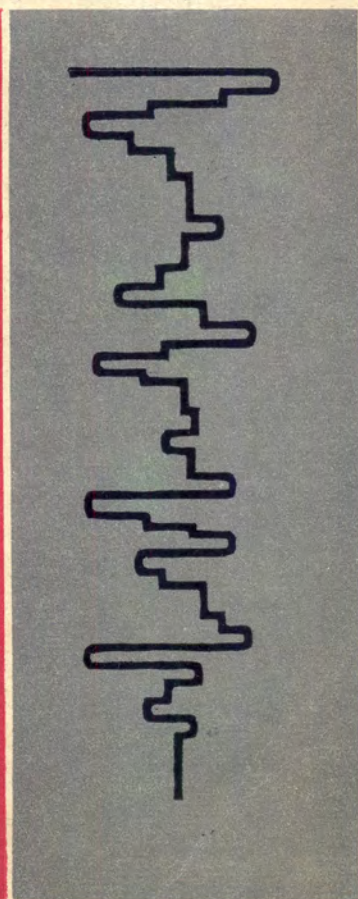
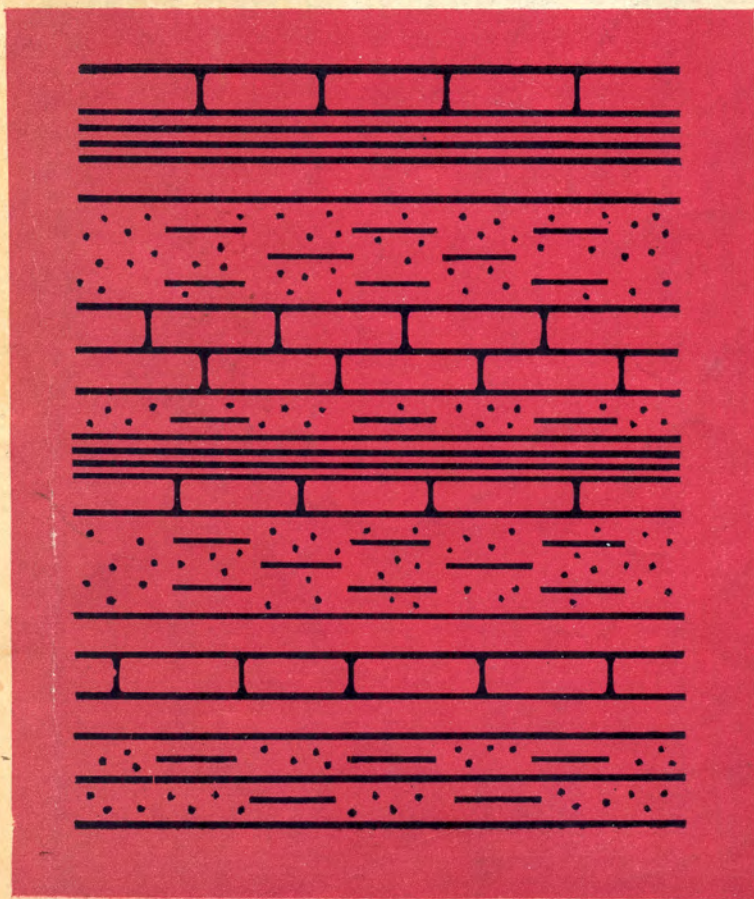


И. С. Берзон

СЕЙСМОРАЗВЕДКА
ТОНКОСЛОИСТЫХ
СРЕД



АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ОРДЕНА ЛЕНИНА ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ ИМ. О. Ю. ШМИДТА

И. С. БЕРЗОН

СЕЙСМОРАЗВЕДКА
ТОНКОСЛОИСТЫХ
СРЕД



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1976

Сейморазведка тонкослоистых сред. Берзон И. С. М., «Наука», 1976, 224 с.

В книге обобщены результаты теоретических и экспериментальных исследований тонкослоистых сред, выполненных автором в Институте физики Земли АН СССР.

Последовательно проводится анализ волновых полей в средах, содержащих один однородный тонкий слой, неоднородный тонкий слой, серию неоднородных тонких слоев. Исследуется роль поглощения и дисперсии фазовых скоростей в таких средах.

Рассмотрен основной комплекс методов сейморазведки в тонкослоистых средах, включающий детальное изучение скоростного разреза методом акустического каротажа, теоретические расчеты на ЭВМ, исследование сейсмических волновых полей во внутренних точках среды методом вертикального сейсмического профилирования и изучение сейсмических волновых полей на наземных профилях.

Книга представляет интерес для научных работников и инженеров, занимающихся вопросами сейсмологии и сейморазведки.

Табл. 15, ил. 120, библиогр. 150 назв.

Составитель М. В. САКС

Ответственный редактор
член-корреспондент АН СССР
В. В. ФЕДЫНСКИЙ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Монография посвящена основным проблемам сейсмического метода отраженных волн в тонкослоистых средах. Она выходит в свет после преждевременной и неожиданной смерти ее автора — видного советского геофизика И. С. Берзон.

Основой этой монографии, идея которой была сформулирована автором, являются многочисленные журнальные статьи, доклады, книги, опубликованные И. С. Берзон, в том числе в соавторстве с ее сотрудниками и учениками. Используются также некоторые ранее не публиковавшиеся работы.

Публикация монографии послужит дальнейшему развитию теории и методов обработки данных сейсморазведки нефтеносных и газоносных структур в осадочной толще, представляющих собой в сейсмическом отношении тонкослоистые среды. Монография содержит систематизированное изложение вопросов теории, методики наблюдений и интерпретации волн различных классов, распространяющихся в тонкослоистых средах. В ней дается представление о моделях реальных геологических сред и связанных с ними сейсмических волновых полях. Анализ, проведенный с использованием современной вычислительной техники, является основой для выбора методик наблюдений и интерпретации в ряде сейсмических методов, в том числе и наиболее распространенном в последние годы методе общей глубинной точки.

Все эти вопросы получили развитие только в последние годы и поэтому до сих пор не были опубликованы и систематизированы с необходимой полнотой.

Монография состоит из трех частей. Первая посвящена физическому обоснованию сейсмических методов разведки. Во второй содержится изложение разработанного в ИФЗ АН СССР комплекса, позволяющего проводить сейсморазведку в сложных сейсмогеологических условиях. Первые две части тесно связаны между собой. В них отражены все наиболее интересные результаты, полученные И. С. Берзон и ее сотрудниками за последние годы как в области эксперимента, так и в области теории распространения волн различных классов в тонкослоистых моделях реальных сред. Третья часть посвящена использованию в сейсмической разведке обменных отраженных волн. Этот метод был разработан на ранней стадии исследований, изложенных

в первых двух частях книги, для сравнительно простых моделей. Он представляет интерес с методической точки зрения как пример совместного, экспериментального и теоретического, изучения реальных сред. Полученные методические рекомендации не потеряли своей ценности до сих пор.

В связи с тем, что автор не принимала участия в окончательном редактировании книги, а составитель и редактор не сочли возможным делать какие-либо развернутые примечания и дополнения, читатель, возможно, отметит в ряде случаев некоторую невыдержанность композиции и неравнозначность отдельных частей монографии.

Большое участие при составлении монографии приняли С. П. Стародубовская и Л. И. Ратникова.

М. В. Сакс

ВВЕДЕНИЕ

Реальные среды характеризуются тонкослоистыми скоростными разрезами. Формирование и распространение сейсмических волн в тонкослоистых средах обладают специфическими особенностями, которые необходимо изучать для разработки методов исследования таких сред.

За последние годы в сейсмической разведке достигнут огромный прогресс в создании новых видов регистрирующей аппаратуры, новой методики полевых наблюдений и в развитии методов обработки сейсмических данных на цифровых вычислительных машинах и на аналоговых устройствах. Все это значительно повысило эффективность сейсмических методов при решении различных задач, связанных с поисками нефтяных и рудных месторождений.

Наряду с быстрым ростом новых возможностей метода сейсморазведки возникают все более сложные задачи, связанные с увеличением глубинности исследований в условиях, когда амплитуды полезных волн значительно меньше, чем амплитуды различных волновых помех. Для решения таких сложных задач в сейсморазведке наметилось два подхода. Один из них — эмпирический, особенно широко развиваемый в США, основан на переборе различных способов обработки сейсмических данных, полученных с хорошей, преимущественно цифровой регистрирующей аппаратурой. Огромные возможности, заложенные в вычислительных машинах, в ряде случаев позволяют быстро и успешно подбирать способы выделения, прослеживания и интерпретации волн.

Другой подход к решению сложных задач сейсморазведки — физический, развитый в СССР под руководством академика Г. А. Гамбурцева, — основан на изучении связей между свойствами среды и характеристиками образующихся в ней сейсмических волновых полей. Результаты изучения волновых полей при этом подходе являются основой для выбора оптимальной методики полевых наблюдений и методов интерпретации. Выяснение зависимостей между свойствами волновых полей и среды позволяет прогнозировать основные особенности волнового поля в средах с аналогичным строением и обоснованно выбирать оптимальные методы их обработки и интерпретации. Это — принципиальное преимущество физического подхода перед эмпирическим.

Еще не так давно интерпретация наблюдаемых данных в сейсмической разведке базировалась на представлениях о сравнительно простых моделях реальной среды. При интерпретации наиболее широко использовалась модель среды, состоящей из толстых однородных слоев с постоянными скоростями распространения упругих волн. Создание методов детального изучения скоростного разреза среды, особенно метода акустического каротажа, и развитие теоретических и экспериментальных исследований динамических характеристик сейсмических волн показали значительно большую сложность строения реальной среды по сравнению с принятыми упрощенными моделями. В связи с этим возникла необходимость в постановке специальных исследований по построению более совершенных моделей среды, которые отражали бы ее особенности, оказывающие основное влияние на волновые поля. Такие экспериментальные и теоретические иссле-

дования проводились ИФЗ АН СССР в течение ряда лет. На первом этапе исследовались сравнительно простые модели тонкослоистых сред, включающие отдельные пачки слоев, разделенные большими интервалами однородной или слабоградиентной среды. Схематически здесь можно выделить три крупных раздела, связанных между собой:

1. Установление прямых связей между строением реальной среды и основными характеристиками волнового поля. В этот раздел в первую очередь входит изучение природы так называемых сейсмических границ и условий образования связанных с ними различных классов волн.

2. Построение усовершенствованных моделей реальной среды, которые могут быть приняты при интерпретации как кинематических, так и динамических характеристик сейсмических волн. Построение моделей производится на основе исследований, указанных в п.1.

3. Разработка критериев для распознавания различных моделей среды и создание новых методов интерпретации, позволяющих повысить детальность и точность расчленения разреза.

Решение поставленных задач связано с проведением экспериментальных и теоретических исследований, которые соотносятся следующим образом:

1. Экспериментальные исследования дают исходные данные о строении реальной среды и волновых полях в ней, поэтому включают:

а) детальное изучение параметров среды методами акустического и сейсмического каротажа скважин во всем диапазоне глубин, подлежащем исследованию;

б) изучение волновых полей (прямые, отраженные и преломленные волны разных типов) на поверхности и во внутренних точках среды.

2. Теоретические расчеты волновых полей проводятся для параметров среды, определенных по скважинным наблюдениям и при различных физически возможных вариантах моделей, аппроксимирующих реальную среду.

3. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных направлено на выбор наиболее вероятной физической модели среды. Это служит основой при выработке критериев для распознавания различных моделей среды по особенностям полей и создания методов решения этой задачи.

Основной физической задачей исследований в первом разделе работ является изучение связей между известным строением различных пачек слоев и соответствующими им волновыми полями. Результаты этих исследований способствуют выяснению двух вопросов, представляющих значительный интерес для сейсморазведки:

а) при какой структуре сейсмических границ возникают доминирующие отраженные волны, являющиеся опорными при разведке; эти же границы являются источниками многократных волн, препятствующих изучению более глубоких границ;

б) каковы динамические соотношения между волнами разных типов, соответствующих одной и той же пачке слоев, и какие параметры среды могут быть определены при их совместном использовании.

Решение указанных физических задач должно лечь в основу решения методических задач, имеющих важное значение для сейсморазведки. Сюда относится прежде всего повышение разрешающей способности сейсмического метода разведки, т. е. увеличение детальности расчленения разреза и получение более полной информации о его параметрах. С повышением детальности расчленения среды связаны выделение и прослеживание в разрезе различных слоев или их пачек изменяющейся мощности, в том числе выклинивающихся слоев. К этому же кругу задач относятся прямые поиски нефтяных или газовых залежей, при которых нужно выделять в разрезе слои с некоторыми определенными свойствами.

В последние годы в Институте физики Земли АН СССР проводятся исследования строения сложных типов многослойных тонкослоистых сред

и структуры образующихся в них сейсмических волновых полей. Изучаются характеристики полезных отраженных волн и различных классов волновых помех. На основе анализа свойств полезных волн и волн-помех разрабатываются новые методы выделения полезных сигналов на фоне интенсивных помех. Исследование условий формирования сейсмических волн в сложных типах реальных сред позволяет развить физические основы сейсмических методов разведки и разработать методы прогноза волнового поля по заданным параметрам среды. Указанные исследования имеют важное практическое значение, так как они направлены на повышение эффективности сейсмического метода отраженных волн в платформенных условиях, в первую очередь на Русской платформе.

Исследование структуры волнового поля базируется на совместном использовании экспериментальных данных и теоретических расчетов, проведенных для различных моделей среды. Обоснованием возможности такого совместного использования экспериментов и расчетов является проведенный анализ сопоставимости экспериментальных и расчетных сейсмограмм.

Изложенные методы и результаты изучения сложного волнового поля, образующегося в тонкослоистой среде, позволяют установить причины плохой коррелируемости полезных отраженных волн и определить природу основных волновых помех.

Описанные в книге методы анализа волнового поля применимы при сейсмической разведке не только на Русской платформе, но и в других платформенных районах. Они, несомненно, найдут применение в методе глубинного сейсмического зондирования земной коры и при профильных сейсмологических исследованиях для получения более надежных и детальных сведений о природе глубинных границ.

С. П. Стародубровская, И. П. Пасечник

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН В ТОНКОСЛОИСТОЙ СРЕДЕ

Глава 1

ВОЛНОВЫЕ ПОЛЯ В СРЕДЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ ОДИН ТОНКИЙ СЛОЙ

§ 1. Коэффициенты отражения волн от однородного тонкого слоя [17, 27]

Однородные тонкие слои в зависимости от соотношения акустических жесткостей в слое и в окружающих средах можно разделить на три типа:

- 1) слои с повышенными акустическими жесткостями;
- 2) слои с пониженными акустическими жесткостями;
- 3) слои с промежуточными акустическими жесткостями.

Волны, отраженные от тонких слоев, представляют собой интерференционные волны, образовавшиеся в результате наложения однократных волн, отраженных от верхней и нижней границ слоя, и многократных волн, отразившихся несколько раз от обеих границ слоя. Коэффициенты отражения k волн от тонких слоев зависят от отношения мощности l слоя к длине волны λ_2 в нем [34, 58, 118 и др.].

Коэффициенты отражения при нормальном падении волны на тонкий слой. Для всех трех типов однородных тонких слоев модуль * коэффициента отражения k выражается одной общей формулой

$$k = \sqrt{\frac{(q_{12} - q_{32})^2 \operatorname{ctg}^2(2\pi l/\lambda_2) + (q_{12}q_{32} - 1)^2}{(q_{12} + q_{32})^2 \operatorname{ctg}^2(2\pi l/\lambda_2) + (q_{12}q_{32} + 1)^2}}, \quad (1.1)$$

где $q_{ik} = \rho_i V_i / (\rho_k V_k)$ — отношение акустических жесткостей в средах i и k .

В частном случае, когда среды 1 и 3 характеризуются одинаковыми параметрами V и ρ , $q_{12} = q_{32}$ и формула (1.1) принимает вид

$$k = \left| \frac{q_{12}^2 - 1}{\sqrt{4q_{12}^2 \operatorname{ctg}^2(2\pi l/\lambda_2) + (q_{12}^2 + 1)}} \right|. \quad (1.2)$$

Из выражения (1.1) видно, что коэффициент отражения представляет собой периодическую функцию величины l/λ_2 с периодом $1/2$. Один период функции $k(l/\lambda_2)$ для фиксированного значения $q_{12} = 0,5$ и различных значений q_{32} показан на рис. 1. Функция $k(l/\lambda_2)$ имеет максимумы и минимумы. Максимумы коэффициента отражения соответствуют суммированию волн, отраженных от обеих границ слоя в фазе, а минимумы — наложению волн в противофазе.

* В дальнейшем обсуждаются только значения модуля коэффициента отражения, которые для краткости называются просто коэффициентами отражения.

В случае слоев с повышенными и пониженными акустическими жесткостями волне сжатия, отраженной от верхней границы слоя, соответствует волна разрезания, отраженная от его нижней границы.

За счет изменения фазы волны на π при отражении на одной из границ слоя суммирование волн, отраженных от обеих границ, будет происходить в фазе при значениях времени пробега в слое, равном $2l/V_2 = sT/2$ (где s — нечетное число, T — период волны), или при $l/\lambda_2 = s/4$. В этом случае коэффициент отражения имеет максимум, амплитуда которого равна

$$k = \left| \frac{q_{12}q_{32} - 1}{q_{12}q_{32} + 1} \right|. \quad (1.3)$$

Коэффициент отражения принимает наименьшие значения

$$k = \left| \frac{q_{12} - q_{32}}{q_{12} + q_{32}} \right| \quad (1.4)$$

или

$$k = \left| \frac{q_{13} - 1}{q_{13} + 1} \right| \quad (1.4')$$

при $l/\lambda_2 = 0$ и $s/4$, где s — четное число.

Если среда, окружающая тонкий слой, однородная ($\rho_1 V_1 = \rho_3 V_3$), то коэффициент отражения k при указанных значениях l/λ_2 равен нулю и воз-

Рис. 1. Зависимости $k(lf/V_2)$, κ , рассчитанные при $q_{12} = 0,5$ и различных значениях q_{32}

Пунктир — отражение от границы двух полупространств при $q_{12} = 0,5$

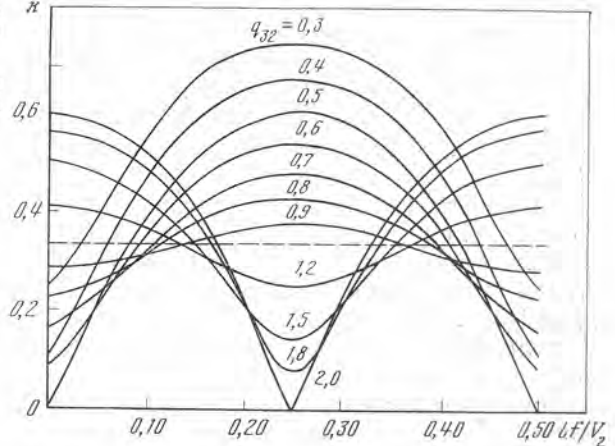
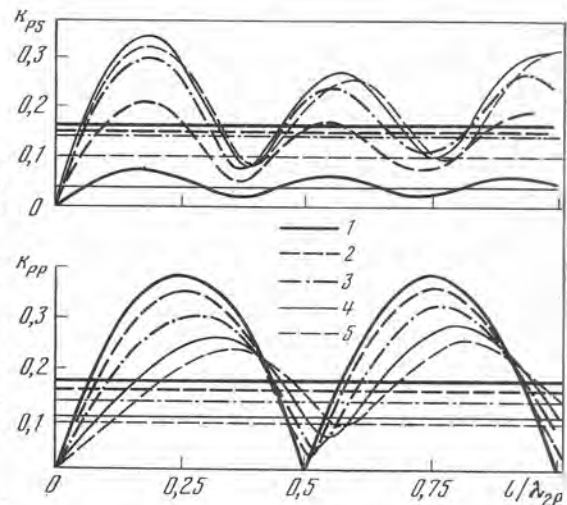


Рис. 2. Амплитудные спектральные характеристики слоя с повышенной скоростью для отраженных волн PS и PP

Параметры среды: $V_{2P}/V_{3P} = V_{2S}/V_{1P} = 0,7$; $V_{1S}/V_{1P} = V_{2S}/V_{2P} = V_{3S}/V_{3P} = 0,577$; $V_{1S}/V_{2S} = 1,43$; $\rho_2/\rho_3 = \rho_2/\rho_1 = 0,95$. Углы падения θ_{1P} волны на слой равны: 1 — 5°, 2 — 15°, 3 — 25°, 4 — 35°, 5 — 45°. Горизонтальные линии — отражение от толстого слоя с теми же параметрами



растает с частотой в окрестности этих значений по закону, близкому к линейному.

В случае слоев с промежуточными значениями акустической жесткости изменения фазы волны за счет отражения на границах слоя либо не происходят (для слоев с возрастающими акустическими жесткостями), либо происходят одновременно на обеих границах слоя (для слоев с уменьшающимися акустическими жесткостями). Поэтому максимумы коэффициента отражения для таких слоев наблюдаются при тех же значениях l/λ_2 , при которых коэффициент отражения от слоя с повышенными и пониженными скоростями распространения упругих волн* имеет наименьшие значения, и наоборот.

Амплитуда максимумов коэффициентов отражения для слоев с промежуточной акустической жесткостью выражается формулой (1.4), а минимумов — (1.3). В частном случае, если $q_{12}q_{32} = 1$ или

$$\rho_2 V_2 = \sqrt{\rho_1 V_1 \rho_3 V_3}, \quad (1.5)$$

т. е. при акустической жесткости промежуточного слоя, равной среднему геометрическому из акустических жесткостей окружающих слоев, коэффициент отражения от слоя равен нулю. Это свойство тонкого слоя с параметрами, промежуточными между параметрами окружающих сред, широко используется в оптике (так называемые просветляющие слои).

Из рис. 1 видно, что для некоторого диапазона частот коэффициент отражения весьма мал.

Коэффициенты отражения при различных углах падения волны на тонкий слой. В работе [109а] получены формулы для расчета коэффициентов отражения и прохождения плоских синусоидальных волн различных типов в случае однородного тонкого слоя, разделяющего два полупространства, а в [112] разработана методика расчета этого коэффициента на ЭВМ.

Зависимость модуля коэффициента отражения (прохождения) волны от тонкого слоя от частоты или от l/λ_{2P} (l — мощность слоя, λ_{2P} — длина продольной волны в нем) в дальнейшем называется амплитудной спектральной характеристикой слоя для соответствующей отраженной (проходящей) волны.

Амплитудные спектральные характеристики k_{PP} и k_{PS} однородных тонких слоев для продольных PP и обменных PS отраженных волн при различных соотношениях скоростей в слое и в окружающей среде и при различных углах падения волны на слой имеют квазипериодический характер (рис. 2). Минимальные и максимальные значения амплитуд при заданном угле падения волны на слой расположены примерно через равные интервалы значений l/λ_{2P} . Амплитуды различных максимумов несколько отличаются друг от друга, что связано с интерференцией волн различных типов, образующихся в слое. При увеличении угла θ_{1P} падения волны на слой экстремумы, как правило, несколько смещаются в область больших значений l/λ_{2P} .

Особенности спектральных характеристик для различных моделей тонких слоев. Из формул (1.2) или (1.3) следует, что при одних и тех же значениях l/λ_2 для нормального падения коэффициенты отражения для слоев с отношениями акустических жесткостей q_{12} и q_{32} совпадают с коэффициентами отражения для слоев с обратными величинами отношений акустических жесткостей, равными соответственно $1/q_{12}$ и $1/q_{32}$. Заданному значению l/λ_2 при различной скорости V_2 в слое соответствуют различные произведения мощности слоя l на частоту f .

* Далее мы будем опускать слова «распространения упругих волн» и использовать термины «слой с повышенными скоростями», «слой с пониженными скоростями». — *Прим. ред.*

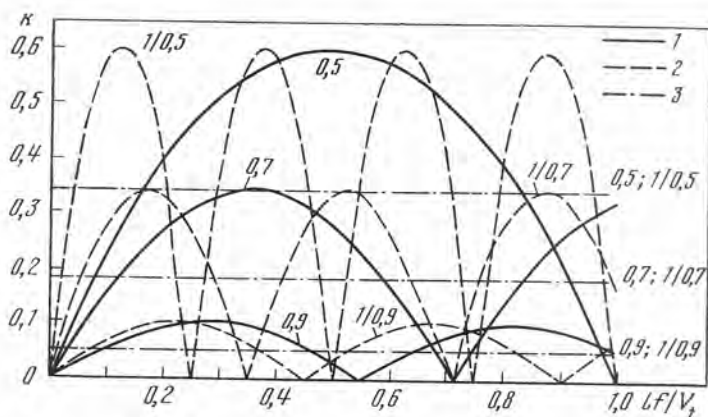


Рис. 3. Зависимости $k(l/V_1)$, вычисленные при различных значениях $q = q_{12} = q_{32}$ (цифры у кривых) и $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3$ для слоев с повышенными (1) и пониженными (2) скоростями и для случая отражения от границы двух полупространств (3)

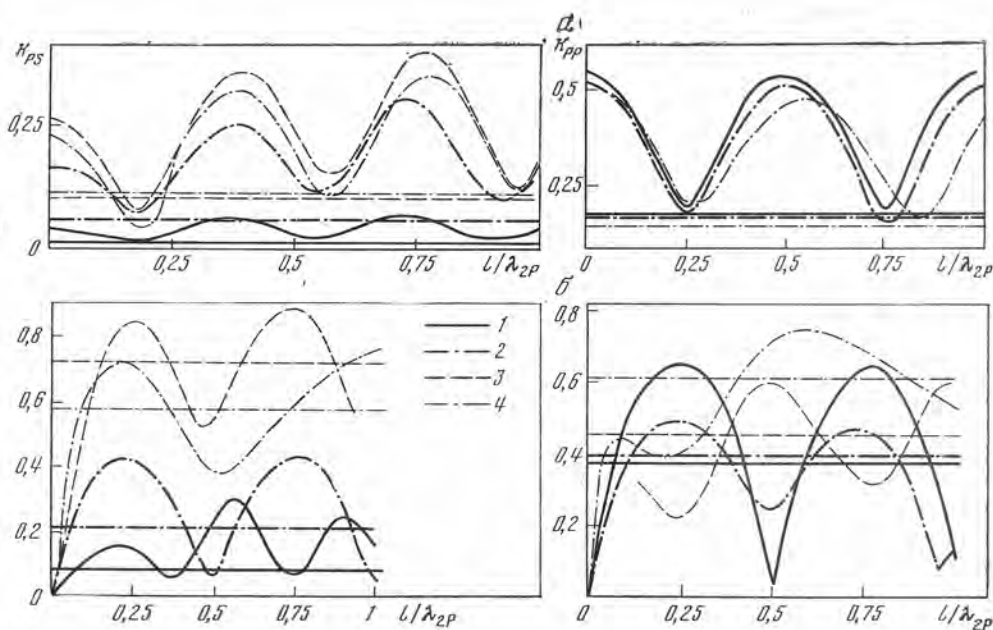


Рис. 4. Амплитудные спектральные характеристики слоя с промежуточной (а) и повышенной (б) скоростями для отраженных волн PS и PP

а: $V_{2P}/V_{1P} = 1,42$; $V_{2S}/V_{3P} = 0,5$; $V_{1S}/V_{1P} = V_{2S}/V_{2P} = V_{3S}/V_{3P} = 0,577$; $\rho_2/\rho_1 = 1,05$; $\rho_2/\rho_3 = 0,9$. Значения θ_{1P} равны: 1 — $3^\circ 30'$ (5°); 2 — $17^\circ 10'$ (25°); 3 — $31^\circ 50'$ (55°); 4 — $39^\circ 30'$ (65°). Волна падает из среды с меньшей скоростью. В скобках указаны углы выхода волны в среду 3.
 б: $V_{2P}/V_{3P} = V_{2P}/V_{1P} = 2,0$; $V_{1S}/V_{1P} = V_{2S}/V_{2P} = V_{3S}/V_{3P} = 0,577$, $\rho_2/\rho_3 = \rho_2/\rho_1 = 1,11$; $\delta = V_{1S}/V_{2S}$. Значения θ_{1P} равны: 1 — 5° ; 2 — 25° ; 3 — 45° ; 4 — 55°

Удобнее выражать зависимость коэффициентов отражения от другой безразмерной переменной $l/\lambda_1 = lf/V_1$. Абсолютные максимальные и минимальные значения функции $k(l/\lambda_1)$ для слоев со значениями $q_{12} = a$, $q_{32} = b$ и $q_{12} = 1/a$, $q_{32} = 1/b$ равны между собой, но положение экстремальных точек на оси l/λ_1 различно. В случае слоев с пониженной скоростью эти точки расположены чаще на оси абсцисс, чем в случае слоев с повышенной скоростью. Следовательно, в первом случае в заданном диапазоне частот коэффициенты отражения изменяются резко, чем во втором случае для слоев, характеризующихся такой же мощностью.

На рис. 3 показан пример спектральных характеристик $k(l/V_1)$, вычисленных при различных значениях $q_{12} = q_{32}$. Из рисунка видно, что различия в спектральных характеристиках $k(l/V_1)$ для слоев с повышенными и пониженными скоростями тем больше, чем сильнее дифференциация акустических жесткостей.

При изменении угла падения волны на слой в случае слоев с пониженной и промежуточной скоростями форма спектральных характеристик сравнительно проста и мало изменяется (рис. 2 и 4, а)*. При изменении указанного угла несколько смещаются положения экстремумов и их амплитуды, но число экстремумов и соотношения амплитуд различных максимумов изменяются мало [27].

В случае слоев с повышенной скоростью форма спектральных характеристик более сложная (рис. 4, б), особенно при уменьшении отношения скоростей поперечных волн на границах слоя. При изменении угла падения волны на слой форма спектральных характеристик изменяется значительно сильнее, чем в случае слоев с пониженной и промежуточной скоростями. Особенно большие изменения отмечаются при углах падения, близких к предельным. В этом случае различия в амплитудах минимумов и максимумов сглаживаются, и они отмечаются на фоне общего возрастания коэффициента k_{PS} с увеличением l/λ_{2P} [27].

По мере увеличения скоростной дифференциации среды изменения формы спектральных характеристик с увеличением угла падения выражены резче, что связано с интерференцией различных обменных, поперечных и продольных волн в слое.

Сравнение спектральных характеристик слоя для волн PS и PP . Из сравнения спектральных характеристик слоя для волн PS и PP (см. рис. 2, 4) видно, что для различных моделей тонких слоев экстремумы для волны PS расположены чаще по оси абсцисс, чем для волны PP , особенно при малых значениях V_{2S}/V_{2P} в слое.

В случае слоев с пониженной и промежуточной скоростями форма характеристик обеих волн мало меняется с изменением угла падения. Смещения экстремальных точек для обоих типов волн происходят в направлении увеличения l/λ_{2P} . Характеристики PS и PP различаются изменением амплитуд максимумов при увеличении угла падения волны на слой: для волны PP они монотонно убывают, а для PS при малых углах возрастают, достигают максимума и затем убывают. В основных чертах различия в амплитудах максимумов характеристик для волн PS и PP , отраженных от тонкого слоя, такие же, как для волн, отраженных от границы полупространства.

Для слоев с повышенной скоростью отмечаются более сильные изменения формы характеристик и величины коэффициентов отражения при изменении углов падения как для волн PS , так и для волн PP .

Влияние отношения скоростей V_{1S}/V_{1P} и V_{2S}/V_{2P} на спектральные характеристики k_{PS} и k_{PP} . При уменьшении V_{1S}/V_{1P} для слоев с повышенной скоростью или V_{2S}/V_{2P} для слоев с пониженной скоростью дифференциация скоростей поперечных волн на границах слоя возрастает. В связи с этим амплитуды спектральных составляющих для характеристики k_{PS} значительно увеличиваются. При уменьшении отношения V_{2S}/V_{2P} в слое расстояния между экстремумами спектральной характеристики уменьшаются.

Характеристики k_{PP} практически не зависят от изменения отношения скоростей поперечных волн на границах слоя.

Сравнение коэффициентов отражения для тонких и толстых слоев. Коэффициент отражения k_{12} от границы двух полупространств, как из-

* Расчеты Г. С. Подьяпольского [409а] сделаны при дискретных значениях углов, образуемых лучом с вертикалью в полупространстве с большей скоростью. В подлисе к рис. 4, а эти углы показаны в скобках.

вестно, не зависит от частоты и при нормальном падении волны имеет вид

$$k_{12} = \left| \frac{q_{12} - 1}{q_{12} + 1} \right|. \quad (1.6)$$

Отношение максимального коэффициента отражения $k_{\text{макс}}$ для слоя с повышенной или пониженной акустической жесткостью $\rho_2 V_2$, определяемого по формуле (1.3), к коэффициенту отражения k_{12} от границы двух полупространств имеет вид

$$\frac{k_{\text{макс}}}{k_{12}} = 1 + \frac{2q_{12}(q_{32} - 1)}{(q_{12}q_{32} + 1)(q_{12} - 1)}. \quad (1.7)$$

Из этого выражения следует, что если $q_{32} \geq q_{12}$, то отношение $k_{\text{макс}}/k_{12}$ при изменении q_{12} от нуля до единицы может изменяться от единицы до двух. При $q_{32} < q_{12}$ это отношение может быть больше двух, однако указанные соотношения акустических жесткостей в реальных средах встречаются лишь в редких случаях.

В случае тонких слоев с промежуточными значениями скорости $k_{\text{макс}}/k_{12} > 1$, поскольку при этом максимальный коэффициент отражения равен коэффициенту отражения от границы двух полупространств с акустическими жесткостями $\rho_1 V_1$ и $\rho_3 V_3$, а различия в акустических жесткостях $\rho_3 V_3$ и $\rho_1 V_1$ больше, чем различия в $\rho_2 V_2$ и $\rho_1 V_1$. В этом случае отношение $k_{\text{макс}}/k_{12}$ при изменении $\rho_1 V_1/(\rho_2 V_2)$ от нуля до единицы может изменяться от единицы до бесконечности.

Из рис. 1 видно, что при неизменном q_{12} различия между коэффициентами отражения от тонкого слоя и от границы полупространства тем больше, чем сильнее дифференциация акустических жесткостей в слое и в подстилающей среде. Из рис. 3 следует, что при различной дифференциации акустических жесткостей сред 1 и 2 суммарные области значений l/V_1 , в которых коэффициент отражения от тонкого слоя больше, чем коэффициент отражения от границы полупространства, имеют примерно одинаковую ширину при разных q .

Большее максимальное значение коэффициента отражения волн от тонких слоев по сравнению с коэффициентом отражения от границы полупространства является одной из причин наличия доминирующих отражений в тонкослойных средах. Для сравнения коэффициентов отражения от тонких и толстых слоев на рис. 2, 4 даны величины k_{PS} и k_{PP} для толстых слоев* при тех же углах падения θ_{1P} . Очевидно, что в случае тонких слоев с промежуточной скоростью при некоторых значениях l/λ_{2P} коэффициент отражения должен быть больше, чем коэффициент отражения от толстого слоя. Это связано с суммированием в фазе (или с небольшим сдвигом фаз) волн, отраженных от обеих границ слоя. При этом чем больше дифференциация скоростей на нижней границе слоя, тем больше может быть отношение $k_{\text{макс}}/K$. Расчеты показывают (см. рис. 4, а), что области значений l/λ_{2P} , где $k_{PS}/K_{PS} > 1$, обычно значительно больше, чем области значений l/λ_{2P} , где $k_{PS}/K_{PS} < 1$.

Для слоев с повышенной и пониженной скоростями (см. рис. 2, 4, б) максимальное значение k_{PS} примерно в 2 раза больше, чем K_{PS} для толстого слоя. В некоторых случаях отношение $(k_{PS})_{\text{макс}}/K_{PS}$ еще больше (около 3). В областях минимума кривых значения k_{PS} несколько меньше, чем K_{PS} .

Спектральные характеристики k_{PS} в одном и том же диапазоне значений l/λ_{2P} имеют большее число экстремумов, чем спектральные характеристики k_{PP} . Поэтому области значений l/λ_{2P} , где $k_{PS}/K_{PS} > 1$, представляют собой сравнительно узкие полосы, разделенные еще более узкими полосами значений, где $k_{PS}/K_{PS} \leq 1$.

* В дальнейшем коэффициенты отражения волн PS и PP от толстых слоев обозначаются K_{PS} и K_{PP} соответственно. — Прим. ред.

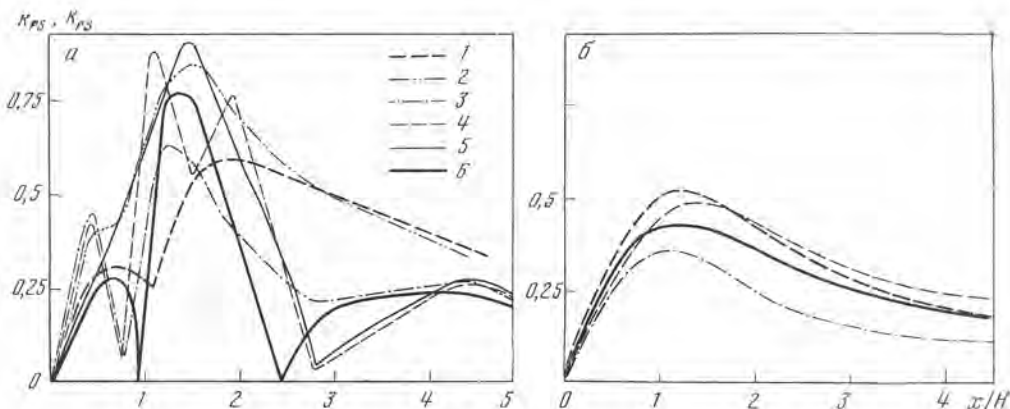


Рис. 5. Изменение в зависимости от x/H коэффициентов отражения k_{PS} от тонких слоев с повышенной (а) и пониженной (б) скоростями при различных l/λ_{2P}

а: параметры среды такие же, как на рис. 4, б

б: $V_{1P}/V_{2P} = V_{3P}/V_{2P} = V_{1S}/V_{2S} = V_{3S}/V_{2S} = 2,0$; $V_{1S}/V_{1P} = V_{2S}/V_{2P} = V_{3S}/V_{3P} = 0,577$
 $\rho_1/\rho_2 = \rho_2/\rho_3 = 1,11$.

Значения l/λ_{2P} равны: 1 — 0,1; 2 — 0,25; 3 — 0,5; 4 — 0,75; 5 — 1,0. Кривая б — коэффициент отражения K_{PS} от границы двух полупространств.

Сравнение с аналогичными характеристиками для волн PP показывает, что область значений l/λ_{2P} , где $k_{PP}/K_{PP} > 1$, шире, чем для волн PS ; k_{PP} медленнее изменяются с изменением l/λ_{2P} , чем k_{PS} .

Характер изменений с расстоянием x коэффициентов отражения от тонких и толстых слоев. По спектральным характеристикам для тонких слоев можно построить графики изменения k_{PS} от x/H (x — расстояние от пункта взрыва (источника) до приемника, H — глубина залегания исследуемой границы) при различных фиксированных значениях l/λ_{2P} . Примеры таких графиков для слоев с повышенной и пониженной скоростями приведены на рис. 5. Для сравнения показаны также изменения коэффициента отражения K_{PS} от границы толстого слоя.

Отметим следующие особенности графиков k_{PS} [27]:

1. Так же как и $K_{PS}(x/H)$, $k_{PS} \rightarrow 0$ при $x/H \rightarrow 0$ и $x/H \rightarrow \infty$. В промежуточной области расстояний между графиками k_{PS} и K_{PS} имеются определенные различия, тем меньшие, чем больше величины l/λ_{2P} .

2. При наличии предельных углов (рис. 5, а) величина k_{PS} при малых x/H возрастает несколько резче, чем K_{PS} , достигая при некоторых l/λ_{2P} значений, в 1,5—2 раза больших, чем K_{PS} . Первые минимумы k_{PS} расположены несколько ближе к источнику, чем для K_{PS} .

3. Положение последующего минимума k_{PS} варьирует в зависимости от величины l/λ_{2P} ; в рассматриваемом примере $(x/H)_{\min}$ изменяется от 0,7 до 1,1, а значение (x/H) для $K_{PS \min}$ равно примерно 0,9.

4. Основной максимум k_{PS} , так же как и максимум K_{PS} , располагается сразу же за первым предельным углом; максимальные значения k_{PS} в зависимости от l/λ_{2P} могут быть больше и меньше, чем K_{PS} .

5. При $l/\lambda_{2P} < 0,5$ влияние второго предельного угла не выражено сколько-нибудь четко и значения k_{PS} значительно превосходят K_{PS} на протяженном интервале ($2 < x/H < 4$).

При $l/\lambda_{2P} > 0,5$ поведение K_{PS} и k_{PS} похоже: вблизи второго предельного угла наблюдается резкий минимум с последующим плавным возрастанием при увеличении x/H .

6. При отсутствии предельных углов (рис. 5, б) характер изменения коэффициентов отражения с расстоянием сходен для разных l/λ_{2P} ; максимальные значения большей частью достигаются при $x/H = 1,0 \div 1,5$ (максимум K_{PS} находится при $x/H = 1,1$).

В [27] показано, что для многофазных сейсмических импульсов (длительность колебаний не меньше двух-трех периодов) отношение амплитуд на записи приближенно равно отношению амплитуд спектральных составляющих на частоте, равной видимой частоте импульса. Основываясь на этом и рассматривая многофазные импульсы падающей волны, из изложенного выше можно сделать следующие выводы:

1. Обменные волны, отраженные от тонких слоев, в достаточно широком диапазоне значений l/λ_{2P} могут обладать амплитудами, в 2—3 раза большими, чем амплитуды волн PS , отраженных от толстых слоев.

2. Для тонких слоев при благоприятных значениях l/λ_{2P} , близких к значениям максимумов спектральной характеристики, коэффициенты k_{PS} достигают значительных величин (0,20—0,30) уже при малых углах падения волны на слой. При сравнительно сильной дифференциации скоростей поперечных и продольных волн (рис. 4, б, $p = V_{1P}/V_{2P} = 0,5$, $\delta = V_{1S}/V_{2S} = 0,5$) величина $(k_{PS})_{\text{макс}}$ при $\theta_{1P} = 15^\circ$ ($x/H \approx 0,4$) достигает 0,4. Даже в случае сравнительно слабой дифференциации скоростей ($p = 0,7$, $\delta = 0,7$) при $x/H \approx 0,4$ величина $(k_{PS})_{\text{макс}} > 0,2$. Это показывает, что в случае тонкослойной среды обменные отраженные волны при небольших углах падения волны на слой могут обладать амплитудами, значительно превышающими уровень помех, и поэтому их можно выделять на записях при небольших расстояниях от источника.

3. Так как спектральная характеристика k_{PS} значительно изменяется с l/λ_{2P} , следует ожидать, что динамические характеристики обменных волн, отраженных от тонких слоев, могут быть очень чувствительны к небольшим изменениям мощности l слоя или спектра падающей волны. Так, например, из рис. 2 видно, что при $\theta_{1P} = 15^\circ$ при изменении l/λ_{2P} от 0,25 до 0,35 величина k_{PP} уменьшается в 1,25 раза, а k_{PS} — более чем в 3 раза. Это может явиться одной из причин плохой коррелируемости волн PS , отраженных от тонких слоев.

§ 2. О соотношении спектров волн PP и PS , отраженных от однородных тонких слоев

Качественный анализ изменения формы амплитудных спектров волн, отраженных от тонких слоев, с изменением мощности слоя. В случае очень тонких слоев, когда первый максимум спектральной характеристики слоя с повышенной или пониженной скоростью находится за пределами полосы частот спектра падающей волны, максимум спектра отраженной волны может находиться на частоте, более высокой, чем спектр падающей волны. Если спектр падающей волны сравнительно узкий, как это нередко бывает в реальных средах (рис. 6), произойдет лишь некоторое расширение спектра отраженной волны в сторону высоких частот по сравнению со спектром падающей волны. По мере увеличения мощности слоя, соответственно времени пробега $\tau = l/V_{2P}$ волны в нем, а также отношения $l/\lambda_{2P}^{\text{нр}} = \tau f^{\text{нр}}$ ($f^{\text{нр}}$ — преобладающая частота спектра падающей волны) частота максимума спектральной характеристики слоя перемещается в область более низких частот и может оказаться в пределах полосы частот спектра падающей волны. В тех случаях, когда частоты максимумов спектров падающей волны и спектральной характеристики слоя близки, максимум спектра отраженной волны также будет расположен на этой же частоте и будет медленно изменяться при изменении $l/\lambda_{2P}^{\text{нр}}$ (рис. 6, а, б).

