208. Бурмаков Ю.А., Винник Л.П., Зунунов Ф.Х. и др. Скоростная структура верхней мантии Тянь-Шаня // Докл. АН УзССР. 1981. № 11. С. 47–50.

209. Эргешев Т.Э., Каримова Г.Г., Рубайло В.И. Профильные сейсмические наблюдения // Литосфера Памира и Тянь-Шаня. Ташкент: Фан, 1982. С. 113–144.

210. Roecker S.W. Velocity structure of the Pamir–Hindu Kush region: possible evidence of subducted crust // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87, N B2. P. 945–959.

211. Khalturin V.I., Rautian T.G., Molnar P. The spectral content of Pamir–Hindu Kush intermediate depth earthquakes: evidence for a high-Q zone in the upper mantle // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82, N 20. P. 2931–2943.

212. Кнауф В.И., Миколайчик А.В., Христов Е.В. Структурная позиция мезокайнозойского вулканизма в Центральном Тянь-Шане // Сейсмотектоника и сейсмичность Тянь-Шаня. Фрунзе: Илим, 1980. С. 3–18.

213. Vinnik L.P., Saipbekova A.M. Structure of the lithosphere and asthenosphere of the Tien Shan // Ann. Geophys. 1984. Vol. 2, N 6. P. 621–626.

214. Крылов С.В., Мандельбаум М.М., Мишенькин Б.П. и др. Недра Байкала (по сейсмическим данным). Новосибирск: Наука, 1981. 105 с.

215. Винник Л.П., Егоркин А.В. Волновые поля и модели литосферы-астеносферы по данным сейсмических наблюдений в Сибири // Докл. АН СССР. 1980. Т. 250, № 2. С. 319-323.

216. Егоркин А.В., Зюганов С.К., Чернышев Н.М. Верхняя мантия Сибири // Геофизика. М.: Наука, 1984. Т. 8. С. 27-42.

217. Сурков В.С., Жеро О.Г. Фундамент и развитие платформенного чехла Западно-Сибирской плиты. М.: Недра, 1981. 143 с.

218. Старосельцев В.С., Лебедев В.М., Хоменко А.В. Строение и история формирования Тунгусской синеклизы // Тектоника Сибири. М.: Наука, 1970. Т. 3. С. 196-201.

219. Jordan T.H. The continental tectonosphere // Rev. Geophys. and Space Phys. 1975. Vol. 13, N 3. P. 1-12.

220. Cleary J.R., Haddon R.A.W. Seismic wave scattering near the core-mantle boundary: a new interpretation of precursors to PKIKP // Nature. 1972. Vol. 240, N 5383. P. 549-551.

221. Vinnik L.P. Evaluation of the effective cross-section of scattering in the lithosphere // Phys. Earth and Planet. Inter. 1981. Vol. 26, N 4. P. 268-283.

222. Aki K. Attenuation of shear-waves in the lithosphere for frequencies from 0.05 to 25 Hz // Phys. Earth and Planet. Inter. 1980. Vol. 21, N 1. P. 50-60.

223. Aki K. Scattering and attenuation of shear waves in the lithosphere // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85, N B11. P. 6496-6504.

224. Копничев Ю.Ф. Сейсмические кода-волны. М.: Наука, 1978. 82 с.

225. Рауган Т.Г., Халтурин В.И. Спектральные свойства коды местных землетрясений как инструмент исследования очагового излучения // Докл. АН СССР. 1976. Т. 266, № 3. С. 566-569.

226. Berckheimer H. A possible scattering mechanism for lunar seismic waves // Ztschr. Geophys. 1970. Bd. 36, N 5. S. 523-529.

227. Malin P., Nakamura Y. Progress in modeling the distribution of elastic inhomogeneities in the lunar crust // Phys. Earth and Planet. Inter. 1981. Vol. 26, N 4. P. 261-263.

228. Aki K. Scattering of P waves under

the Montana LASA // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78, N 8. P. 1334-1346.

229. Berteussen K., Christofferson A., Husebye E., Dahle A. Wave scattering theory in analysis of P wave anomalies at NORSAR and LASA // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1975. Vol. 42, N 2. P. 403-417.

230. Петерсен Н.В. Кинематика волн в кусочно-неоднородных средах // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1983. № 3. С. 34-43.

231. Петерсен Н.В., Голынский С.М. Траектории лучей в стохастических средах с линейной зависимостью детерминированной компоненты скорости от глубины // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1983. № 10. С. 46-54.