Существенные изменения спектра отраженной волны по сравнению со спектром падающей волны происходят в тех случаях, когда в области частот спектра падающей волны оказывается минимум спектральной характеристики слоя (рис. 6, в, г) и особенно когда частота минимума спектральной характеристики слоя близка к частоте максимума спектра

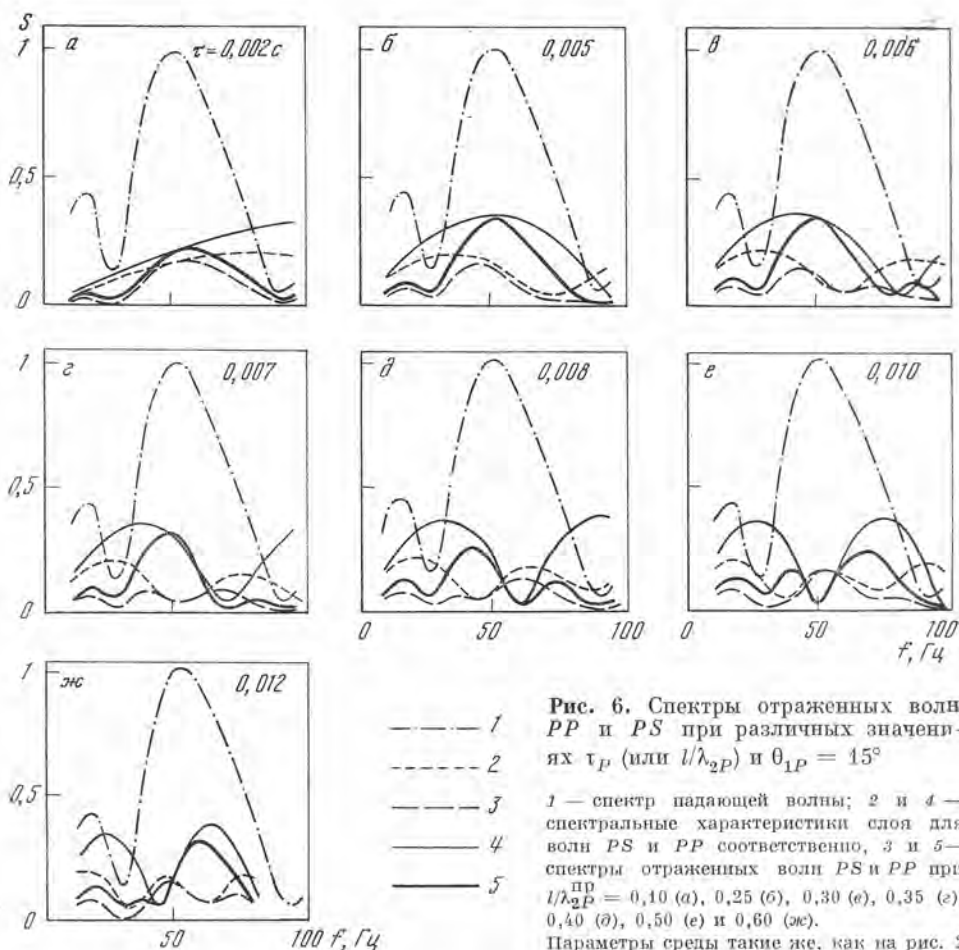


Рис. 6. Спектры отраженных волн PP и PS при различных значениях τ_P (или l/λ_{2P}) и $\theta_{1P} = 15^\circ$

1 — спектр падающей волны; 2 и 4 — спектральные характеристики слоя для волн PS и PP соответственно, 3 и 5 — спектры отраженных волн PS и PP при $l/\lambda_{2P}^{PP} = 0,10$ (а), $0,25$ (б), $0,30$ (в), $0,35$ (г), $0,40$ (д), $0,50$ (е) и $0,60$ (ж).

Параметры среды такие же, как на рис. 2

падающей волны. Как показали теоретические расчеты, сделанные для продольных волн [17]*, отличиям спектров отраженной и падающей волн соответствуют и большие различия в форме волны. Это является отличительной особенностью волн, у которых величина l/λ_{2P}^{PP} близка к значению l/λ_{2P} минимума спектральной характеристики слоя.

При дальнейшем увеличении l/λ_{2P}^{PP} в области частот спектра падающей волны может оказаться следующий максимум спектральной характеристики слоя, в связи с чем частота основного максимума спектра отраженной волны может быть более высокой, чем частота максимума падающей волны (рис. 6, д). При дальнейшем увеличении мощности слоя снова происходит рассмотренный выше цикл изменения формы спектров (рис. 6, е, ж).

Сопоставление спектров волн PP и PS , отраженных от тонких слоев. Для сравнения спектров отраженных волн, регистрируемых в одних и тех же точках наблюдений, следует рассматривать спектральные характеристики тонких слоев, соответствующие одному и тому же значению x/H и, следовательно, разным углам падения θ_{1P} волны на слой. Для упрощения рассмотрим случай сравнительно небольшого угла θ_{1P} падения волны на слой, при котором различиями в величинах x/H можно пренебречь.

Спектры отраженных волн PP и PS существенно зависят от формы спектра падающей волны. Показанные на рис. 6 спектры волн PP и PS рассчитаны для частного случая спектра падающей волны, полученного

* См. также: С. П. Стародубровская. Динамические характеристики волн, отраженных от тонких слоев. Канд. дис. М., 1963 (фонды ИФЗ АН СССР).

из данных эксперимента. Эти, а также аналогичные расчеты для других моделей слоя позволили установить следующие основные особенности:

1. Спектры волны PS сильнее изменяются с изменением τ_P (или l/λ_2^{PP}), чем спектры волн PP (см., например, рис. 6, $a-z$).

2. Существенные отличия спектра волны PS от спектра падающей волны отмечаются при меньших значениях τ , чем для волны PP .

3. В случае очень тонких слоев (рис. 6, $a, б$) максимум спектра волны PS расположен на более низкой частоте, чем максимум спектра волны PP . Для слоев с большими значениями мощности ($l/\lambda_2^{PP} = 0,4 \div 0,5$) основной максимум спектра волны PS может быть расположен на более высокой частоте, чем у волны PP (рис. 6, $в$).

Все отмеченные особенности связаны с тем, что квазипериодическая характеристика k_{PS} имеет меньший период, чем характеристика k_{PP} . Из изложенного выше следует, что отличие в спектрах волн PP и PS , обычно наблюдаемое при экспериментальных работах, иногда может быть объяснено не только различиями в коэффициентах поглощения продольных и поперечных волн в среде, покрывающей отражающую границу, но также и малой мощностью отражающего слоя.

§ 3. Влияние тонкой слоистости в покрывающей среде на спектры отраженных волн

Коэффициентом прохождения продольной волны через слой будем называть отношение амплитуды продольной волны, прошедшей через слой, к амплитуде продольной волны, падающей на поверхность слоя. В случае нормального падения волны на поверхность слоя, когда образуются только продольные волны, коэффициент прохождения d связан с коэффициентом отражения продольной волны зависимостью

$$d = \sqrt{q_{13} (1 - k^2)}, \quad (1.8)$$

где q_{13} — отношение акустических жесткостей в средах 1 и 3.

Формулы для коэффициентов прохождения плоских гармонических волн через однородные твердые слои, расположенные между твердыми полупространствами, при различных углах i падения волны приведены в работе [109]. Коэффициенты прохождения через тонкий слой, так же как и коэффициенты отражения, являются функциями l/λ_2 . Рассмотрим некоторые особенности коэффициентов прохождения продольных волн через тонкий слой.

Коэффициенты прохождения через однородный слой при нормальном падении волны. Из (1.8) следует, что при тех значениях l/λ_2 , при которых коэффициент отражения k имеет максимум, коэффициент прохождения d имеет минимум, и наоборот. Для слоев с повышенными или пониженными скоростями наибольшие значения коэффициента прохождения соответствуют значениям $l/\lambda_2 = s/4$, где s — нуль или четное число, а минимальные значения d соответствуют значениям $l/\lambda_2 = s/4$, где s — нечетное число. Для слоев с промежуточными скоростями имеет место обратная закономерность. Поскольку коэффициент отражения k изменяется с изменением $l/\lambda_2 = lf/V_2$ тем больше, чем сильнее различия в акустических жесткостях слоя и окружающих его пород, то, следовательно, такая же закономерность будет справедлива и для коэффициента прохождения. На рис. 7 показаны графики коэффициентов прохождения, построенные при $q_{12} = 0,5$ и различных отношениях q_{32} акустических жесткостей в нижней среде и слое. Спектральная характеристика слоя $d (lf/V_2)$ для проходящих волн, так же как и спектральная характеристика $k (lf/V_2)$ для отраженных волн, является периодической функцией аргумента lf/V_2 ; на рис. 7 показан только один период характеристики $d (lf/V_2)$.

На рис. 8 представлены спектральные характеристики $d (lf/V_1)$, построенные для таких же параметров среды, как и характеристики

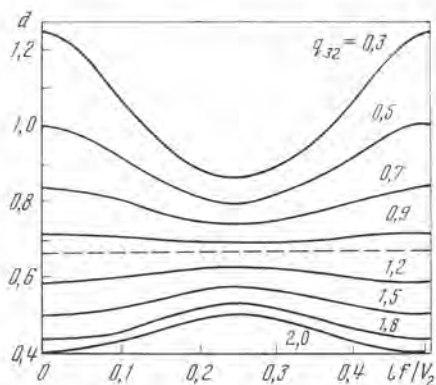


Рис. 7. Зависимости $d(lf/V_2)$, рассчитанные при $q_{12} = 0,5$ и различных q_{32}
Пунктир — коэффициент преломления на границе двух полупространств

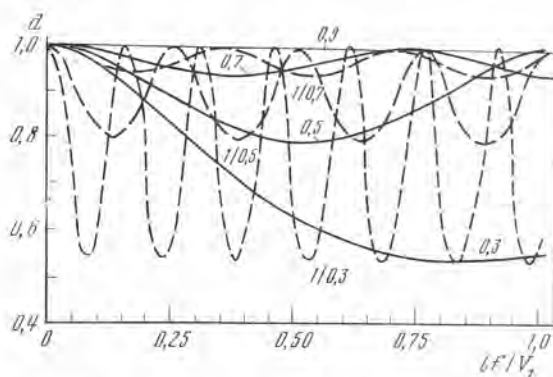


Рис. 8. Зависимости $d(lf/V_1)$, вычисленные при различных значениях $q_{12} = q_{32} = q$
(цифры у кривых) и $\rho_1/\rho_2 = \rho_3/\rho_2$

$k(lf/V_1)$ на рис. 3. В случае слоев с пониженными скоростями ($q > 1$) период характеристики $d(lf/V_1)$ меньше, чем в случае слоев с повышенными скоростями ($q < 1$).

Фильтрующее действие тонкого слоя на обменные отраженные волны. При прохождении волны через тонкие слои в среде, покрывающей отражающую границу, происходит изменение спектрального состава волны [17, 41]. Фильтрующее действие тонкого слоя или системы слоев может быть охарактеризовано спектральными характеристиками двукратного прохождения волны через слой: на пути от источника к границе и на пути от границы к приемнику.

Для оценки влияния промежуточных слоев на обменные отраженные волны типа PS нужно рассмотреть произведение спектральных характеристик слоя для проходящих волн P_1P_3 и S_3S_1 . На рис. 9 представлены произведения указанных спектральных характеристик для трех моделей слоев: с пониженной, повышенной и промежуточной скоростями. Из приведенных примеров видно, что наиболее сильное фильтрующее действие оказывает слой с пониженной скоростью с малой величиной V_{2S}/V_{2P} (рис. 9, а). В этом случае произведение спектральных характеристик $d_{P_1P_3}d_{S_3S_1}$ имеет наиболее сложную форму — с большим числом экстремумов и с резко изменяющимися величинами амплитуд.

В случае слоев с повышенной (при углах падения меньших, чем предельный) и с промежуточной скоростями произведение $d_{P_1P_3}d_{S_3S_1}$ значительно меньше изменяется с изменением l/λ_{2P} , чем в случае слоя с пониженной скоростью. Изменения не превышают 20—25%. Только при углах падения на слой с повышенной скоростью, больших, чем предельный, произведение $d_{P_1P_3}d_{S_3S_1}$ в основном сильно уменьшается с увеличением l/λ_{2P} . Это обусловлено экранирующим влиянием слоя с повышенной скоростью на нижележащие границы.

Сравнение с характеристиками двукратного прохождения продольных волн через слой. На рис. 9 приведены также характеристики двукратного прохождения продольных волн $d_{P_1P_3}^2$ для тех же моделей слоев. Из сравнения характеристик $d_{S_3S_1}d_{P_1P_3}$ и $d_{P_1P_3}^2$ видно, что фильтрующее действие слоев с повышенной и промежуточной скоростями на продольные и обменные волны сходно. Отмечается несколько большая изменчивость спектральных характеристик прохождения обменных волн, но эти изменения сравнительно небольшие (порядка 10%). Фильтрующее действие слоя с пониженной скоростью, особенно при малых величинах V_{2S}/V_{2P} , значительно сильнее в случае обменных волн, чем продольных.

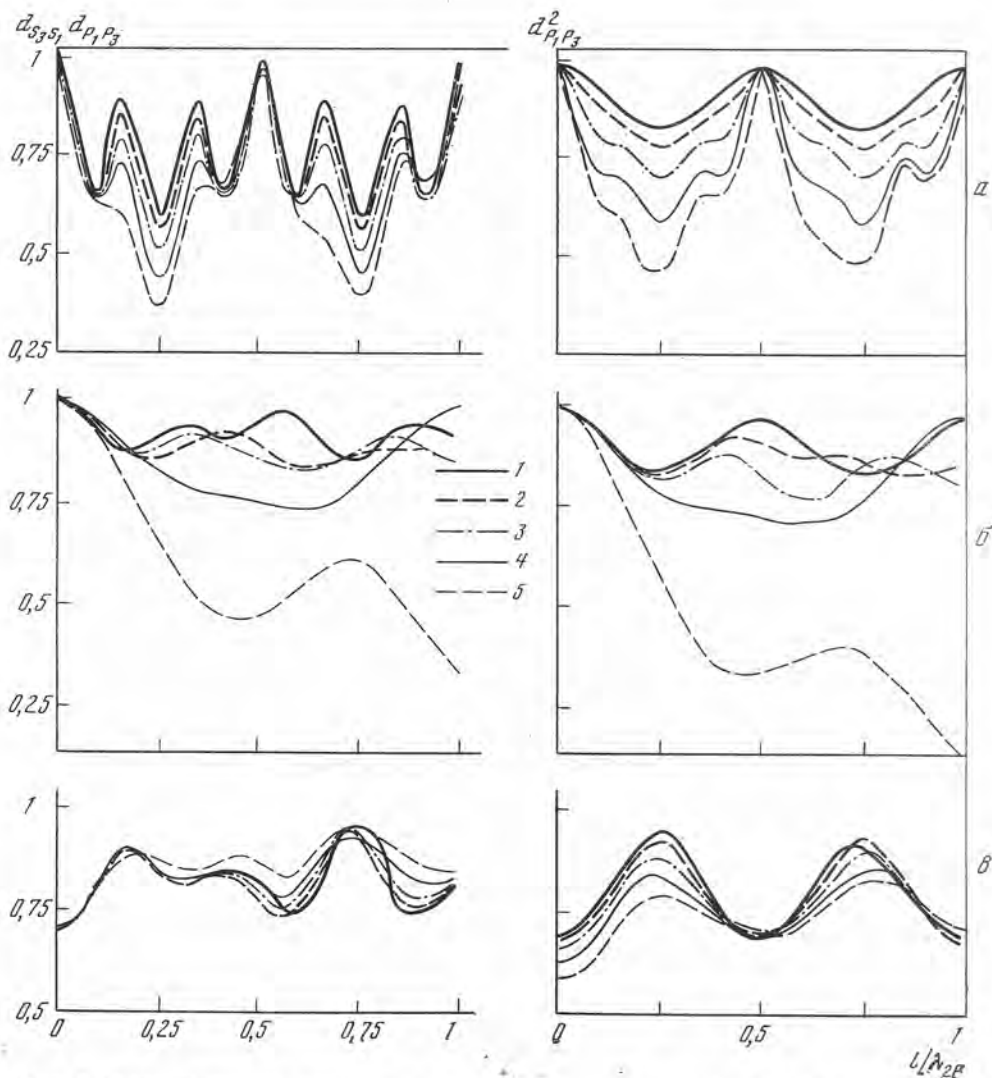


Рис. 9. Характеристики двукратного прохождения волны через слой в покрывающей среде, рассчитанные для обменных и продольных волн

а: параметры среды такие, как на рис. 2. Значения θ_P равны: 1 — 5; 2 — 15; 3 — 25; 4 — 35; 5 — 45°.

б: параметры среды: $V_{2P}/V_{1P} = V_{2S}/V_{1S} = 1,43$; $V_{1S}/V_{1P} = V_{2S}/V_{2P} = V_{3S}/V_{3P} = 0,577$; $\rho_2/\rho_1 = \rho_3/\rho_3 = 1,05$. Значения θ_P такие же, как в случае а.

в: параметры среды такие, как на рис. 4, б. Значения θ_P равны: 1 — 3°30'; 2 — 10°40'; 3 — 17°10'; 4 — 23°30'; 5 — 20°40'.

Влияние нескольких тонких слоев в покрывающей среде на обменные отраженные волны. Пусть в среде, покрывающей отражающую границу, имеется несколько тонких слоев, расположенных на удалениях друг от друга, достаточных для того, чтобы рассматривать каждый слой как изолированный и не учитывать влияние отражений от границ различных слоев на характеристики прохождения [9, 17]. Тогда приближенно характеристики прохождения через систему таких слоев можно представить в виде произведения характеристик прохождения через все слои. В общем случае при различных типах слоев и времени пробега волны в каждом из них характеристики прохождения для каждого слоя будут разными. В результате характеристика прохождения через систему слоев может иметь большое число экстремумов. Особенно сложная характеристика прохождения через систему слоев будет в случае нескольких слоев с пониженными зна-

чениями скорости при малых V_{2S}/V_{2P} в слоях. В частности, при наличии в среде n слоев с одинаковыми величинами τ в каждом из них характеристика прохождения будет представлять собой n -ю степень от характеристик одиночного слоя. Очевидно, что фильтрующее действие системы слоев значительно возрастает по мере увеличения числа слоев, особенно если она характеризуется пониженной скоростью и малой величиной V_{2S}/V_{2P} .

Спектральная характеристика среды. Спектральная характеристика идеально упругой среды для волны, отраженной от некоторой границы раздела, может быть представлена в виде произведения спектральной характеристики отражающего слоя на спектральную характеристику системы вышележащих слоев для проходящих волн. Если отражающий слой толстый, то спектральная характеристика среды совпадает со спектральной характеристикой системы слоев для проходящих волн. Если же отражающий слой тонкий, то в общем случае спектральная характеристика среды может иметь сложную форму и существенно отличаться от спектральной характеристики слоя для отраженных волн. Однако расчеты, проведенные для однородных слоев, показали, что, несмотря на изменение отношения амплитуд различных спектральных составляющих, основные черты спектральной характеристики среды и нижележащего слоя для обменных отраженных волн совпадают. Положение экстремумов практически не изменяется, за исключением двух случаев: 1) когда в покрывающей среде имеется ряд слоев с пониженной скоростью и с малыми величинами V_{2S}/V_{2P} ; 2) когда в покрывающей среде есть слой с повышенной скоростью и рассматриваются углы падения на слой, превышающие предельный. Отмеченная выше сложная форма спектральных характеристик среды, содержащей слой с пониженной скоростью, должна обусловить и значительную изменчивость формы и амплитуды обменных отраженных волн при небольших изменениях мощностей слоев и спектра падающей волны.

§ 4. Результаты определения коэффициентов отражения от тонких слоев [17]

Исходные данные. Определение зависимости коэффициентов отражения от частоты проводилось по спектрам волн, отраженных от тонкого слоя и от нижележащего толстого слоя. В тех случаях, когда в среде имелось несколько тонких слоев, определяли $k(f)$ для нижнего слоя, а затем по полученным данным уже рассчитывали $k(f)$ для вышележащих тонких слоев [17, 131].

Расчеты $k(f)$ проводились для тонкого гипсоангидритового слоя с повышенной скоростью на разных участках Предкарпатского прогиба и для терригенных слоев с пониженной скоростью в Куйбышевской области, приуроченных к каменноугольным и девонским отложениям. Некоторые характеристики этих слоев приведены в табл. 1, где использованы следующие обозначения: H — глубина залегания тонкого слоя, H_2 — разность глубин между тонким и толстым слоями, V_1, V_3 — скорости распространения упругих волн в среде, покрывающей и подстилающей тонкий слой, α_2 — коэффициент поглощения в толще мощностью H_2 , $k_{\text{п}}$ — коэффициент отражения, вычисленный для границы двух полупространств со скоростями, соответственно равными скоростям в среде над тонким слоем и в слое.

При расчетах зависимостей $k(f)$ для тонкого слоя с повышенной скоростью использовалась волна, соответствующая кровле толстого слоя известняков (примеры спектров показаны на рис. 10, а). При расчетах $k(f)$ для слоев с пониженными скоростями на одних участках использовалась волна, отраженная от поверхности фундамента, а на других — от кровли толстого слоя терригенного девона (рис. 10, б, в).

Для определения спектров волн, соответствующих толстому и тонкому слоям, и последующего расчета $k(f)$ стремились выбирать такие записи,

Таблица 1

H , м	H_2 , м	V_1 , м/с	V_2 , м/с	$\alpha_2 \cdot 10^{-6}$, м ⁻¹	K	$k_{\text{макс}}$ ($k_{\text{мин}}$)	k_{Π}	$\frac{k_{\text{макс}}}{k_{\Pi}}$	Примечание
Гипсоангидритовые слои с повышенной скоростью									
4350	550	2500	3500 *	4	0,05	0,3—0,4	0,33	0,9—1,3	Участок VII
1100	400	2900	3500	30	0,17	0,3—0,5	0,27	1,1—1,85	» VI
1000	750	2600	3500	20	0,17	0,4	0,31	1,2	» V
400	800	2300	2500	(20—30)	0,17	0,5—0,6	0,37	1,35—1,6	» IV
Терригенные слои с пониженной скоростью									
1900	650	5500	4300	6	0,17	0,36—0,40 (0,05)	0,22—0,26	1,5—1,6	Девонские отложения
1450	450	5500	5500	3	—	0,45—0,50 (0,02—0,05)	0,25—0,26	1,8—1,9	Углиносная свита

* Скорость выдерживается в интервале $H_2 = 60$ м, затем возрастает до 5000 м/с

на которых в интервале времен между обеими волнами отсутствуют интенсивные отраженные волны, соответствующие другим слоям. При наличии промежуточных толстых или тонких слоев зависимости $k(f)$ для основного рассматриваемого слоя могут быть искажены [17, 125].

Для определения зависимости $k(f)$ использовались данные о коэффициентах поглощения, преимущественно вычисленные по отношению спектров отраженных волн, соответствующих границам толстых слоев, а в некоторых случаях — определенные по спектрам однократных и многократных волн [17]. В ряде случаев при небольших значениях H_2 и небольших α_2 влияние поглощения не учитывалось совсем, поскольку в начальной стадии изучения спектральных характеристик тонких слоев основной интерес представляет форма кривых, отражающих зависимость $k(f)$. Примеры таких кривых, вычисленных с учетом и без учета поглощения, приведены на рис. 11.

Результаты определения зависимости $k(f)$ для слоя с повышенной скоростью. Поглощение в среде между тонким и толстым слоями на участке VII ($H = 1350$ м) (см. табл. 1) гораздо меньше, чем на участках IV—VI, потому что значительная часть этой толщи сложена плотными мергелями. Расчеты, проведенные для этого участка с учетом и без учета поглощения, показали, что форма кривых $k(f)$ почти не изменяется при учете поглощения. Поэтому большая часть расчетов была проведена без учета поглощения. На остальных участках вся толща между тонким и толстым слоями сложена терригенными породами с достаточно большим поглощением, и поэтому при расчетах $k(f)$ поглощение учитывалось.

Несмотря на различия в строении среды, подстилающей тонкий слой, на участках V, VI и VII были получены графики $k(f)$, имеющие ряд общих черт (рис. 12, а, б). Все кривые имеют отчетливый максимум преимущественно на частотах $f = 45 \div 50$ Гц и крутой спад в области более низких и более высоких частот. При $f < 35$ Гц и $f > 60$ Гц коэффициент отражения в 4—5 раз меньше максимального коэффициента отражения $k_{\text{макс}}$.

Зависимости $k(f)$ определены в диапазоне 10—80 Гц; на более высоких частотах $k(f)$ уже не может быть вычислена из-за того, что амплитуды соответствующих составляющих в спектрах волн, отраженных от тонкого и толстого слоев, малы. Наибольшее число определений $k(f)$ сделано для участков VI и VII.

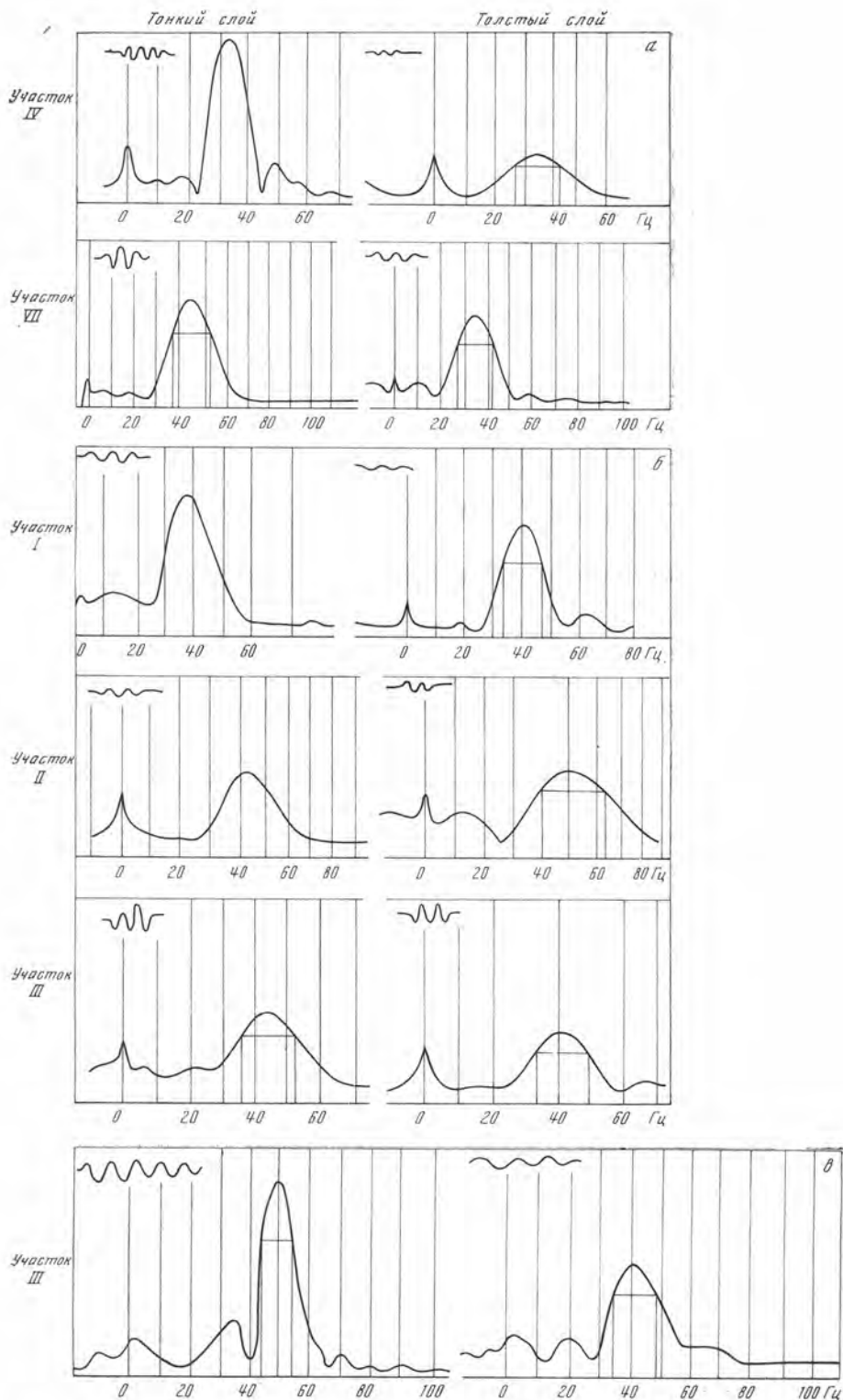


Рис. 10. Спектры волн, отраженных от тонкого и толстого слоев с повышенной (а) и пониженной (б) скоростями и на участке III (в), где отмечается длительная запись волны, соответствующей тонкому слою

Значения $1/\lambda_2$ для тонкого слоя равны: а — 0,15—0,2; б — 0,4—0,6

Максимальные величины $k_{\text{макс}}$ на участке VII колеблются в пределах 0,15—0,5, но преимущественно близки к 0,4; на участке VI $k_{\text{макс}} = 0,2 \div 0,6$, преобладают значения 0,3—0,5.

Острорезонансная форма графиков $k(f)$ на участках VI и VII согласуется с результатами экспериментов по регистрации волн, отраженных от тонкого слоя, при использовании различных фильтраций аппаратуры. В экспериментах было показано, что при изменении частоты максимума характеристики аппаратуры преобладающая на записи частота волны, отраженной от тонкого слоя, оставалась неизменной и практически равной 50 Гц, в то время как частоты первой преломленной волны и фона существенно изменялись. Вместе с тем амплитудная выразительность рассматриваемой волны при попытках использования более высокочастотных фильтраций резко ухудшалась.

Рис. 11. Зависимость коэффициентов отражения от частоты с учетом и без учета поглощения

1 — $\alpha_2 = 0$; 2 — $\alpha_2 = 1 \cdot 10^{-5} f$; 3 — $\alpha_2 = 3 \cdot 10^{-5} f$, м^{-1}

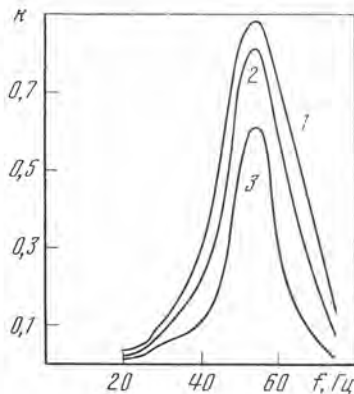
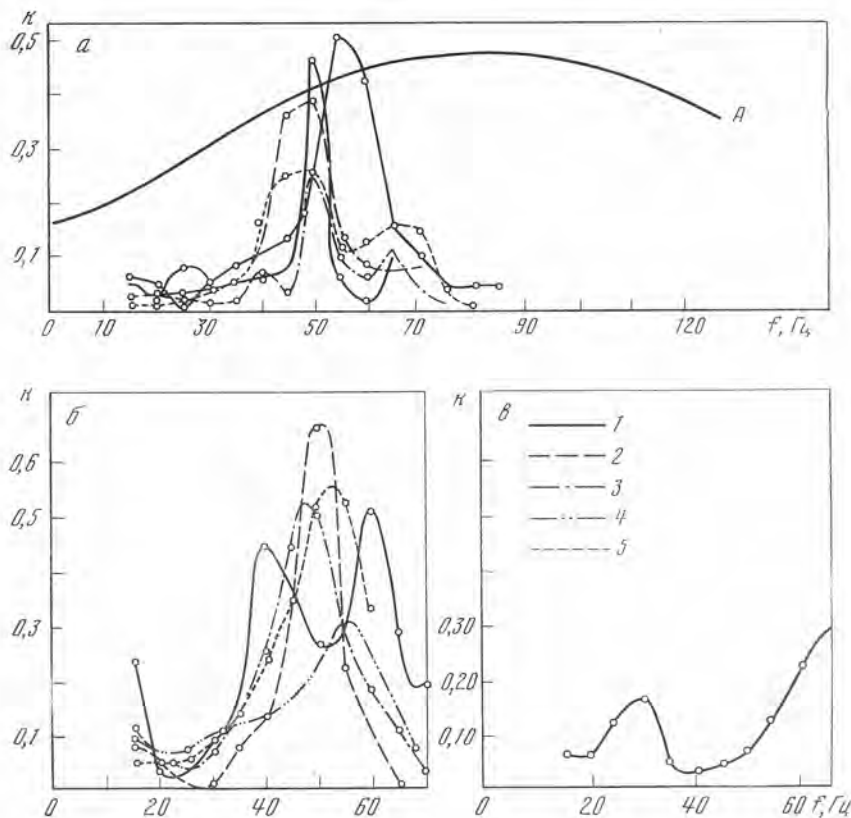


Рис. 12. Зависимости $k(f)$ для гипсоангидритового слоя, вычисленные по спектрам, полученным на участках VII (а), VI (б) и V (в)

А — теоретическая кривая, рассчитанная для однородного слоя при одинаковых плотностях во всех слоях. 1—5 — разные пикеты наблюдения



Сравнение с результатами теоретических расчетов. Теоретические графики $k(f)$ рассчитывались по формуле (1.1) для случая нормального падения волны на тонкий слой. При расчетах были использованы скорости, указанные в табл. 1, и одинаковые плотности во всех слоях; мощность слоя $l = 15$ м (по данным бурения) и скорость $V_2 = 5000$ м/с (по данным преломления волн).

Сравнение экспериментально полученных графиков $k(f)$ с теоретическими, рассчитанными для однородных слоев (рис. 12, а, кривая А), показывает, что, несмотря на качественное сходство (резонансная форма), эти кривые существенно различаются. Основные отличия заключаются

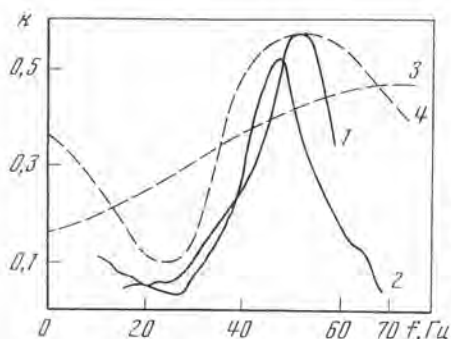


Рис. 13. Зависимости $k(f)$ для тонкого слоя повышенной скоростью, определенные по экспериментальным данным в разных точках наблюдения (1, 2) и рассчитанные теоретически для однородного (3) и неоднородного (4) слоев

Кривая 3: $l_1 = 15$ м; $V_1 = 2500$; $V_2 = 5000$; $V_3 = 3600$ м/с. Кривая 4: $l_1 = 15$; $l_2 = 22$ м; $V_1 = 2500$; $V_2 = 5000$; $V_3 = 3600$; $V_4 = 5500$ м/с

в том, что экспериментальные графики $k(f)$ значительно уже теоретических, а их максимумы расположены на более низких частотах.

Объяснить наблюдаемое различие теоретических и экспериментальных спектральных характеристик $k(f)$ неточным выбором параметров для расчетов нельзя, так как при любых возможных вариациях отношений скоростей теоретические спектральные характеристики для однородного слоя должны быть шире, чем определенные экспериментально [17]. Изменение мощности слоя в s раз должно обусловить изменение значений частот в $1/s$ раз; этим (если считать, что мощность была определена неточно) можно объяснить более низкую частоту максимума спектра, но нельзя объяснить его острорезонансную форму. Анализ возможных ошибок в определении $k(f)$ [8] показывает, что отличия теории и эксперимента нельзя объяснить и погрешностями в определении коэффициентов поглощения и отражения от нижележащего слоя. Причины отмеченных отличий пока не ясны. Судя по взаимному расположению максимума и минимумов $k(f)$, в интерференционном колебании участвует слой большей мощности, чем принималось при расчетах, причем не однородный, а состоящий из двух или большего числа прослоек с различными скоростями. Для таких неоднородных слоев форма графиков $k(f)$ может существенно отличаться от кривых для однородного слоя [17]. Пример зависимости $k(f)$, рассчитанной для неоднородного слоя, приведен на рис. 13 (кривая 4). Этот график ближе по форме к экспериментальным. Параметры неоднородного слоя близки к возможным на участке VII, поскольку под слоем песчано-глинистых отложений залегают плотные мергели, характеризующиеся большой скоростью.

Возможно также, что существенное влияние на форму спектральных характеристик $k(f)$ оказывает и тонкослоистое строение самого гипсо-ангидритового слоя.

Результаты определения зависимости $k(f)$ для слоев с пониженной скоростью. В табл. 1 приведены данные о параметрах среды (для Куйбышевской обл.), где проводилось определение $k(f)$ для слоев с пониженными скоростями. Примеры $k(f)$, соответствующих тонким слоям, залегающим на различных глубинах, приведены на рис. 14. Кривые на этом рисунке вычислены с учетом и без учета поглощения.

Зависимости $k(f)$ характеризуются периодичностью в расположении максимальных и минимальных значений k по оси частот, типичной для слоев промежуточной мощности с пониженной скоростью, что отчетливо иллюстрирует фильтрующие свойства тонких слоев. Диапазон частот, для которого оказалось возможным определение величин k , изменяется от 10 до 90 Гц. Максимальные величины коэффициентов отражения преимущественно не превышают 0,5.

Сравнение экспериментальных графиков $k(f)$ с результатами теоретических расчетов. Теоретические кривые 3, 4 (рис. 14) рассчитывались по

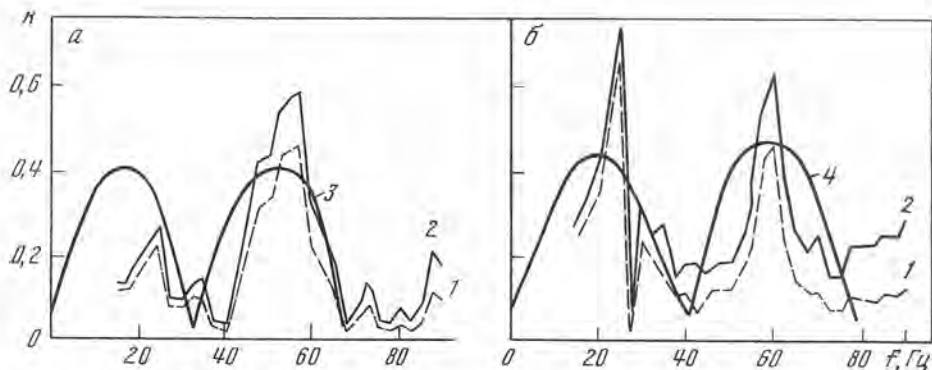


Рис. 14. Зависимости коэффициентов отражения от частоты, определенные для терригенных слоев в девонских (а) ($t = 0,9$ с, $H = 1900$ м) и в каменноугольных (б) ($t = 0,7$ с, $H = 1450$ м) отложениях с учетом (1) и без учета (2) поглощения (участок III) 3, 4 — теоретические кривые с расчетными параметрами: 3 — $l = 50$ м, $V_1 = 5500$, $V_2 = 3200$, $V_3 = 5000$ м/с; 4 — $l = 40$ м, $V_1 = 5500$, $V_2 = 3200$, $V_3 = 5000$ м/с

формуле (1.1). Величина V_1 принималась в соответствии с данными сейсмокаротажа, равной 5500 м/с; отношения плотностей во всех средах считались равными единице.

Из сравнения теоретических и экспериментальных кривых видно сходство, выражающееся в периодическом чередовании максимальных и минимальных коэффициентов отражения и в близости расчетных и определенных по экспериментальным данным значений $k_{\text{макс}}$ и $k_{\text{мин}}$. Вместе с тем имеются и отличия. Интервалы Δf между двумя последующими минимумами или максимумами в эксперименте не всегда строго постоянны, в то время как на теоретических кривых $\Delta f = \text{const}$. На экспериментальных графиках области максимумов обычно уже, чем на теоретических, и поэтому они имеют острорезонансную форму, в отличие от более плавной формы теоретических кривых $k(f)$. За исключением этой особенности, возможно связанной с тонкослойным строением терригенного слоя, экспериментальные графики $k(f)$ близки к теоретически вычисленным.

Сравнение величин $k_{\text{макс}}$ с величинами $k_{\text{п}}$, вычисленными по формулам для границы двух полупространств. Значения $k_{\text{макс}}/k_{\text{п}}$ (см. табл. 1), полученные как для слоев с пониженной, так и для слоев с повышенной скоростью, преимущественно больше единицы. Исключение составляют только некоторые данные, полученные для участка VII, что, возможно, объясняется заниженным значением коэффициента отражения от толстого слоя, принятым в расчетах.

Из приведенных данных следует, что если бы скоростная дифференциация среды была неизменной, но слои были бы толстыми, то коэффициенты отражения были бы значительно меньше, чем в тонкослойной среде. Соответственно уменьшились бы также амплитуды отраженных волн. Наличие доминирующих отражений в значительной степени связано с присутствием в исследуемой среде сравнительно тонких слоев, для которых величина $l/\lambda_2 \ll 1,0$.

РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЕЙСМИЧЕСКИЕ ВОЛНОВЫЕ ПОЛЯ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ТОНКОМУ СЛОЮ С ПОВЫШЕННОЙ СКОРОСТЬЮ

В настоящей главе дается анализ расчетов теоретических сейсмограмм и амплитудных графиков различных типов продольных и обменных волн, образующихся в градиентной среде, включающей тонкий слой с повышенной скоростью [19, 20]. Расчеты всех волн сделаны применительно к X -компоненте для удобства сопоставления с экспериментальными данными по регистрации продольных и обменных волн при одних и тех же взрывах на записях X -приборов. Расчеты теоретических сейсмограмм сделаны на ЭВМ по программам, описанным в работах [112, 114].

Экспериментальные данные были получены в диапазоне $x/H \leq 15 \div 20$. Скоростные характеристики среды достаточно полно изучены по данным акустического каротажа скважин, вертикального сейсмического профилирования и наземных годографов обменных отраженных волн.

§ 1. Некоторые вопросы кинематики волн в градиентных средах с тонкими слоями

Пусть в среде с монотонным изменением скорости с глубиной имеется тонкий слой с параметрами, отличающимися от параметров вмещающей среды. Предположим, что распространение волн происходит по законам геометрической сейсмики всюду, за исключением тонкого слоя. Пренебрежем временем пробега и отклонением луча внутри слоя. Рассмотрим некоторые вопросы кинематики отраженных и рефрагированных волн в данной модели.

Благодаря наличию слоя в среде могут образоваться обменные и продольные отраженные волны (рис. 15). Присутствие градиента скорости в среде, покрывающей слой, должно обусловить существование предельных лучей отраженных волн и, следовательно, конечных размеров области их регистрации. За предельными лучами благодаря дифракции обычно существует некоторая область, где волны еще прослеживаются [71], но обычно она мала и волны в ней быстро затухают с расстоянием. В дальнейшем эта «зона тени» не рассматривается.

За зоной тени должны регистрироваться продольные и обменные рефрагированные волны типа $PP_{\text{реф}}P$ и $PP_{\text{реф}}S$, претерпевшие обмен при подходе к слою снизу. Соотношения годографов пар волн $PS - PP_{\text{реф}}S$ и $PP - PP_{\text{реф}}P$ в основных чертах близки. Основные отличия следующие:

1. Смена продольных отраженных волн рефрагированными, проникшими под тонкий слой, должна происходить на больших удалениях от пункта взрыва, чем смена аналогичных обменных волн. При больших отношениях $V_P/V_S (\geq 3)$, характерных для терригенных осадочных отложений, указанные расстояния могут различаться почти в 2 раза.

2. Смена волн PS и $PP_{\text{реф}}S$ может выделяться на записи более отчетливо, чем смена волн PP и $PP_{\text{реф}}P$, так как форма записи волны PP может быть заметно искажена интерференцией с прямой рефрагированной волной P . Наличие смены волн PS и $PP_{\text{реф}}S$ является одним из доказательств существования градиента скорости в среде, подстилающей тонкий слой.

В зависимости от соотношений градиента скорости в средах, покрывающих и подстилающих тонкий слой, возможны различные соотношения годографов волн PS и $PP_{\text{реф}}S$.