232. Петерсен Н.В. Зависимость скорости от глубины, определяемая по годографам рефрагированных волн в случайно-неоднородных средах // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1983. № 10. С. 96-100.

233. Mereu R., Ojo S. The scattering of seismic waves through a crust and upper mantle with random lateral and vertical inhomogeneities // Phys. Earth and Planet. Inter. 1981. Vol. 26, N 4. P. 233-240.

234. Ojo S., Mereu R. The effect of random velocity functions on the travel times and amplitudes of seismic waves // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1986. Vol. 84, N 3. P. 607-618.

235. Николаев А.В. Сейсмика неоднородных и мутных сред. М.: Наука, 1973. 174 с.

236. Невский М.В., Ризниченко О.Ю. Рассеяние сейсмических волн в земной коре по данным наблюдений на площадных группах // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1980. № 6. С. 32-46.

237. Чернов Л.А. Волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1975. 167 с.

238. Голынский С.М., Гусев В.Д. Наиболее вероятная траектория лучей в плоскостной среде рассеивающей среде. 1. Линейный слой // Геомагнетизм и аэронавигация. 1982. Т. 22, № 6. С. 960-965.

239. Комиссаров В.М. Статистика лучей в плоскостной среде со случайной неоднородностью // Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т. 9, № 1. С. 292-302.

240. Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим дан-

- ным / Под ред. А.М. Епинатьевой, А.В. Николаева. М.: Наука, 1977. 122 с.
241. Кушнир Г.С., Пручкина Ф.М. Численное определение лучей и годографов волн в трехмерных неоднородных средах // Машинный анализ цифровых сейсмических данных. М.: Наука, 1974. С. 106–117. (Вычислит. сейсмол.; Вып. 7).
242. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
243. Макаров В.И., Шукин Ю.К. Оценка активности скрытых разломов // Геотектоника. 1979. № 1. С. 96–107.
244. Костров Б.В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975. 176 с.
245. Шебакин Н.В. Очаги сильных землетрясений на территории СССР. М.: Наука, 1974. 53 с.
246. Копничев Ю.Ф., Нерсесов И.Л., Шпилькер Г.Л. Моделирование вертикальной компоненты акселерограммы Газлийского землетрясения 17 мая 1976 г. // Докл. АН СССР. 1979. Т. 246, № 1. С. 40–43.
247. Грайзер В.М. Движение вблизи очага Газлийского землетрясения 17 мая 1976 г. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1983. № 3. С. 14–21.
248. Hartzell S. Faulting process of the May 17, 1976, Gazli, USSR, earthquake // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1980. Vol. 70, N 5. P. 1715–1736.
249. Голицын Б.Б. Избранные труды. Т. 2. М.: Изд-во АН СССР, 1960. 490 с.
250. Богданов В.И., Грайзер В.М. Определение остаточного смещения "почвы" по сейсмограмме // Докл. АН СССР. 1976. Т. 229, № 1. С. 59–62.
251. Корчагина О.А., Косарев Г.Л., Москвина А.Г. Возможности и ограничения спектрального способа восстановления движения грунта по сейсмограмме // Физика сейсмических волн и внутреннее строение Земли. М.: Наука, 1983. С. 3–15.
252. Oliver H.W., Robbins S.L., Granel R.B. et al. Surface and subsurface movements determined by remeasuring gravity // Bulletin of San Fernando earthquake of February 1971. Cal. division of mines and geology, 1972.
253. Mikumo T., Ando M. A search into the faulting mechanism of the 1891 Great Nobi earthquake // J. Phys. Earth. 1976. Vol. 24, N 1. P. 63–87.
254. Kasahara K. The nature of seismic origin as inferred from seismological and geodetic observations. 1 // Bull. Earthquake Res. Inst. 1957. Vol. 35, N 3. P. 473–532.
255. Chinnery M.A. The deformation of the ground around surface faults // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1961. Vol. 51, N 3. P. 355–372.
256. Walsh J.B. Dip angle of faults as calculated from surface deformations // J. Geophys. Res. 1969. Vol. 74, N 8. P. 2070–2080.
257. Ando M. Seismo-tectonics of the 1923 Kanto earthquake // J. Phys. Earth. 1974. Vol. 22, N 2. P. 263–277.
258. Matsu'ura M., Iwasaki T., Suzuki Y., Sato R. Static and dynamical study on faulting mechanism of the 1923 Kanto earthquake // J. Phys. Earth. 1980. Vol. 28, N 2. P. 119–143.
259. Matsu'ura M. Inversion of geodetic data. 2. Optimal model of conjugate fault system for the 1927 Tango earthquake // J. Phys. Earth. 1977. Vol. 25, N 3. P. 233–255.
260. Rybicky K. Static deformation of a laterally inhomogeneous half-space by a two-dimensional strike-slip fault // J. Phys. Earth. 1978. Vol. 26, N 4. P. 351–366.
261. Abe K. Dislocations, source dimensions and stresses associated with earthquakes in the Izu Peninsula, Japan // J. Phys. Earth. 1978. Vol. 26, N 3. P. 253–274.
262. Abe K. Seismic displacement and ground motion near a fault: the Saitama earthquake of September 21, 1931 // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79, N 29. P. 4393–4399.
263. Kasahara K. Physical conditions of earthquake faults. 2. A model of strike-slip faults with various dip angles // Bull. Earthquake Res. Inst. 1959. Vol. 37 N 1. P. 39–51.
264. Fitch T.J., Scholz C.H. Mechanism of underthrusting in southwest Japan. A model of convergent plate interaction // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76, N 29. P. 7260–7292.
265. Kasahara K. A strike-slip fault buried in a layered medium // Bull. Earthquake Res. Inst. 1964. Vol. 42, N 4. P. 609–619.
266. Savage J.S., Hastie L.M. Surface deformation associated with dip-slip faulting // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71, N 2. P. 4897–4904.
267. Kawasaki I. The focal process of the Kita-Mino earthquake of August 19, 1961, and its relations to a quaternary