Если градиент скорости в среде, вмещающей слой, постоянен, то при сделанных ранее предположениях конечная точка годографа обменных

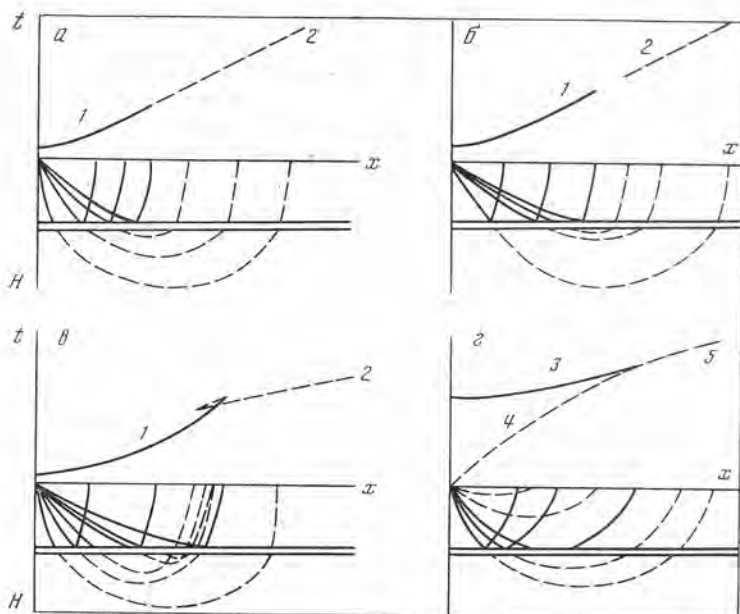


Рис. 15. Траектория сейсмических лучей обменных (а — в) и продольных (г) волн и их годографы в градиентной среде, включающей тонкий слой

Градиент скорости: выше и ниже слоя постоянен (а, б); выше слоя больше, чем под слоем (в); выше слоя меньше, чем под слоем (г).

Годографы: 1 — PS , 2 — $PP_{\text{реф}}S$, 3 — PP , 4 — P , 5 — $PP_{\text{реф}}P$

отраженных волн должна явиться начальной точкой годографа рефрагированной обменной волны $PP_{\text{реф}}S$ (рис. 15, а). В этом случае годограф волны PS плавно переходит в годограф $PP_{\text{реф}}S$.

Если градиент скорости продольных волн в нижней среде меньше, чем в верхней (рис. 15, б), то области регистрации волн PS и $PP_{\text{реф}}S$ могут быть разделены. Наконец, если градиент скорости в нижележащей среде больше, чем в верхней (рис. 15, в), то возможны петли годографа волны $PP_{\text{реф}}S$ и связанные с ними разрывы в корреляции волн.

Наряду с однократными в рассматриваемой среде возможны и различные кратные отраженные и рефрагированные волны.

§ 2. Модель среды и рассматриваемые волны

Для расчетов теоретических сейсмограмм принята модель идеально упругой среды.

Акустический каротаж скважин показал [77], что на глубинах $H = 220 \div 280$ м залегает тонкий слой ($l = 10 \div 11$ м) с повышенной скоростью продольных волн ($V_{P_2} \approx 2500$, $V_{S_2} = 830$ м/с). Среда над тонким слоем: $V_P = 1800 + 0,286 H$, $V_{S_1} = 390 + 0,214 H$ м/с; среда под слоем: $V_{P_3} = 1700 + 0,643 H$, $V_{S_3} = 390 + 0,214 H$ м/с.

Плотность во всех средах постоянна и равна $2,0$ г/см³.

Для рассматриваемого далее диапазона частот $f = 25 \div 50$ Гц отношение мощности слоя l к длине волны λ_{2P} составляет $0,11-0,22$. Отношение максимального расстояния по профилю x к глубине залегания слоя H равно 16.

Сделаны расчеты шести типов волн: а) продольных — отраженная волна PP , кратная отраженная $PPPP$, рефрагированная $PP_{\text{реф}}P$; б) обменных — отраженная PS , кратная отраженная $PPPS$, рефрагированная $PP_{\text{реф}}S$.

§ 3. Экспериментальные данные

Анализ экспериментальных данных показал, что в исследуемой среде регистрируются интенсивные однократные и кратные [63—65, 92] продольные отраженные волны, а также все перечисленные обменные волны [28, 19].

Данные наземных профилей наблюдений. Записи X -компоненты продольных и обменных волн были получены на широкополосной фильтрации. При этом отраженную волну PP от опорного тонкого слоя иногда трудно было выделить на записи из-за наложения высокочастотных первых волн (рис. 16, б). Для получения регулярной записи волны PP и повышения ее интенсивности по сравнению с высокочастотными первыми волнами была использована низкочастотная фильтрация (рис. 16, а, 17).

При использовании этой фильтрации продольная отраженная волна PP была выделена на записях при расстояниях $400 < x < 2500$ м. В этом диапазоне она прослеживается практически без изменений формы и без разрывов в корреляции в виде двухфазного колебания с видимой частотой $f \approx 30$ Гц. Аналогичные данные о слабых изменениях формы волны PP в большом диапазоне расстояний содержатся в работах [63, 64], где приведены записи Z -компоненты, полученные на широкополосной фильтрации при меньших величинах зарядов и, следовательно, при более высокочастотной падающей волне. С расстояния $x > 2500$ м наблюдается резкое уменьшение интенсивности X -компоненты волны PP (рис. 18), увеличение частоты колебания до 35—40 Гц и появление более ранней фазы. В интервале расстояний $3000 < x < 3600$ м регулярная запись этой волны отсутствует.

При удалении от источника на расстояние $x > 3600$ м и до конца интервала наблюдений $x \approx 4400$ м на сейсмограммах зарегистрирована волна, которая по своим кинематическим характеристикам определена как рефрагированная $PP_{\text{реф}}P$, проникающая под опорный тонкий слой (см. рис. 17, а, б). Ранняя, более слабая фаза волны $PP_{\text{реф}}P$ носит интерференционный характер (рис. 17, а). Преобладающая частота, определяемая по более интенсивным последующим фазам волны, равна примерно 25 Гц.

Кроме того, были выделены следующие волны:

1) волна t_1 (которая по результатам интерпретации годографов определена как обменная отраженная волна PS), соответствующая границе, залегающей на глубинах 220—280 м (см. рис. 16);

2) волна t_A , сменяющая первую волну PS на расстояниях $x > 1500 \div 1800$ м. Смена волны не всегда четкая и выявляется по уменьшению степени затухания волны с расстоянием, изменению кажущейся скорости и иногда по наличию разрывов в корреляции и зон значительного ослабления интенсивности (рис. 19);

3) волна t_B , появляющаяся на расстояниях $x > 1000 \div 1500$ м.

Данные вертикального сейсмического профилирования. Наблюдения по вертикальному сейсмическому профилированию (ВСП) были поставлены для определения природы обменных волн t_A и t_B , зарегистрированных при наземных наблюдениях. Для решения поставленной задачи нужно было выделить следующие волны:

1. Первые продольные волны на записях Z -приборов. Получение записей и годографов этих волн необходимо для выяснения вопроса о рефракции продольной волны, что является необходимой предпосылкой для образования рефрагированных обменных волн.

2. Обменные волны на записях горизонтальных приборов, увязывающиеся по временам прихода с волнами t_A и t_B на поверхности.

Наблюдения проводились трехкомпонентной установкой (XYZ), не ориентированной в пространстве, в скважине X (см. рис. 19). Регистрация проводилась при трех пунктах взрыва (ПВ): (—300), (—1320) и (—1820), совпадающих с пунктами взрыва для наземных наблюдений.

Рис. 16. Записи Х-компоненты продольных и обменных волн, полученные на фильтрации 0-28 (а) и при широкополосной характеристике (б)

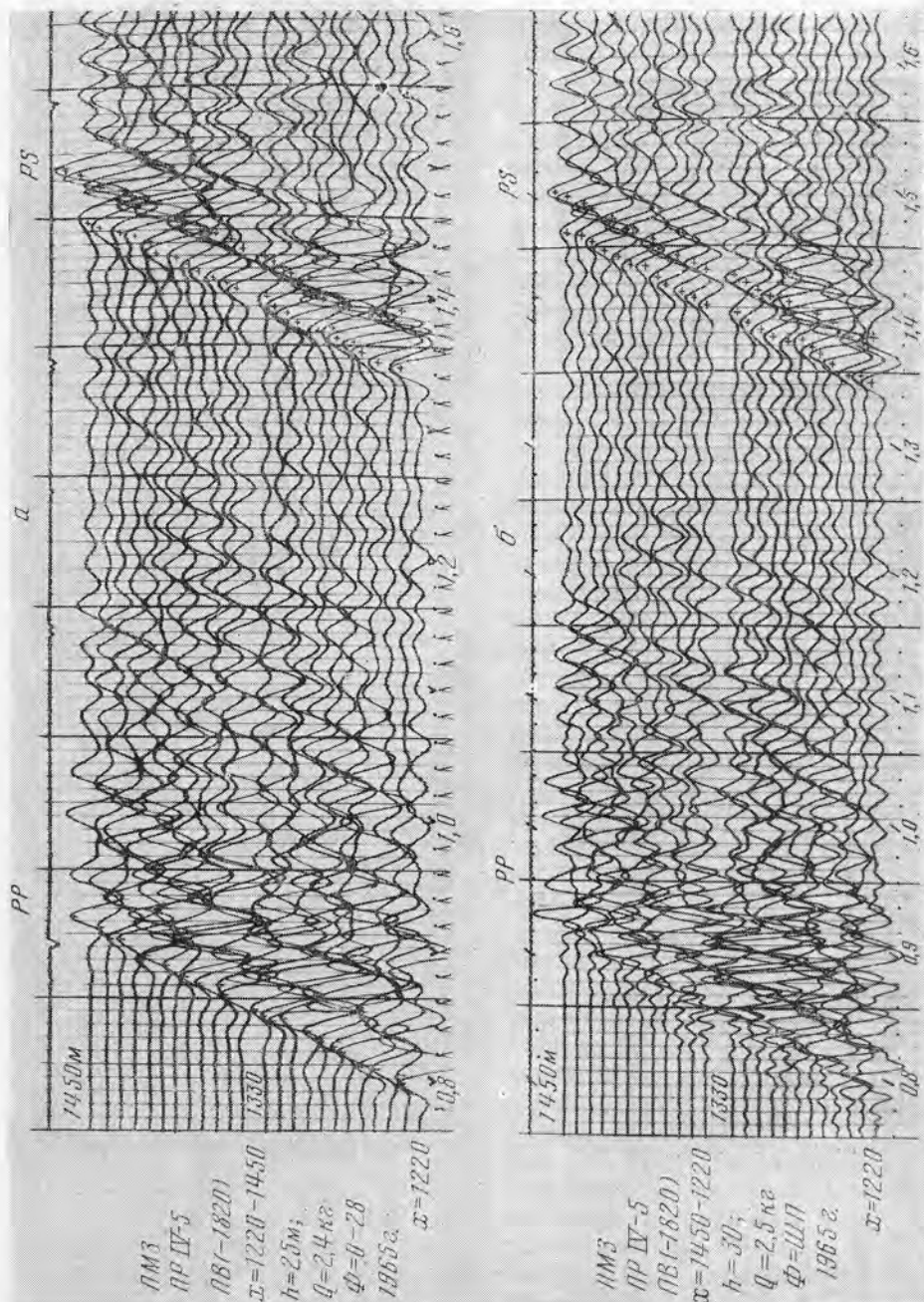
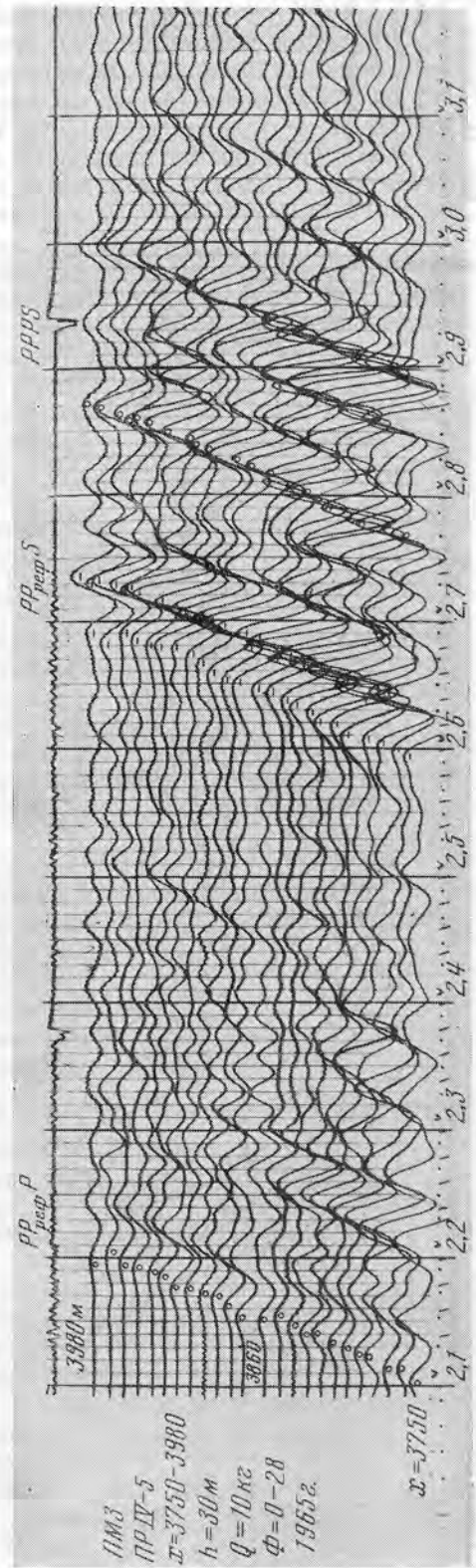
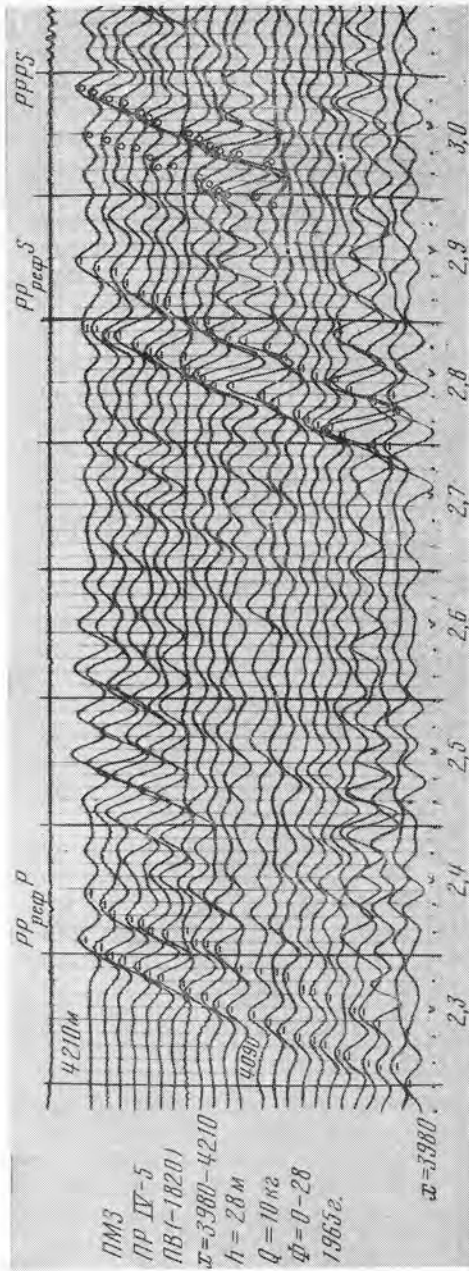


Рис. 17. Записи X-компоненты волн PP и PS , $PP_{\text{реф}}S$ и $PPPS$, полученные на фильтрации 0-28



Исследования проведены в интервале глубин от 30 до 470 м в среднем через 20 м, а иногда несколько чаще.

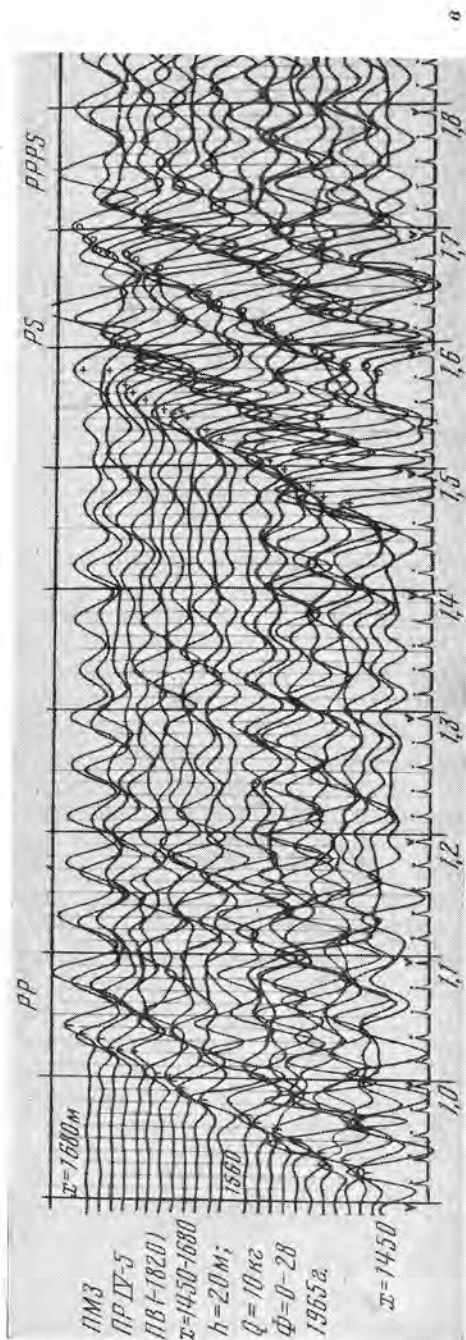
Первые продольные волны и их природа. Записи первых продольных волн имеют сложную форму. В начальной части сейсмограммы регистрируется несколько волн с близкими временами прихода и с различными преобладающими частотами. Различия в характере волн становятся более отчетливыми по мере удаления пункта взрыва от устья исследуемой скважины. Самая первая фаза волны более низкочастотная, а за ней следуют колебания с частотами в 1,5—2 раза более высокими. Иногда высокочастотные колебания отделены от предшествующих низкочастотных волн четкими вступлениями.

Причиной сложного характера начальной части записей является наложение волн двух основных типов: 1) волны, которая, как показано далее, является рефрагированной, и 2) отраженных продольных волн, соответствующих тонким слоям; последние обуславливают высокочастотные колебания, регистрирующиеся за низкочастотными первыми фазами.

Головная волна *PPP*, соответствующая тонкому слою ($H = 280$ м), отмечена на записях только при ближайшем пункте взрыва и на коротком интервале вертикального профиля. Она обладает малой интенсивностью, что согласуется с ранее полученными данными наблюдений в скважинах [43] и на поверхности земли [63]. Как видно из рис. 20, время ее прихода для пункта взрыва ПВ (—1320) должно было быть меньше наблюдаемого времени прихода волны *P* на 0,10—0,15 с.

Рефрагированная волна P. Основные признаки, по которым первая волна определена как рефрагированная волна *P*, следующие:

1. Изменения формы наблюдаемых вертикальных годографов (рис. 20) с расстоянием характерны для рефрагированных волн [42]. При близком ПВ (—300) на профиле отмечается переход от бесконечной кажущейся скорости к положительной, а при удаленных ПВ (—1320) и (—1820) кажущаяся скорость отрицательна вдоль всего профиля.



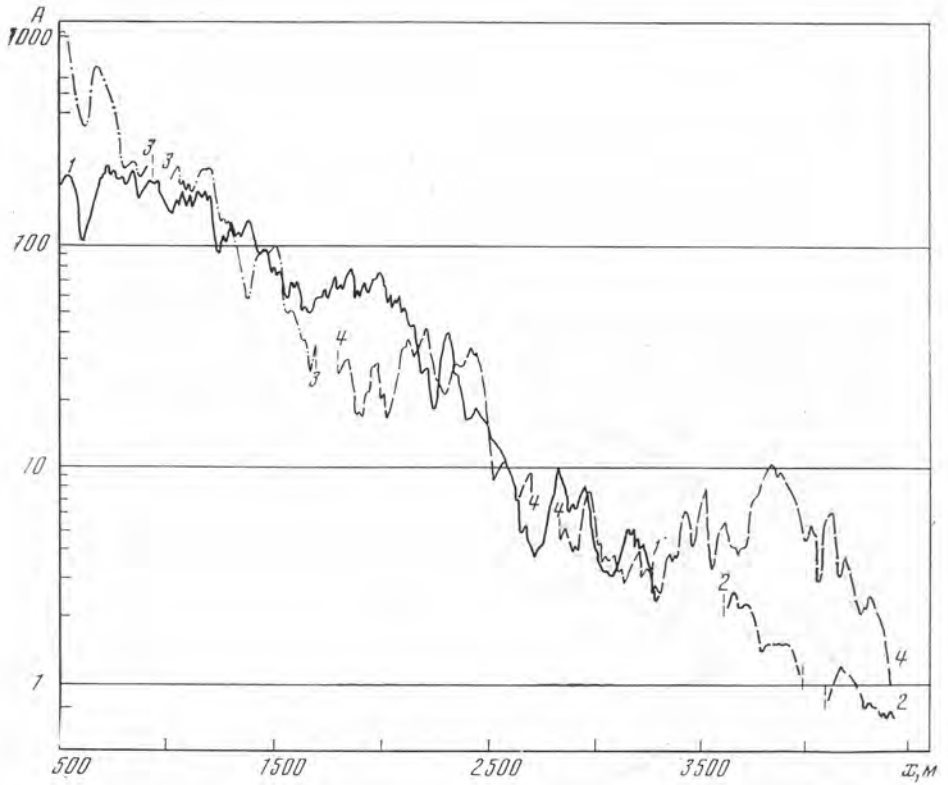


Рис. 18. Наблюдаемые сглаженные графики амплитуд X-компоненты волн PP (1), $PP_{\text{реф}} P$ (2), PS (3) и $PP_{\text{реф}} S$ (4), увязанные по уровню

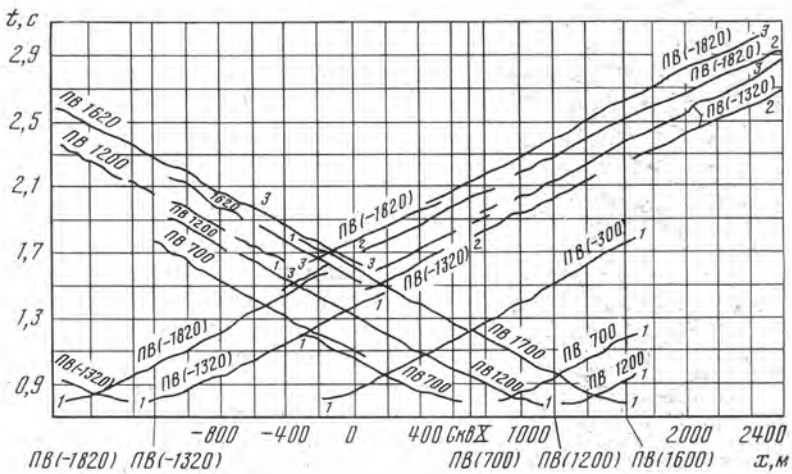


Рис. 19. Наблюдаемые годографы обменных волн t_1 (1), t_A (2), t_B (3)

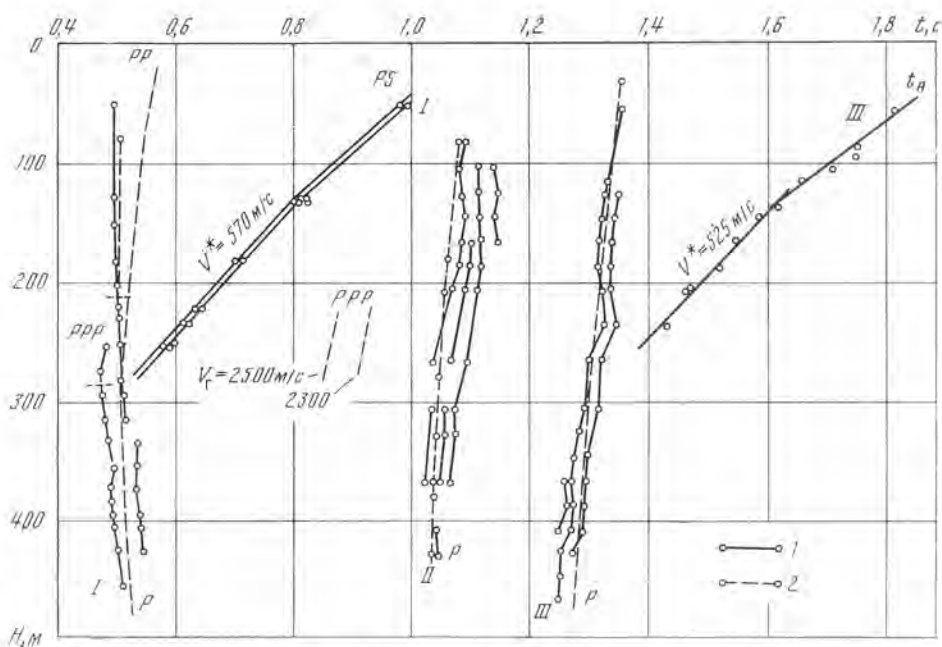


Рис. 20. Наблюдаемые (1) и теоретические (2) годографы ВСП, полученные в скважине X при различных пунктах взрыва
 I — ПВ(-300); II — ПВ(-1320); III — ПВ(-1820). При теоретическом расчете рефрагированных P, отраженных PP и головных PPP волны $V_{P1} = V_{P3} = 1700 + 0,643 H$

2. Близость наблюдаемых годографов волны P к теоретическим годографам рефрагированной волны, вычисленным для усредненной зависимости V от глубины z без учета прохождения волны через пачку тонких слоев на глубине 280 м.

3. Более низкая преобладающая частота по сравнению с последующими волнами в области первых вступлений, что связано с фильтрующим действием тонких слоев на волны, проходящие через них под большими углами (гл. 1, [27] и др.). При уменьшении угла падения волны на слой (т. е. при увеличении глубины точки наблюдения на вертикальном профиле) вступления становятся более резкими и преобладающие на записи частоты более высокими.

Обменные волны. Основная трудность корреляции обменных волн на записях горизонтальных приборов связана с отсутствием ориентировки зонда в скважине. В зависимости от расположения приборов в горизонтальной плоскости обменные волны на разных глубинах могли выделяться лучше на том или ином горизонтальном приборе. Иногда они выделялись на обоих приборах.

Увязка волн, зарегистрированных на вертикальном и наземном профилях, осуществлялась приближенно, так как в верхней части разреза (интервал глубин $H < 60 \div 80$ м) волны плохо прослеживались при ВСП.

На записях выделены следующие обменные волны:

1. Волна PS [ПВ (-300)], увязывающаяся по времени прихода с волной t_1 , прослеженной при наземных наблюдениях из этого же пункта взрыва. Корреляция этой волны по вертикальному профилю прерывается на расстоянии $\Delta H = 25$ м от кровли слоя из-за интерференции с другими волнами в начальной части записи.

2. Волна t_A [ПВ (-1820)], увязывающаяся по времени прихода с волной, прослеженной из этого же пункта взрыва при наземных наблюдениях. Эта волна, как видно из годографа (см. рис. 20), также связана со слоем на глубине $H = 280$ м. Корреляция ее прерывается на расстоянии $\Delta H \approx$

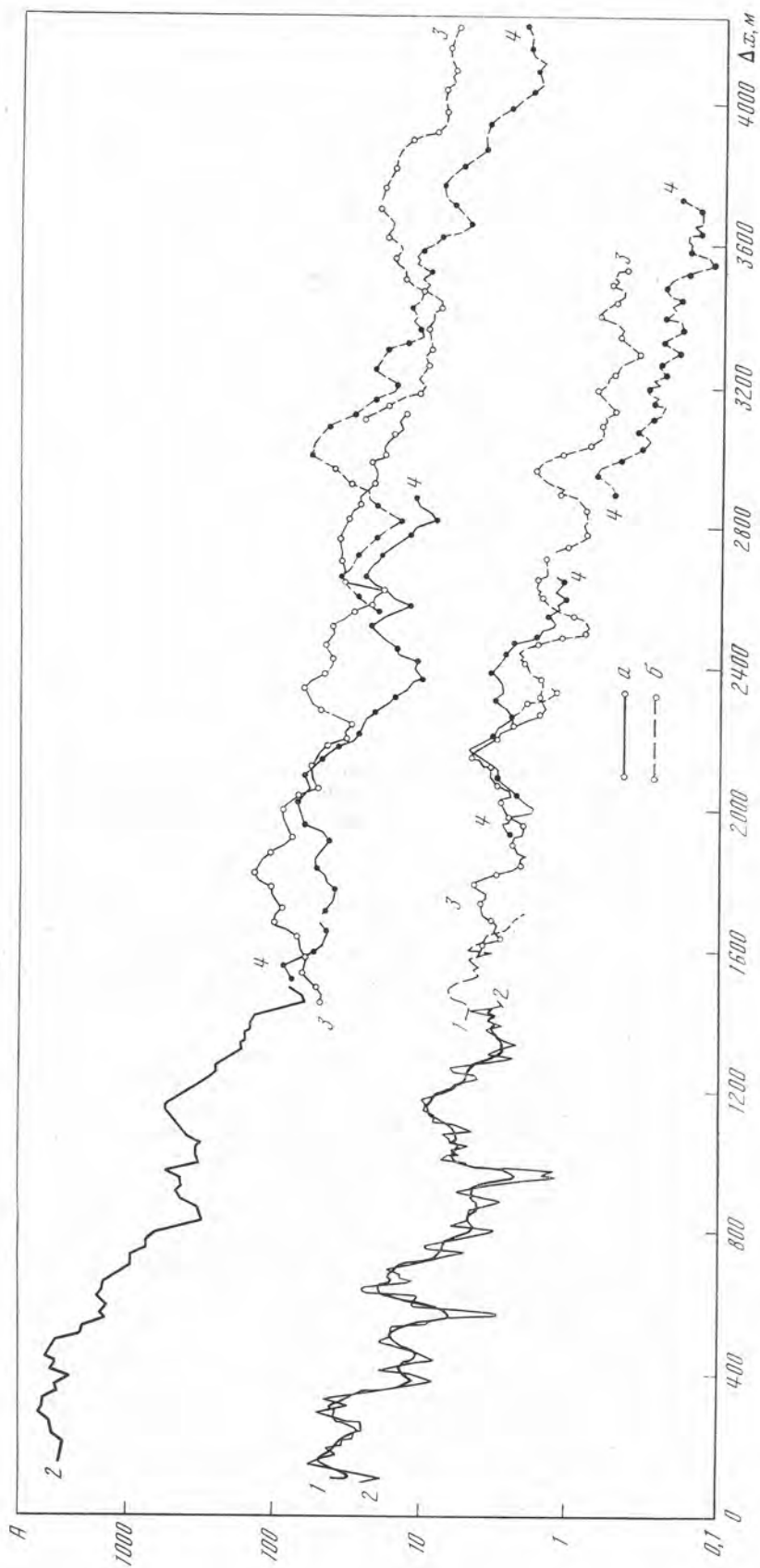


Рис. 21. Сводные графики амплитуд обменных волн t_1 (1, 2), t_A (3), t_B (4), полученные в разных районах Краснодарского края — первая фаза, б — вторая фаза волн. Кривые 2 — наблюдаемый амплитудный график волны t_1 , 1 — сглаженный график

≈ 45 м от кровли слоя. Поскольку первая продольная волна по своим кинематическим характеристикам отнесена к рефрагированной, то волну t_A можно отнести к рефрагированной обменной волне типа $PP_{\text{реф}}S$.

3. Волну t_B не удалось проследить по вертикальному профилю. Колебания, близкие по временам прихода к волне, отмечены только на коротком интервале вертикального профиля и не показаны на годографе.

Амплитудные графики волн. Для пунктов взрыва, при которых получены наиболее надежные данные, построены графики амплитуд всех рассматриваемых волн с увязкой уровней их амплитуд (рис. 21). Это позволяет при определении природы волн использовать не только изменение амплитуд каждой из волн с расстоянием, но и соотношение уровней амплитуд различных волн.

Построение производилось следующим образом. Выбирался опорный интервал профиля, на котором зарегистрированные волны имели примерно одинаковую интенсивность. Амплитудные графики всех рассматриваемых волн, построенные в полулогарифмическом масштабе, привязывались к выбранному интервалу. При разрывах в корреляции одной из волн отдельные участки ее амплитудного графика, полученные надежно, строились по соотношению амплитуд с непрерывно прослеживаемой волной. Наблюденные графики амплитуд затем сглаживались путем осреднения по пяти точкам (см. рис. 21, кривая 1).

Ниже перечислены основные особенности графиков амплитуд:

1. Диапазон амплитуд рассматриваемых волн охватывает около трех порядков при удалении от источника до 4 км.

2. Соотношения амплитуд различных волн на разных интервалах профиля, характер затухания с расстоянием качественно сходны, но имеются количественные отличия.

3. Ход кривых амплитуд волны t_1 типичен для волн PS , отраженных от границ, залегающих на малых глубинах [27].

4. Амплитуды волны t_A имеют сложную форму. В среднем волна t_A затухает с расстоянием несколько слабее, чем волна PS , прослеживаемая на меньших удалениях от источника. Область смены волны PS волной t_A отмечается на амплитудных графиках по уменьшению степени затухания волн с расстоянием.

5. Максимальная амплитуда волны t_B меньше максимальной амплитуды волны PS . Волна t_B затухает с расстоянием слабее, чем волна PS .

6. Соотношение амплитуд волн t_B и t_A варьирует вдоль профилей; на отдельных интервалах интенсивнее то одна, то другая, но при $x = 2,8 \div 3,5$ км волна t_B интенсивнее t_A примерно в 2—3 раза.

Определение природы волн t_A и t_B . На основании анализа данных наземных наблюдений, вертикального сейсмического профилирования и акустического каротажа были сделаны выводы и предположения относительно природы зарегистрированных волн.

Волна t_A отнесена к рефрагированным обменным волнам $P_1P_2S_1$ ($PP_{\text{реф}}S$). Этот вывод основан на следующих данных:

1. Акустический каротаж указывает на присутствие вертикального градиента скорости продольных волн в среде, покрывающей и подстилающей опорный тонкий слой.

2. Вертикальное сейсмическое профилирование показало, что волна t_A может быть определена как рефрагированная волна $PP_{\text{реф}}S$ (см. рис. 20).

3. Наземные годографы волны t_A на удалениях от пунктов взрыва больше 2,5 км криволинейны. Разность Δt времен по нагоняющим годографам волн t_A уменьшается при удалении от пунктов взрыва, что характерно для рефрагированных волн. При $x > 3,5 \div 4$ км кажущаяся скорость достигает значений $V^* = 2100 \div 2300$ м/с, превосходящих значения скоростей в среде, покрывающей тонкий слой, с которым связано опорное отражение PS .

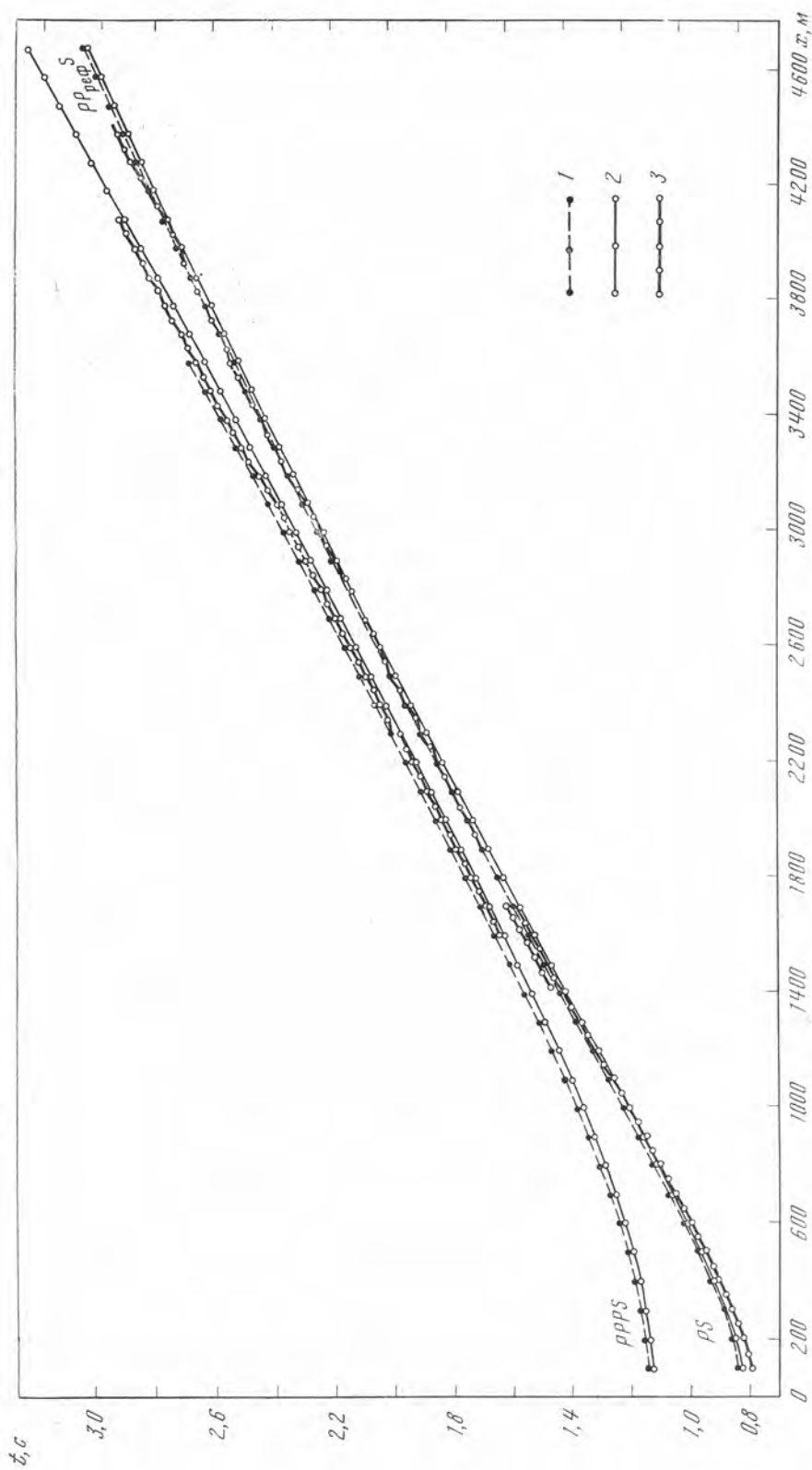


Рис. 22. Теоретические (1, 2) и средние наблюдаемые (3) годографы волн PS , $PPPS$, PP реф S_3^2

Скорости над слоем: 1 (модель 1) — $V_{P1} = 1700 + 0,643 H$, $V_{S1} = 350 + 0,357 H$ м/с; 2 (модель 2) — $V_{P1} = 1800 + 0,286 H$, $V_{S1} = 390 + 0,214 H$ м/с.
Скорости под слоем: для обеих моделей $V_{P3} = 1700 + 0,643 H$; $V_{S3} = 390 + 0,214 H$

Волна t_B относится к классу отраженных волн, так как ее нагоняющие годографы не параллельны, а графики разности времен пробега, построенные по нагоняющим системам, показывают отчетливое возрастание Δt с расстоянием. Возможны следующие гипотезы относительно природы волны t_B :

1. Волна t_B — однократная волна PS , соответствующая границе, залегающей глубже опорного слоя с $H = 280$ м. Эта гипотеза отвергается, так как кажущаяся скорость волны, определенная по годографам на больших удалениях, не превышает скорости над опорным слоем. Кроме того, области регистрации волн t_1 и t_B сильно различаются, что маловероятно для однократных волн, отраженных от близких границ.

2. Волна t_B — двухкратная волна PS , т. е. $PSPS$ или кратная волна $PPSS$, претерпевшая обмен на свободной поверхности. Эта гипотеза также отвергается, так как расчеты показывают, что времена прихода волны t_B меньше, чем времена прихода двухкратных волн. Очевидно (даже без специальных динамических расчетов), что интенсивность волн, претерпевших трехкратный обмен, должна быть очень малой.

3. Волна t_B — кратная отраженная волна $PPPS$, связанная с той же границей, что и волна PS . По абсолютным временам пробега и по соотношению с годографами волны PS это предположение представляется возможным. Качественные динамические оценки также позволяют считать этот вариант допустимым, так как коэффициент отражения продольных волн в запредельной области, начиная со сравнительно небольших значений l/λ_2 , может быть близок к единице. В пользу этого предположения говорит также то, что область регистрации волны t_B сдвинута в сторону больших расстояний по сравнению с волной PS и что максимальная амплитуда волны t_B меньше максимальной амплитуды волны PS .

Таким образом, на основании анализа экспериментальных данных сделан вывод о том, что волны t_A и t_B представляют собой рефрагированную волну $PP_{\text{реф}}S$ и кратно отраженную волну $PPPS$ соответственно. Обе связаны с тонким слоем, залегающим на глубине $H = 280$ м*.

Для всех рассматриваемых волн $f_{\text{цр}} \approx 30$ Гц и, следовательно, отношение l/λ_2 составляет всего 0,13. Кинематические характеристики зарегистрированных волн достаточно хорошо согласуются с выводами об их природе. Это видно из сравнения теоретических годографов, рассчитанных по программе Т. Б. Яновской [114], с осредненными наблюдаемыми годографами (рис. 22). Лучшее согласование расчетных и наблюдаемых областей регистрации волн PS и $PPPS$ получено для второй модели с меньшим градиентом скорости продольных и поперечных волн над слоем. Поэтому эта модель была принята для динамических расчетов.

Отметим, что основные особенности смены отраженных волн рефрагированными близки для продольных и обменных волн, но для обменных волн смены происходят на более близком расстоянии от источника и их легче изучить.

§ 4. Теоретические расчеты

Теоретические сейсмограммы. По программе [114] были проведены расчеты теоретических сейсмограмм продольных волн PP , $PP_{\text{реф}}P$ и $PPPP$ (рис. 23, б) и обменных PS , $PPPS$ и $PP_{\text{реф}}S$ (рис. 23, а). По теоретическим сейсмограммам построены и сопоставлены с наблюдаемыми графики амплитуд наиболее интенсивных фаз.

* Отметим также, что на больших удалениях от источника ($x > 3000$ м) была зарегистрирована волна, которую по форме годографа, области регистрации, графику амплитуд и соотношению с годографом волны t_B можно отнести к отраженной волне более высокой кратности $PPPPPS$, претерпевшей трехкратное отражение на тонком слое.

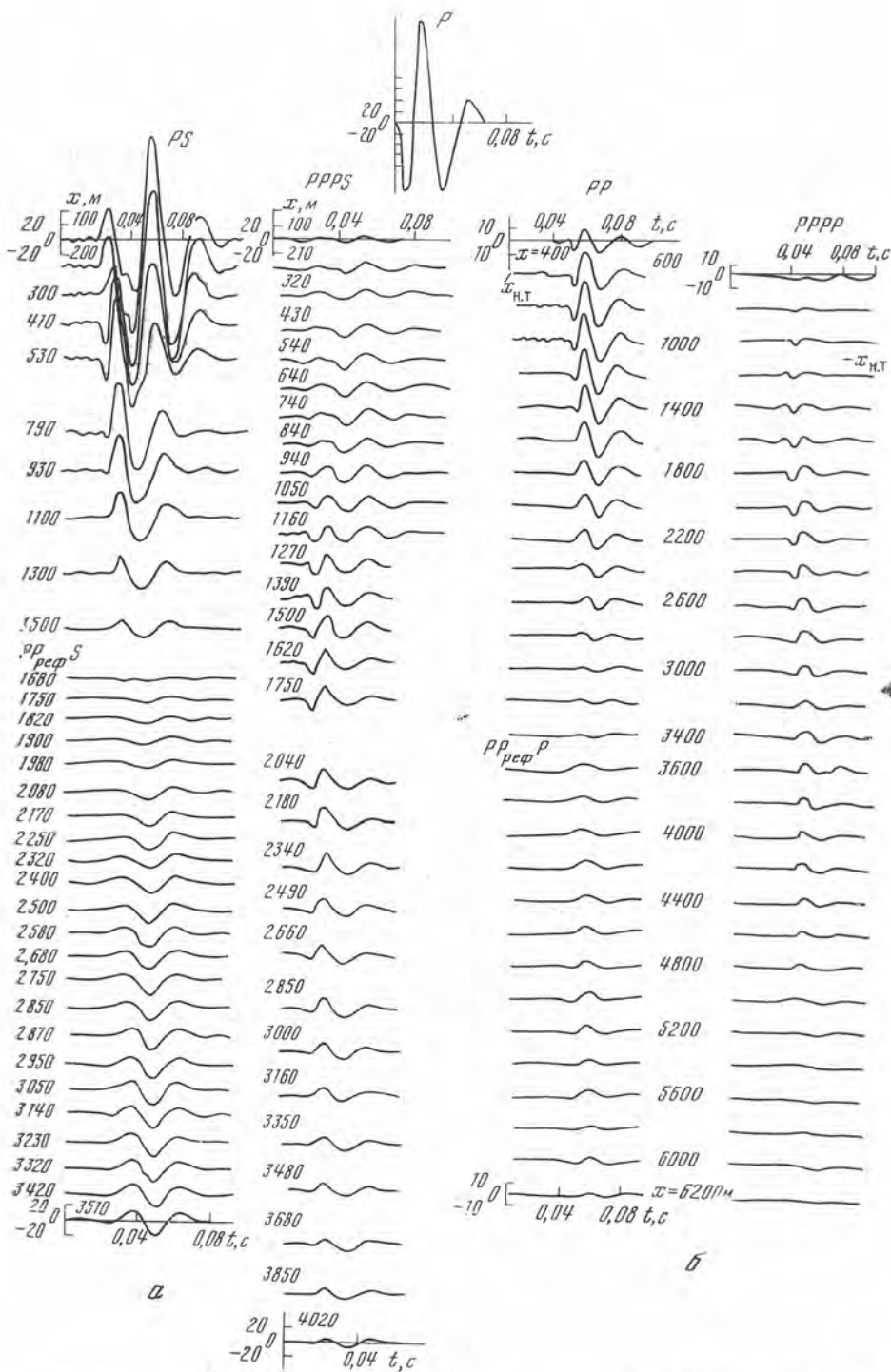


Рис. 23. Теоретические сейсмограммы обменных волн PS , $PPPS$ и $PP_{\text{реф}}S$ (а) и продольных волн PP , $PP_{\text{реф}}P$ и $PPPP$ (б), рассчитанные для модели 2 (рис. 22) при падающей волне P

Параметры слоя: $l = 11$ м; $V_{P2} = 2500$, $V_{S2} = 830$ м/с

При расчете взят импульс прямой волны P , изображенный на рис. 23. Отраженная волна PP . Основной особенностью волны PP является сравнительно слабое изменение ее формы с удалением от пункта взрыва. При увеличении расстояния x отмечается более сильное затухание первой фазы (первого минимума) по сравнению с другими фазами; остальная часть записи практически не изменяется с расстоянием. В связи с затуханием первой фазы при $x > 1600$ м уменьшается общая длительность волны.