- fault, the Hatogayu-Koike fault // *J. Phys. Earth.* 1975. Vol. 23, N 3. P. 227–250.
268. *Press F.* Displacements, strains and tilts at teleseismic distances // *J. Geophys. Res.* 1965. Vol. 70, N 10. P. 2395–2412.
269. *Hastie L.M., Savage J.C.* A dislocation model for the 1964 Alaska earthquake // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1970. Vol. 60, N 4. P. 1389–1392.
270. *Miyashita K., Matsu'ura M.* Inversion analysis of static displacement data associated with the Alaska earthquake of 1964 // *J. Phys. Earth.* 1978. Vol. 26, N 4. P. 333–349.
271. *Abe K.* Re-examination of the fault model for the Niigata earthquake of 1964 // *J. Phys. Earth.* 1975. Vol. 23, N 4. P. 349–366.
272. *Shiono K., Mikumo T.* Tectonic implications of subcrustal normal faulting earthquakes in the western Shikoku region, Japan // *J. Phys. Earth.* 1975. Vol. 23, N 3. P. 257–278.
273. *Mikumo T.* Faulting mechanism of the Gifu earthquake of September 9, 1969, and some related problems // *J. Phys. Earth.* 1973. Vol. 21, N 3. P. 191–212.
274. *Jovanovich D.B.* An inversion method for estimating the source parameters of seismic and aseismic events from static strain data // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1975. Vol. 43, N 2. P. 347–365.
275. *Mikumo T.* Faulting process of the San Fernando earthquake of February 9, 1971, inferred from static and dynamic nearfield displacements // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1973. Vol. 63, N 1. P. 249–269.
276. *Jungels P.H., Frazier G.A.* Finite element analysis of the residual displacements for an earthquake rupture: source parameters for the San Fernando earthquake // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78, N 23. P. 5062–5083.
277. *Canitez N., Toksöz M.N.* Static and dynamic study of earthquake source mechanism: San Fernando earthquake // *J. Geophys. Res.* 1972. Vol. 77, N 14. P. 2583–2594.
278. *Alewine R.W., Jordan T.H.* Generalised inversion of earthquake static displacement fields (abstract) // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1973. Vol. 35, N 1/3. P. 357–361.
279. *McCowan D.W., Glover P., Alexander S.S.* A static and dynamic finite element analysis of the 1971 San Fernando, California, earthquake // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1977. Vol. 48, N 2. P. 163–185.
280. *Tada T.* Fault model of the 1974 Izu-Oki earthquake deduced from the vertical crustal movement // *J. Seismol. Soc. Jap.* 1976. Vol. 29, N 2. P. 117–126.
281. *Косарев Г.Л., Пузаев Э.З., Судо К.* Определение параметров очагов землетрясений по наблюдениям остаточных смещений земной поверхности. Оптимальная модель очагов газлийских землетрясений 1976 г. // Докл. АН СССР. 1986. Т. 288, № 4. С. 842–846.
282. *Косарев Г.Л., Пузаев Э.З.* Расчет остаточных смещений земной поверхности эпицентральной области газлийских землетрясений 1976 г. // Узб. геол. журн. 1982. № 2. С. 44–48.
283. *Пузаев Э.З., Косарев Г.Л.* Горизонтальные остаточные смещения земной поверхности в эпицентральной области газлийских землетрясений 1976 г. // Узб. геол. журн. 1982. № 3. С. 41–43.
284. *Zhang Z.* Some problems in inversion of seismic source parameters from geotectonic data // *Acta seismol. sinica.* 1984. Vol. 6, N 2. P. 167–181.
285. *Crosson R.S., Martini M., Scarpa R., Key S.C.* The Southern Italy earthquake of 23 November 1980: an unusual pattern of faulting // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1986. Vol. 76, N 2. P. 381–394.
286. *Sezawa K.* The tilting of the surface of a semi-infinite solid due to internal nuclei of strain // *Bull. Earthquake Res. Inst.* 1929. Vol. 7, pt 1. P. 1–14.
287. *Введенская А.В.* Определение полей смещений при землетрясениях с помощью теории дислокаций // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1956. № 3. С. 277–284.
288. *Steketee J.A.* On Volterra's dislocations in a semi-infinite medium // *Canad. J. Phys.* 1958. Vol. 36, N 2. P. 192–205.
289. *Maruyama T.* Static elastic dislocations in an infinite and semi-infinite medium // *Bull. Earthquake Res. Inst.* 1964. Vol. 42, N 2. P. 289–368.
290. *Ben-Menahem A., Singh S.J.* Eigen-vector expansions of Green's dyads with applications to geophysical theory // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1968. Vol. 16, N 4. P. 417–452.
291. *Singh S.J.* Static deformation of multi-layered half-space by internal sources // *J. Geophys. Res.* 1970. Vol. 75, N 17. P. 3257–3263.
292. *Sato R.* Crustal deformation due to dislocation in a multi-layered medium //

J. Phys. Earth. 1971. Vol. 19, N 1. P. 31-46.

293. *Sato R., Matsu'ura M.* Static deformations due to the fault spreading over several layers in a multi-layered medium. 1. Displacement // J. Phys. Earth. 1973. Vol. 21, N 3. P. 227-249.

294. *Steketee J.A.* Some geophysical applications of the elasticity theory of dislocations // Canad. J. Phys. 1958. Vol. 36, N 9. P. 1168-1198.

295. *Mansinha L., Smylie D.E.* The displacement fields of inclined faults // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1971. Vol. 61, N 5. P. 1433-1440.

296. *Pfluke J.H., Stewart R.M.* Aleutian strain events: observations and interpretation // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1973. Vol. 35, N 3. P. 229-241.

297. *Marquardt D.W.* An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters // J. Soc. Industr. Appl. Math. 1963. Vol. 11, N 2. P. 431-441.

298. *Franklin J.N.* Well-posed stochastic extensions of ill-posed linear problems // J. Math. Anal. and Appl. 1970. Vol. 31, N 3. P. 682-716.

299. *Gilbert F.* Inverse problems for the Earth's normal modes // The nature of the solid Earth. N.Y.: McGraw-Hill, 1970. P. 125-146.

300. *Jackson D.D.* Interpretation of inaccurate, insufficient and inconsistent data // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1972. Vol. 28, N 2. P. 97-109.

301. *Matsu'ura M.* Inversion of geodetic data. 1. Mathematical formulation // J. Phys. Earth. 1977. Vol. 25, N 1. P. 69-90.

302. *Волынец Л.Н., Воевода О.Д.* Влияние параметров разрыва сплошности на перемещения границы упругой полуплоскости // Acta geophys. pol. 1984. Vol. 32, N 3. P. 259-269.

303. *Rybicki K.* The elastic residual field of a very long strike-slip fault in the presence of a discontinuity // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1971. Vol. 61, N 1. P. 79-92.

304. *Sato R.* Static deformations in an obliquely layered medium. 1. Strike-slip fault // J. Phys. Earth. 1974. Vol. 22, N 4. P. 455-462.