Форма волны PP отличается от формы падающей волны P меньшими преобладающим периодом и общей длительностью колебаний (рис. 24, кривая 1). Отмеченные отличия форм отраженной и падающей волн объясняются формой спектральной характеристики среды для продольных отраженных волн [17, 19, 103]. Эта характеристика в диапазоне частот спектра падающей волны в допредельной и запредельной областях имеет форму монотонно возрастающей кривой. Такая форма характеристики типична для фильтра верхних частот.

Рефрагированная волна $PP_{\text{реф}}P$. Форма волны $PP_{\text{реф}}P$ изменяется только в области ее появления, т. е. в области прихода лучей, начавших проникать под тонкий слой. Здесь первая фаза волны растянутая и нечеткая и волна более низкочастотная, чем на больших удалениях. Эти особенности связаны с тем, что на данных расстояниях она образовалась при падении волны P на слой под углом большим, чем предельный. При увеличении расстояния x углы падения волны P на слой становятся меньшими, чем предельный, формируется четкий первый минимум волны $PP_{\text{реф}}P$, а при дальнейшем удалении от пункта взрыва форма волны стабилизируется и близка к форме падающей волны (рис. 24, кривая 3).

Двухкратно отраженная волна $PPPP$. Для двухкратной волны $PPPP$ характерна перекачка энергии в последующие фазы колебаний при удалении от источника и последовательное затухание с расстоянием начальных фаз колебаний.

Сравнение форм волны PP и $PPPP$ целесообразно делать на кратных расстояниях от источника, когда волна падает на слой под одним и тем же углом (рис. 25). При расстояниях x (PP) ≤ 1000 м (рис. 25, а, б) форма волны $PPPP$ близка к форме волны PP с обращением фазы и со сжатием по оси времен примерно в 1,4 раза. При больших расстояниях x , когда форма обеих волн изменилась вследствие затухания начальных фаз колебаний, нет достаточно полного совпадения записей PP и $PPPP$. Качественно записи сходны (нет обращения фазы и трансформации по оси времен (рис. 25, в, г)).

Отраженная волна PS . Форма записи волны PS в допредельной области интерференционная, и общая длительность колебаний несколько больше, чем у прямой волны (см. рис. 24, кривая 2). За начальной точкой для головной волны PPS ($x > 370$ м) форма записи значительно отличается от формы в допредельной области: появляется новая начальная фаза и изменяется отношение амплитуд различных экстремумов. При дальнейшем увеличении расстояния форма кривой меняется постепенно: главным образом затухают начальная и хвостовая фазы колебаний, и вследствие этого длительность волны уменьшается.

Рефрагированная волна $PP_{\text{реф}}S$. Волна $PP_{\text{реф}}S$ в области своего появления имеет вид слабого колебания с периодом, большим, чем у падающей волны, и с меньшим числом экстремумов. При увеличении расстояния в начальной части формируются новые экстремумы, преобладающий на записи период уменьшается, сначала приближаясь к основному периоду прямой волны, а затем становясь даже несколько меньше. Такие изменения формы связаны с тем, что в области появления волна $PP_{\text{реф}}S$ формируется лучами, прошедшими через тонкий слой под углом, большим предельного, и поэтому спектральная характеристика слоя для заэкранированной волны имеет максимум при низких частотах. С увеличением расстояния угол падения волны на слой уменьшается и становится меньше

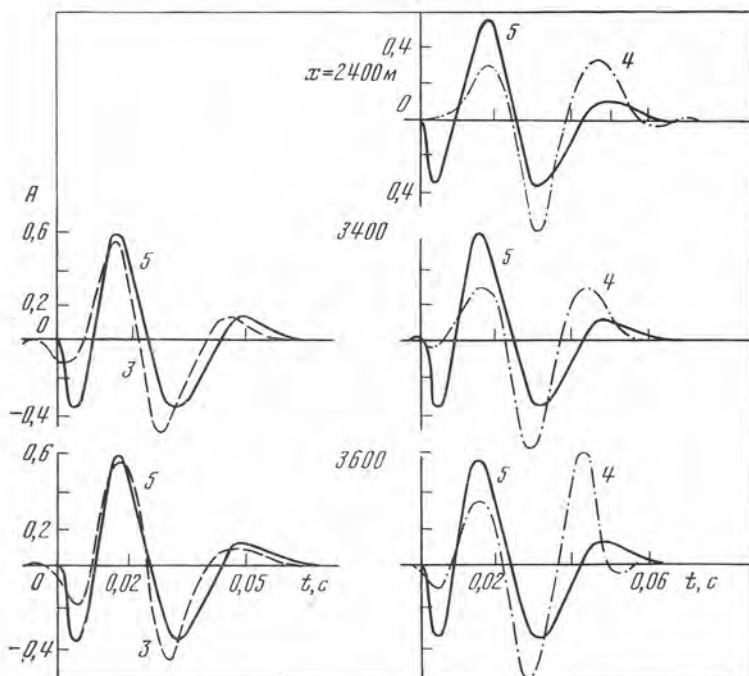
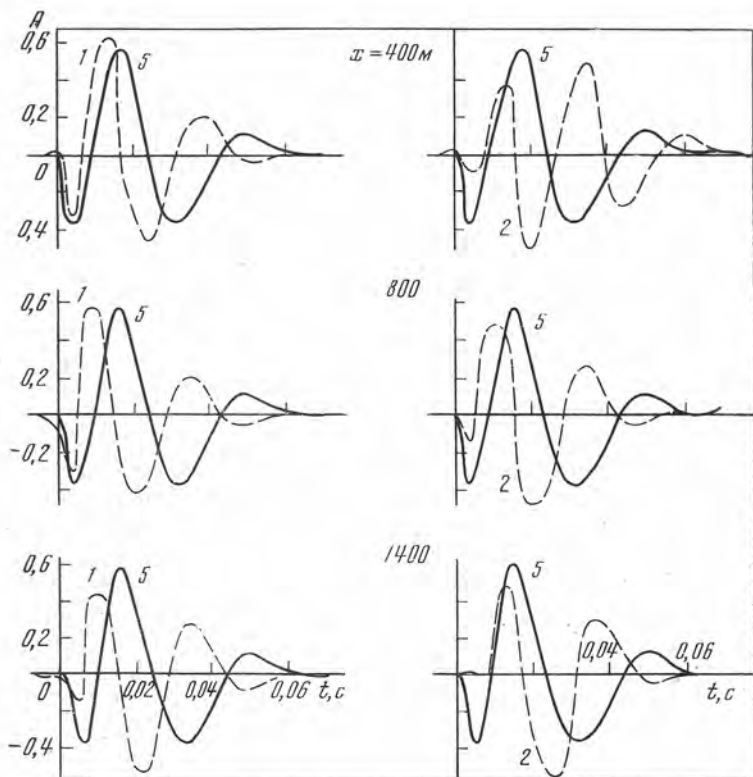


Рис. 24. Сопоставление формы отраженных волн PP (1) и PS (2), а также рефрактированных волн $PP_{\text{реф}}$ (P) (3) и $PP_{\text{реф}}S$ (4) с прямой волной P (5) на различных расстояниях x

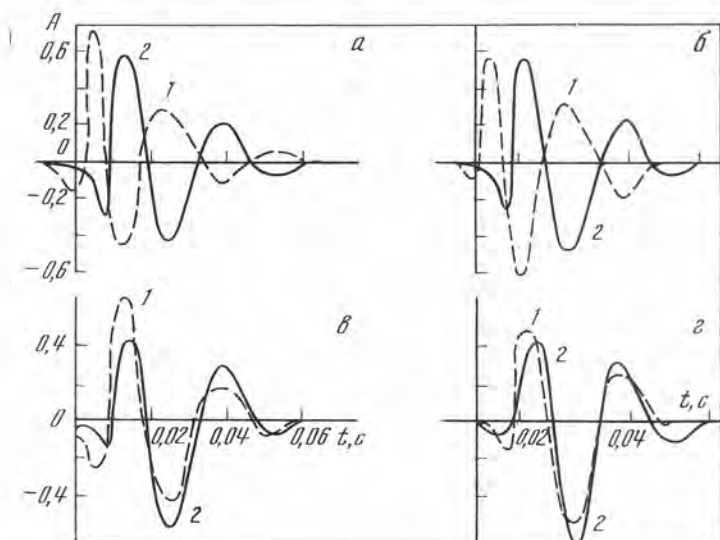


Рис. 25. Сопоставление формы многократных (1) и однократных (2) продольных отраженных волн на кратных расстояниях с обращением (а, б) и без обращения (в, г) фазы
 а — x (PP) = 800, x (PPPP) = 1600 м; б — x (PP) = 1000, x (PPPP) = 2000 м; в — x (PP) = 1400; x (PPPP) = 2800 м; г — x (PP) = 2000, x (PPPP) = 4000 м

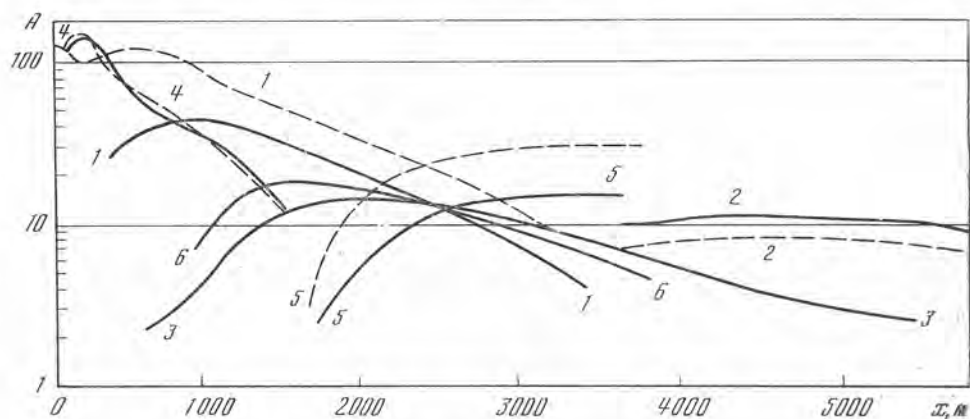


Рис. 26. Графики амплитуд продольных (отраженной PP₁(1), рефрагированной PP_{реф}^P(2), двукратной PPPP (3)) и обменных (отраженной PS (4), рефрагированной PP_{реф}^S(5), кратной PPPS (6)) волн, построенные по теоретическим сейсмограммам (сплошные линии) и по спектральным характеристикам (пунктир)

предельного. В соответствии с этим максимум спектральной характеристики слоя для проходящих волн смещается в область более высоких частот. При этом частота максимума спектральной характеристики слоя выше частоты максимума спектра падающей волны, поэтому на больших удалениях преобладающая на записи частота волны PP_{реф}^S может быть выше, чем у падающей волны (см. рис. 24, кривая 4).

Двукратно отраженная волна PPPS. Волна PPPS при расстояниях, меньших абсциссы начальной точки головной волны PPPPS ($x \approx 730$ м), имеет интерференционную форму и малую интенсивность, постепенно возрастающую с расстоянием. На больших удалениях форма записи становится более регулярной — постепенно формируется новая начальная фаза колебаний, которая в дальнейшем затухает. При расстояниях, больших 1500—1600 м, форма записи довольно устойчивая и лишь медленно изме-

няется с расстоянием. При $x > 2000$ м форма записи волны $PPPS$ сравнительно близка к волне PS в запредельной области (см. рис. 23, б).

Формы записи всех рассматриваемых обменных волн и падающей волны не совпадают и, за исключением некоторых интервалов расстояний, различаются между собой. Это показывает, что в случае тонкостойкой среды для идентификации волн, связанных с одним и тем же слоем в разрезе, нельзя пользоваться критерием сходства формы записи.

Для всех волн характерны значительные изменения формы и амплитуды записи с расстоянием, особенно при наименьших удалениях от пункта взрыва. Характер этих изменений различен для разных волн.

Графики амплитуд, построенные по теоретическим сейсмограммам. Рассматриваемые продольные и обменные волны характеризуются различными значениями амплитуд и особенностями их изменения с расстоянием (рис. 26). Для обеих рассматриваемых групп волн — продольных PP , $PP_{\text{реф}}P$, $PPPP$ и обменных PS , $PP_{\text{реф}}S$ и $PPPS$ — характерны следующие общие закономерности:

1. Для однократных отраженных волн PP и PS имеется некоторая область максимальных амплитуд, которая сменяется областью монотонного убывания амплитуд с расстоянием.

2. Двухкратные отраженные волны $PPPP$ и $PPPS$ при небольших удалениях от источника имеют амплитуды, примерно на порядок меньшие амплитуд соответствующих однократных волн. С увеличением расстояния амплитуды этих волн возрастают, достигают максимума, а затем монотонно убывают. В области, расположенной за пределами максимума, амплитуды их превышают амплитуды соответствующих однократных волн.

3. Амплитуды рефрагированных волн $PP_{\text{реф}}P$ и $PP_{\text{реф}}S$ в области их появления сначала возрастают с удалением от источника, затем на **большом** интервале расстояний остаются стабильными и лишь на весьма **больших** удалениях слабо убывают с расстоянием. Следует отметить, что возрастание амплитуд с расстоянием в области появления волн $PP_{\text{реф}}P$ и $PP_{\text{реф}}S$ частично связано с неточностью лучевого метода в этой области [3, 133] и в дальнейшем подлежит уточнению.

Основные различия в амплитудных графиках рассматриваемых продольных и обменных волн связаны с отличиями в областях их существования и сводятся к следующему:

1. Для продольных волн затухание с расстоянием слабее, чем для обменных. Область максимума амплитуд двухкратной волны $PPPP$ шире, чем волны $PPPS$, и находится дальше от источника.

2. Динамические соотношения различных продольных волн между собой отличаются от соответствующих соотношений обменных волн. Так, амплитуды кратной волны $PPPP$ всегда меньше амплитуд волны $PP_{\text{реф}}P$, в то время как для обменных волн существует область, где амплитуды $PPPS$ больше амплитуд $PP_{\text{реф}}S$.

Из сопоставления уровней амплитуд различных волн вытекает, что для данной модели при использовании широкополосного канала аппаратуры на близких расстояниях от пункта взрыва (до 800 м) наиболее интенсивной на записях X -компоненты должна быть волна PS и несколько слабее — волна PP . При $x = 1000 \div 2500$ м наиболее интенсивной должна быть волна PP , а при $x > 2500$ м — волна $PP_{\text{реф}}S$.

Графики амплитуд, построенные по спектральным характеристикам среды. На рис. 26 показаны также амплитудные кривые, построенные по спектральным характеристикам среды для волн PP , $PP_{\text{реф}}P$, PS и $PP_{\text{реф}}S$ для частот, близких к преобладающим частотам указанных волн на теоретических сейсмограммах.

Сопоставление амплитудных графиков, построенных обоими способами, показывает, что характер изменения амплитуд каждой из волн с расстоянием близок. Такие же результаты были получены для кривых, по-

строенных по спектральным характеристикам для других частот. Существенные различия отмечаются только для волны PP при $x < 1100$ м и частоте $f = 62$ Гц.

Соотношение уровней амплитуд различных волн, определенных указанными способами, различно. Так, если совместить уровни амплитуд волны PS , то максимальные отличия отмечаются для волны PP (при $x < 1100$ м), достигающие 3,5, и для волны $PP_{\text{реф}}S$ (около 2,0).

Все изложенное выше позволяет сделать вывод о возможности оценки амплитудных особенностей волн непосредственно по спектральным характеристикам без операции свертки с падающей волной. Это особенно важно, когда форма падающего импульса неизвестна и нужно определить не особенности формы различных волн, а только характер изменения с расстоянием их амплитуд.

§ 5. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных

Форма записи и характер корреляции волн. Для продольных волн целесообразно рассматривать лишь основные особенности формы записи и изменения ее с расстоянием, поскольку в большинстве наблюдаемых записей введена фильтрация, не учтенная при расчетах.

Сравнение расчетных и наблюдаемых записей различных волн позволяет установить в обоих случаях, во-первых, слабое изменение с расстоянием и устойчивую корреляцию формы волны PP на больших интервалах профиля, во-вторых, более сильное изменение с расстоянием формы волны PS по сравнению с волной PP и, наконец, слабые изменения формы волн при смене отраженных волн PP и PS рефрагированными $PP_{\text{реф}}P$ и $PP_{\text{реф}}S$.

Основные отличия в расчетной и наблюдаемой формах волн состоят в том, что преобладающие на записи периоды всех волн при расчетах меньше, чем в эксперименте, на 5—30%, а соотношения амплитуд различных фаз одной и той же волны при расчетах отличаются от данных эксперимента, в особенности для волн PS и $PPPS$ (рис. 27). На теоретических сейсмограммах указанных волн первый максимум интенсивнее второго, в то время как на экспериментальных сейсмограммах либо отмечается обратная закономерность, либо оба максимума соизмеримы по амплитуде. Отмеченные различия в форме волн, по-видимому, связаны с тем, что при расчетах теоретических сейсмограмм не учтено затухание волн с расстоянием вследствие поглощения в среде и ее тонкой слоистости.

Графики амплитуд. Для волн PP и PS при расчетах (см. рис. 26) и в эксперименте (см. рис. 18) отмечается в среднем монотонное убывание амплитуд с расстоянием, на фоне которого выделяются максимумы. Количественные различия расчетных и экспериментальных данных для волны PS невелики, а для волны PP значительны. В интервале $x = 800 \div 2300$ м амплитуды PP в эксперименте уменьшаются в 9 раз, а по расчетам — в 3 раза.

Для рефрагированных волн $PP_{\text{реф}}P$ и $PP_{\text{реф}}S$ даже качественный характер экспериментальных и расчетных графиков амплитуд различен. В эксперименте амплитуды убывают с расстоянием, а при расчете на некотором интервале возрастают и на большом интервале профиля остаются постоянными.

Экспериментальные и расчетные соотношения уровней амплитуд волн PP и $PP_{\text{реф}}P$ в области, где первая затухает, а вторая появляется, близки. Для волн PS и $PP_{\text{реф}}S$ эти соотношения в области смены волн также близки, если исключить из рассмотрения начальную область резкого возрастания с расстоянием амплитуд волны $PP_{\text{реф}}S$, в которой расчеты неточны [133]. При дальнейшем увеличении x отмечаются значительные отличия расчетных и экспериментальных уровней амплитуд рефрагиро-

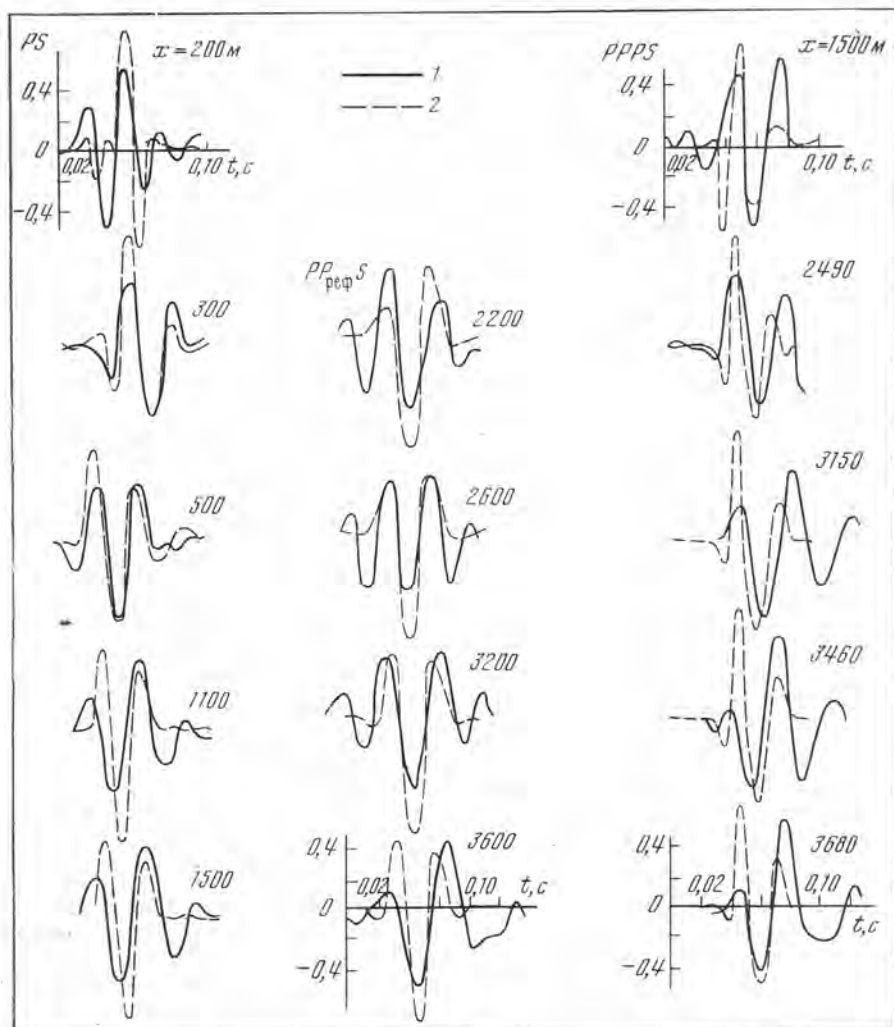


Рис. 27. Сравнение экспериментальных (1) и расчетных (2) сейсмограмм обменных волн PS , $PP_{\text{реф}}S$ и PPS

ванных волн, что связано с отмеченными качественными различиями в характере изменения амплитуд этих волн с расстоянием.

Приближенный учет влияния затухания в среде на амплитудные графики различных волн. Отмеченные различия в затухании с расстоянием амплитуд волн по сравнению с расчетами, как и ранее указанные отличия формы записи, можно объяснить неучтенным при расчетах затуханием волн в среде. Однако учесть затухание при расчетах теоретических сейсмограмм пока трудно из-за сложности экспериментального изучения зависимостей коэффициентов затухания колебаний от частоты и дисперсии фазовых скоростей. Поэтому мы ограничимся приближенным учетом влияния затухания только на форму теоретических амплитудных графиков.

Введем в теоретические графики амплитуд множители, характеризующие затухание волн с расстоянием за счет поглощения и не полностью учитываемой тонкой слоистости среды. При этом будем считать, что преобладающей частоте f волны соответствуют эффективные постоянные коэффициенты затухания α_P и α_S , не зависящие от глубины H , что, конечно, является весьма грубым приближением. В этом случае множитель,

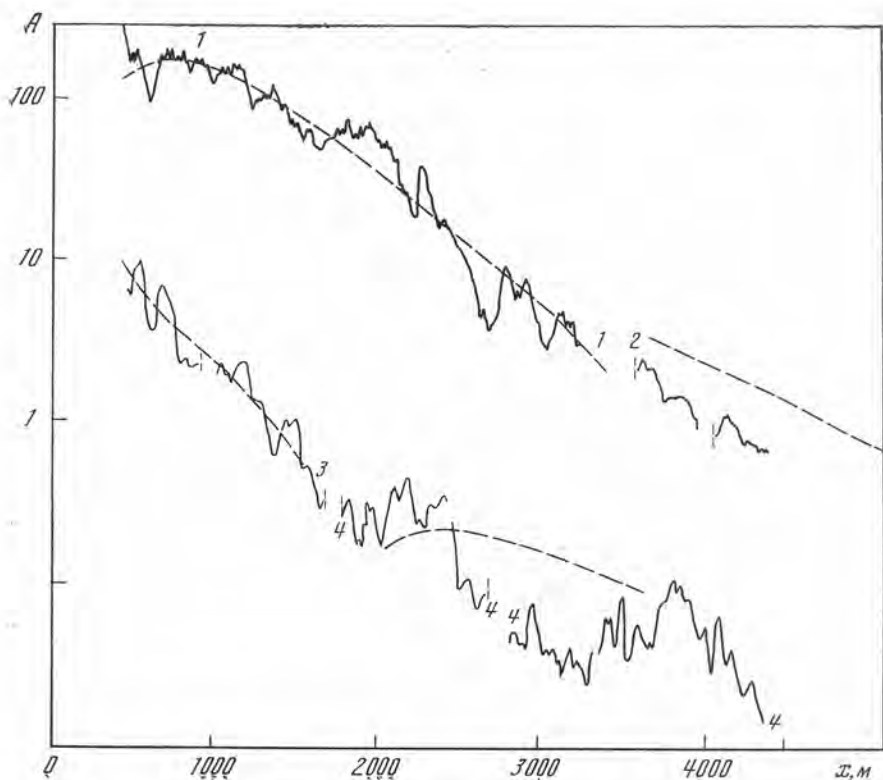


Рис. 28. Сопоставление экспериментальных (сплошные линии) амплитуд X-компоненты волн PP (1), $PP_{\text{реф}}^P$ (2), PS (3) и $PP_{\text{реф}}^S$ (4) с расчетными кривыми (пунктир), в которые введена коррекция за затухание

характеризующий влияние затухания, для продольных волн

$$y_1 = \exp(-\alpha_P l_P),$$

для обменных волн

$$y_2 = \exp(-\alpha_P l_P - \alpha_S l_S),$$

где l_P — полная длина пути продольной волны; l_P и l_S — длина участков пути обменной волны, на которых она распространяется соответственно как продольная и поперечная.

Коэффициент затухания продольных волн $\alpha_P = 9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ для частоты $f \approx 40$ Гц был найден из сопоставления расчетного и экспериментального амплитудных графиков волны PP . Эта величина близка к значению $6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$, полученному в работе [72] при сравнении расчетной и экспериментальной форм записи волны PP . В теоретический график амплитуд волны $PP_{\text{реф}}^P$ также введено затухание $\alpha_P = 9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$.

Для учета затухания в графиках амплитуд волн PS и $PP_{\text{реф}}^S$ нужно знать α_S . Длина пути l_S при большом V_P/V_S практически постоянна и близка к значению глубины H тонкого слоя. Постоянный член $\exp(-\alpha_S H)$ влияет не на характер затухания обменных волн с расстоянием, а лишь на соотношение уровней обменных и продольных волн, которое здесь не рассматривается, поэтому он не учитывается в расчетах.

Сравнение экспериментальных амплитудных графиков с расчетными после введения коррекции за затухание. Из сравнения указанных графиков (рис. 28) видно, что при малых α_P , характерных для рассматриваемого района, учет затухания существенно влияет на ход теоретических амплитудных графиков только для волн, прошедших длинный путь (волна PP

на больших удалениях от пункта взрыва, рефрагированные волны $PP_{\text{реф}}P$ и $PP_{\text{реф}}S$), и мало влияет на ход графиков волн с относительно небольшой длиной пути (волна PS).

Учет затухания в среде позволяет объяснить наблюдающееся в эксперименте падение уровня амплитуд рефрагированных волн $PP_{\text{реф}}P$ и $PP_{\text{реф}}S$ с расстоянием (ср. кривые 2 и 5 на рис. 26 и кривые 2 и 4 на рис. 28).

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. В слабоградиентной среде, содержащей тонкий слой с повышенной скоростью (отношение $l/\lambda_2 = 0,13$), образуются обменные кратные отраженные волны $PPPS$ и рефрагированные волны $PP_{\text{реф}}S$, прослеживающиеся до больших расстояний $x = (15 \div 18) H$ (H — глубина залегания тонкого слоя).

2. Для идеально упругой модели тонкого ($l/\lambda_2 \approx 0,13$) слоя в градиентной среде форма всех теоретических сейсмограмм волн различных классов существенно различна и, за исключением продольной рефрагированной волны $PP_{\text{реф}}P$, отличается от формы падающей волны. Разница в форме волн, соответствующих одному и тому же слою, отличает волновые поля, возникающие в средах с тонкими слоями, от волновых полей в средах с толстыми слоями, для которых характерно тождество форм допредельных отраженных и рефрагированных волн различных типов.

3. Расчетные сейсмограммы и экспериментальные записи X -компоненты волн PP , $PP_{\text{реф}}P$, PS , $PP_{\text{реф}}S$ на расстояниях, достигающих шестнадцатикратной глубины слоя, имеют ряд достаточно близких основных закономерностей. К ним относятся устойчивость формы волны PP вдоль профиля, большая изменчивость формы волны PS по сравнению с PP , устойчивость формы и более низкие частоты рефрагированной волны $PP_{\text{реф}}P$ по сравнению с волной PP , слабые изменения формы и амплитуды при сменах отраженных волн PP и PS соответственно рефрагированными волнами $PP_{\text{реф}}P$ и $PP_{\text{реф}}S$. Вместе с тем имеются систематические отличия в форме экспериментальных и теоретических сейсмограмм различных волн, указывающие на необходимость дальнейшего совершенствования модели, принятой для расчетов и, в частности, учета затухания.

4. Для отраженных волн PP и PS характер изменения расчетных и экспериментальных амплитуд с расстоянием качественно сходен, но в эксперименте убывание амплитуд с расстоянием сильнее, чем при расчетах. Для рефрагированных волн уровень расчетных амплитуд выше, чем в эксперименте, и они мало изменяются с расстоянием. Введение в расчетные графики эффективного коэффициента затухания улучшает сопоставимость расчета и эксперимента.

5. Расчеты теоретических сейсмограмм по программе [114] целесообразно использовать для прогноза основных особенностей волнового поля в различных разрезах. Если нужно определить только амплитудные особенности разных волн, а не форму записи, то иногда для построения графиков амплитуд достаточно использовать расчетные спектральные характеристики волн и не нужно производить операции свертки с падающим импульсом.

ВОЛНОВЫЕ ПОЛЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ ТОНКОСЛОИСТЫХ СРЕДАХ

Сейсмическое волновое поле зависит от свойств среды — от ее скоростного разреза, геометрии сейсмических границ, а также от затухания волны с расстоянием, связанного с поглощением и рассеянием энергии в среде. Реальная среда очень сложна и, естественно, можно ожидать большого многообразия ее моделей. На первых этапах развития сейсморазведки пользовались преимущественно моделью среды, состоящей из однородных толстых слоев и лишь в отдельных случаях — однородных тонких слоев. За последние годы в рассмотрение введены модели среды с вертикальным градиентом скорости и тонкослоистые модели [55, 56, 73, 74].

Тонкослоистое строение среды (наличие сравнительно тонких пачек со скоростями, отличающимися от скоростей в окружающей среде), несомненно, является общей закономерностью строения осадочных пород. Данные по изучению скоростей в кристаллических и метаморфических породах, полученные во Всесоюзном институте рудной геофизики Мингео СССР [52, 73], показывают, что и в них также имеются пачки со скоростями, отличающимися от скоростей в окружающей среде. Преимущественно они имеют пониженные скорости и приурочены к нарушенным зонам. С такими пачками связаны интенсивные отраженные волны, которые регистрируются в рудной сейсморазведке, исследующей кристаллические и метаморфические породы.

В последние годы в сейсмической литературе все чаще встречаются указания на тонкослоистое строение среды вблизи сейсмических границ в более глубоких частях разреза Земли — в коре, мантии и ядре [15]. Поскольку большие глубины в коре и мантии для бурения пока еще недостижимы, то для определения тонкой структуры глубинных сейсмических границ следует прежде всего получать и анализировать данные об отраженных волнах, образовавшихся при небольших углах падения. Именно эти волны содержат основную информацию о скоростном строении пачек, поэтому на их изучении должно базироваться в основном и решение обратной динамической задачи — восстановление скоростного разреза по сейсмическим данным.

§ 1. Различия характеристик волн, возникающих в тонко- и толстослоистой моделях [20а]

Анализ экспериментальных и расчетных динамических характеристик волн, зарегистрированных в средах, содержащих пачки тонких слоев, и в средах с толстыми слоями, показал значительные их отличия. Основные различия отмечаются для отраженных волн при углах падения волны на пачку меньших, чем предельный, или при отсутствии предельных углов и заключаются в следующем.

Форма волны, отраженных от различных тонкослоистых пачек, существенно зависит от их структуры и обычно отличается от падающей волны. Для толстослоистой модели, напротив, для всех отраженных волн при рассматриваемых углах падения она совпадает с формой падающей волны (с обращением или без обращения фазы в зависимости от знака скачка скорости на границе).

Форма волн различных типов (например, PP , PS или $PPPP$), отраженных от одной и той же пачки, существенно различна. Поэтому при исследованиях в тонкослоистой среде нельзя пользоваться критерием идентификации различных волн, связанных с одной и той же сейсмической границей, по сходству формы записи, справедливому для толстослоистой среды.

Амплитуды волн, отраженных от тонких пачек, могут превосходить в несколько раз таковые от толстых слоев с близкими средними параметрами.

Форма и амплитуда волн, отраженных от различных пачек, очень чувствительны к условиям возбуждения колебаний и зависят от соотношения частот максимумов спектра падающей волны и спектральной характеристики пачек. При совпадении максимумов возможны интенсивные отраженные волны. Однако при узких максимумах спектральных характеристик пачек отраженные волны представляют собой многофазное неразрешенное колебание и более устойчивые волны можно получить в том случае, когда максимумы спектров падающей волны и пачки смещены.

Волны, отраженные от пачек тонких слоев, в соответствии с их интерференционной природой могут обладать длительностью, в 1,5—2 раза превосходящей длительность падающей волны. В некоторых случаях по интенсивности могут доминировать последующие фазы волны.

Вблизи предельных углов форма и амплитуда волн, отраженных от пачек слоев с повышенными скоростями, резко изменяются, причем в случае неоднородных пачек эти изменения могут быть значительно более сильными, чем в толстослойной среде. На сейсмограммах отмечаются сложная форма волн, резкое затухание фаз с выклиниванием осей синфазности, аналогичные волновым особенностям в зонах выклинивания или в зонах разлома.

В запредельной области различия в динамических характеристиках отраженных волн в обеих моделях сглаживаются. При отношениях суммарной мощности l пачки к длине волны λ_2 в ней, превосходящих 0,25, форма и амплитуда волн, отраженных от пачки и от границы толстого слоя, близки. При $l/\lambda_2 < 0,25$ волна, отраженная от пачки, характеризуется меньшими амплитудами и более высокими частотами, чем волна, отраженная от границы толстого слоя. Постепенные изменения формы с расстоянием в обоих случаях аналогичны.

Запредельные отраженные волны и рефрагированные волны (продольные и обменные), проходящие через пачки слоев, значительно менее чувствительны к строению пачек, чем допредельные отраженные волны. Только в окрестности своих пачкальных точек рефрагированные волны характеризуются изменчивой формой и амплитудой. При дальнейшем удалении от источника их форма стабильна и приближается к форме падающей волны. Тонкие пачки в разрезе могут обусловить локальные разрывы в корреляции и уменьшение уровня амплитуд рефрагированных волн.

Из приведенного краткого сопоставления динамических характеристик волн, соответствующих тонким и толстым слоям, следует, что различия весьма существенны для отраженных волн. Поэтому для расчета волновых полей в методе отраженных волн следует пользоваться тонкослойной моделью среды. Для запредельно-отраженных и рефрагированных волн, регистрируемых при работах по КМПВ и ГСЗ, эти различия значительно слабее. Поэтому при расчетах волновых полей для этих волн в большинстве случаев можно пользоваться толстослойной моделью среды. Таким образом, выбор модели, положенной в основу расчетов волновых полей, существенно зависит от рассматриваемых классов волн и областей их регистрации.

§ 2. Сейсмические волновые поля в градиентных средах, содержащих пачки тонких слоев

Наличие вертикального градиента скорости в среде обуславливает образование рефрагированных волн, которые могут проследиваться на значительных удалениях от источника. Сочетание пачек слоев, выделяющихся по скоростям, с вертикальным градиентом скорости во вмещающей их среде определяет ряд особенностей волнового поля (которых нет в

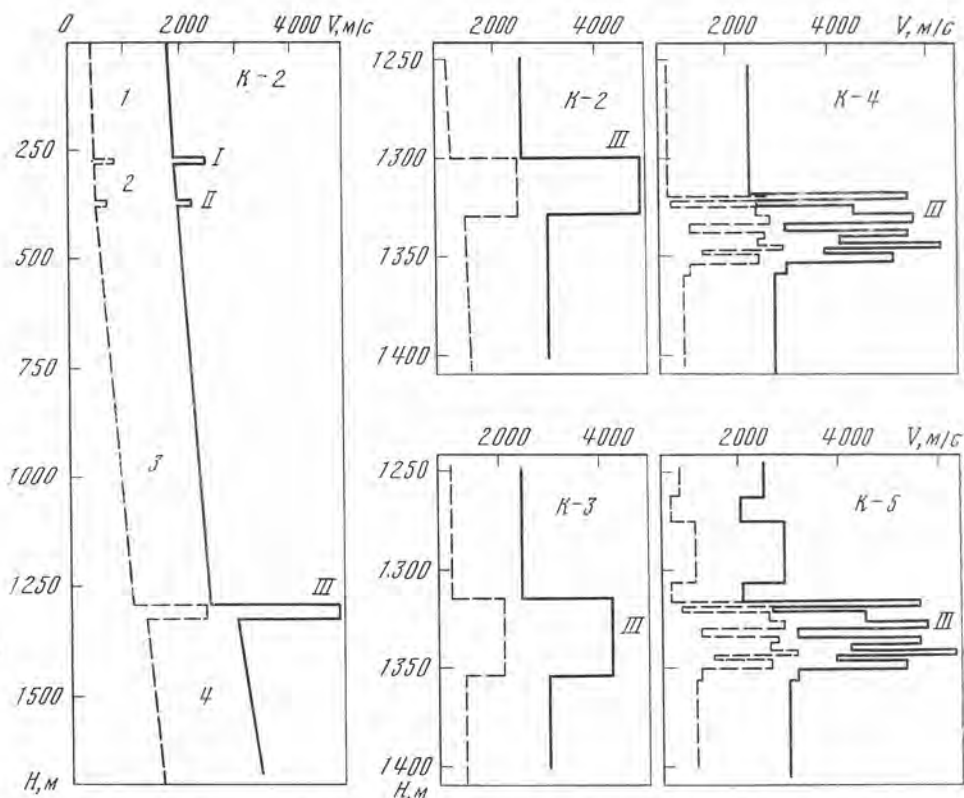


Рис. 29. Модель среды К-2 и строение отражающей пачки III в моделях К-2, К-3, К-4, К-5

На разрезе: римские цифры — номера тонких слоев, арабские — номера толстых слоев между ними, сплошные кривые — скорости продольных волн V_p ; пунктир — скорости поперечных волн V_s

средах, характеризующихся наличием либо пачек, либо вертикального градиента скорости).

В этом случае возможно возникновение обменных рефрагированных волн, претерпевших обмен на пачках. Эти волны могут быть интенсивными при сильной дифференциации скоростей поперечных волн в пачках и в окружающей среде. Области регистрации волн, отраженных от пачек, тем меньше, чем больше градиент скорости в среде, покрывающей пачку.

В случае «висячих» пачек, для которых скорости и их градиенты в средах, покрывающих и подстилающих пачку, близки, смены отраженных волн рефрагированными могут сопровождаться лишь слабыми изменениями динамических особенностей волн на коротком интервале расстояний. Поэтому при корреляции возможен незаметный переход с отраженной волны на рефрагированную. Смена отраженных волн рефрагированными в градиентной среде, содержащей тонкие пачки слоев, видимо, является одной из основных причин «сползания» с волны на волну, известного в практике КМПВ.

Необходимо подчеркнуть, что ранее сложившиеся представления о волновых полях, образующихся в тонкослойной среде, кардинально изменились. Отраженные волны, образующиеся при небольших углах падения, могут обладать значительно большей интенсивностью, чем предполагалось ранее. Это обусловлено тем, что отраженные волны представляют собой интерференционные волны, связанные с неоднородными пачками, присутствующими даже в тех средах, которые по данным сейсмического каротажа относились к слабо дифференцированным или почти однородным по скоростям.

Головные волны, связанные с тонкими слоями, как показали скважинные и наземные экспериментальные исследования в районах с детально изученным скоростным разрезом, обладают весьма малой интенсивностью. Представление о том, что в реальных тонкослойных средах на больших удалениях от источника возбуждения основную энергию несут головные волны, в настоящее время опровергнуто. На больших удалениях от источника возбуждения основными по интенсивности являются отраженные запредельные волны (одно- и многократные) и различные рефраксированные волны, в том числе и проходящие через пакки тонких слоев. Некоторые из рефраксированных волн по своим кинематическим характеристикам, а на определенных интервалах расстояний и по динамическим характеристикам, близки к головным волнам.

§ 3. Влияние строения отражающих пачек на динамические характеристики отраженных волн [21]

Изменение строения неоднородных пачек может обусловить изменение динамических характеристик отраженных волн PP и PS . Для продольных отраженных волн PP , образующихся при нормальном падении, это было показано как экспериментально, так и путем расчетов синтетических сейсмограмм [92, 124]. Представляет интерес анализ расчетов теоретических сейсмограмм волн PP и PS при большом диапазоне углов падения волны на слой с учетом вариаций в строении тонких отражающих пачек*. Расчеты проводились по программе, изложенной в работе [114]. Результаты их сопоставлены с экспериментальными данными работ [28, 43, 46, 63, 92].

Модели среды. Модели среды К-2 — К-5 (рис. 29), принятые при расчетах, построены по данным о скоростях продольных волн V_P , полученным при наблюдениях в скважинах [77]. Данные о скоростях V_S поперечных волн частично получены при интерпретации годографов обменных отраженных волн [28], а частично вычислены по известным зависимостям между V_P и V_S [27, 105].

В моделях К-2 и К-3 отражающим горизонтом служит тонкий однородный слой (пачка III), имеющий в модели К-3 большую мощность и меньшую скорость, чем в модели К-2. Среда, вмещающая этот слой, одинакова для обеих моделей. В модели К-4 слой заменен пачкой из 11 тонких прослоек, причем мощность пачки и средняя скорость в ней равны мощности и скорости в слое модели К-3. В модели К-5 на неоднородной пачке с таким же строением, как и в модели К-4, залегает сравнительно

Таблица 2

Модель	$l, \text{ м}$	$\bar{V}_P, \text{ м/с}$	l/λ_P		$h_{\text{мин}}, \text{ м}$	$h_{\text{мин}}/\lambda_P$		$h_{\text{макс}}, \text{ м}$	$h_{\text{макс}}/\lambda_P$	
			$f_{\text{макс}} = 55 \text{ Гц}$	$f_{\text{макс}} = 36 \text{ Гц}$		$f_{\text{макс}} = 55 \text{ Гц}$	$f_{\text{макс}} = 36 \text{ Гц}$		$f_{\text{макс}} = 55 \text{ Гц}$	$f_{\text{макс}} = 36 \text{ Гц}$
К-2	30	4850	0,34	0,22	—	—	—	—	—	—
К-3	38	4240	0,49	0,32	—	—	—	—	—	—
К-4	38	4240	0,49	0,32	2	0,018	0,012	5	0,061	0,040
К-5	91	3000	1,67	1,09	2	0,037	0,024	31	0,59	0,38

* Такие вариации были выявлены при работах методом акустического каротажа (АК) в северной части Краснодарского края в скважинах, расположенных на одной и той же площади [77].

слабо дифференцированная по скоростям пачка. В результате суммарная мощность пачки *III* значительно возрастает, а средняя скорость V_P уменьшается. В табл. 2 приведены данные об отношениях суммарной мощности l пачки к средней длине волны $\lambda_P = \bar{V}_P / f_{\max}$ в ней: \bar{V}_P — средняя скорость продольной волны в пачке, а f_{\max} — частота максимума спектров падающих импульсов, принятых при расчетах теоретических сейсмограмм. В качестве падающих импульсов выбраны прямые волны, зарегистрированные на поверхности при взрывах — импульсы *I* и *II* (см. рис. 31). Для неоднородных пачек моделей К-4 и К-5 в табл. 2 даны также

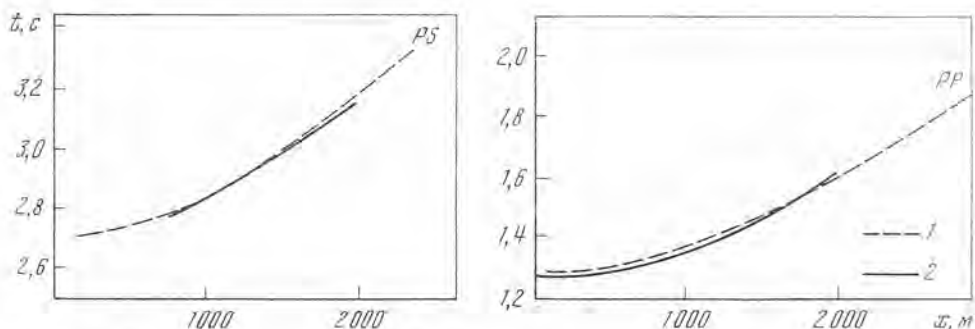


Рис. 30. Теоретические (модель К-2) (1) и экспериментальные (2) годографы волн *PP* и *PS*

минимальные h_{\min} и максимальные h_{\max} мощности слоев, участвующих в строении пачек, и соответствующие им значения h/λ_P .

Плотность пород при расчетах принималась постоянной и равной $2,0 \text{ г/см}^3$.

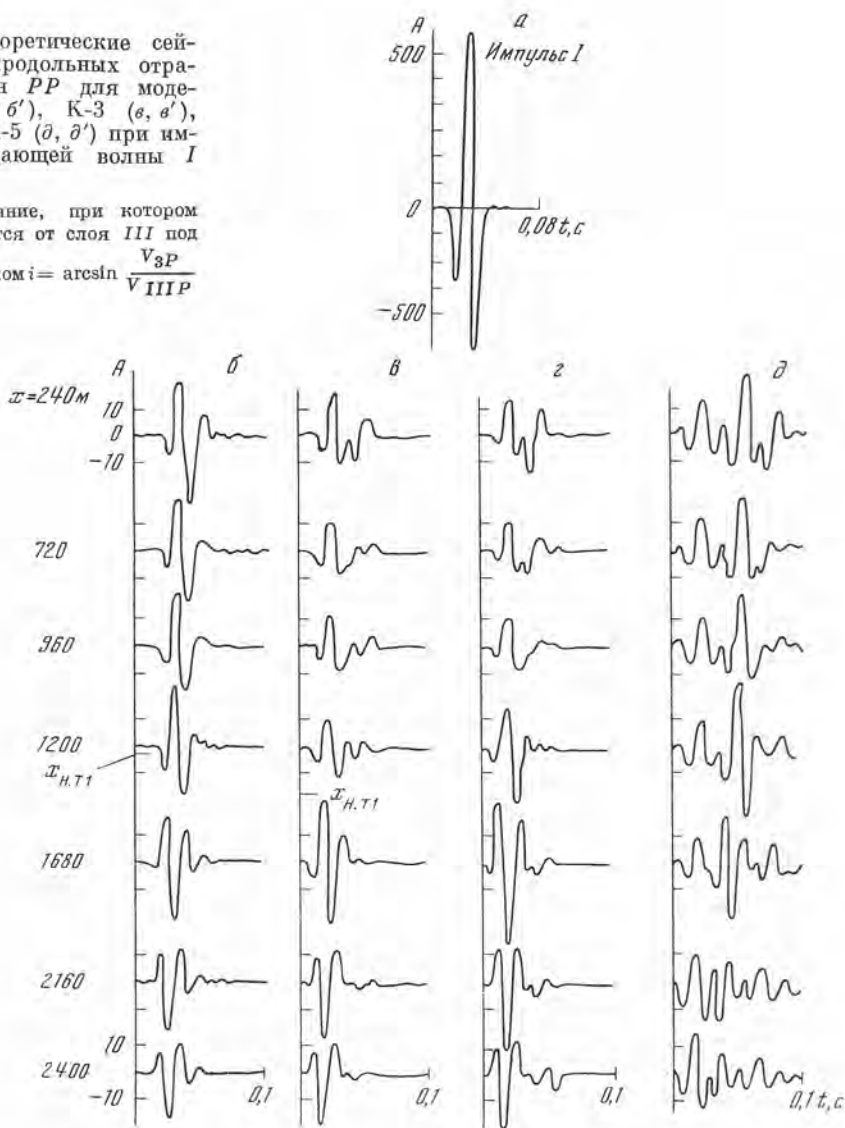
Годографы отраженных волн *PP* и *PS* (рис. 30), рассчитанные для модели К-2 и построенные с введением поправок за ЗМС, близки к экспериментальным, что свидетельствует о близости расчетных и реальных скоростей в разрезе. Допредельная область имеет протяженность 1200 м для волн *PP*.

Продольная волна *PP* (однородные слои). Однородные отражающие слои в моделях К-2 и К-3 различаются двумя особенностями: 1) скорости V_P и V_S в слое модели К-2 больше и соответственно сильнее дифференциация скоростей на его границах; 2) мощность слоя в модели К-2 меньше, и поскольку в нем больше скорость V_P , то и отношение l/λ_P при одной и той же форме падающего импульса в модели К-2 меньше, чем в модели К-3 (см. табл. 2).

Первая из указанных особенностей обусловила более высокий уровень амплитуд *A* допредельных отражений в модели К-2 по сравнению с моделью К-3 (рис. 31, б, в и б', в') и соответственно меньшие изменения амплитуд при переходе из допредельной области в запредельную. Вторая особенность — различия в величинах l/λ_P — обусловила отличия формы допредельных отражений (при фиксированной форме падающего импульса) для обеих рассматриваемых моделей. Различия в мощностях слоя влияют также на характер изменения формы отраженных волн с расстоянием. При $l/\lambda_P = 0,49$ (рис. 31, в) отмечаются изменения формы в допредельной области — главным образом затухание хвостовых фаз с увеличением расстояния и уменьшение длительности колебания. Изменяется также форма волны при переходе из допредельной области в запредельную. При меньших значениях $l/\lambda_P \leq 0,34$ (рис. 31, б и б') форма волны *PP* мало изменяется с расстоянием и переход в запредельную область практически не отмечается по форме записи. В запредельной области для всех рассмотренных отношений l/λ_P изменения формы слабые. Наблюдается постепенное затухание с расстоянием первого минимума волны и

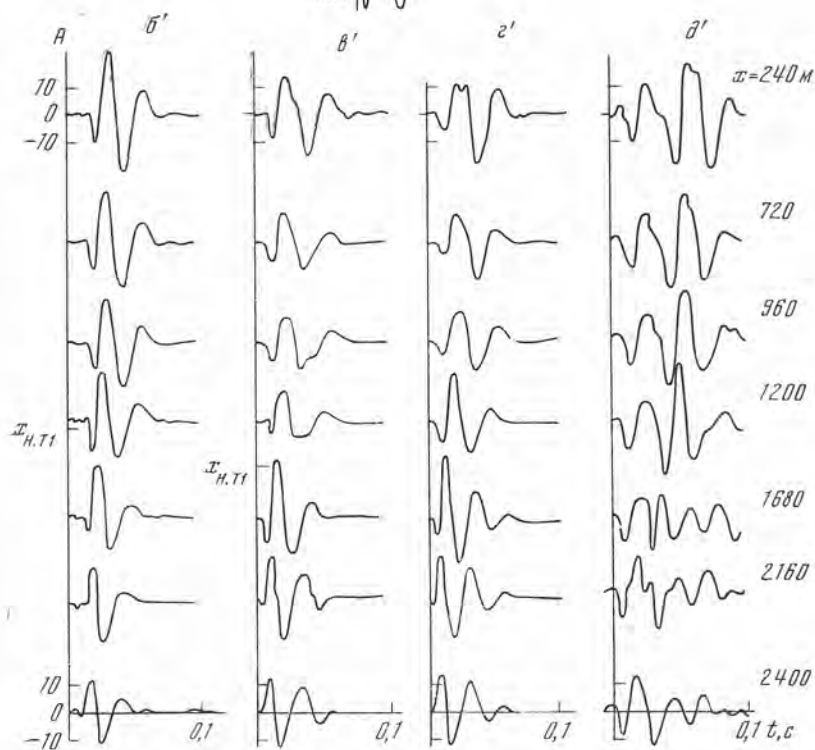
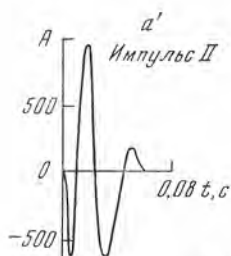
Рис. 31. Теоретические сейсмограммы продольных отраженных волн PP для моделей К-2 (δ, δ'), К-3 (ϵ, ϵ'), К-4 (α, α'), К-5 (θ, θ') при импульсах падающей волны I и II

$x_{н.т1}$ — расстояние, при котором волна отражается от слоя III под предельным углом $i = \arcsin \frac{V_{3P}}{V_{III P}}$



некоторые изменения соотношений амплитуд различных фаз, которые видны более отчетливо при высокочастотном импульсе I (рис. 31, б, в). На расстояниях $x \geq 2400$ м форма волны близка к форме падающего импульса с обращением фазы. Небольшие отличия проявляются лишь в присутствии слабых хвостовых фаз.

Отмеченные особенности теоретических сейсмограмм следуют из анализа спектральных характеристик среды (рис. 32). В рабочей полосе частот спектра импульса II , определяемой на уровне 0,7 от максимальной амплитуды ($f = 24 \div 49$ Гц), амплитудные спектральные характеристики для модели К-2 при различных x представляют собой медленно возрастающие функции частоты. При максимальных расстояниях характеристики приближаются к широкополосным. Фазовые спектральные характеристики при $x < 1680$ м близки к линейным и проходят через $f = 0$. При дальнейшем увеличении x фазовые характеристики постепенно изменяют форму: до некоторой частоты фаза равна нулю, а далее линейно изменяется с частотой. Отмеченные изменения фазовых характеристик обуслови-



вают постепенные слабые изменения формы волны в запредельной области. В рабочей полосе частот спектра импульса I ($f = 33 \div 79$ Гц) амплитудные характеристики модели К-2 изменяются сильнее, чем в полосе частот импульса II , что обуславливает более заметные изменения формы волны с расстоянием на рис. 31, б. Изменения амплитудных характеристик в полосе частот спектра импульса I значительно сильнее для модели К-3, чем для модели К-2. Рассматриваемая полоса частот соответствует области минимума характеристик и при малых x , что определяет изменчивость формы и слабую интенсивность волны в допредельной области. Изменения формы амплитудных характеристик в полосе частот спектра импульса I обуславливают и различия в форме допредельных и запредельных отражений.

Неоднородные слои. Волна PP от неоднородной пачки (модель К-4) сравнительно мало отличается по форме и интенсивности от волны для однородного слоя (модель К-3) с такой же мощностью и средней скоростью. Основные отличия заключаются в несколько большей интенсивности волн,

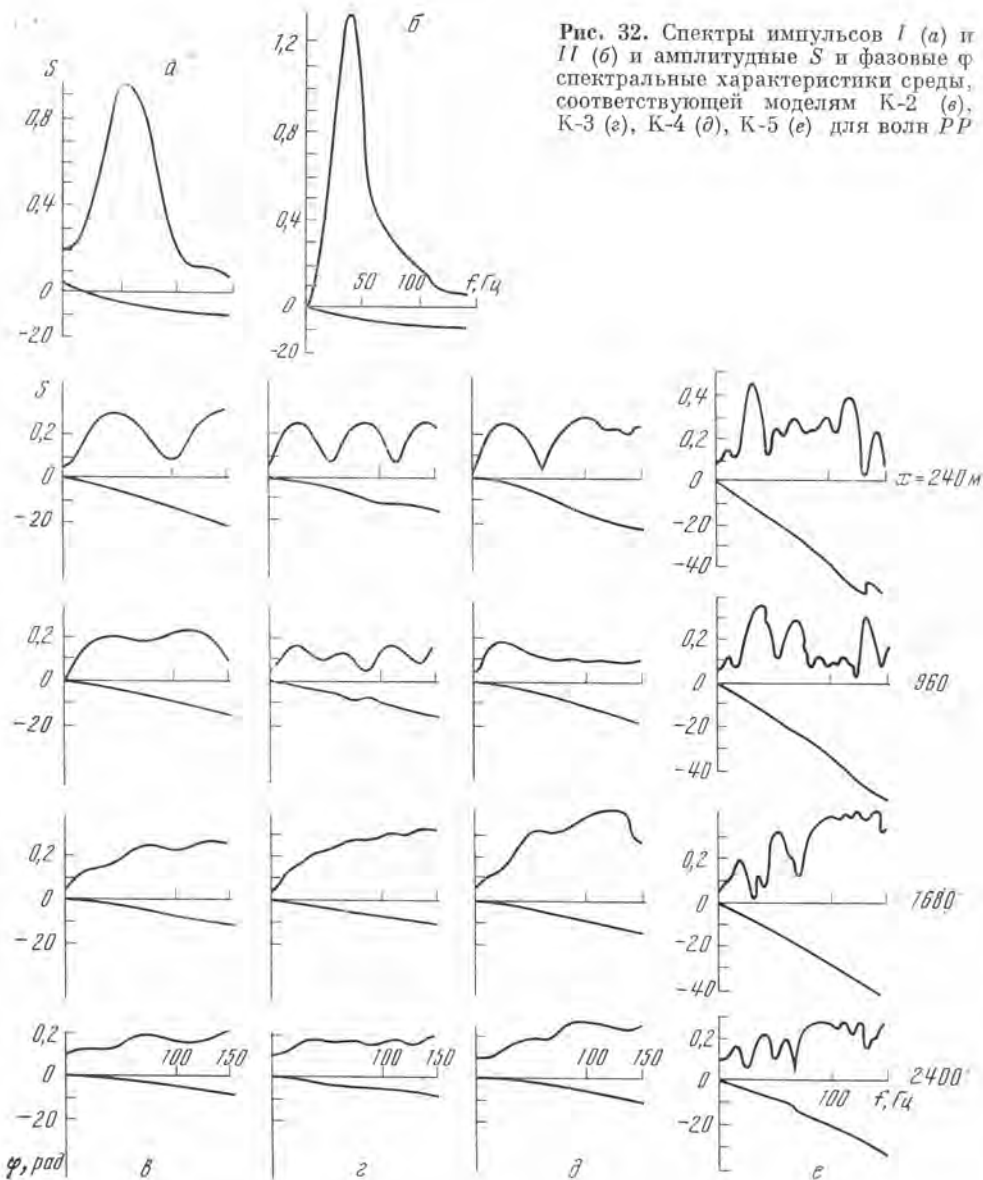


Рис. 32. Спектры импульсов I (а) и II (б) и амплитудные S и фазовые φ спектральные характеристики среды, соответствующие моделям К-2 (г), К-3 (з), К-4 (д), К-5 (е) для волн PP

отраженных от неоднородной пачки при переходе в запредельную область (расстояния $x = 1200 \div 1920$ м). Отмеченное сходство основных особенностей записей волн PP , отраженных от однородной и неоднородной пачек, вытекает из подобия спектральных характеристик (рис. 32, г, д) в диапазоне частот спектров обоих падающих импульсов.

Наличие слабо дифференцированной по скоростям пачки, налегающей на пачку III (модель К-5), заметно влияет на форму волны PP от основной пачки (рис. 31, г, д и г', д') даже при малых расстояниях ($x < 1440$ м). Перед этой волной появляется устойчивое по форме и менее интенсивное колебание, связанное с верхней слабо дифференцированной частью пачки. Начальное и последующие колебания плохо разрешены на записи, особенно при более низкочастотном импульсе II .

При увеличении расстояния ($x \geq 1680$ м) разрешенность указанных волн резко ухудшается даже при более высокочастотном импульсе I .

запись приобретает вид длительного интерференционного колебания. При этом последующая часть записи, соответствующая основной пачке, утрачивает амплитудную выразительность. При расстояниях $x \geq 2400$ м характер записи снова изменяется: доминируют начальные фазы колебаний — и запись становится короче, особенно для импульса I .

Обменная волна PS (однородные слои). Для моделей К-2 и К-3 при одной и той же форме падающего импульса форма отраженной волны PS различна в допредельной области и близка в запредельной (рис. 33, б, в, б', в'). Для модели К-2 допредельная волна PS характеризуется меньшей длительностью, чем для модели К-3.

Амплитуды волны PS в допредельной области для модели К-2 несколько больше, чем для модели К-3, что связано с большей дифференциацией скоростей V_S на границах отражающего слоя. Для моделей К-2 и К-3 при обеих формах падающего импульса характерно резкое возрастание интенсивности за предельным углом. В запредельной области форма волны PS отличается лишь небольшими деталями, главным образом появлением малоинтенсивных хвостовых фаз.

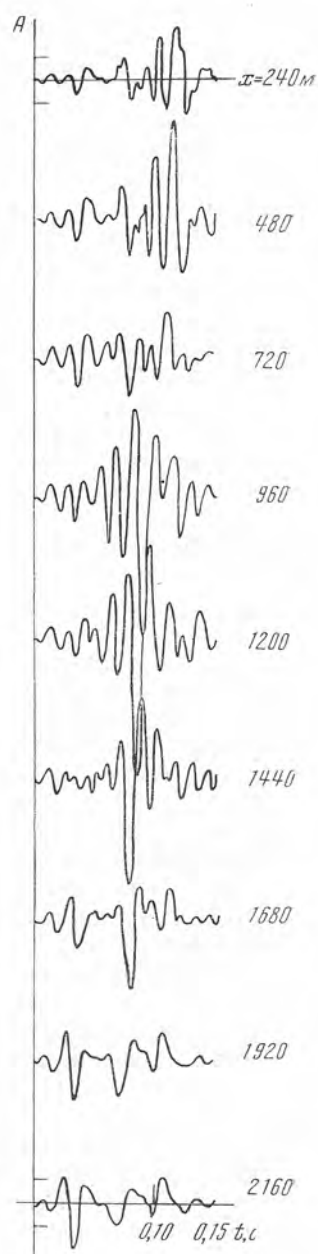
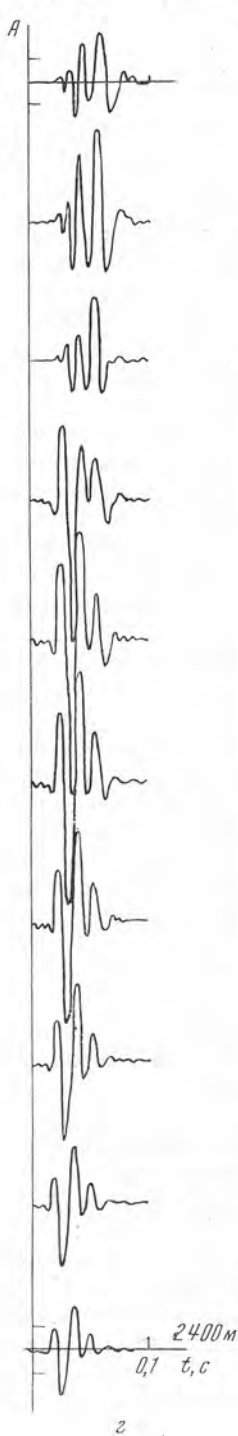
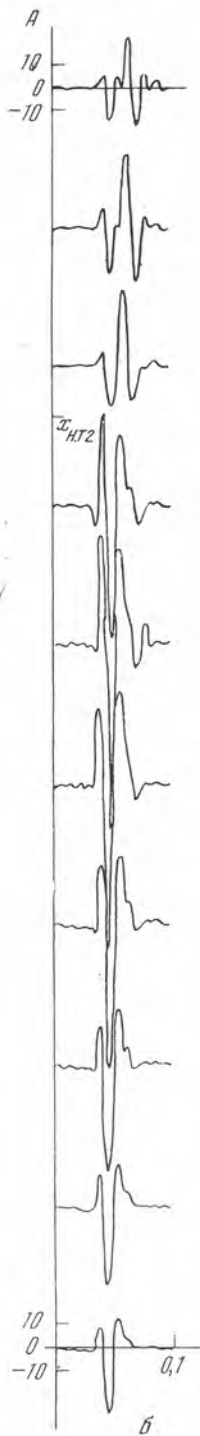
Неоднородные слои. Различия в форме и интенсивности волны PS для моделей К-3 и К-4 (рис. 33, в, г и в', г') выражены сильнее, чем для волны PP , особенно в допредельной области. Для модели К-4 характерно наличие высокочастотной начальной части записи и значительные изменения амплитуды при небольших расстояниях (например, рис. 33, г, $x = 240 \div 720$ м). При переходе в запредельную область корреляция волны PS для модели К-4 терпит разрыв из-за резкого изменения формы записи. В запредельной области различия в форме волны для моделей К-3 и К-4 значительно слабее. Они проявляются главным образом в наличии хвостовых фаз колебаний для модели К-4, постепенно затухающих с расстоянием.

Отмеченные отличия в форме хорошо коррелируют с более сложной формой спектральных характеристик среды (рис. 34) для волны PS в случае неоднородного слоя. Характеристики для модели К-4 сильнее осциллируют по оси частот, чем для модели К-3.

Присутствие над основной отражающей пачкой дополнительной пачки (модель К-5) обуславливает изменения формы волны PS , аналогичные отмеченным ранее для волны PP , но выраженные более сильно. При небольших расстояниях ($x \leq 720$ м) форма более интенсивной последующей части колебания близка к полученной для неоднородной пачки в модели К-4, но перед ней отмечаются две слабые, сравнительно хорошо разрешенные волны. При увеличении расстояния запись становится интерференционной, однако при $x \leq 1440$ м все же можно прокоррелировать волну, соответствующую пачке К-4. При больших расстояниях в интерференционной волне PS , вычисленной при импульсе I , можно выделить отдельные коррелирующиеся слабые волны. На записи, вычисленной при импульсе II , такое разделение колебания на волны практически невозможно.

Сравнение с некоторыми экспериментальными данными. Сопоставление приведенных выше теоретических расчетов с экспериментальными данными по регистрации волн PP [43, 63, 92] и PS [28, 46] от пачки III позволяет отметить следующее:

1. Изменения параметров практически однородных пачек обуславливают изменения формы волны PP , образующейся при падении, близком к нормальному. Это отчетливо видно по осредненным экспериментальным записям волны PP [92, рис. 6] и согласуется с результатами расчетов.
2. Волна PP , как показано в работах [43, 63], хорошо коррелируется при большом диапазоне расстояний от источника, что также согласуется с результатами расчетов.
3. При экспериментальных работах на расстояниях $x < 1000$ м, т. е. в допредельной области [28], волну PS обычно не удавалось выделить.



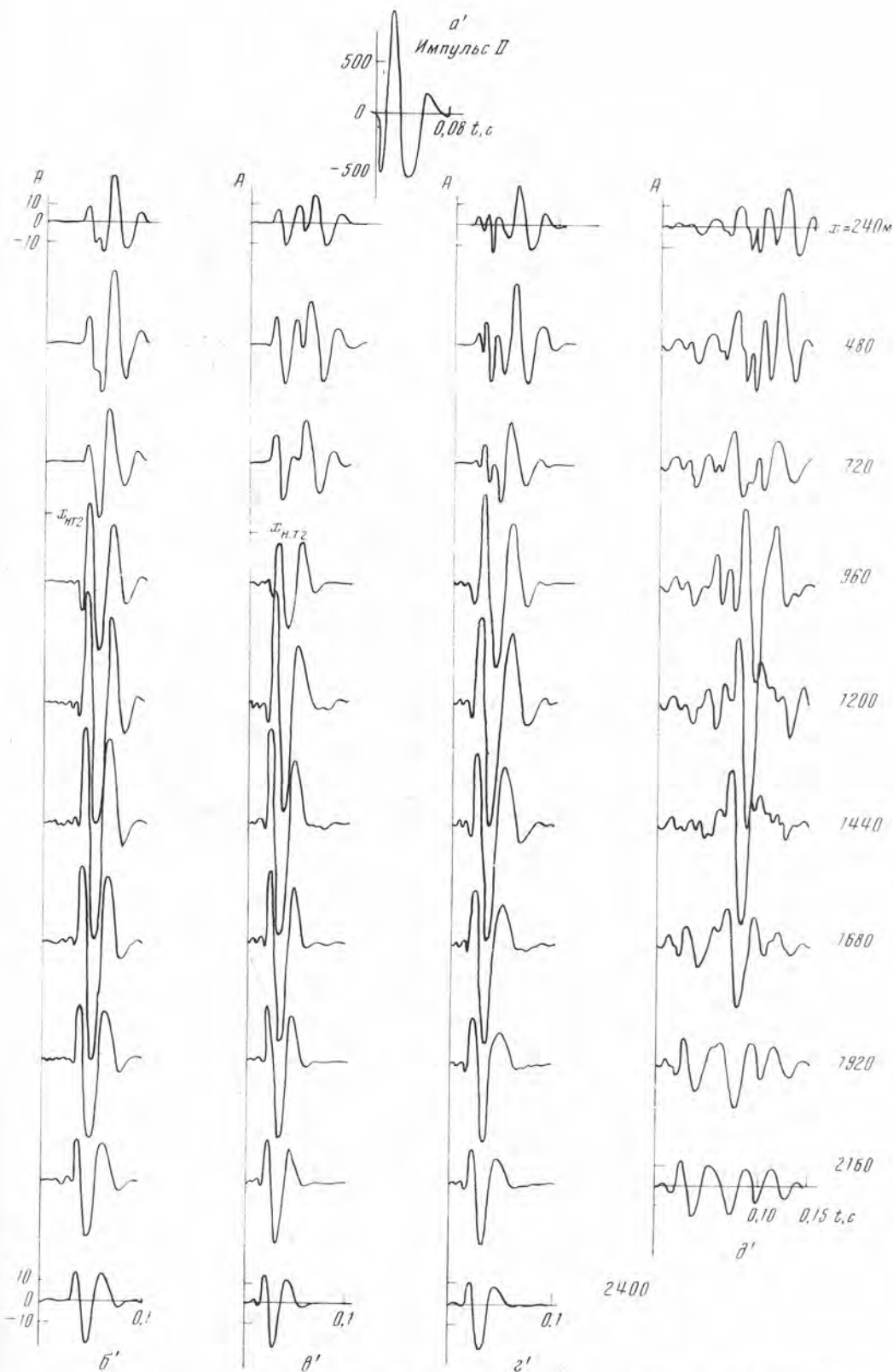


Рис. 33. Теоретические сейсмограммы обменных отраженных волн PS для моделей К-2 (δ , δ'), К-3 (ϵ , ϵ'), К-4 (ζ , ζ'), К-5 (θ , θ') при импульсах падающей волны I и II

$x_{н.т2}$ — расстояние, при котором волна отражается от слоя под предельным углом $i = \arcsin(V_{3S}/V_{III P})$

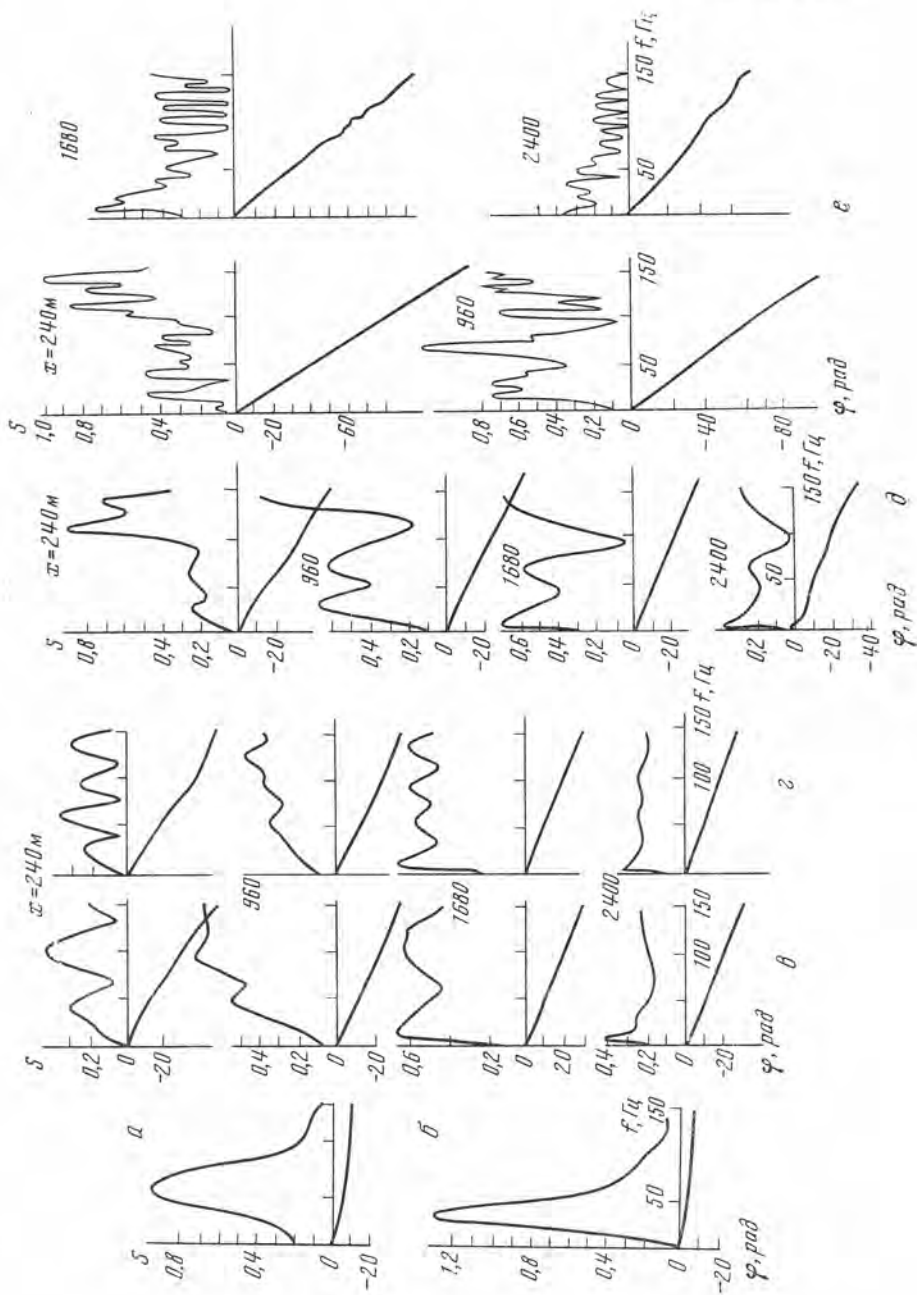


Рис. 34. Спектры амплитуд I (а) и $I I$ (б) и фазовые характеристики S и фазовые характеристики сред, соответствующих моделям К-2 (а), К-3 (б), К-4 (в), К-5 (г), для волн PS

Это согласуется с расчетами, показавшими, что в этой области форма волны изменчива, а амплитуды ее малы. В запредельной области (при $1000 < x < 2000$ м) волна PS на некоторых профилях характеризуется стабильной формой записи и значительной интенсивностью, что увязывается с данными расчетов для моделей К-2, К-3, К-4. Однако форма волн, полученных при экспериментальных работах, заметно отличается от вычисленной. На некоторых профилях на тех же участках корреляция волны PS прерывается из-за изменчивости формы записи. Одной из причин этого может быть присутствие в среде слабо дифференцированных по скоростям

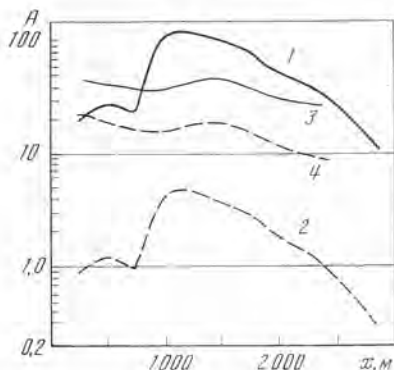


Рис. 35. Амплитудные графики волн PS (1, 2) и PP (3, 4), построенные по теоретическим сейсмограммам для модели К-2 без учета (1, 3) и с учетом (2, 4) затухания в среде

пачек, залегающих над основной отражающей пачкой, аналогично рассмотренному для модели К-5.

Основные различия экспериментальных и теоретических сейсмограмм состоят в том, что, во-первых, преобладающие периоды волн на экспериментальных сейсмограммах больше, чем на теоретических. Для теоретически рассчитанной волны PP для импульса I видимый период $T_{теор1} \approx 0,014$ с, а по экспериментальным данным $T_{эксп1} \approx 0,020$ с; для импульса II $T_{теор2} \approx 0,020$, $T_{эксп2} \approx 0,03$ с. Для волны PS — $T_{теор1} \approx 0,017$, $T_{теор2} \approx 0,022$, $T_{эксп2} \approx 0,05$ с.

Во-вторых, отношение максимальных амплитуд X -компоненты волны PS и Z -компоненты волны PP (рис. 35, кривые 1, 3) при $x = 1200$ м по расчетам равно 2,8, по экспериментальным данным — 0,33.

Отмеченные отличия объясняются одной общей причиной — затуханием колебаний в среде главным образом за счет ее неидеальной упругости. При этом затухание поперечных волн в рассматриваемом разрезе, представленном терригенными породами, сильнее, чем затухание продольных волн [22, 39, 47]. Введение в теоретические расчеты экспоненциальных членов, описывающих поглощение, со значениями $\alpha_P = 0,0003$ и $\alpha_S = 0,0021$ м⁻¹ приближает расчетную величину $A_X(PS)/A_Z(PP)$ к наблюдаемой в эксперименте (рис. 35, кривые 2, 4).

Расчеты теоретических сейсмограмм волн PP и PS для пачек слоев с повышенной скоростью и с параметрами, изменяющимися в пределах, определенных при экспериментальных исследованиях методом акустического каротажа (АК) [77], показали, что небольшие изменения параметров однородных слоев, обычно встречающиеся в реальных условиях, могут обусловить значительные изменения характеристик допредельных отраженных волн PP и особенно PS . Запредельные отраженные волны малочувствительны к изменениям параметров слоев. В приведенных примерах внутренняя структура пачек с повышенной скоростью сравнительно мало влияет на характер волн PP и PS . Это следует рассматривать как частный случай, так как расчеты для некоторых других моделей слоев привели к противоположному результату.

Присутствие даже слабо дифференцированных по скоростям пачек слоев, залегающих непосредственно над пачками с сильной дифферен-

циацией скоростей, может обусловить резкие изменения формы отраженных волн PP и PS , образующихся при наклонном падении волны на пачки. В результате могут образоваться длительные интерференционные записи, в которых невозможно выделить и прокоррелировать отдельные волны.

Сравнение результатов теоретических расчетов с ранее опубликованными экспериментальными данными показало, что наряду со сходством ряда особенностей волн PP и PS имеются и систематические различия в их периодах и в соотношениях амплитуд. Для уменьшения этих различий в дальнейшем необходимо вводить в расчеты теоретических сейсмограмм затухание за счет неидеальной упругости среды.

§ 4. Приближенные расчеты сейсмических отраженных волн в многослойных тонкослойных средах [26]

Выше (гл. 2 и § 3 настоящей главы) мы привели некоторые расчеты продольных и обменных отраженных и рефрагированных волн и данные эксперимента для сравнительно простых моделей среды, содержащей одну-три пачки слоев, расположенных на больших удалениях друг от друга.

В настоящем параграфе анализируются результаты расчетов продольных отраженных волн, образующихся в более сложной среде [26]. Целью анализа является изучение особенностей волн в тонкослойной среде при профильных наблюдениях и рассмотрение влияния различных факторов (формы падающего импульса, увеличения расстояния от источника, строения отражающих пачек и прохождения через вышележащие пачки) на форму записи отраженных волн. Для расчетов использовался приближенный метод, изложенный в работе [114].

Модель среды и импульсы падающей волны. Скоростной разрез, положенный в основу построения модели для расчетов, получен в 1967 г. методом АК в скважине № 55 в Пермской области. Разрез скважины типичен для Русской платформы.

В разрезе скважины достаточно просто выделяется пачка 1 (рис. 36), разделяющая терригенную и карбонатную толщи, пачка 2, сложенная низкоскоростными терригенными породами внутри карбонатной толщи, и пачка 3, характеризующаяся преимущественно повышенными значениями скоростей.

Вся часть разреза, залегающая на глубинах 1600—2200 м, сильно дифференцирована по скоростям, и поэтому однозначное разделение ее на пачки невозможно. На рис. 36 представлен один из возможных вариантов выделения пачек в указанной толще. Вопрос об оптимальных способах аппроксимации таких сложных сред отдельными пачками слоев частично рассмотрен во второй части книги (гл. 7, 8).

Модель, изображенная на рис. 36, включает семь пачек слоев, глубины H залегания кровли которых и суммарные мощности l указаны в табл. 3. Общее число слоев в модели равно 61.

Таблица 3

Номер пачки	H , м	l , м	Число слоев	Номер пачки	H , м	l , м	Число слоев
1	299	120	10	4	1654	58	7
2	1102	57	10	5	1808	91	9
3	1465	67	5	6	2049	42	5

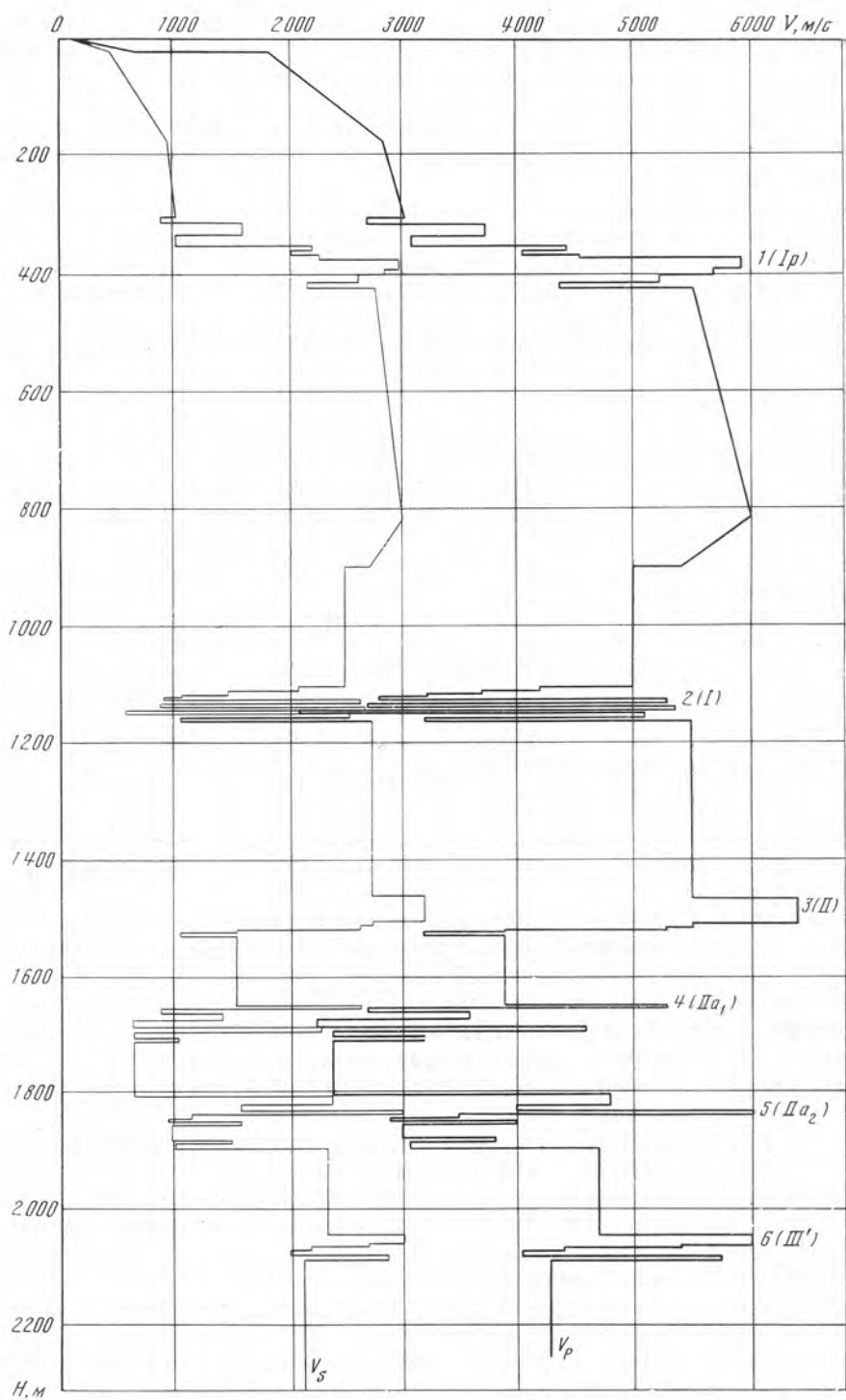


Рис. 36. Модель среды, принятая при расчете теоретических сейсмограмм

Арабские цифры — номера выделенных тонкослоистых пакетов, обозначения в скобках — индексы волн, отраженных от выделенных слоев

Построение модели проводили следующим образом:

1. Внутри каждой пачки выделяли тонкие слои мощностью не менее 3—4 м; при наличии внутри пачек более тонких слоев определяли среднюю скорость в нескольких слоях с суммарной мощностью, не меньшей указанной.

2. Переходные слои внутри пачек заменяли совокупностью тонких слоев с границами первого порядка и слабой дифференциацией скоростей (например, в пачках I, 3).

3. Участки разреза между выделенными пачками аппроксимировали либо средой с постоянной скоростью (например, между пачками 5 и 6, а также 2 и 3), либо средой, состоящей из слоев с положительными градиентами скорости (среда между подошвой ЗМС и кровлей пачки I), либо средой с положительными и отрицательными градиентами скорости и с границами первого порядка (среда между пачками I и 2).

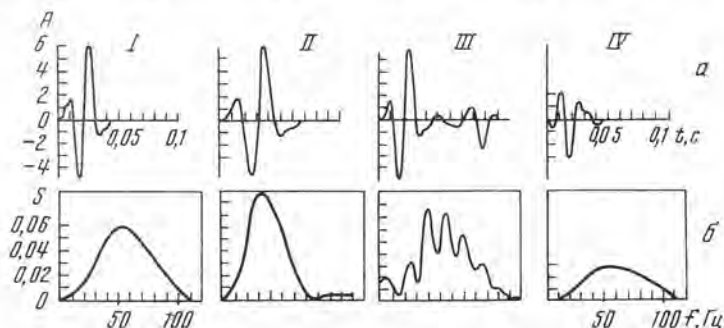


Рис. 37. Форма импульсов (а) и амплитудные спектры (б) падающей волны, принятые при расчете теоретических сейсмограмм

4. Скорости поперечных волн V_S в разрезе рассчитывали по данным о скоростях продольных волн V_P с использованием зависимостей, приведенных в гл. 1.

5. Плотность во всем разрезе принимали постоянной и равной 2 г/см³.

Расчеты теоретических сейсмограмм отраженных волн проведены для четырех форм импульса падающей волны, изображенных на рис. 37, где показаны также амплитудные спектры рассматриваемых импульсов.

Форма отраженных волн и ее изменение с расстоянием. На рис. 38 показана форма записи докритических отраженных волн, соответствующих различным пачкам, в некотором диапазоне расстояний от источника.

В исследуемом разрезе для всех пачек, кроме первой, критические углы либо отсутствуют (пачки с пониженными скоростями), либо из-за большой скорости в покрывающей среде расположены на значительно больших удалениях, чем принятые при расчетах и представляющие разведочный интерес.

Форма отраженных волн, так же как и для более простых моделей тонких слоев (например, гл. 2, [17, 58]), не повторяет форму падающей волны и различна для разных пачек.