305. *Sato R., Yamashita T.* Static deformations in an obliquely layered medium. 2. Dip-slip fault // J. Phys. Earth. 1975. Vol. 23, N 2. P. 113-125.

306. *Mahrer K.D., Nur A.* Static strike-slip faulting in a horizontally varying crust // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1979. Vol. 69, N 4. P. 975-1009.

307. *Mindlin R.D.* Force at a point in the interior of a semiinfinite solid // Physics. 1936. Vol. 7, N 5. P. 195-202.

308. *Воевода О.Д.* Некоторые вопросы теории деформирования горных пород с разрывами сплошности: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. 01.04.12. М., 1982. 121 с.

309. *Добровольский И.П.* Механика подготовки тектонического землетрясения. М.: ИФЗ АН СССР, 1984. 189 с.

310. *Shamina O.G., Rizaev E.Z., Kosarev G.L., Pavlov A.A.* A study of displacement and deformation fields in the vicinity of rupture by laboratory and numerical modelling // Acta geophys. pol. 1984. Vol. 32, N 3. P. 219-230.

311. *Тихонов А.Н.* О некорректно поставленных задачах // Вычислительные методы и программирование: Сборник работ ВИ МГУ. М.: Изд-во МГУ, 1967. Вып. 8. С. 3-33.

312. *Тихонов А.Н., Гласко В.Б.* Применение метода регуляризации в нелинейных задачах // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1965. Т. 5, № 3. С. 463-473.

313. *Гласко В.Б., Старостенко В.И.* Регуляризирующий алгоритм решения системы нелинейных уравнений в обратных задачах геофизики // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1976. № 3. С. 44-53.

314. *Яновская Т.Б., Порохова Л.Н.* Обратные задачи геофизики. Л.: Изд-во ЛГУ, 1983. 212 с.

315. *Старостенко В.И.* Устойчивые численные методы в задачах гравиметрии. Киев: Наук. думка, 1978. 227 с.

316. Газлийские землетрясения 1976 г.: Геолого-геофизическая природа очагов. М.: Наука, 1984. 199 с.

317. Газлийские землетрясения 1976 г.: Инструментальные наблюдения в ближней зоне. М.: Наука, 1983. 197 с.

318. Газлийские землетрясения 1976 и 1984 гг. Ташкент: Фан, 1986. 368 с.

319. *Kristy M.J., Burdick L.J., Simpson D.W.* The focal mechanisms of the Gazli, USSR, earthquakes // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1980. Vol. 70, N 5. P. 1737-1750.

320. *Eyidogʻan H., Năbėlek J., Toksöz M.N.* The Gazli, USSR, 19 March, 1984, earthquake: the mechanism and tectonic implications // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1985. Vol. 75, N 3. P. 661-675.

321. *Пискулин В.А.* Геодезические данные о деформации земной поверх-

ности в районе Газли // Геодезия и картография. 1976. № 3. С. 24–28.

322. Пискулин В.А., Райзман А.П. О деформациях земной поверхности в районе Газли // Геодезия и картография. 1985. № 9. С. 53–57.

323. Таль-Вирский Б.Б. Геофизические поля и тектоника Средней Азии. М.: Недра, 1982. 271 с.

324. Аптекман Ж.Я., Грайзер В.М., Плетнев К.Г. и др. Некоторые данные

о процессах в эпицентральной зоне газлийских землетрясений 1976 г. // Эпицентральная зона землетрясений. М.: Наука, 1978. С. 149–166. (Вопр. инж. сейсмол.; Вып. 19).

325. Безродный Е.М. Интерпретация механизма очагов газлийских землетрясений 1976 г. по механизмам очагов их афтершоков // Узб. геол. журн. 1981. № 5. С. 30–34.

326. Введенская А.В. Сейсмомодинамика. М.: Наука, 1984. 144 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава первая	
Определение структуры земной коры по форме колебаний в P -волне (Л.П. Винник, Г.Л. Косарев, Л.И. Макеева)	5
1. Метод интерпретации форм колебаний в P -волне	5
2. Определение структуры коры под группой НОРСАР	8
3. Определение структуры коры под сейсмическими станциями Фенноскандии	14
4. Обсуждение результатов	17
Глава вторая	
Структура переходной зоны мантии по наблюдениям обменных волн P_s (Л.П. Винник, Н.Г. Михайлова)	19
1. Проблемы строения переходной зоны мантии	20
2. Метод выделения обменных проходящих волн P_s	26
3. Результаты выделения мантийных обменных волн P_s	38
4. Определение структуры переходной зоны	51
5. Геофизическая значимость полученных результатов	58
Глава третья	
Азимутальная анизотропия литосферы по наблюдениям длиннопериодных обменных волн (Л.П. Винник, Г.Л. Косарев, Л.И. Макеева)	62
1. Упругая анизотропия в сейсмологии	62
2. Волновое поле в анизотропной среде по данным численного моделирования	66
3. Метод и результаты измерения азимутальной анизотропии литосферы	90
4. Азимутальная анизотропия по наблюдениям волн P_s , сформированных в мантии	100
Глава четвертая	
Региональные исследования литосферы методом сейсмической томографии (Ю.А. Бурмаков, Л.П. Винник, А.В. Треусов)	107
1. Постановка задачи	107
2. Алгоритм решения обратной задачи	109
3. Обращение невязок для далеких землетрясений	112
4. Томография в сейсмологии контролируемых источников	126

Глава пятая

Обратная кинематическая задача в случайно-неоднородной градиентной среде
(Н.В. Петерсен) 137

1. Траектории лучей 138
2. Годографы волн и их интерпретация 148
3. Флуктуации времен прихода волн 152
4. Обсуждение результатов 155

Глава шестая

Структура разрывов в очагах землетрясений по данным об остаточных смещениях земной поверхности (Г.Л. Косарев, Э.З. Ризаев) 157

1. Остаточные смещения в задаче определения параметров очага землетрясения 158
2. Решение прямой задачи расчета остаточных смещений 162
3. Решение обратной задачи определения параметров очагов землетрясений по наблюдениям остаточных смещений 176
4. Структура разрывов в очагах газлийских землетрясений 1976 и 1984 гг. по геодезическим данным 192

Литература 207

Научное издание

Бурмаков Юрий Алексеевич
Винник Лев Павлович
Косарев Григорий Леонидович и др.

**СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ЛИТОСФЕРЫ
ПО СЕЙСМИЧЕСКИМ ДАННЫМ**

*Утверждено к печати
ордена Ленина Институтом физики Земли
им. О.Ю. Шмидта*

Редактор Ю.Г. Тихомирова
Редактор издательства И.Я. Засурский
Художник С.А. Резников
Художественный редактор М.Л. Храмцов
Технический редактор В.В. Лебедева
Корректор В.П. Крылова

**Набор выполнен в издательстве
на наборно-печатающих автоматах**

ИБ № 37440
Подписано к печати 18.04.88, Т — 08869
Формат 60 X 90 1/16. Бумага офсетная № 1
Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная
Усп.печл. 14,0. Усл.кр.-отт. 14,4. Уч.-издл. 16,1
Тираж 800 экз. Тип. зак. 240
Цена 3р. 30 к.

**Ордена Трудового Красного Знамени
издательство "Наука"**
117864 ГСП-7, Москва В-485, Профсоюзная ул., д. 90

**Ордена Трудового Красного Знамени 1-я типография
издательства "Наука"**
199034, Ленинград В-34, 9-я линия, 12

ИЗДАТЕЛЬСТВО "НАУКА"

ГОТОВЯТСЯ К ПЕЧАТИ КНИГИ

Прогнозирование мест землетрясений в регионах умеренной сейсмичности // А.Д. Гвициани, А.И. Горшков, Е.Я. Ранцман и др. 13 л. 2 р. 60 к.

В книге представлены результаты определения мест возможного возникновения сильных землетрясений. Изложена методика морфо-структурного районирования. Определены геолого-геоморфологические и геофизические критерии мест возможных землетрясений. Выполнена пространственная корреляция крупных эндогенных месторождений.

Книга предназначена для сейсмологов, геоморфологов, а также математиков, занимающихся проблемами распознавания.

Жданов М.С., Матусевич В.Ю., Френкель М. А. Сейсмическая и электромагнитная миграция. 20 л. 3 р. 90 к.

В монографии рассмотрены современные методы получения изображения внутреннего строения Земли с помощью миграционных преобразований волновых (сейсмических) и электромагнитных полей, зарегистрированных на земной поверхности. Описаны фундаментальные свойства и уравнения сейсмического и электромагнитного полей. Разработаны методы продолжения полей внутрь Земли, лежащие в основе процедур миграции.