Отметим некоторые особенности корреляции докритических отраженных волн в многослойной тонкослойной среде:

1. Форма отраженных волн очень чувствительна к изменениям формы падающего импульса (рис. 38, б, имп. I и II).

2. В зависимости от строения отражающих пачек при фиксированной форме падающего импульса отмечается различный характер изменения формы отраженных волн с расстоянием, сближение и выклинивание осей синфазности, затухание начальных фаз колебаний (см. далее рис. 39,

имп. I , кривые 2), распад интерференционного колебания на несколько отдельных волн и др.

3. Характер изменения с расстоянием формы волны от заданной пачки может быть существенно различным в зависимости от формы падающего импульса. Волна, отраженная от одной и той же пачки, может иметь форму, не меняющуюся с расстоянием для одного падающего импульса, и изменчивую форму для другого (например, рис. 38, a , имп. I и II). Как указывалось ранее, волны, отраженные от тонкослоистых пачек, обладают длительностью, превосходящей длительность падающего импульса в 2—3 раза. Поэтому волна-спутник даже при значительной глубине взрыва может интерферировать с последующими фазами основной отраженной волны. В результате возникает опасность, что волны, связанные со спутником, не будут опознаны как кратные и могут быть ошибочно приняты за однократные волны, соответствующие другим границам или пачкам (рис. 38, b , имп. III).

Влияние внутренней структуры отражающей пачки. Для иллюстрации влияния внутреннего заполнения пачки на характер отраженной от нее волны проведен следующий численный эксперимент. Неоднородная пачка 2 (рис. 36) заменена однородным слоем с такой же мощностью и со скоростями V_P и V_S , равными средним скоростям в пачке. Скорости в средах, окружающих пачку, сохранены неизменными. Из сравнения теоретических сейсмограмм, вычисленных для неоднородной пачки и однородного слоя (рис. 39), следует, что существенно различаются форма волны, ее изменения с расстоянием и интенсивность. Для неоднородной пачки максимальные амплитуды в 2—2,5 раза превышают амплитуды для однородного слоя. Значительные отличия отмечаются также и в характере затухания различных фаз (A_{12} , A_{23} и др.) с расстоянием. Для однородного слоя различия в затухании разных фаз с расстоянием проявляются значительно сильнее, чем для неоднородного. Так, начальная фаза A_{12} для однородного слоя затухает на интервале расстояний 240—1680 м примерно в 17 раз (рис. 39), в то время как более поздние фазы на этом интервале затухают в 3 раза. Для неоднородной пачки при том же падающем импульсе начальные и последующие фазы на указанном интервале затухают соответственно в 2,5 и 1,4 раза.

Столь значительные различия в характере затухания с расстоянием обуславливают различия в коррелируемости волн, соответствующих однородному слою и неоднородной пачке.

В приведенном примере резкие различия в характеристиках волн, отраженных от неоднородной пачки и однородного слоя, связаны со значительной скоростной дифференциацией пачки. Для моделей с менее сильной дифференциацией скоростей слоев внутри пачки различия в характеристиках волн, отраженных от неоднородного и однородного слоев, оказываются не столь яркими (см. § 3 настоящей главы). Приведенный пример показывает, что даже сравнительно тонкую, но сильно дифференцированную по скоростям пачку (мощность $l = 50$ м, $l/\lambda_2 = 0,7$) нельзя аппроксимировать однородным слоем.

Влияние прохождения через вышележащие пачки. Известно, что при прохождении через тонкий слой или пачку слоев при углах падения, меньших предельного, спектр и форма волны изменяются значительно меньше, чем при отражении от той же пачки [17]. Однако наличие в среде большого числа пачек со значительной дифференциацией скоростей может влиять на характеристики волн, отраженных от границ, залегающих ниже этих пачек. Для оценки этого влияния в рассматриваемой модели среды (см. рис. 36) шесть верхних пачек были заменены границами первого порядка и проведены расчеты волны, отраженной от пачки 7 в случае толстослойистой покрывающей среды. Сравнение теоретических сейсмограмм для моделей с тонко- и толстослойистой покрывающими средами (рис. 40) показало, что при всех формах падающего импульса прохожде-

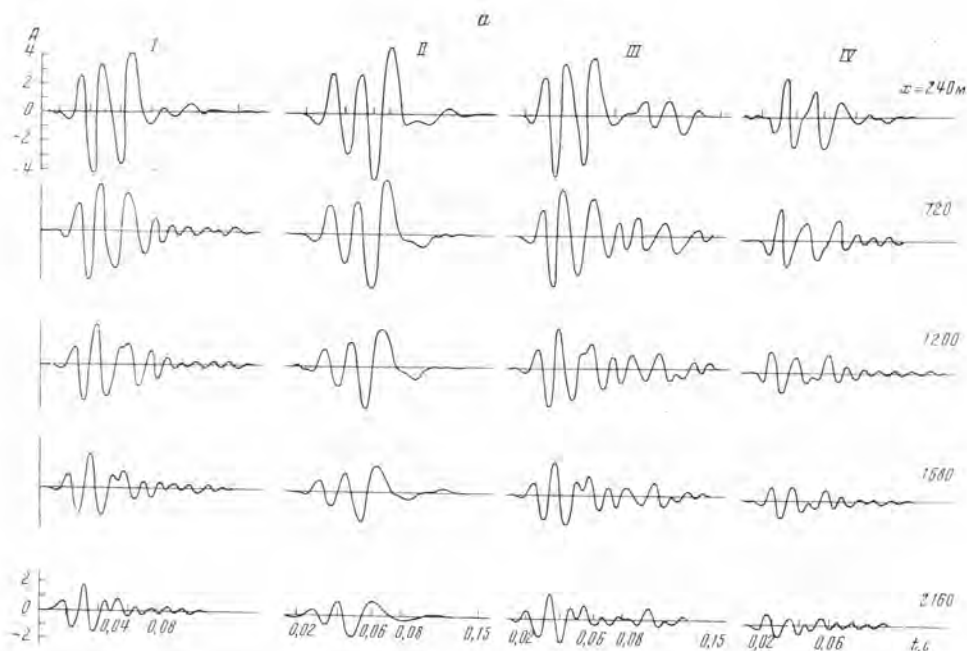


Рис. 38. Теоретические сейсмограммы волн, отраженных от пачек 2 (а) и 6 (б), рассчитанные для различных расстояний x от источника при четырех (I—IV) формах падающего импульса

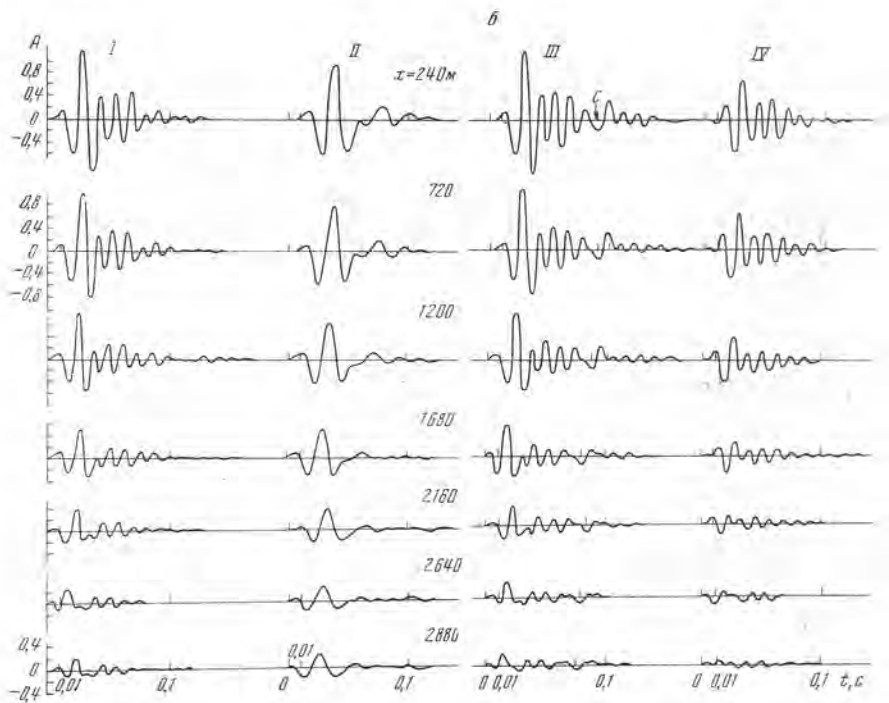
C — волна-спутник

ние через вышележащие тонкослоистые пачки обуславливает уменьшение максимальных амплитуд отраженной волны в 1,8—3,2 раза и увеличение степени их затухания с расстоянием. В рассматриваемом примере наибольшие изменения амплитуд отмечаются для наиболее высокочастотного импульса IV, наименьшие — для более низкочастотного импульса II.

Влияние прохождения через тонкослоистую покрывающую толщу на форму отраженных волн также различно для разных падающих импульсов.

Отмеченные различия в форме отраженных волн для толсто- и тонкослоистой покрывающих сред хорошо коррелируют с различиями в амплитудных спектральных характеристиках для обеих моделей среды (рис. 41). Максимумы характеристик расположены на одной и той же частоте $f \approx 85$ Гц, но в случае тонкослоистой покрывающей среды характеристики уже, что и обусловило большую длительность и резонансный характер записи для падающих импульсов I, III, IV. В диапазоне частот спектра низкочастотного импульса II различия в форме спектральных характеристик незначительны и соответственно отсутствуют различия в форме записи.

Следует подчеркнуть, что даже в случае многослойной тонкослоистой среды влияние прохождения через нее на форму отраженной волны все же слабее, чем влияние структуры самой отражающей пачки. Структура отражающей пачки обуславливает кардинальные различия формы отраженных волн, в то время как прохождение может влиять в основном на структуру последующих фаз и общую длительность колебаний. Отметим, что увеличение числа фаз и общей длительности колебаний за счет прохождения через тонкослоистые пачки может быть одной из причин увеличения с глубиной длительности падающих волн при вертикальном сейсмическом профилировании.



Теоретические трассы. По результатам расчетов отдельных волн можно построить теоретическую трассу на заданном расстоянии x от источника. Для построения трассы используются времена первых вступлений волн по вычисленным годографам. На участках наложения волн, соответствующих различным пачкам, учитывается их интерференция.

На рис. 42 представлены теоретические трассы, построенные по результатам расчетов отдельных однократных отраженных волн для падающих импульсов, показанных на рис. 37. Видны различия в форме всей сейсмограммы в целом при различных формах падающего импульса. Волны, отраженные от пачек I—4 и б, на трассах разрешены. Заметны отличия в соотношениях амплитуд волн, отраженных от разных пачек.

Сравнение результатов расчетов, проведенных разными методами. В работе [142] проведен расчет сферической волны, отраженной от пачки тонких слоев, заключенной между двумя полупространствами, путем численного интегрирования во всем диапазоне углов падения без использования каких-либо лучевых аппроксимаций. Этот метод дает лучшее приближение к точному решению, чем метод, использованный в настоящей работе. Для сопоставления обоих методов мы провели расчеты для одной из моделей и той же формы падающего импульса, что и в работе [142]. Формы записи отраженной волны, рассчитанной двумя разными способами, хорошо совпадают (рис. 43). Лишь в окрестности критической точки наблюдаются значительные различия в интенсивности.

Полученный результат свидетельствует о том, что использованный приближенный метод расчета обладает точностью, достаточной для практических целей, по крайней мере для сравнительно простых моделей среды. Отметим, что затраты машинного времени при расчетах приближенным способом примерно в 1000 раз меньше, чем при численном интегрировании.

Приближенные расчеты отраженных волн, возникающих в многослойной среде, содержащей пачки тонких слоев, при углах падения на их кровлю, меньших, чем критический, или при отсутствии критических углов позволяют сделать следующие основные выводы:

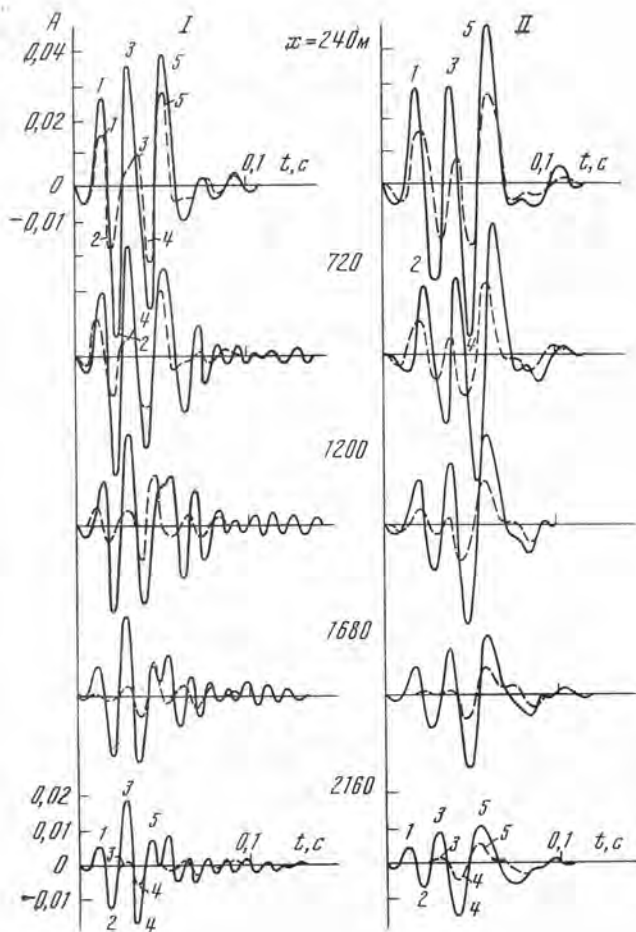


Рис. 39. Теоретические сейсмограммы отраженных волн, вычисленные при падающих импульсах I, II для неоднородной пачки (сплошная линия) и однородного слоя (пунктир) с одинаковыми средними параметрами

1. Форма отдельных волн, отраженных от тонкослоистых пачек, и всей трассы отраженных волн в целом весьма чувствительна даже к небольшим изменениям формы падающего импульса. Поэтому при регистрации отраженных волн, возникающих в тонкослоистых средах, вопрос о выборе оптимальных условий возбуждения колебаний и о контроле за их стабильностью имеет первостепенное значение.

2. Форма волн, отраженных от тонкослоистых пачек, может существенно изменяться с увеличением расстояния от источника. Это обстоятельство необходимо учитывать при работах по методу отраженных волн и особенно при применении методики общей глубинной точки.

3. Волны, отраженные от неоднородных пачек, могут значительно отличаться по форме, интенсивности, степени затухания с расстоянием от волн, отраженных от однородного слоя с такой же мощностью и такими же средними скоростями V_P и V_S .

4. Изменения формы отраженных волн, обусловленные влиянием прохождения даже через многослойную тонкослоистую среду, слабее, чем изменения формы, обусловленные структурой отражающих пачек. Тем не менее в некоторых случаях прохождение через тонкослоистую толщу может существенно влиять на форму отраженных волн. В частности, наличие пачек тонких слоев в осадочной толще может быть одной из причин резонансного характера волн, отраженных от глубинных границ в коре и мантии.

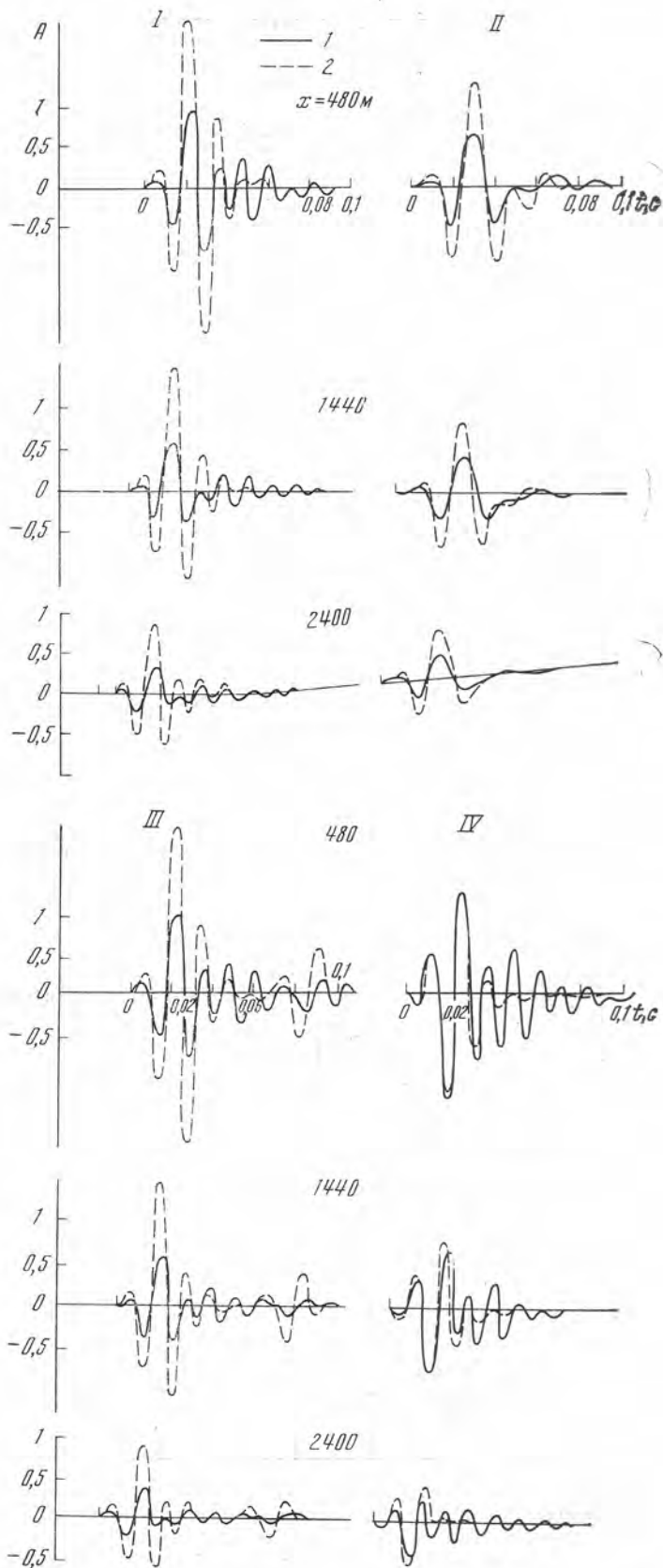


Рис. 40. Теоретические сейсмограммы волн, отраженных от пачки b при прохождении через тонкослойную (1) и толстослойную (2) покрывающие среды

На сейсмограммах для импульса IV вертикальный масштаб для обеих моделей различается в 2,5 раза

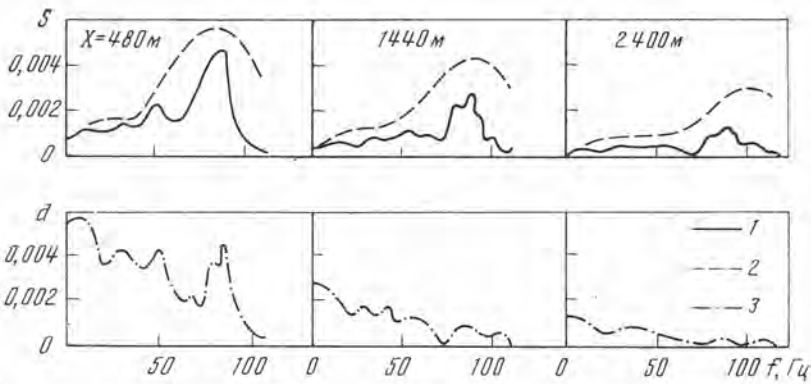


Рис. 41. Амплитудные спектральные характеристики среды для волны, отраженной от пачки 6 в случае тонкослойной (1) и толстослойной (2) покрывающей толщи и прошедшей через тонкослойную среду, покрывающую границу, заменившую пачку 6 (3)

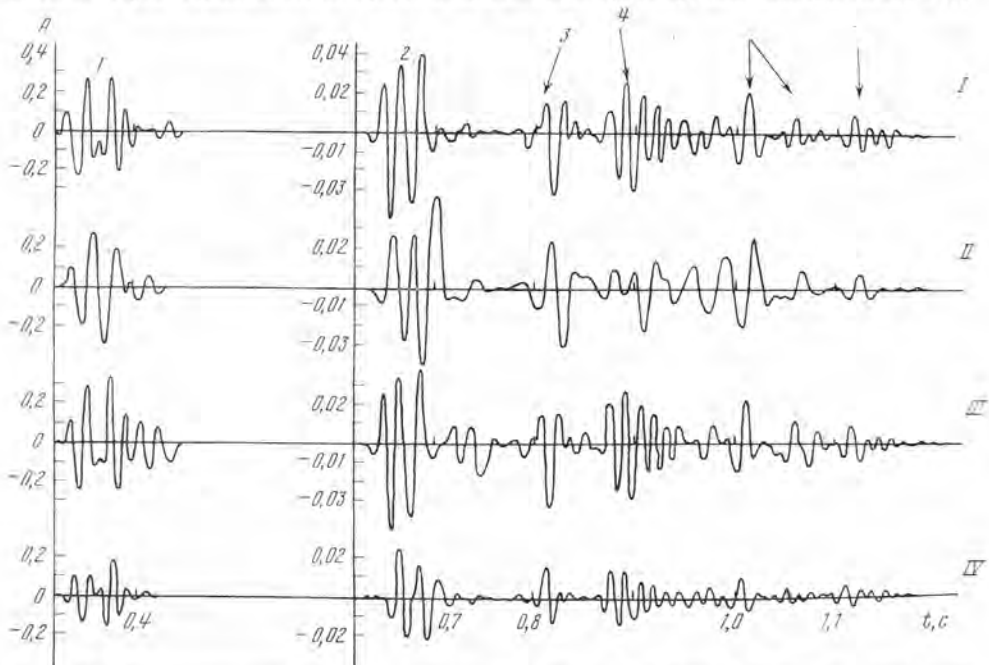


Рис. 42. Теоретические трассы, построенные по результатам расчетов отдельных однократных отраженных волн на расстоянии $x = 240$ м и при падающих импульсах I—IV

1—4 — номера пачек, которым соответствует отраженные волны (см. рис. 36)

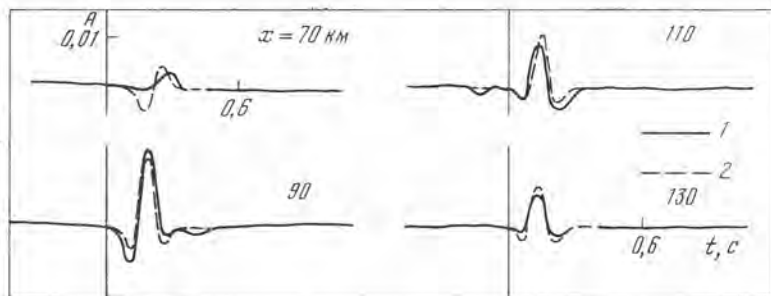


Рис. 43. Сравнение результатов точных [142] (1) и приближенных (2) расчетов волн отраженных от переходного слоя у подошвы коры

Слой аппроксимирован пачкой из шести однородных слоев. Глубина пачки $H = 29,5$ км, мощность $l = 1$ км, скорости на кровле пачки $V_P = 6,4$, $V_S = 3,6$ км/с; плотность $\rho = 3,0$ г/см³, скорости у подошвы пачки $V_P = 8,2$, $V_S = 4,6$ км/с, $\rho = 3,3$ г/см³

5. Сравнение результатов приближенных и более точных расчетов для одной тонкослойной модели показало их удовлетворительную сопоставимость. Это подтверждает допустимость использования методики приближенных расчетов для изучения свойств волновых полей в тонкослойных средах.

§ 5. Особенности плоских волн, отраженных от пачек слоев со случайной структурой в квазиоднородной среде

Представляет интерес оценить интенсивность волн, возникающих в квазиоднородной среде [18а, 81, 116], содержащей участки с различной степенью неоднородности, устойчивость их формы, возможное их влияние на волны, связанные с основными сейсмическими границами. В общей постановке задача достаточно сложна и естественно разделить ее на несколько этапов.

На первом этапе исследуются отражение и прохождение импульса для пачки тонких слоев, не отличающейся по средним параметрам от вмещающей среды. Предполагается, что среда осесимметричная, параметры пачки (V_P , V_S , ρ , h) случайны и распределены по нормальному закону.

Поставим следующие задачи: 1) выяснить, возникают ли устойчивые коррелирующиеся по профилю отраженные волны, связанные с указанными квазиоднородными пачками; 2) каковы математическое ожидание и дисперсия поля отраженных волн, а также их возможные максимальные амплитуды; 3) как влияет форма падающего импульса на характер отраженных и проходящих волн.

Перечисленные задачи решаются путем теоретического исследования и анализа результатов расчетов на ЭВМ для некоторых моделей среды.

Рассмотрим отражение и преломление плоских волн на пачках слоев со случайной структурой.

Основные формулы. Структура случайной пачки слоев определяется наборами мощностей h_n ($1 \leq n \leq N$), скоростей продольных и поперечных волн V_{Pn} , V_{Sn} и плотностей ρ_n отдельных слоев. Введем случайный вектор β , координаты которого равны значениям параметров слоев.

При падении под некоторым углом гармонической плоской волны на такую пачку образуются отраженные и проходящие (продольные и поперечные) волны. Комплексные спектральные характеристики пачки $H(\omega, \beta)$ для этих волн будут случайными функциями частоты ω .

Известно, что если на детерминированную пачку слоев падает плоская импульсная продольная волна вида

$$y_P(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (3.1)$$

где $S(\omega)$ — комплексный спектр волны, то отраженная продольная волна может быть представлена в виде

$$y_{PP}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) H(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (3.2)$$

где $H(\omega)$ — спектральная характеристика пачки для продольной отраженной волны. Аналогичные выражения могут быть выписаны для отраженной поперечной волны и проходящих волн. Можно показать, что при весьма общих ограничениях относительно свойств падающей волны и спектральных характеристик $H(\omega, \beta)$ волна, отраженная от пачки со случайной структурой, может быть представлена в виде

$$f_0(t, \beta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) [H(\omega, \beta)] e^{i\omega t} d\omega, \quad (3.3)$$

причем

$$M f_0(t, \beta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) M [H(\omega, \beta)] e^{i\omega t} d\omega, \quad (3.4)$$

$$M f_0^2(t, \beta) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) S(u) M [H(\omega, \beta) H(u, \beta)] e^{i(\omega+u)t} d\omega du. \quad (3.5)$$

$f_0(t, \beta)$ назовем случайной волной, для простоты записи будем обозначать ее $f_0(t)$; $M f_0(t)$ — математическое ожидание функции $f_0(t)$. Отсюда можно получить

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} M [f_0^2(t)] dt = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |S(\omega)|^2 M |H(\omega, \beta)|^2 d\omega. \quad (3.6)$$

Соотношение (3.6) представляет собой аналог теоремы Рэлея [130]. В качестве меры устойчивости формы записи введем интегральную дисперсию

$$D^0 = \int_{-\infty}^{\infty} D [f_0(t)] dt, \quad (3.7)$$

где

$$D [f_0(t)] = M [f_0(t) - M f_0(t)]^2. \quad (3.8)$$

Из (3.7) и (3.8)

$$D^0 = \int_{-\infty}^{\infty} M [f_0^2(t)] dt - \int_{-\infty}^{\infty} \{M [f_0(t)]\}^2 dt. \quad (3.9)$$

Из приведенных формул получаем

$$D^0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |S(\omega)|^2 D [H(\omega, \beta)] d\omega, \quad (3.10)$$

где

$$D [H(\omega, \beta)] = M |H(\omega, \beta) - M H(\omega, \beta)|^2 = M |H(\omega, \beta)|^2 - |M H(\omega, \beta)|^2. \quad (3.11)$$

Дисперсию комплексной частотной характеристики (3.11) следует отличать от дисперсии амплитудной частотной характеристики

$$D |H(\omega, \beta)| = M [|H(\omega, \beta)| - M |H(\omega, \beta)|]^2 = M |H(\omega, \beta)|^2 - [M |H(\omega, \beta)|]^2.$$

Поскольку

$$M |H(\omega, \beta)| \geq |M H(\omega, \beta)|,$$

то

$$D [H(\omega, \beta)] \geq D |H(\omega, \beta)|.$$

Из полученных выражений следует, что математическое ожидание формы отраженной волны, интегральная дисперсия формы, математическое ожидание энергии случайной волны полностью определяются спектром падающей волны $S(\omega)$ и двумя первыми моментами случайной спектральной характеристики.

Помимо энергии волны и устойчивости ее формы, весьма важной динамической характеристикой волны, используемой при интерпретации, является ее максимальная амплитуда на записи. Максимальная амплитуда волны, отраженной от пачки слоев со случайной структурой, — случайная величина. Можно показать, что она с вероятностью единица ограничена случайной величиной

$$\gamma_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |S(\omega)| |H(\omega, \beta)| d\omega. \quad (3.12)$$

Если амплитудный спектр $|S(\omega)|$ вне полосы частот (ω_1, ω_2) равен нулю ($|S(\omega)| = 0$, $|\omega| < \omega_1$, $|\omega| > \omega_2$), то в этом случае

$$A_M = \max f_0(t) \leq \frac{1}{\pi} \max |S(\omega)| \int_{\omega_1}^{\omega_2} |H(\omega, \beta)| d\omega. \quad (3.13)$$

Здесь $\max |S(\omega)|$ — максимальное значение амплитудного спектра $|S(\omega)|$ в полосе частот (ω_1, ω_2) .

Неравенство (3.13) также выполняется с вероятностью единица. Таким образом, всегда справедливо неравенство

$$A_M \leq \gamma_2,$$

где

$$\gamma_2 = \frac{1}{\pi} \max |S(\omega)| \int_{\omega_1}^{\omega_2} |H(\omega, \beta)| d\omega. \quad (3.14)$$

Для математического ожидания и дисперсии случайных величин γ_1 и γ_2 из (3.12) и (3.14) получаем:

$$M\gamma_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |S(\omega)| M |H(\omega, \beta)| d\omega; \quad (3.15)$$

$$M\gamma_2 = \frac{1}{\pi} \max |S(\omega)| \int_{\omega_1}^{\omega_2} M |H(\omega, \beta)| d\omega; \quad (3.16)$$

$$D\gamma_1 \leq \left[\frac{1}{\pi^2} \int_0^{\infty} |S(\omega)| \sqrt{M |H(\omega, \beta)|^2} d\omega \right]^2 - \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\infty} |S(\omega)| M |H(\omega, \beta)|^2 d\omega; \quad (3.17)$$

$$D\gamma_2 \leq \frac{1}{\pi^2} \max |S(\omega)|^2 \left\{ \left[\int_{\omega_1}^{\omega_2} \sqrt{M |H(\omega, \beta)|^2} d\omega \right]^2 - \left[\int_{\omega_1}^{\omega_2} M |H(\omega, \beta)| d\omega \right]^2 \right\}. \quad (3.18)$$

В случае спектра падающего импульса, сосредоточенного в конечной полосе частот (ω_1, ω_2) , из (3.12) получен также и другой тип оценок сверху для максимальной амплитуды отраженных и проходящих волн [18a].

Методика расчетов. Спектральные характеристики пачек тонких слоев и их статистики — оценка математического ожидания и дисперсии модуля спектральной характеристики — рассчитывались на ЭВМ БЭСМ-4. В качестве основного блока использовалась программа Л. И. Ратниковой и А. Л. Левшина [112]. Эта программа позволяет рассчитывать спектральные характеристики отраженных и проходящих волн при падении плоской P - или S -волны на тонкослоистую пачку под некоторым углом.

К этому основному блоку были добавлены два вспомогательных, работа которых заключалась в следующем. Один вспомогательный блок генерировал разрез, т. е. определял параметры пачки, для которой производился расчет. Скорости продольных волн V_P , отношения скоростей продольных и поперечных волн V_P/V_S , плотности ρ в слоях и мощности h отдельных слоев вычислялись как квазислучайные величины, приближенно распределенные по нормальному закону. Параметры ограничивающих пачку полупространств для всех реализаций заданной модели сохранялись постоянными. Другой блок, составленный В. И. Костенич, вычислял оценки математического ожидания и дисперсии модуля спек-

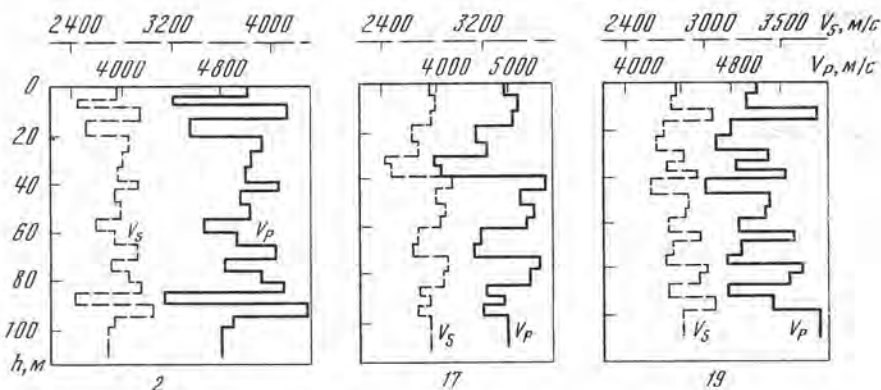


Рис. 44. Скоростные разрезы V_P и V_S для трех реализаций (2, 17, 19) модели

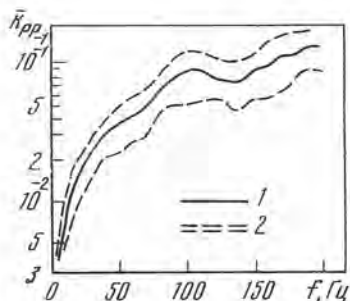


Рис. 45. Математическое ожидание амплитудной спектральной характеристики \bar{k}_{PP} (1) и доверительная полоса (2), построенная на уровне $\pm 3\sigma/\sqrt{L}$ ($i_P = 45^\circ$)

тральных характеристик и математического ожидания квадратов модуля спектральных характеристик. Расчеты велись по формулам:

$$\hat{M} | H(\omega_k, \beta) | = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L | H(\omega_k, \beta_l) |; \quad \hat{M} | H(\omega_k, \beta) |^2 = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L | H(\omega_k, \beta_l) |^2;$$

$$\hat{D} | H(\omega_k, \beta) | = \frac{L}{L-1} | \hat{M} | H(\omega_k, \beta) |^2 - (\hat{M} | H(\omega_k, \beta) |)^2,$$

где L — число реализаций.

Кроме этого, в отдельных случаях использовался блок, позволяющий рассчитывать форму отраженных и проходящих через пачку волн по заданному импульсу падающей волны и спектральным характеристикам пачки.

Модели среды. Для расчетов спектральных характеристик и формы записи отраженных волн выбрана квазиоднородная модель со средними значениями скоростей $V_P = 5000$ м/с, $V_P/V_S = 1,8$ (рис. 44). Математическое ожидание V_P , V_S и ρ в пачке слоев равнялось значению этих параметров в ограничивающих пачку полупространствах. Максимальный разброс V_P в пачке составлял ± 1000 м/с, разброс $\Delta\rho = \pm 0,1$ г/см³. Число слоев в пачке равнялось 50. В каждой конкретной реализации варьировались скорости продольных и поперечных волн в слоях, плотности и мощности слоев. Спектральные характеристики и их статистики вычислялись для углов падения на пачку, равных 0 , $26^\circ 30'$ и 45° , и для частот от 0 до 200 Гц.

Статистические свойства спектральных характеристик для отраженных волн. Для оценки математических ожиданий $M | H_{PP}(f, \beta) | = \bar{k}_{PP}(f)$ и $M | H_{PS}(f, \beta) | = \bar{k}_{PS}(f)$ и дисперсий σ_{PP}^2 и σ_{PS}^2 амплитудных спектральных характеристик пачек по отношению к продольным и обменным отраженным волнам использовались 20 реализаций модели разреза. При фиксированном угле падения i_P характеристики $\bar{k}_{PP}(f)$ (рис. 45) и

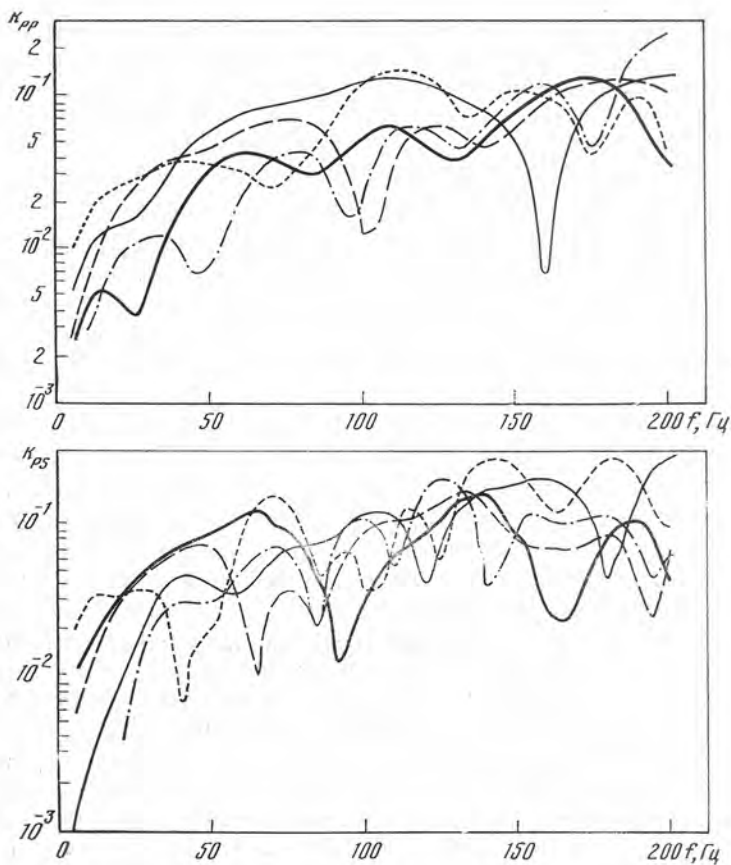


Рис. 46. Амплитудные спектральные характеристики k_{PP} и k_{PS} для нескольких реализаций модели при $i_P = 45^\circ$

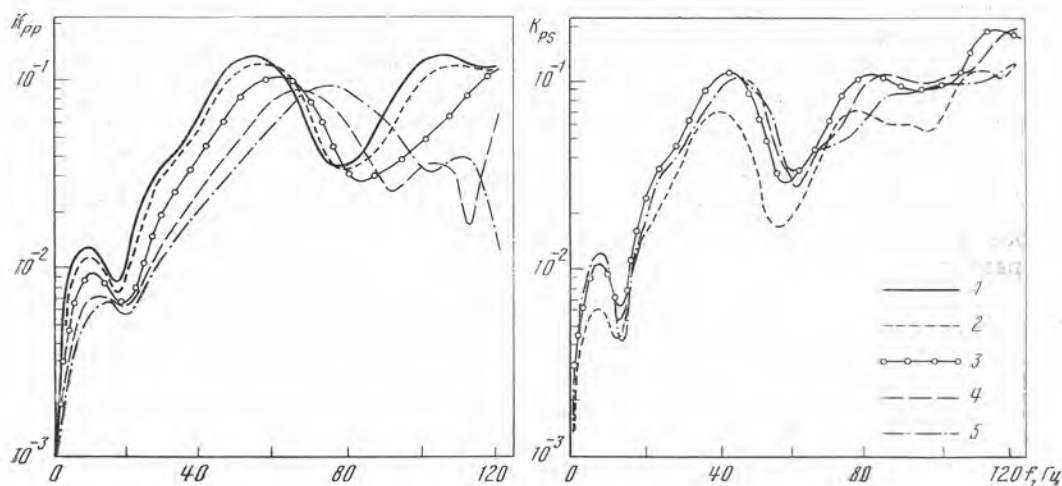


Рис. 47. Изменения амплитудных спектральных характеристик $k_{PP}(f)$ и $k_{PS}(f)$ при изменении угла падения на заданную реализацию пачки
Значения i_P равны: 1 — 0° , 2 — 14° , 3 — $26^\circ 30'$, 4 — 37° , 5 — 45°

$\bar{k}_{PS}(f)$ обладают следующими основными свойствами. В низкочастотной части спектра амплитуды спектральных составляющих малы и быстро возрастают с увеличением частоты до некоторого значения частоты f_r . Для принятой модели $f_r = 50$ Гц. При $f > f_r$ амплитуды спектральных составляющих сравнительно слабо флуктуируют вокруг значений, плавно возрастающих с частотой. При изменении углов падения i_P характеристики как \bar{k}_{PP} , так и \bar{k}_{PS} изменяются сравнительно мало. Только уровень характеристик \bar{k}_{PS} при падении волны, близком к нормальному, примерно на два порядка ниже, чем при больших углах падения.

Коэффициенты отражения \bar{k}_{PP} и \bar{k}_{PS} от рассматриваемых пачек достигают примерно 0,1, т. е. близки к значениям, отмечающимся в реальных средах для границ и пачек с достаточно сильной дифференциацией скоростей.

Частотные кривые дисперсий $\sigma_{PP}^2(f)$ и $\sigma_{PS}^2(f)$ амплитудных спектральных характеристик по основным особенностям формы аналогичны кривым $\bar{k}_{PP}(f)$ и $\bar{k}_{PS}(f)$. Доверительные полосы для характеристик $\bar{k}_{PP}(f)$ (рис. 45) и $\bar{k}_{PS}(f)$ вычислялись на уровне $3\sigma_1 = 3\sigma/\sqrt{L}$, где σ — среднее квадратичное отклонение единичной амплитудной спектральной характеристики, а σ_1 — среднее квадратичное отклонение для оценки математического ожидания, $L = 20$ — число реализаций модели.

Анализ расчетов для различных реализаций модели. Проведенный анализ амплитудных спектральных характеристик волн и их формы записи для двух падающих импульсов с $f_{\max} = 50$ и 35 Гц для различных реализаций модели позволил установить следующее:

1. Характеристики $k_{PP}(f)$ и $k_{PS}(f)$, построенные при заданном i_P для различных реализаций одной и той же модели (рис. 46), располагаются в пределах некоторой полосы значений амплитуд спектральных составляющих. Для разных реализаций значения амплитуд могут различаться в несколько раз. Амплитудные спектральные характеристики для волн PS , так же как и для более простых моделей пачек [27], имеют большее число экстремумов вдоль оси частот, чем для волн PP .

2. При изменении угла падения волны на фиксированную реализацию пачки изменяются число и взаимное расположение экстремумов и несколько изменяется уровень характеристик (рис. 47). Наиболее последовательные изменения характеристик k_{PP} происходят в области сравнительно низких частот — первый максимум с увеличением угла падения смещается в область более высоких частот. Отчетливых закономерностей в изменении формы характеристик k_{PP} и k_{PS} в высокочастотной области нет. Разброс амплитуд спектральных характеристик, соответствующих различным углам падения, в диапазоне сравнительно высоких частот ($f > 50$ Гц) значительно больше, чем на низких частотах.

3. Формы отраженных волн для различных реализаций одной и той же модели при фиксированном угле падения i_P на пачки существенно различны (рис. 48).

Длительность отраженной волны примерно в 1,5 раза больше длительности падающей волны. В некоторых случаях волны представляют собой группы, состоящие из двух более или менее разрешенных импульсов (реализация 19). В других случаях — это компактные волны, форма которых может как существенно отличаться от формы падающего импульса (реализация 2), так и быть похожей на нее (реализация 17).

4. Формы отраженных волн при различных формах падающего импульса, как правило, также сильно отличаются (рис. 49). Для компактных волн в некоторых случаях отмечается сходство волн PP , полученных при двух формах падающего импульса. Сходство связано с тем, что спектральная характеристика пачки для отраженных волн в рабочем диапазоне частот обоих импульсов монотонно возрастает с частотой.