Книга предназначена для геофизиков, физиков, математиков.

Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. 32 л. 6 р. 60 к.

В монографии систематически изложены основы физики ионосферы как многокомпонентной плазменной среды. Обобщены результаты наблюдений и теоретических исследований, выполненных за последние 15 лет. Особое внимание уделено новым методам исследований ионосферы — некогерентному рассеянию радиоволн и численному моделированию ионосферы — и полученным с помощью этих методов результатам.

Книга предназначена для специалистов по физике ионосферы и распространения радиоволн, а также аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

**ЗАКАЗЫ ПРОСИМ НАПРАВЛЯТЬ
ПО ОДНОМУ ИЗ ПЕРЕЧИСЛЕННЫХ АДРЕСОВ
МАГАЗИНОВ "КНИГА-ПОЧТОЙ" "АКАДЕМКНИГА":**

Магазины "Книга-почтой":

252030 Киев, ул. Пирогова, 4; 197345 Ленинград, Петрозаводская, 7;
117192 Москва, Мичуринский пр-т, 12

Магазины "Академкнига" с указанием отделов "Книга-почтой":

480091 *Алма-Ата*, ул. Фурманова, 91/97 /"Книга-почтой"/; 370005 *Баку*, ул. Коммунистическая, 51 /"Книга-почтой"/; 232600 *Вильнюс*, ул. Университето, 4; 690088 *Владивосток*, Океанский пр-т, 140 /"Книга-почтой"/; 320093 *Днепропетровск*, пр-т Гагарина, 24 /"Книга-почтой"/; 734001 *Душанбе*, пр-т Ленина, 95 /"Книга-почтой"/; 375002 *Ереван*, ул. Туманяна, 31; 664033 *Иркутск*, ул. Лермонтова, 289 /"Книга-почтой"/; 420043 *Казань*, ул. Достоевского, 53 /"Книга-почтой"/; 252030 Киев, ул. Ленина, 42; 252142 Киев, пр-т Вернадского, 79; 252030 Киев, ул. Пирогова, 2; 277012 *Кишинев*, пр-т Ленина, 148 /"Книга-почтой"/; 343900 *Краматорск*, Донецкой обл., ул. Марата, 1 /"Книга-почтой"/; 660049 *Красноярск*, пр-т Мира, 84; 443002 *Куйбышев*, пр-т Ленина, 2 /"Книга-почтой"/; 191104 *Ленинград*, Литейный пр-т, 57; 199164 *Ленинград*, Таможенный пер., 2; 196034 *Ленинград*, В/0,9 линия, 16; 220012 *Минск*, Ленинский пр-т, 72 /"Книга-почтой"/; 103009 *Москва*, ул. Горького, 19-а; 117312 *Москва*, ул. Вавилова, 55/7; 630076 *Новосибирск*, Красный пр-т, 51; 630090 *Новосибирск*, Морской пр-т, 22 /"Книга-почтой"/; 142284 *Протвино*, Московской обл., ул. Победы, 8; 142292 *Пушино*, Московской обл., МР, "В", I; 620161 *Свердловск*, ул. Мамина-Сибиряка, 137 /"Книга-почтой"/; 700000 *Ташкент*, ул. Ю. Фучика, I; 700029 *Ташкент*, ул. Ленина, 73; 700070 *Ташкент*, ул. Ш. Руставели, 43; 700185 *Ташкент*, ул. Дружбы народов, 6 /"Книга-почтой"/; 634050 *Томск*, наб. реки Ушайки, 18; 634050 *Томск*, Академический пр-т, 5; 450059 *Уфа*, ул. Р. Зорге, 10 /"Книга-почтой"/; 450025 *Уфа*, ул. Коммунистическая, 49; 720000 *Фрунзе*, бульвар Дзержинского, 42 /"Книга-почтой"/; 310078 *Харьков*, ул. Чернышевского, 87 /"Книга-почтой"/

ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
30	11 св.	$APs/$	APs
40	10 сн.	H	\hat{H}
83	4 сн.	$\psi_2/2$	$-\psi_0/2$
97	1 сн.	0,67	0,067
103	8 св.	PsV	Ps
104	14 сн.	PsV	Ps
131	Подпись к рис.	4 – пункты взрыва ($I-IV$)	$I-IV$ – пункты взрыва
132, 133	"	Рис. 9 (продолжение)	Рис. 4.9 (продолжение)

3 р. 30 к.

5001