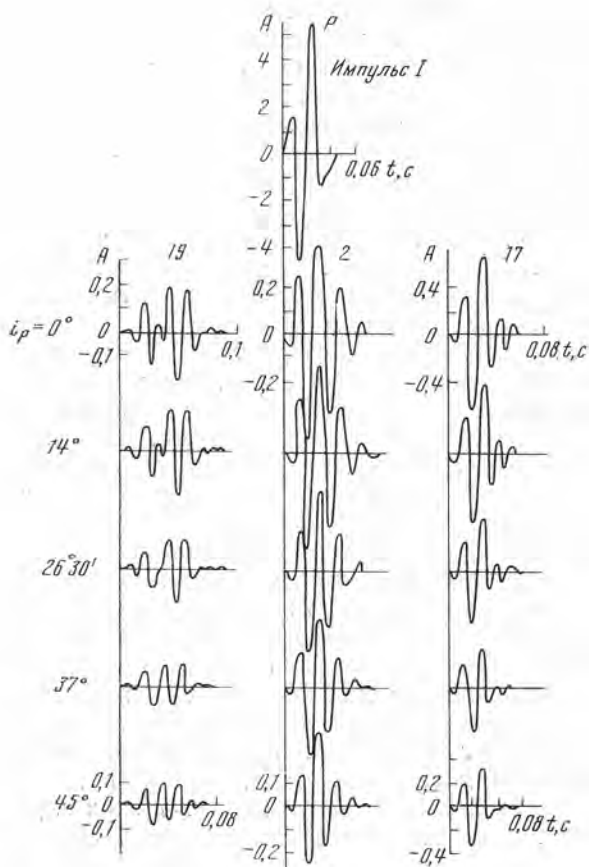


Рис. 48. Форма отраженных волн PP , образующихся при разных углах падения i_p импульса I на различные реализации (19, 2, 17) модели

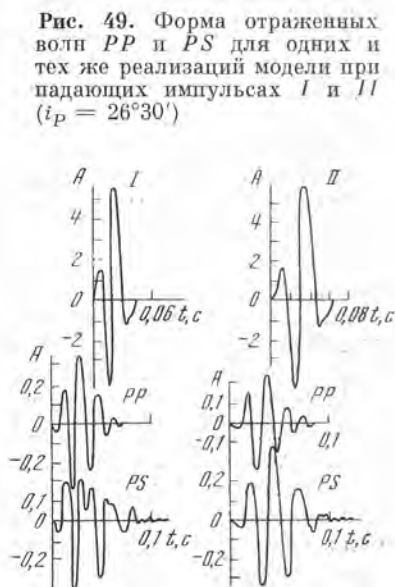


Рис. 49. Форма отраженных волн PP и PS для одних и тех же реализаций модели при падающих импульсах I и II ($i_p = 26^\circ 30'$)

5. Для рассмотренных реализаций модели форма отраженных волн PP и PS либо практически не изменяется с увеличением угла падения (рис. 48, реализации 2, 17), либо происходят плавные изменения формы с увеличением i_p (рис. 48, реализация 19). Эти изменения проявляются главным образом в изменении структуры групп волн. С увеличением угла падения изменяется соотношение интенсивности различных волн в группе. Ранее разрешенные волны интерферируют друг с другом, в результате чего интерференционная волна при больших углах падения i_p может иметь форму, отличающуюся от формы при нулевом угле падения (рис. 48, реализация 19, $i_p = 0$ и 45°).

6. Записи волн PP и PS , образующихся при падении под одним и тем же углом на заданную реализацию пачки, в общем случае различны. Для рассматриваемой модели продольные и обменные волны — компактные волны с близкой длительностью колебаний и сравнимой интенсивностью. Для некоторых реализаций (например, рис. 49, имп. II) отмечается даже сходство формы записи волн PP и PS .

7. Спектральные характеристики для продольных проходящих волн практически не зависят от частоты, и коэффициенты прохождения $PP_{пр}$ близки к единице. Это объясняется тем, что даже при сравнительно больших коэффициентах отражения PP и PS доля энергии падающей волны, идущая на образование отраженных волн и обменных проходящих волн PS , составляет лишь несколько процентов, а основная часть энергии проходит через пачку в виде волны $PP_{пр}$. Форма импульса волны $PP_{пр}$ практически не отличается от формы падающей волны.

Спектральные характеристики для обменных проходящих волн $PS_{пр}$ близки по основным особенностям формы и величинам коэффициентов прохождения к характеристикам k_{PS} для обменных отраженных волн.

Результаты теоретического рассмотрения и анализа расчетных данных позволяют отметить некоторые особенности сейсмических волновых полей в квазиоднородных средах, содержащих пачки слоев, имеющих случайную структуру и математическое ожидание скорости, совпадающие со скоростью в окружающих средах. Если справедливо предположение о том, что в ряде случаев отражающими являются пачки со случайной структурой, то, наряду с фактором сложной геометрии границ, на изменчивость формы и интенсивности волн вдоль профиля должна влиять также изменчивость скоростной структуры отражающих пачек слоев.

Коэффициенты отражения от таких пачек, как следует из приведенных оценок, могут достигать значений примерно 0,1—0,2, т. е. таких же, как коэффициенты отражения от резких и сильных скоростных границ или от пачек слоев с повышенными или пониженными скоростями. Поэтому в квазиоднородных средах, содержащих пачки со случайной структурой рассматриваемого типа, возможно образование интенсивных отраженных волн — продольных, а в некоторых случаях и обменных.

В зависимости от распределения параметров в пачке и от ее мощности возможны различные особенности формы отраженных волн: могут быть компактные волны со сравнительно простой формой записи и группы, состоящие из нескольких волн с близкой или различной интенсивностью. В некоторых случаях волны, отраженные от пачек со случайной структурой, обладают амплитудами, недостаточными для того, чтобы их можно было выделять и проследивать на сейсмограммах в качестве самостоятельных. В то же время их амплитуды могут быть достаточными для того, чтобы образовывать на сейсмограммах шум или фон, затрудняющий выделение полезных волн. Трудности выделения полезных сигналов в этих случаях возрастают из-за близости преобладающих частот полезных сигналов и шума.

Глава 4

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

В реальной тонкослоистой среде затухание с расстоянием колебаний, возбужденных точечным источником, обусловлено, во-первых, расхождением фронта волны, во-вторых, отражением и преломлением на границах различных неоднородностей в среде — тонких слоев и пачек — и, наконец, поглощением за счет неидеальной упругости среды. При расчетах характеристик волн в идеально упругой среде [114] учитывается первый фактор и частично второй — отражение и преломление волн на опорных пачках в среде. Остается неучтенным влияние третьего фактора и тонких слоев, расположенных между опорными пачками.

§ 1. Зависимость коэффициентов затухания от частоты [16, 27]

Уменьшение амплитуд плоской продольной волны, проходящей через тонкослоистый разрез, за счет рассеяния на тонких слоях по результатам исследований Т. Г. Кондратьевой [12] описывается экспоненциальной

зависимостью

$$A = A_0 \exp(-\alpha_P x), \quad (4.1)$$

где коэффициент рассеяния α_P — линейная функция частоты f . При заданной частоте f величина α_P тем больше, чем больше отклонение ΔV скорости в тонких слоях от среднего значения скорости в среде.

Коэффициент поглощения волн за счет неидеальной упругости среды по многочисленным экспериментальным данным ([17, 67, 85] и др.) также является линейной функцией частоты. Поэтому затухание волн из-за рассеяния на тонких слоях и поглощения можно описать одним коэффициентом затухания α , являющимся линейной или, в более общем виде, степенной функцией частоты:

$$\alpha(f, H) = A(H) f^\nu, \quad (4.2)$$

где $0 < \nu < 2$.

Поглощающие свойства реальных сред по отношению к продольным и поперечным волнам в силу ряда физических и геологических причин выражаются различными функциями $F_P(f, l)$ и $F_S(f, l)$, где l — длина пробега соответствующих волн. Эти функции принято описывать феноменологическими формулами типа

$$F_i = \exp[-\alpha_i(f)l_i], \quad (4.3)$$

где $i = P$ или S ; $\alpha_i(f)$ преимущественно близки к линейным функциям частоты. На спектры и амплитуды обменных отраженных волн влияют обе функции поглощения, т. е.

$$F_{PS}(f) = \exp\{-[\alpha_P(f)l_P + \alpha_S(f)l_S]\}. \quad (4.4)$$

Степень ослабления упругой энергии на разных частях пробега обменной волны зависит, таким образом, от соотношения коэффициентов α_P и α_S , а также от различия в l_P и l_S .

Вопрос о соотношении α_P и α_S в реальных средах еще слабо изучен и экспериментально и теоретически. Из имеющихся в настоящее время экспериментальных данных и некоторых теоретических оценок следует, что отношение α_S/α_P в горных породах может варьировать в широких пределах. Наиболее значительные различия в величинах α_S и α_P отмечаются в водонасыщенных терригенных породах. Так, в работе [146] для глинистых сланцев, залегающих на глубинах 80—250 м, получены зависимости коэффициентов поглощения от частоты:

$$\alpha_S = 3,5 \cdot 10^{-4} f, \text{ м}^{-1}, \quad \alpha_P = 4 \cdot 10^{-5} f, \text{ м}^{-1},$$

следовательно, $\alpha_S/\alpha_P = 8,75$. Отношение декрементов поглощения в данном случае $\vartheta_S/\vartheta_P \approx 3,3$. Для водонасыщенных глин и песков отмечаются еще большие значения: $\alpha_S/\alpha_P \approx 22$ и $\vartheta_S/\vartheta_P \approx 4,2$. В сухих рыхлых породах отношение декрементов поглощения близко к единице [40].

В плотных осадочных породах определения коэффициентов поглощения производились пока только по амплитудам волн на фиксированных частотах. Для известняков $\alpha_S/\alpha_P \sim 1,1 \div 1,3$, а $\vartheta_S/\vartheta_P = 0,6 \div 0,7$. Для соли $\alpha_S/\alpha_P \approx 3$ и $\vartheta_S/\vartheta_P = 2,5$. В гранитах ϑ_S/ϑ_P изменяется в пределах 0,4—0,7, что для фиксированной частоты f соответствует величине $\alpha_S/\alpha_P = 0,7 \div 1,3$ [39]. Поскольку интенсивные обменные волны PS преимущественно регистрируются от границ рыхлых терригенных пород с плотными (карбонатными и кристаллическими), то значительное поглощение поперечных волн в терригенных породах существенно влияет на динамические характеристики волн PS .

§ 2. Спектры волн в поглощающей среде

Наличие избирательного поглощения приводит к уменьшению интенсивностей волны по сравнению с идеально упругой моделью и к обеднению спектров волн высокими частотами. Для обменных волн PS такой эффект становится особенно заметным при резких различиях в значениях α_P и α_S . В этом случае спектр обменной волны существенно отличается как от спектра падающей, так и от спектра отраженной продольной волны по частоте максимума и по граничным частотам.

На рис. 50 приведены спектры волн PP и PS , отраженных от границы полупространства, рассчитанные для различных расстояний от источника. Там же показан спектр падающей волны, соответствующий импульсу вида $a_0 e^{-\beta t^2} \sin(\omega_0 t + \Phi_0)$, причем в данном случае $\beta/\omega_0 = 1/5$, $\Phi_0 = 90^\circ$. Принятые при расчетах величины $\alpha_P = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, $\alpha_S = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$, $V_{1S}/V_{1P} = 0,3$ соответствуют рыхлым глинистым или водонасыщенным породам [6, 68, 136]. Оба спектра нормированы по амплитуде максимума, так что сравниваются только их форма и положение на оси частот.

Как видно из рис. 50, даже при регистрации волн вблизи источника ($x/H = 0$) за счет резкого различия в величинах α_P и α_S спектр волны PS заметно отличается от спектра PP . Максимум спектра волны PS сдвинут в сторону низких частот на 10—12 Гц по сравнению с максимумом спектра волны PP и примерно на 20 Гц по сравнению с максимумом спектра падающей волны. Относительная ширина спектров волн PP и PS близка и несколько больше, чем у падающей волны. Таким образом, спектр обменной волны уже на близких расстояниях от источника обеднен высокими частотами. На расстояниях $x/H < 1$ форма спектра мало меняется с ростом x , положение максимума остается почти неизменным. При дальнейшем возрастании x/H спектры волн PP и PS становятся более низкочастотными, причем сдвиг между значениями частоты максимумов увеличивается с ростом x/H . На расстоянии $x/H = 2,5$ эти частоты в рассмотренном примере равны 40 Гц для волны PP и 25 Гц для PS . Этот эффект должен обусловить закономерное понижение видимых частот обменных волн на записи при удалении на значительные расстояния от источника.

Влияние поглощения на спектры волн, отраженных от тонких слоев. Спектральную характеристику поглощающей тонкослойистой среды можно представить в виде

$$Q_{PS}(f) = \eta(f) \psi(f),$$

где $\eta(f)$ — спектральная характеристика идеально упругой тонкослойистой среды, а $\psi(f)$ — спектральная характеристика поглощения, которая представляет собой монотонно убывающую функцию частоты.

В простейшем случае тонкого отражающего слоя, покрытого однородной средой, характеристика $\eta(f)$ равна спектральной характеристике $k_{PS}(f)$ слоя для волны PS . Форма спектральных характеристик $Q_{PS}(f)$ существенно зависит от формы $k_{PS}(f)$. Если кривая $k_{PS}(f)$ имеет резонансную форму, то за счет влияния поглощения максимум ее должен сместиться в область более низких частот. При монотонно (или почти монотонно) возрастающих характеристиках $k_{PS}(f)$ $Q_{PS}(f)$ за счет влияния поглощения может приобрести резонансную форму.

На рис. 51 показаны спектральные характеристики $Q_{PS}(f)$ и $Q_{PP}(f)$, вычисленные для случая отражающего слоя с повышенной скоростью. При расчетах предполагалось, что $\vartheta_P = \vartheta_S$, т. е. $\alpha_S/\alpha_P = V_P/V_S$. Различия в величинах α_S и α_P , принятые при расчетах, близки к минимальным из возможных.

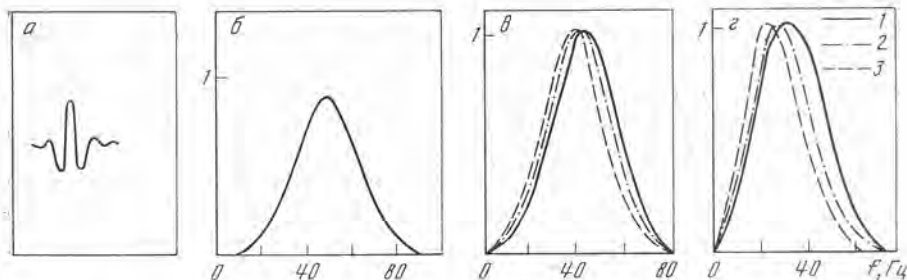


Рис. 50. Импульс (а) и спектр (б) падающей волны, а также спектры волн *PP* (в) и *PS* (г) в поглощающей среде для различных x/H
 x/H равно: 1 — 0; 2 — 1; 3 — 2,5

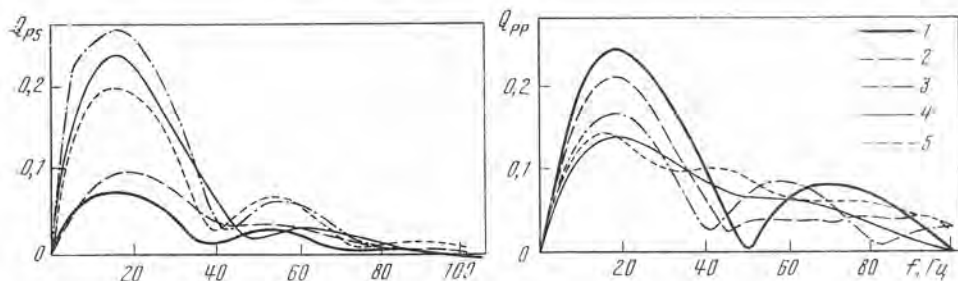


Рис. 51. Спектральные характеристики среды для волн *PS* и *PP*, отраженных от тонкого слоя, покрытого поглощающей средой для разных углов θ_{1P}
 Параметры среды: $V_{2P}/V_{1P} = V_{2P}/V_{3P} = 1,43$; $V_{1S}/V_{1P} = V_{3S}/V_{3P} = 0,33$; $V_{2S}/V_{2P} = 0,577$; $\rho_2/\rho_1 = \rho_2/\rho_3 = 1,05$; $\alpha_{1S}/\alpha_{1P} = V_{1P}/V_{1S} = 3,0$; $\alpha_{1PH} = 0,01$. Значения θ_{1P} равны: 1 — 5; 2 — 15; 3 — 25; 4 — 35; 5 — 45°

Влияние поглощения обуславливает следующие отличия спектральных характеристик $Q(f)$ и $k(f)$:

1. Сглаживаются различия в форме спектральных характеристик среды в допредельной области, что, в свою очередь, должно влиять на уменьшение различий в форме записи в обеих областях.

2. Значительно уменьшаются амплитуды последующих максимумов характеристик Q_{PS} и Q_{PP} по сравнению с k_{PS} и k_{PP} , что связано с большим поглощением высокочастотных компонент колебаний. Относительная интенсивность последующих максимумов характеристик Q_{PS} меньше, чем у Q_{PP} .

3. Максимальные амплитуды характеристик Q_{PS} отмечаются при меньших углах падения волны θ_{1P} , чем у k_{PS} . Это должно обусловить более сильное убывание с расстоянием амплитуд волн *PS*, отраженных от тонких слоев, в случае поглощающей верхней среды по сравнению с идеальной упругой средой (см. гл. 2).

Наличие поглощения приводит к появлению в формулах для интенсивности обменных волн дополнительного множителя, монотонно убывающего с ростом x/H . Поскольку этот множитель зависит от частоты, форма сигнала и амплитуды его максимальных фаз должны непрерывно меняться с расстоянием. Для точного учета этого эффекта необходимо ввести дополнительные члены как в амплитудный, так и в фазовый спектры импульса, регистрируемого в идеально упругой модели, а затем путем обратного преобразования Фурье восстановить форму импульса в среде с затуханием и дисперсией. Достоверными данными о дисперсии в среде мы не располагаем; учет поглощения без дисперсии, как показано в [143], приводит к иска-

жениям формы импульса. Однако, как следует из [17], приближенную оценку влияния поглощения на изменение интенсивности с расстоянием можно провести, вводя в выражение для интенсивности дополнительный множитель $\exp\{-[\alpha_P(f_{\max})l_P + \alpha_S(f_{\max})l_S]\}$, где f_{\max} — частота максимума спектра волны PS при $x/H < 1$. Это приводит к некоторому занижению интенсивности при $x/H > 1$.

На рис. 52 приведены графики интенсивности волны PS для случая $H = 500$ м, $V_{1S}/V_{2S} = 0,3$, $V_{1P}/V_{1P} = V_{2S}/V_{2P} = 0,4$ в идеально упругой

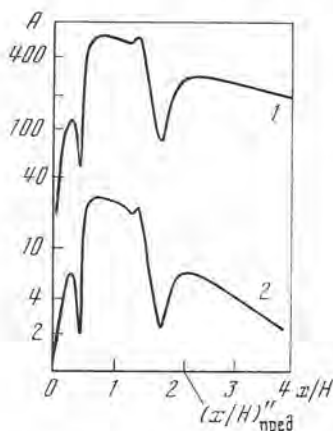


Рис. 52. Сравнение интенсивностей волн PS в идеально упругой (1) и поглощающей (2) средах

Параметры среды:

$$\delta = V_{1S}/V_{2S} = 0,3;$$

$$\rho = V_{1P}/V_{2P} = 0,4,$$

$$\Delta = V_{2S}/V_{2P} = 0,4$$

толстослойной модели и в поглощающей среде. Видно, что различие заключается в существенном снижении абсолютного уровня интенсивности и более быстром спаде интенсивности при $x/H > (x/H)''_{\text{пред}}$. Однако все характерные особенности графиков, обусловленные поведением коэффициента отражения k_{PS} , остаются неизменными и в модели с поглощением.

При значительном различии в величинах α_P и α_S уровень интенсивности волн PS заметно снижается по сравнению с волнами PP (для приведенного примера в 20 раз). При близких α_P и α_S существенных различий в соотношении интенсивностей волн PP и PS с введением поглощения не наблюдается.

Таким образом, наличие поглощения приводит к ослаблению интенсивностей и понижению преобладающих частот обменных волн по сравнению с продольными, а также к несколько меньшей выразительности экстремальных зон и к более быстрому спаду интенсивности с расстоянием.

§ 3. Отношение спектров волн PP и PS в различных моделях среды

Экспериментальные исследования, проведенные в различных районах [27, 136], показали, что обменные отраженные волны PS , как правило, характеризуются более низкочастотными амплитудными спектрами, чем продольные волны PP , отраженные от тех же границ раздела. Одной из возможных причин этих различий в спектрах, как показано в предыдущем параграфе, может явиться большее поглощение поперечных волн в среде, покрывающей отражающую границу, по сравнению с поглощением продольных волн. Однако исследования обменных отраженных волн в скважинах показали, что значительное понижение преобладающей частоты волны PS по сравнению с волной PP и прямой волной P происходит в непосредственной близости от отражающей границы. По мере удаления точки от границы происходит дальнейшее, но более слабое понижение частоты. Отмеченные изменения спектров волны PS вблизи границы

раздела не могут быть объяснены с позиций толстослойной модели среды. В случае отражения от границы полупространства или толстого слоя, который можно считать полупространством, амплитудный спектр не должен изменяться. Некоторые изменения формы волны, не сопровождающиеся изменениями преобладающих частот, могут быть обусловлены изменениями фазы коэффициента отражения при углах падения, больших, чем предельный.

Для того чтобы объяснить изменения спектров обменных отраженных волн вблизи границы раздела, нужно рассматривать другую модель отражающих границ. При отражении от однородного тонкого слоя в некоторых случаях максимум спектра обменной отраженной волны может смещаться в область более низких частот относительно максимума спектра падающей волны. Указанное смещение возможно при таких значениях l/λ_{2P} , когда максимум спектральной характеристики слоя, находящийся в рабочей полосе частот, лежит в области частот более низких, чем максимум спектра падающей волны.

Рассмотрим особенности графиков отношения спектров волн PP и PS , обусловленные поглощением в покрывающей среде и малой мощностью отражающего слоя. Оценим, нельзя ли хотя бы качественно разделить влияние на спектры волн каждого из этих факторов.

Отношение спектров волн PP и PS , отраженных от границы толстого слоя, при наличии поглощения в покрывающей среде. Определим связь между отношением спектров волн PP и PS и параметрами поглощения $\alpha_P(f)$ и $\alpha_S(f)$ в простейшем случае однородной поглощающей среды, покрывающей границу толстого слоя. Для упрощения остановимся только на двух случаях, представляющих основной интерес: 1) углы падения малы, и приближенно можно рассматривать падение как нормальное; 2) углы падения отличны от нормального; приближенно можно считать, что луч поперечной волны вертикален. Допустимость такого приближения рассмотрена в [27].

Падение, близкое нормальному. Спектр обменной волны PS можно представить в виде

$$A_{PS}(f) = A_0(f) \frac{K_{PS}}{\bar{R}_{PS}} \exp \{ - [\alpha_P(f) + \alpha_S(f)] H \}, \quad (4.5)$$

а продольной волны PP —

$$A_{PP}(f) = A_0(f) \frac{K_{PP}}{\bar{R}_{PP}} \exp [- 2\alpha_P(f) H], \quad (4.6)$$

где $A_0(f)$ — спектральная функция, включающая условия взрыва и характеристику аппаратуры; $1/\bar{R}_{PS}$ и $1/\bar{R}_{PP}$ — функции расхождения для обменных и продольных волн; K_{PS} и K_{PP} — коэффициенты отражения для волн PS и PP . Функции расхождения и коэффициенты отражения не зависят от частоты. Отношение спектров обеих волн можно представить таким образом:

$$\frac{A_{PP}(f)}{A_{PS}(f)} = \frac{\bar{R}_{PS} K_{PP}}{\bar{R}_{PP} K_{PS}} \exp [\alpha_S(f) - \alpha_P(f)] H, \quad (4.7)$$

или

$$\ln \frac{A_{PP}(f)}{A_{PS}(f)} = C + [\alpha_S(f) - \alpha_P(f)] H. \quad (4.8)$$

Основываясь на разработанных в настоящее время теориях поглощения [40, 61] и имеющихся экспериментальных данных [39, 40], можно ожидать, что разность коэффициентов поглощения $\alpha_S(f) - \alpha_P(f)$ преиму-

ественно представляет собой монотонно возрастающую функцию частоты. Только для некоторых кристаллических пород различия в коэффициентах поглощения $\alpha_S(f)$ и $\alpha_P(f)$ могут быть пренебрежимо малыми и тогда отношение спектров волн PP и PS практически не зависит от частоты. Пользуясь выражением (4.8), можно найти изменение с частотой разности коэффициентов поглощения волн S и P . Для двух различных значений частоты f_1 и f_2 из (4.8) можно записать

$$[\alpha_S(f_2) - \alpha_P(f_2)] - [\alpha_S(f_1) - \alpha_P(f_1)] = \left[\ln \frac{A_{PP}(f_2)}{A_{PS}(f_2)} - \ln \frac{A_{PP}(f_1)}{A_{PS}(f_1)} \right] / H. \quad (4.9)$$

Выбирая некоторую фиксированную частоту f_1 , можно представить изменение с частотой разности коэффициентов поглощения волн S и P в виде

$$\Delta [\alpha_S(f) - \alpha_P(f)] = \left[\Delta \ln \frac{A_{PP}(f)}{A_{PS}(f)} \right] / H, \quad (4.10)$$

где Δ означает разность величин, соответствующих текущей частоте и фиксированной частоте f_1 . Пусть зависимость (4.10) можно аппроксимировать какой-нибудь простой функцией (линейной или степенной). Тогда, определяя отрезок, отсекаемый графиком аппроксимирующей функции на оси ординат, и затем смещая график на этот отрезок так, чтобы он проходил через начало координат, можно приближенно определить абсолютные значения $\alpha_S(f) - \alpha_P(f)$ [17].

Произвольный угол падения. При ранее указанных допущениях спектры обменной и продольной отраженных волн приближенно можно представить в виде

$$A_{PS}(f) \simeq \frac{A_0(f)}{R_{PS}} K_{PS} \exp[-\alpha_P(f) \sqrt{x^2 + H^2} - \alpha_S(f) H], \quad (4.11)$$

$$A_{PP}(f) = \frac{A_0(f)}{R_{PP}} K_{PP} \exp[-\alpha_P(f) \sqrt{x^2 + 4H^2}]. \quad (4.12)$$

Отсюда

$$\ln \frac{A_{PP}(f)}{A_{PS}(f)} = C + \alpha_S(f) H - \alpha_P(f) H \left[\sqrt{\left(\frac{x}{H}\right)^2 + 4} - \sqrt{\left(\frac{x}{H}\right)^2 + 1} \right]. \quad (4.13)$$

При $x/H < 1$ (4.13) приближенно имеет вид (4.8); при $x/H \geq 1$ выражение, стоящее в скобках в правой части (4.13), меньше единицы и, следовательно, (4.13) примет вид

$$\ln \frac{A_{PP}(f)}{A_{PS}(f)} = C + [\alpha_S(f) - \alpha_P(f)] H + m \alpha_P(f) H, \quad (4.14)$$

где $m < 1$. Так, например, при $x/H = 1$ $m = 0,17$, а при $x/H = 2$ $m = 0,41$.

В рассматриваемом случае изменение с частотой разности коэффициентов поглощения можно представить так:

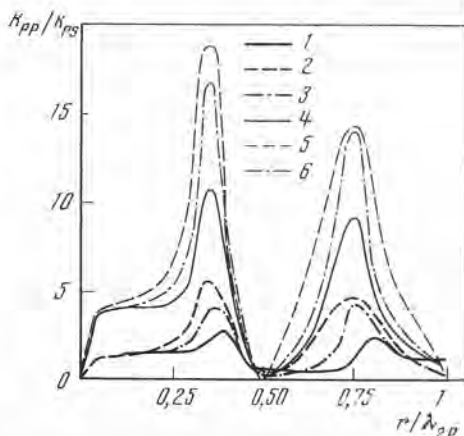
$$\Delta [\alpha_S(f) - \alpha_P(f)] = \left[\Delta \ln \frac{A_{PP}(f)}{A_{PS}(f)} - m \Delta \alpha_P(f) \right] / H. \quad (4.15)$$

Для определения изменения с частотой разности коэффициентов поглощения волн S и P необходимо знать частотную зависимость коэффициента поглощения $\alpha_P(f)$ для продольных волн. Пренебрежение учетом этой зависимости должно привести к преувеличению величин $\alpha_S(f) - \alpha_P(f)$. Зависимость $\alpha_P(f)$ может быть определена различными способами [17] по данным наземных и скважинных наблюдений.

Отношение спектров волн PP и PS , отраженных от тонкого слоя, покрытого идеально упругой средой. Если волны PP и PS зарегистрированы одной аппаратурой при одном и том же взрыве, то для идеально упругой среды отношение спектров обеих волн с точностью до постоянного множителя равно отношению спектральных характеристик слоя. Примеры отношений k_{PP}/k_{PS} , вычисленных для различных моделей среды, приведены на рис. 53. Из этих примеров видно, что если в диапазон частот спектров регистрируемых волн попадают область минимумов и область дальнейшего возрастания k_{PP}/k_{PS} , то кривая отношения спектров

Рис. 53. Отношение спектральных характеристик слоя для волн PP и PS при $\theta_{1P} = 5^\circ$ (кривые 1—3) и $\theta_{1P} = 15^\circ$ (кривые 4—6)

Параметры среды: для кривых 1 и 4 — такие, как на рис. 3, для 2 и 5 — как на рис. 2, для 3 и 6 — $V_{2P}/V_{3P} = V_{2P}/V_{1P} = 1,43$; $V_{1S}/V_{1P} = V_{2S}/V_{2P} = V_{3S}/V_{3P} = 0,577$; $\rho_2/\rho_1 = \rho_2/\rho_3 = 1,05$; $\delta = 0,7$



существенно отличается от монотонной кривой, обусловленной возрастанием с частотой разности коэффициентов поглощения поперечных и продольных волн. Квазипериодический характер кривой отношения спектров волн PP и PS может быть выявлен при не слишком малой мощности слоя. Так, если считать максимальную частоту спектров обеих волн $f_{\max} = 75$ Гц, то два периода кривой k_{PP}/k_{PS} окажутся в рабочей полосе частот при $\tau = 0,013$ с; если $f_{\text{пр}} = 50$ Гц, то $l/\lambda_{2P} \approx 0,65$.

В случае очень тонких слоев, когда в область частот спектров обеих волн попадает только возрастающая часть кривой k_{PP}/k_{PS} , тонкая слоистость среды может создать эффект, аналогичный возрастанию с частотой разности коэффициентов поглощения поперечных и продольных волн. В рассмотренном выше примере это возможно для слоев, у которых $\tau_P \leq 0,005$ с ($l/\lambda_{2P} \leq 0,25$).

Совместное влияние поглощения в покрывающей среде и малой мощности отражающего слоя. При наличии поглощения в среде, покрывающей тонкий слой, отношение спектров волн PP и PS при небольших углах падения ($\theta_{1P} \leq 15 \div 20^\circ$) примет вид (4.7). В этом случае отношение спектров волн PP и PS представляет собой произведение двух частотных зависимостей, одна из которых описывает влияние различий в поглощении продольных и поперечных волн в покрывающей среде, а другая — влияние малой мощности отражающего слоя. Поэтому рассмотренная для тонких слоев квазипериодичность в расположении экстремумов A_{PP}/A_{PS} будет отмечаться на фоне монотонного возрастания кривой с увеличением частоты.

§ 4. Экспериментальные данные об отношениях спектров волн PP и PS

Для определения отношения спектров выбраны наиболее уверенные данные, полученные в Куйбышевской области, где были зарегистрированы доминирующие по интенсивности обменные и продольные отраженные волны. Важной особенностью выделенных участков является отсутствие

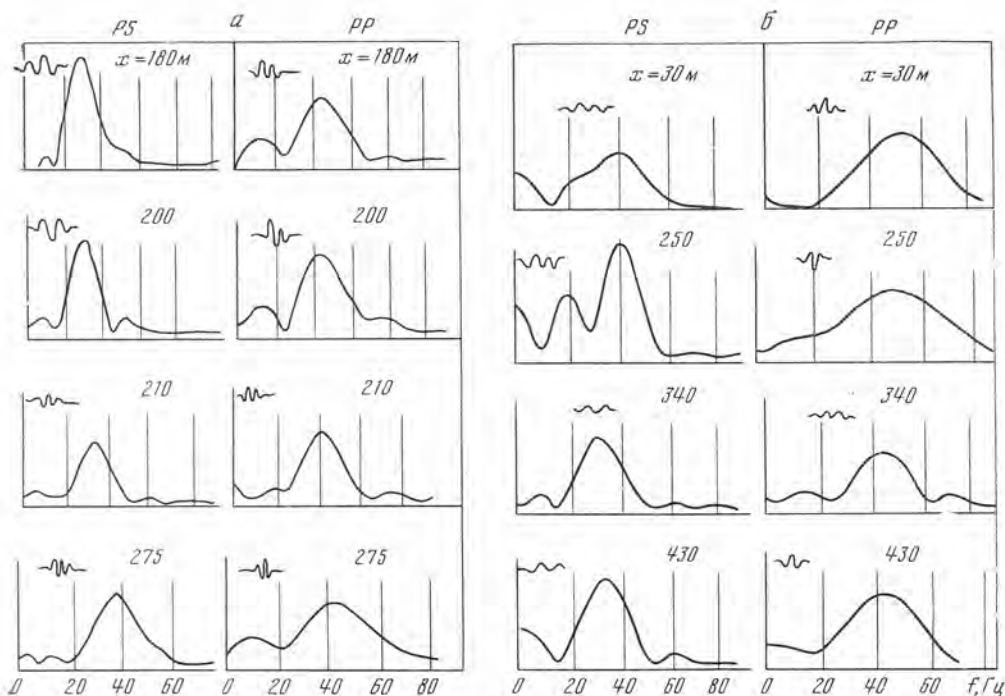


Рис. 54. Экспериментальные спектры отраженных волн PS и PP , полученные на участках II (а) и V (б)

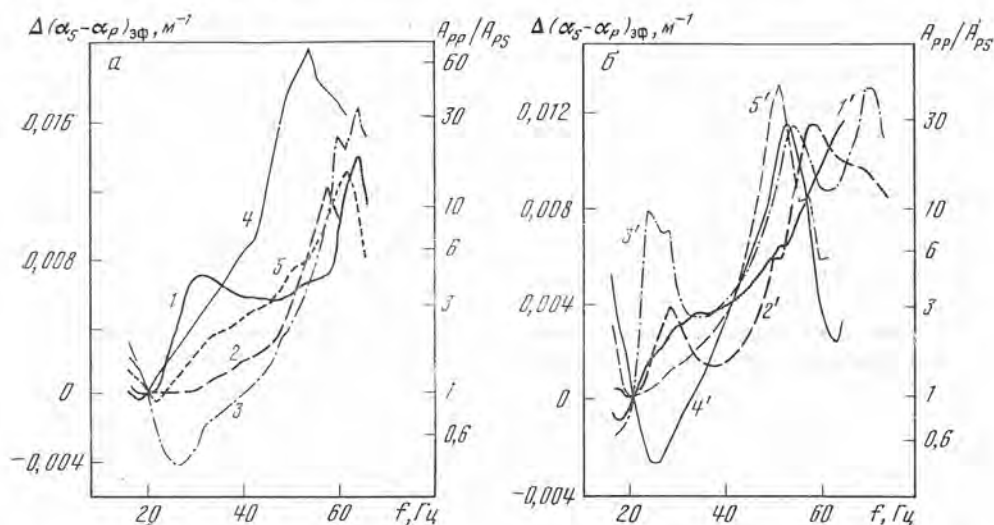


Рис. 55. Отношения спектров волн PP и PS , полученных на участках II (а) и V (б)

$\Delta(\alpha_S - \alpha_P)_{эф}$ — приращение эффективной разности коэффициентов поглощения относительно ее значения при $f = 20$ Гц при расстояниях x , равных 285 (1), 295 (2), 335 (3), 325 (4), 385 (5), 30 (1'), 250 (2'), 260 (3'), 340 (4') и 430 м (5')

в покрывающей среде границ раздела, с которыми были бы связаны интенсивные и хорошо прослеживаемые обменные волны. По существу граница, которой соответствуют рассматриваемые волны, являлась первой границей, от которой зарегистрированы доминирующие волны. Из этого следует, что на ход кривых отношения спектров волн PP и PS тонкая слоистость в среде, покрывающей отражающую границу, не оказывает

определяющего влияния. Основное влияние могут иметь фильтрующие свойства самого отражающего слоя, если он тонкий, и поглощение в покрывающей среде.

Для изучения спектров волн PP и PS и их отношений отобраны записи обеих волн в одних и тех же точках наблюдения при одном и том же взрыве. Некоторые примеры спектров и записей, по которым они получены, показаны на рис. 54.

Записи и спектры волн при различных пунктах взрыва на одинаковых или близких удалениях от них практически однотипны (рис. 54, а, $x = 180 \div 210$), что связано с устойчивостью формы доминирующих волн PP и PS (см. далее ч. III, гл. 12). Записи на различных удалениях от пунктов взрыва большей частью мало изменяются с расстоянием, но в некоторых случаях отмечаются отчетливые различия для допределной и запределной областей (рис. 54, б). Во всех случаях сохраняются следующие основные особенности соотношения спектров волн PP и PS : 1) максимумы спектров волны PS расположены в области более низких частот, чем волны PP ; 2) спектры волны PS со стороны высоких частот ограничены более низкой частотой, чем спектры волны PP ; 3) в тех случаях, когда спектры волн PP и PS содержат несколько минимумов и максимумов, интервал частот между минимумами спектра у волны PS всегда меньше, чем у волны PP .

Некоторые примеры отношения спектров, полученных на разных участках, показаны на рис. 55. Кривые совмещены в точке, соответствующей частоте $f = 20$ Гц. Отмечается сложность и значительная изменчивость формы кривых, полученных даже при мало отличающихся расстояниях от пункта взрыва. Однако, несмотря на значительную изменчивость отношения спектров, можно отметить некоторые качественно общие их особенности: 1) кривые нельзя аппроксимировать монотонно возрастающими функциями; 2) на фоне общего возрастания с увеличением частоты f отмечается чередование максимумов и минимумов, характерное для отношения спектров волн PP и PS , отраженных от тонких слоев.

Отмеченные особенности отношения спектров позволяют предполагать, что различия в спектрах волн PP и PS обусловлены совместным действием двух факторов: более сильным возрастанием коэффициента поглощения поперечных волн по сравнению с продольными и отражением от тонкого слоя. Разделить количественно влияние обоих факторов пока не представляется возможным.

Глава 5

ОБ УЧЕТЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ РАСЧЕТАХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ СЕЙСМОГРАММ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ [12]

Результаты сопоставления теоретических и экспериментальных сейсмограмм, полученных при некоторых удалениях от источника [19, 20], и сопоставления синтетических сейсмограмм с экспериментальными при нормальном падении волны на границы слоев [84] показали существование систематических различий. Различаются преобладающие периоды волн, форма записи и характер изменения амплитуд с расстоянием, что обусловлено неучетом при расчетах поглощения в среде.

Способы учета поглощения и дисперсии волн в среде при расчетах сейсмограмм разработаны для случая однородной поглощающей среды

[2, 12, 22, 60, 84, 150]. Определение формы импульса, распространяющегося через такую среду, производится с помощью обратного преобразования Фурье. Для этого необходимо знать комплексный спектр исходного сигнала и комплексную характеристику поглощающей среды на различных удалениях от источника.

Вводится коррекция за поглощение в расчеты сейсмограмм отдельных волн, проведенные по программе [114] для неоднородных идеально упругих сред при различных углах падения волны на границы слоев.

Для приближенного определения спектральной характеристики поглощения в неоднородной среде сделаны некоторые допущения: во-первых, предполагается, что можно пренебречь влиянием поглощающих свойств среды на значения коэффициентов отражения и преломления на границах сред с различными параметрами; во-вторых, не учитывается поглощение в пачках тонких слоев, вводится поглощение только в толстых однородных или градиентных слоях, залегающих между пачками.

Основанием для первого допущения является то, что небольшие значения коэффициентов поглощения, встречающиеся в реальной среде, как показали оценки, приведенные в [122], не влияют на коэффициенты отражения и преломления, соответствующие границам идеально упругих сред. Второе допущение может быть оправдано тем, что мощность пачек тонких слоев невелика по сравнению с мощностями вмещающих их толстых слоев. Сделанные допущения нуждаются в дальнейшем теоретическом обосновании.

§ 1. Спектральная характеристика неоднородной поглощающей среды

Комплексная спектральная характеристика однородной поглощающей среды с коэффициентом поглощения, зависящим только от частоты, а не от координат точки среды, имеет вид

$$\Theta(\omega, x) = \exp \left\{ - \left[\alpha(\omega) + j \frac{\omega}{V_{\Phi}(\omega)} \right] x \right\}, \quad (5.1)$$

где $\alpha(\omega)$ — коэффициент поглощения; $V_{\Phi}(\omega)$ — фазовая скорость; ω — круговая частота; x — расстояние между источником и приемником.

Спектральная характеристика поглощающей среды со скоростью, непрерывно изменяющейся с глубиной. Рассмотрим спектральную характеристику неоднородной поглощающей среды, в которой скорость V_{Φ} и коэффициент поглощения α — непрерывные функции глубины H и частоты ω . Если длины волн, распространяющихся в среде, значительно меньше размеров неоднородностей, то

$$\Theta(\omega, x) = \exp \left\{ - \left[\int_s \bar{\alpha}(\omega, H) ds + j \int_s \frac{\omega ds}{V_{\Phi}(\omega, H)} \right] \right\}, \quad (5.2)$$

где $s(x)$ — длина пути волны от источника до приемника, являющаяся функцией расстояния x .

Пусть в неоднородной среде коэффициент поглощения $\alpha(\omega, H)$ можно представить в виде произведения

$$\alpha(\omega, H) = \mathcal{A}(H)\omega^{\nu}, \quad (5.3)$$

где $0 < \nu < 2$.

Методика вычисления теоретических сейсмограмм без учета поглощения предусматривает расчет годографа. Поэтому целесообразно длину пути волны $s(x)$ выразить через время пробега $t(x)$, пользуясь дифференциальным соотношением

$$dt = ds/V_{\Phi}(\omega_k, H),$$

где $V_{\Phi}(\omega_k, H)$ — скорость в идеальной упругой среде, принятая при расчете годографа и равная скорости в поглощающей среде на фиксированной частоте ω_k ; ω_k расположена внутри интервала значений ω , для которого определена или задана частотная зависимость коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ [108]. Тогда соотношение (5.2) примет вид

$$\Theta(\omega, x) = \exp \left\{ - \left[\int_t^x \mathcal{A}(H) \omega^{\nu} V_{\Phi}(\omega_k, H) dt + j \int_t^x \frac{\omega V_{\Phi}(\omega_k, H) dt}{V(\omega, H)} \right] \right\}. \quad (5.4)$$

Введем дальнейшие ограничения на зависимость $\alpha(\omega, H)$. Положим, что

$$\mathcal{A}(H) V_{\Phi}(\omega_k, H) = B(\omega_k) = \text{const}. \quad (5.5)$$

Это означает, что с увеличением скорости $V_{\Phi}(\omega_k, H)$ с глубиной H коэффициент поглощения на фиксированной частоте ω_k уменьшается. Физически это предположение вполне правдоподобно. Оно приводит к независимости декремента поглощения

$$\vartheta(\omega_k) = \frac{\alpha(\omega_k, H) V_{\Phi}(\omega_k, H)}{\omega_k / 2\pi}$$

на фиксированной частоте ω_k от глубины H .

При выполнении условия (5.5) амплитудная спектральная характеристика поглощения примет вид

$$|\Theta(\omega, x)| = \exp \left[- \int_t^x \mathcal{A}(H) \omega^{\nu} V_{\Phi}(\omega_k, H) dt \right] = \exp \left[- B(\omega_k) \omega^{\nu} t \right]. \quad (5.6)$$

Для нахождения фазовой характеристики поглощения воспользуемся соотношениями, полученными В. И. Пасечником [108] для однородной поглощающей среды, в которой коэффициент поглощения изменяется по закону (5.3) при $\mathcal{A}(H) = \text{const}$

$$\frac{V_{\Phi}(\omega_k)}{V_{\Phi}(\omega)} = 1 + V_{\Phi}(\omega_k) \mathcal{A} [\omega^{\nu-1} - \omega_k^{\nu-1}] \text{tg} \frac{\nu\pi}{2}. \quad (5.7)$$

Полагая, что в каждой точке среды со скоростью, непрерывно изменяющейся с глубиной H , приближенно выполняется соотношение (5.7), запишем связь между $V_{\Phi}(\omega, H)$ и $V_{\Phi}(\omega_k, H)$ в виде

$$V_{\Phi}(\omega, H) = \frac{V_{\Phi}(\omega_k, H)}{1 + B(\omega_k) [\omega^{\nu-1} - \omega_k^{\nu-1}] \text{tg} \left(\frac{\nu\pi}{2} \right)}. \quad (5.8)$$

Фазовая характеристика среды

$$\psi(\omega, x) = \int_t^x \frac{\omega V_{\Phi}(\omega_k, H)}{V_{\Phi}(\omega, H)} dt \quad (5.9)$$

с учетом формулы (5.7) примет вид

$$\psi(\omega, x) = \omega t \left[1 + B(\omega_k) (\omega^{\nu-1} - \omega_k^{\nu-1}) \text{tg} \frac{\nu\pi}{2} \right]. \quad (5.10)$$

Первый член в равенстве (5.10) — фазовая характеристика ψ_0 прохождения волны через среду со скоростью $V_{\Phi}(\omega_k, H)$. Разность фаз $\chi = \psi_0 - \psi$ относительно фазы, рассчитываемой при $V_{\Phi}(\omega_k, H)$, представляет собой фазовую характеристику поглощения в неоднородной среде

$$\chi(\omega, x) = - B(\omega_k) \omega^{\nu} t \left[1 - \left(\frac{\omega_k}{\omega} \right)^{\nu-1} \right] \text{tg} \frac{\nu\pi}{2}. \quad (5.11)$$

Частный случай. Среда с линейным изменением коэффициента поглощения с частотой и скоростью $V_{\Phi} = V_{\Phi}(\omega, H)$, зависящей от глубины H :

$$\alpha = \mathcal{A}(H) \omega. \quad (5.12)$$

В этом случае амплитудная характеристика поглощения имеет вид

$$|\Theta(\omega, x)| = \exp[-\vartheta(\omega_k)\omega t/2\pi], \quad (5.13)$$

где декремент поглощения $\vartheta(\omega_k) = B(\omega_k)/2\pi$. Фазовая характеристика поглощения после раскрытия неопределенности в равенстве (5.11) примет вид

$$\chi(\omega, x) = -\frac{\vartheta(\omega_k)\omega t}{\pi^2} \ln \frac{\omega_k}{\omega}. \quad (5.14)$$

Эту зависимость можно получить также из формулы Футтермана [143].

Многослойная среда. Формулы (5.6) и (5.11), а также получающиеся из них соотношения для некоторых частных случаев легко обобщить для многослойной горизонтально-слоистой среды с границами раздела 1-го или 2-го порядка и со скоростью в каждом слое, зависящей только от глубины. Зная время пробега в каждом из слоев и задавшись законом изменения коэффициента поглощения в нем, можно представить амплитудные и фазовые характеристики поглощения среды в виде

$$|\Theta(\omega, x)| = \exp(-\omega^y \sum_i B_i t_i), \quad (5.15)$$

$$\chi(\omega, x) = \omega^y \left[1 - \left(\frac{\omega_k}{\omega} \right)^{y-1} \right] \operatorname{tg} \frac{y\pi}{2} \sum_i B_i t_i, \quad (5.16)$$

где i — номер слоя; B_i и t_i — соответственно функции $B(\omega_k)$ и время пробега в нем. Формулы (5.15), (5.16) применимы для монотипных и обменных волн.

Порядок расчетов. При сделанных допущениях расчеты теоретических сейсмограмм волн различных классов с учетом поглощения можно проводить в такой последовательности:

1. По программе [114] рассчитывают волны (отраженные, рефрагированные, продольные, обменные или поперечные), соответствующие идеально упругой скоростной модели среды.

2. Для каждой из рассматриваемых волн вычисляются амплитудная и фазовая спектральные характеристики поглощения в среде по формулам (5.15), (5.16) (или по формулам (5.13), (5.14) для ранее указанного частного случая) при различных расстояниях x .

3. Комплексный спектр волны в идеально упругой среде умножается на комплексную спектральную характеристику поглощения для заданного x , и производится обратное преобразование Фурье. Результат представляет собой приближенный расчет волны с учетом поглощения в среде.

§ 2. Примеры теоретических расчетов формы импульсов в поглощающей среде

В работах [60, 150] рассматривается влияние поглощения в среде на изменение формы распространяющихся в ней импульсов с максимумами спектров на высоких частотах (от нескольких сотен герц до десятков килогерц). В настоящем параграфе анализ изменения формы импульсов при распространении в поглощающей среде проведен для волн, имеющих максимумы спектров на обычных сейсмических частотах $f \leq 60$ Гц. Рассмотрены три примера: а) распространение прямой волны, форма которой взята из эксперимента [19]; б) изменение с удалением от источника волны, отраженной от однородного тонкого слоя, залегающего под градиентной средой; в) изменение формы волны, отраженной от неоднородной пачки тонких слоев, на фиксированном расстоянии от источника при изменении поглощающих свойств покрывающей среды. При расчетах формы отраженных волн в идеально упругой среде в примерах б) и в) модели среды строи-

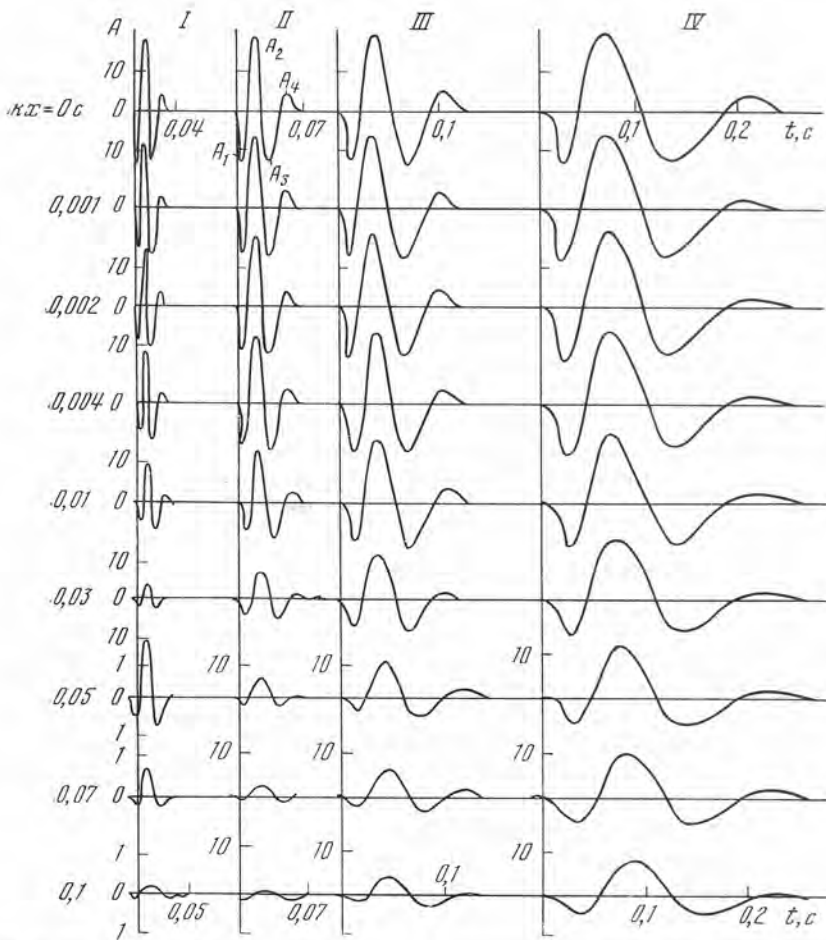


Рис. 56. Сейсмограммы, характеризующие изменение формы и амплитуды импульсов плоской волны с разной преобладающей частотой, распространяющихся в поглощающей среде, при увеличении параметра kx

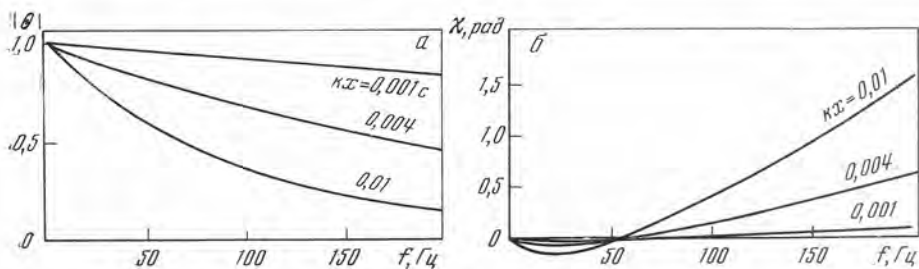


Рис. 57. Амплитудные (а) и фазовые (б) спектральные характеристики однородной среды с линейной зависимостью коэффициента поглощения от частоты при различных значениях параметра kx

лись по данным АК; в качестве падающего импульса принималась экспериментально определенная форма прямой волны.

Распространение прямой волны в однородной поглощающей среде. Расчеты сделаны для плоских волн с целью исключения влияния расхождения фронта волны на изменение амплитуд. Импульс II (рис. 56) найден экспериментально, остальные импульсы получены его трансформацией

по оси времени. Расчеты выполнены для однородной среды при двух зависимостях коэффициента поглощения от частоты ω — при $\nu = 1$ и $\nu = 1,5$ в формуле (5.3). Для $\nu = 1$ амплитудные и фазовые характеристики среды приведены на рис. 57, а сейсмограммы — на рис. 56. При расчетах принимались фиксированные значения параметра kx ($k = 2\pi/\lambda$). При фиксированном k сейсмограммы характеризуют изменение формы импульса с расстоянием x в среде с заданными поглощающими свойствами.

Основные особенности изменения рассматриваемых импульсов с расстоянием следующие:

1. С увеличением kx наиболее сильно затухают начальная и хвостовые фазы колебаний и энергия перекачивается в центральную фазу импульса, слабее затухающую с расстоянием (рис. 58). Указанная особенность связана с совместным действием двух процессов: в результате аномальной дисперсии скорости энергия перемещается к началу импульса, что обуславливает затухание хвостовых его фаз; в то же время начальные фазы, сформированные высокочастотными компонентами, могут сильнее затухать с расстоянием, чем последующие, и в результате концентрация энергии происходит в центральной части импульса.

2. Амплитудный график, построенный по максимальной фазе A_2 , убывает с изменением kx медленнее, чем экспонента $y = A_0 e^{-\nu kx/\nu p}$, вычисленная для преобладающей частоты импульса f_{np} . Следовательно, при аппроксимации наблюдаемых амплитудных графиков экспонентой занижается коэффициент поглощения в среде. Это согласуется с выводами, сделанными в работах [60, 86], о возможности ошибок при определении коэффициентов поглощения по амплитудным графикам волн.

3. Преобладающий на записи период импульса увеличивается с возрастанием kx . Общая длительность импульса вследствие этого возрастает (рис. 56, 59), хотя количество фаз уменьшается.

4. Резкость первого вступления уменьшается с увеличением kx , что связано с причиной, указанной в п. 1.

5. Волновая скорость, определяемая по различным фазам импульса, уменьшается по мере увеличения номера фазы. Это отчетливо видно из рассмотрения годографов отклонений различных фаз импульсов (рис. 59), распространяющихся в поглощающей среде, от годографа первых вступлений, вычисленного для идеально упругой среды при постоянной скорости $V_\Phi(\omega_k)$ (ось kx). Количественно отличия скоростей, определяемых по различным фазам и по первым вступлениям импульса, распространяющегося в поглощающей среде при значениях декремента поглощения $\delta \leq 0,1$, не превышают 1,5–2% от скорости $V_\Phi(\omega_k)$. Волновая скорость, определяемая по начальной фазе импульса A_1 , превышает фазовую скорость, соответствующую преобладающей частоте импульса примерно на 1%.

Расчеты, сделанные для зависимости $\alpha = A\omega^{1,5}$, качественно сходны с показанными на рис. 56. Отличие заключается в более медленном изменении с расстоянием формы низкочастотных импульсов, что связано с более слабым затуханием низкочастотных компонент относительно высокочастотных при $\nu = 1,5$.

Результат, изложенный в п. 1, отличается от полученного в работах [49, 150], где при увеличении расстояния происходит перекачка энергии в первую фазу колебаний. По-видимому, это обусловлено различиями в спектральном составе исходных импульсов. При высоком уровне высокочастотных спектральных составляющих в исходных импульсах, принятых в [49, 150], значение фактора аномальной дисперсии скоростей может оказаться сильнее фактора увеличения затухания с частотой.

Отраженная волна от тонкого слоя в градиентной среде. В гл. 2 (ч. I) приведены результаты расчетов сейсмограмм X -компоненты продольной отраженной волны от тонкого слоя в градиентной идеально упругой среде. При расчетах в качестве падающей волны использовался импульс II

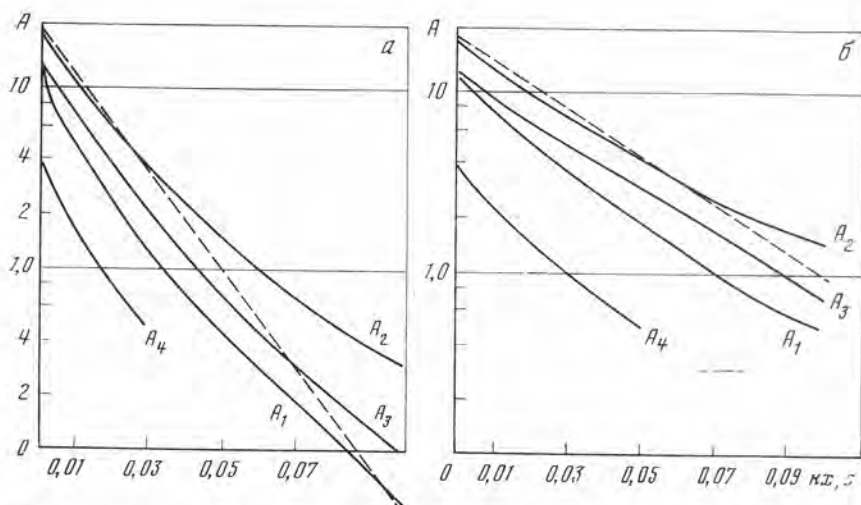


Рис. 58. Зависимости амплитуд $A_i(kx)$ различных фаз импульсов I (а) и II (б), найденные по теоретическим сейсмограммам рис. 56 (сплошные кривые) и по экспоненциальному закону $y = A_0 e^{kx f_{\text{пр}}}$ (пунктир)

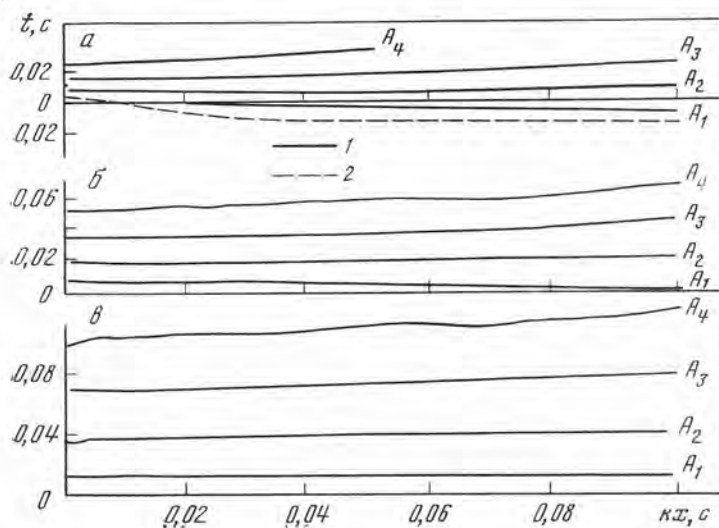


Рис. 59. Годографы отклонений различных фаз (1) импульсов I—III (а — в) и первых вступлений (2) импульса I от годографа первых вступлений, вычисленного для идеально упругой среды при постоянной скорости, равной скорости в поглощающей среде на частоте $f = 50$ Гц

(см. рис. 56). Теоретические сейсмограммы отличались от экспериментальных более высокой преобладающей частотой, большей резкостью вступлений и более медленным убыванием амплитуд с расстоянием.

Для улучшения сопоставимости амплитудных графиков (расчетного и наблюдаемого) в расчетный график вводилась коррекция за поглощение в виде экспоненциальной функции длины пути волны. В настоящем разделе такая коррекция введена в расчеты теоретических сейсмограмм. При этом предполагалось, что в градиентной среде, покрывающей тонкий слой, коэффициент поглощения удовлетворяет условию (5.3) и является линейной функцией частоты. Спектральные характеристики поглощения определялись по формулам (5.13) и (5.14).

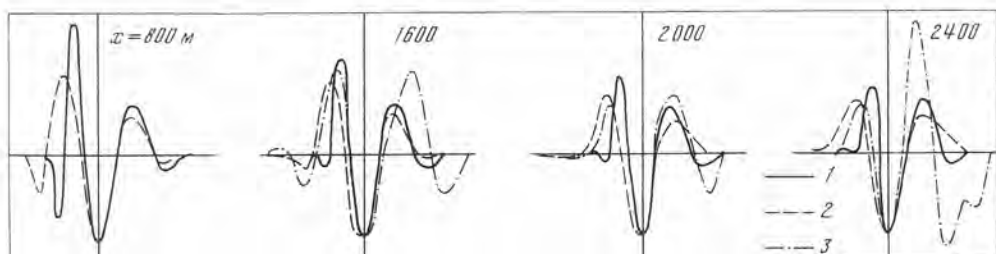


Рис. 60. Расчетные (1, 2) и экспериментальные (3) сейсмограммы волны, отраженной от тонкого слоя, покрытого градиентной средой, на различных удалениях от источника

1 — идеально упругая покрывающая среда, 2 — поглощающая среда с декрементом $\vartheta = 0,05$

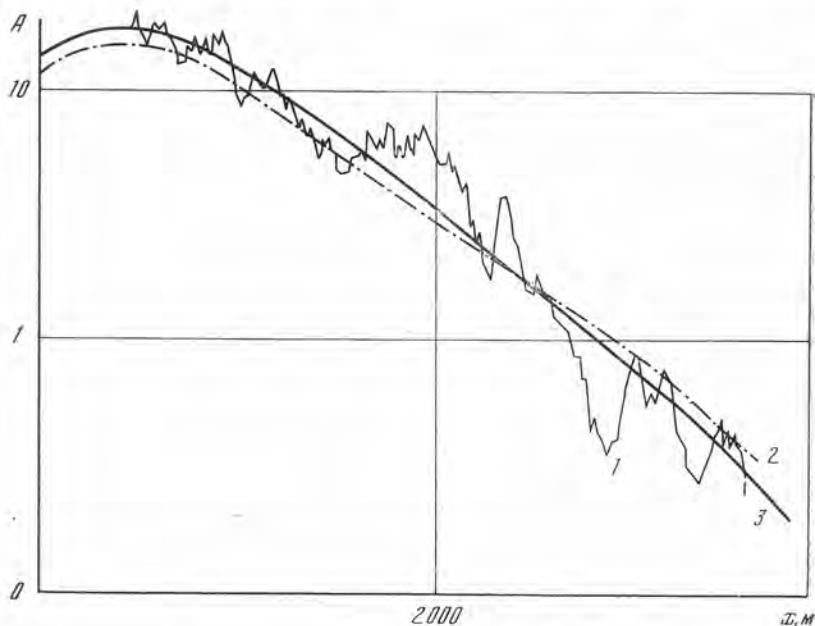


Рис. 61. Сравнение экспериментального графика (1) амплитуд X -компоненты продольной волны, отраженной от тонкого слоя, с теоретическими графиками (2, 3)

Основные различия формы волны в поглощающей и идеально упругой средах (рис. 60) аналогичны отмеченным в предыдущем разделе при рассмотрении распространения прямой волны. Сопоставимость расчетных сейсмограмм с экспериментальными улучшилась по сравнению с полученной для идеально упругой среды; преобладающие периоды расчетных и экспериментальных сейсмограмм стали близкими, на расчетных записях уменьшилась резкость вступления; отношение амплитуд первого максимума и следующего за ним минимума также уменьшилось, хотя и продолжает оставаться большим, чем экспериментальное.

Амплитудный график, построенный по расчетным сейсмограммам для значения $\vartheta(\omega_k) = 0,05$ (рис. 61, кривая 2), сравнительно близок к наблюдаемому. Отметим, что амплитудный график, построенный по теоретическим сейсмограммам, спадает медленнее с расстоянием, чем график для распространения волны в идеально упругой среде с корректирующим множителем за поглощение в виде экспоненты $y = e^{-\alpha L}$ при $\alpha = 0,0009 \text{ м}^{-1}$ (рис. 61, кривая 3), хотя при $\vartheta(\omega_k) = 0,05$ значение коэффициента

поглощения α для той же преобладающей частоты $f = 40$ Гц даже несколько больше и равно $0,0011 \text{ м}^{-1}$.

Отраженные волны от пачек тонких слоев.

В предыдущих примерах рассматривалось изменение волны простой формы с изменением расстояния или поглощающих свойств среды. В настоящем разделе рассматриваются изменения интерференционных отраженных волн сложной формы, соответствующих пачкам тонких слоев в карбонатных отложениях Русской платформы. Среда, покрывающая пачку, содержит толстые однородные и градиентные слои и пачки тонких слоев.

На рис. 62 приведены примеры изменения формы волн, рассчитанных при падении, близком к нормальному, при различных значениях эффективных параметров поглощения

$$kH = \sum k_i H_i \text{ в покрывающей среде. Видно, что при изменении } kH \text{ от нуля до } 3 \cdot 10^{-2} \text{ с}$$

форма волны мало изменяется с увеличением kH ; в основном уменьшается только ее амплитуда и сглаживаются высокочастотные осложнения, накладывающиеся на основной период. При дальнейшем увеличении kH отмечаются более сильные изменения формы волны. Помимо отмеченного ранее уменьшения резкости первого вступления, упрощается форма интерференционной волны, ухудшается разрешенность волн в группе, и последующую волну группы уже нельзя выделить как отдельную. При больших значениях kH вследствие затухания первой фазы изменяется видимое направление первого вступления. Этот пример показывает, что изменение поглощающих свойств покрывающей среды примерно в пять — десять раз может обусловить значительные изменения формы волн, отраженных от пачек тонких слоев, и соответственно нарушения их корреляции.

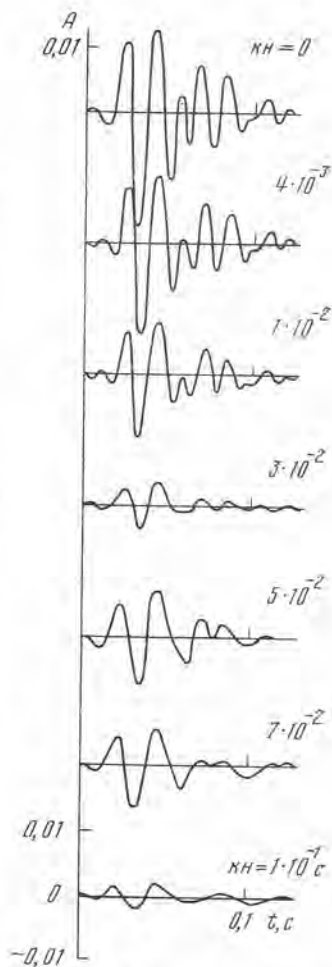


Рис. 62. Сейсмограммы волн, отраженных от пачек тонких слоев, покрытых многослойной средой, на фиксированном расстоянии от источника в идеально упругой среде ($kH = 0$) и при различных эффективных параметрах поглощения kH ($k = 2\pi\lambda$)

§ 3. Способ оценки частотной зависимости эффективного коэффициента затухания в среде, покрывающей отражающую границу

В настоящем параграфе предложен способ определения эффективных параметров затухания по отношению экспериментальных и теоретических спектров отраженной волны [22]. Способ не требует предварительного выбора вида функции затухания. Ниже он изложен применительно к определению коэффициента затухания α_S поперечных волн, но может быть применен также и для оценки коэффициента затухания α_P продольных волн.

Расчетные формулы. Задана форма записи отраженной волны PS , полученная по экспериментальным данным, и теоретическая форма записи для идеально упругой модели среды при известной форме падающего импульса. Предпологаются известными параметры отражающего слоя, функции, аппроксимирующие законы изменения скоростей V_P и V_S ,

и плотности ρ в покрывающей среде. Так же как и в [84], предполагается, что отличия в экспериментальных и теоретических сейсмограммах обусловлены только неучтенным при расчетах затуханием в среде, покрывающей отражающую границу.

При сделанных предположениях отношение экспериментального S_0 и теоретического S_T амплитудных спектров волны PS можно представить в виде

$$S_0/S_T = \psi_P(\alpha_P, l_P) \psi_S(\alpha_S, l_S), \quad (5.17)$$

где ψ_P и ψ_S — функции, описывающие затухание волны на участках, где она распространяется соответственно как продольная и как поперечная; α_P и α_S — соответствующие эффективные коэффициенты затухания, являющиеся функциями частоты f ; l_P и l_S — длина пути волн P и S . Для фиксированного расстояния x от источника эти величины определяются по параметрам модели, принятой для теоретических расчетов.

Функции ψ можно представить в виде экспоненциальных зависимостей

$$\psi_P(\alpha_P, l_P) = e^{-\alpha_P(f) l_P}, \quad (5.18)$$

$$\psi_S(\alpha_S, l_S) = e^{-\alpha_S(f) l_S}. \quad (5.19)$$

Если одна из функций ψ_P или ψ_S известна, то можно определить вторую. Из (5.17)—(5.19) можно получить следующее выражение

$$\alpha_S(f) = - \left[\ln \frac{S_0}{S_T} + \alpha_P(f) l_P \right] / l_S. \quad (5.20)$$

Однако отношение экспериментального и теоретического спектров обычно можно получить только с точностью до постоянного множителя. Нормируя отношение спектров при частоте $f = f_0$ максимума этого отношения, можно представить нормированное отношение спектров (S_0/S_T) в виде

$$\left(\frac{S_0}{S_T} \right)_H = \mathcal{K} \frac{S_0}{S_T}. \quad (5.21)$$

Подставляя значение S_0/S_T в (5.20) и учитывая, что при $f = f_0$ $S_0/S_T = 1$, определим постоянную

$$\ln \mathcal{K} = \alpha_S(f_0) l_S + \alpha_P(f_0) l_P. \quad (5.22)$$

Подстановка (5.22) в (5.20) приводит к выражению

$$\alpha_S(f) - \alpha_S(f_0) = - \left\{ \ln \left(\frac{S_0}{S_T} \right)_H + \left[\alpha_P(f) - \alpha_P(f_0) \right] l_P \right\} / l_S. \quad (5.23)$$

Следовательно, при помощи данного способа может быть определена зависимость от частоты разности коэффициентов поглощения $\alpha_S(f)$ на текущей частоте f и фиксированной частоте f_0 . Иными словами, зависимость $\alpha_S(f)$ определяется с точностью до постоянного слагаемого.

Очевидно, что точность определения $\alpha_S(f)$ по одиночной кривой мала и для получения более надежных данных необходимо осреднение некоторой совокупности кривых. Если имеются пары спектров (экспериментальных и теоретических) в ряде точек, полученные на различных расстояниях x от источника, то по каждой из них может быть вычислена кривая вида (5.23), причем в общем случае значение f_0 для каждой кривой различно. Осредняя всю совокупность кривых (5.23), можно определить осредненную зависимость $\alpha_S(f) - \alpha_S(f_i)$, т. е. зависимость $\alpha_S(f)$, с точностью до аддитивной постоянной $\alpha_S(f_i)$. Если осредненную кривую $\alpha_S(f) -$

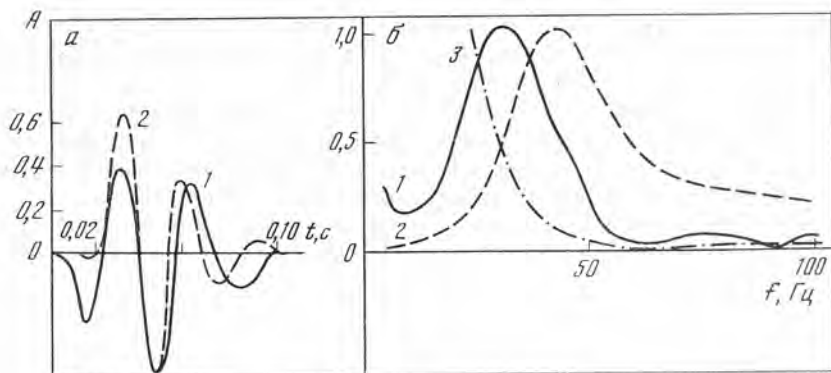


Рис. 63. Сейсмограммы волн PS (а), их амплитудные спектры (б)

1 — эксперимент, 2 — теория, 3 — отношение спектров 1 и 2. Расстояние от пункта взрыва $x = 500$ м

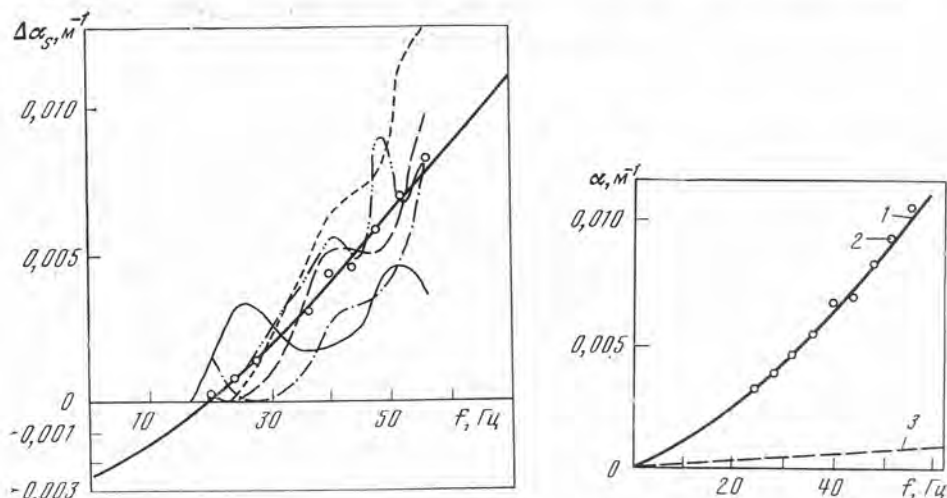


Рис. 64. Зависимости $\Delta\alpha_S = \alpha_S(f) - \alpha_S(f_0)$, построенные по пяти парам экспериментальных и теоретических спектров, полученных на различных расстояниях x от источника

Точки — осредненные значения $\Delta\alpha_S$, жирная кривая — аппроксимирующая зависимость вида $4,66f^{1,33} \cdot 10^{-5} - 0,00246$ м⁻¹

Рис. 65. Зависимость $\alpha_S = 4,66 f^{1,33} \cdot 10^{-5}$ м⁻¹ (1), аппроксимирующая осредненные экспериментальные значения (2)

$-\alpha_S(f_i)$ можно аппроксимировать степенной функцией вида $rf^m + b$, то, определив постоянную b и учитывая, что при $f = 0$ $\alpha_S = 0$, можно оценить абсолютные величины $\alpha_S = rf^m$.

Пример. На рис. 63 приведены примеры экспериментальных и теоретических сейсмограмм волн PS , отраженной от тонкого слоя, соответствующие им амплитудные спектры и их отношение, взятые из гл. 2. По пяти парам экспериментальных и теоретических спектров вычислены зависимости $\ln(S_e/S_r)_n$ от частоты. В эти зависимости в соответствии с формулой (5.23) введены поправочные члены, обусловленные коэффициентом затухания α_P продольной волны; зависимость $\alpha_P(f)$ взята из [84]. Полученные зависимости $\Delta\alpha_S = \alpha_S(f) - \alpha_S(f_0)$ показаны на рис. 64. Осредненная зависимость $\Delta\alpha_S(f)$ аппроксимируется функцией вида $\Delta\alpha_S = 4,66f^{1,33} \cdot 10^{-5} - 0,00246$. Следовательно, абсолютные величины

α_S аппроксимируются зависимостью $\alpha_S = 4,66 f^{1,33} \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$. Полученный график $\alpha_S(f)$ показан на рис. 65, где для сравнения приведен также график $\alpha_P(f)$ (кривая 3) из работы [84].

Величины $\alpha_S(f)$, как видно из рис. 65, примерно на порядок больше α_P . Значения α_S и отношения α_S/α_P близки к полученным различными авторами [39, 68] при прямых измерениях коэффициентам поглощения в терригенных породах, залегающих на аналогичных глубинах.

Определяемые таким способом значения эффективных коэффициентов затухания в дальнейшем можно будет вводить в расчеты для улучшения сейсмограмм.

Глава 6

ПРОХОЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ТОНКОСЛОИСТУЮ СРЕДУ [23, 24]

В настоящее время сейсмические исследования проводятся в очень широком диапазоне частот: от 0,02—0,03 Гц при сейсмических наблюдениях с длиннопериодной аппаратурой до 20—30 кГц при АК, т. е. в диапазоне частот, охватывающем шесть порядков. В связи с этим при сопоставлении данных, полученных методами, использующими различные частотные диапазоны, весьма важно представить себе возможные различия в скоростях и соответственно во временах прихода волн, распространяющихся в различных типах слоистых сред. Такие сопоставления важны в первую очередь при сравнении данных АК с результатами определения сейсмических скоростей при помощи обычного сейсмического каротажа. Существенный интерес представляет также сопоставление времен прихода волн одинакового типа, регистрируемых при глубинном сейсмическом зондировании и при сейсмологических наблюдениях.

Вопросы дисперсии фазовых скоростей сейсмических волн в тонкослоистых средах рассматривались в [70, 78, 115, 127, 149] главным образом применительно к двухкомпонентным слоистым средам с периодической структурой. Показано, что фазовая скорость низкочастотных волн, длина которых значительно превышает период структуры, всегда меньше скорости высокочастотных волн в такой среде. Основываясь на этих формулах, в работах [14, 105] проведены расчеты для некоторых моделей слоистых и гетерогенных сред.

В последние годы интерес к изучению вопросов дисперсии фазовых скоростей сейсмических волн усилился в связи с развитием методов расчета синтетических сейсмограмм отраженных волн по данным АК и в результате их сопоставления с реальными сейсмограммами.

В настоящей главе изучается дисперсия фазовых скоростей сейсмических волн, проходящих вкrest направления слоистости через идеальную упругую тонкослоистую толщу, при более общих предположениях относительно ее строения, чем было сделано в ранее опубликованных работах. Рассмотрена дисперсия скоростей в широком диапазоне значений отношения l/λ . Основное внимание уделено анализу влияния на дисперсию скоростей отношения акустических жесткостей в слое и граничащих с ним полупространствах, скоростной неоднородности слоя. Обсуждаются вопросы о пределах применимости формул для оценки отношения $V_{вч}/V_0$ в слоистых и градиентных средах.

§ 1. Дисперсия фазовых скоростей в случае однородного слоя, заключенного между двумя полупространствами

Фазовая скорость V_ϕ (скорость распространения фазы монохроматической волны) определяется по величине фазового сдвига ε между двумя рассматриваемыми точками среды по формуле

$$V_\phi = \omega / \varepsilon, \quad (6.1)$$

где l — расстояние между двумя точками; ω — круговая частота.

Для случая прохождения нормально падающей плоской синусоидальной волны через однородный слой, расположенный между двумя однородными полупространствами с одинаковыми свойствами, в книге Рэлея [118] получено следующее выражение для ε :

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{1 + q_{12}^2}{2 q_{12}} \operatorname{tg} \frac{\omega l}{V_2}, \quad (6.2)$$

где $q_{12} = \rho_1 V_1 / \rho_2 V_2$ — отношение акустических жесткостей в среде, окружающей слой, и в слое.

Пользуясь методом решения, тождественным примененному Рэлеем, можно получить следующее выражение для ε в общем случае, когда среды, окружающие слой, характеризуются различными параметрами:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{1 + q_{12} q_{32}}{q_{12} + q_{32}} \operatorname{tg} \frac{\omega l}{V_2}. \quad (6.3)$$

Из физических соображений очевидно, что кривая угла сдвига фаз ε непрерывно возрастает с увеличением $\omega l / V_2$ [34] и колеблется вокруг прямой $\varepsilon = \omega l / V_2$, пересекая ее при значениях $\omega l / V_2 = \pi r / 2$, где r — целое число. Из (6.1) и (6.3) следует, что

$$\frac{V_\phi}{V_2} = \frac{2\pi l / \lambda_2}{\operatorname{Arc} \operatorname{tg} \left(\frac{1 + q_{12} q_{32}}{q_{12} + q_{32}} \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda_2} \right)}. \quad (6.4)$$

где $\lambda_2 = 2\pi V_2 / \omega$. В предельном случае $l / \lambda \rightarrow 0$

$$V_\phi / V_2 = (q_{12} + q_{32}) / (1 + q_{12} q_{32}). \quad (6.4a)$$

Из формулы (6.4) следует, что в рассматриваемой идеально упругой среде за счет неоднородности существует дисперсия фазовых скоростей. Только при $l / \lambda = r / 4$ $V_\phi = V_2$. Дисперсия скоростей наиболее сильно выражена в области малых значений $l / \lambda_2 < 0,25$. При больших $l / \lambda_2 > 1,0$ значения скорости V_ϕ близки к истинному значению скорости V_2 в слое, т. е. в этом случае свойства сред, граничащих со слоем, практически не влияют на величину фазовой скорости.

Из рассмотрения (6.4) следует, что в области $l / \lambda_2 < 0,25$ дисперсия аномальна для всех слоев с повышенными и пониженными акустическими жесткостями и нормальна для всех слоев с промежуточными акустическими жесткостями, как возрастающими, так и убывающими с глубиной. Чем больше дифференциация акустических жесткостей в слое и в окружающих средах, тем больше отличия V_ϕ от истинной скорости в слое. На рис. 66 показаны дисперсионные кривые V_ϕ / V_2 в функции l / λ_2 . Видно, что при $l / \lambda_2 < 0,25$ отличия фазовых скоростей от истинной скорости V_2 в слое могут достигать 20—30%. В предельном случае, когда слой с одной стороны ограничен свободной поверхностью (рис. 66, кривая А), фазовая скорость низкочастотных волн ($l / \lambda_2 \rightarrow 0$) равна скорости распространения V_3 в среде, граничащей со слоем, умноженной на отношение плотностей ρ_3 / ρ_2 . При значительно отличающихся V_2 и V_3 дисперсия фазовых скоростей для волн с различными частотами (и, следовательно, с различными значениями l / λ_2) должна быть особенно большой. В частности, возможна

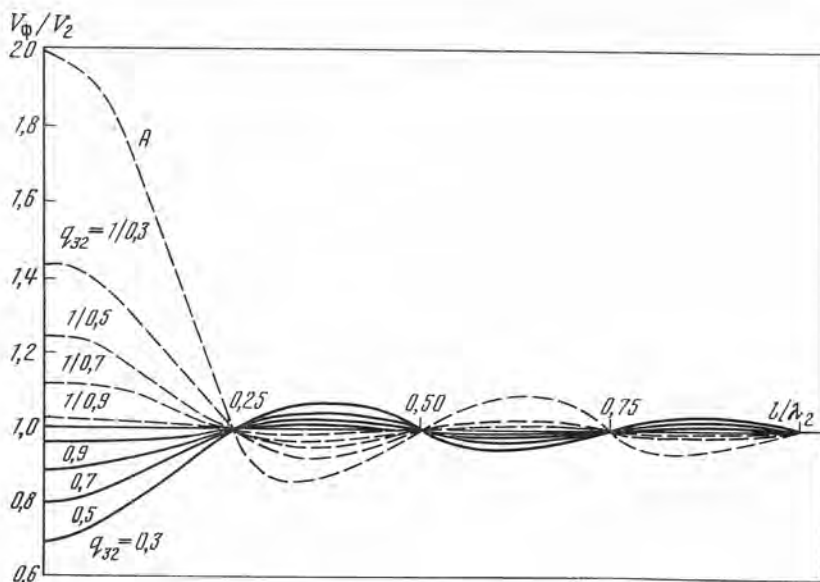


Рис. 66. Зависимости отношения V_ϕ/V_2 в слое от l/λ_2 , рассчитанные при $q_{12} = 0,5$ и различных q_{32}
 Параметры кривой А: $q_{32} = 2,0$, $q_{12} = 0$ (свободная поверхность)

значительная разница в скоростях, полученных в верхней части разреза методом АК и методом торпедирования или сейсмического каротажа на частотах $f = 50 \div 100$ Гц.

Аналогичная ситуация возможна при сопоставлении скоростей волн, проходящих через осадочную толщу и регистрируемых в методе ГСЗ ($f = 5 \div 10$ Гц) и в сейсмологии ($f = 0,3 \div 1,0$ Гц). Так, например, в идеализированном случае однородной терригенной толщи с мощностью $l = 1$ км и $V = 2$ км/с при $f = 10$ и $0,3$ Гц величины l/λ_2 соответственно равны $5,0$ и $0,15$. Тогда, если под терригенной толщей залегает соль с $V = 4000$ м/с, фазовые скорости будут равны 2000 м/с (при $f = 10$ Гц) и 3100 м/с (при $f = 0,3$ Гц).

§ 2. Решение задачи о дисперсии фазовых скоростей в случае неоднородного слоя

Пользуясь методом, изложенным в [34] для нахождения коэффициента отражения от неоднородного слоя, выведем уравнение для коэффициента прохождения сейсмических волн через такой слой. В дополнение к упрощающим предположениям, сделанным выше относительно свойств волны, сделаем дополнительные предположения относительно свойств среды. Среда представляет собой слой с переменной кусочно-непрерывной скоростью $V(z)$, простирается до глубины $z = l$ и граничит с обеих сторон с двумя однородными полупространствами со скоростями V_1 и V_3 соответственно при $z < 0$ и $z > l$. Плотность постоянна во всех трех средах.

Аналитическое решение задачи можно получить при том упрощающем предположении, что ряд Фурье для обратного квадрата скорости имеет вид

$$\frac{1}{V^2(z)} = \frac{1}{V_0^2} \left(1 + \delta \sum_{r>0} C_r \cos \pi r \frac{z}{l} \right), \quad (6.5)$$

где $|C_r| \simeq 1$, а δ — малая величина; оценки возможных ее значений для некоторых моделей среды приведены ниже. Величина V_0 представляет собой так называемую низкочастотную скорость в слое

$$\frac{1}{V_0^2} = \frac{1}{l} \int_0^l \frac{1}{V^2(z)} dz. \quad (6.6)$$

Соответствующие вычисления [23] для величины ε дают

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{\eta_{12}\eta_{32} + 1}{\eta_{12} + \eta_{32}} F \operatorname{tg} \frac{\omega}{V_2^*} l, \quad (6.7)$$

где

$$F = \frac{1 - \delta \frac{\eta_{12}\eta_{32} - 1}{\eta_{12}\eta_{32} + 1} 2 \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2 \sum_{r=1}^{\infty} \frac{C_{2r}}{r^2 - (2l/\lambda_0)^2}}{1 - \delta \frac{\eta_{12} + \eta_{32}}{\eta_{12} + \eta_{32}} 8 \left(\frac{l}{\lambda_0}\right) \sum_{r=0}^{\infty} \frac{C_{2r+1}}{(2r+1)^2 - (4l/\lambda_0)^2}}; \quad (6.8)$$

V_2^* определяется из соотношения

$$\frac{1}{V_2^*} = \frac{1}{V_0} \left[1 - \frac{\delta^2}{4} \sum_{r>0}^{\infty} \frac{C_r^2}{4 - (r\lambda_0/2l)^2} \right] \quad (6.9)$$

(как будет показано ниже, V_2^* представляет собой фазовую скорость в слое при достаточно больших $l/\lambda_0 > 1,0$); $\eta_{12} = V_1/V_2^*$, $\eta_{32} = V_3/V_2^*$.

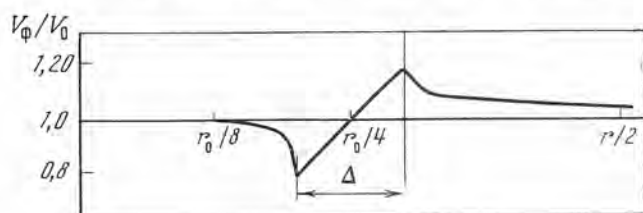


Рис. 67. Кривая фазовых скоростей, обусловленная гармоникой r_0 в уравнении (6.5)

Δ — зона затухания колебания

Если для некоторой фиксированной гармоники $r = r_0$, $C_{r_0} \neq 0$, то из формального применения выражения (6.9) вытекает, что вблизи точек, где $l/\lambda_0 = r_0/4$, V_ϕ изменяется очень быстро, а в самой точке терпит разрыв. Это связано с неприменимостью использованного метода в окрестности таких особых точек. Применив другой метод решения волнового уравнения вблизи подобных точек [35], можно показать, что величина V_ϕ конечна, и подробный анализ ее в таких областях не имеет большого смысла. Они соответствуют зонам затухания проходящей волны [70].

Затухание волны существует при значениях l/λ_0 , удовлетворяющих неравенству

$$\frac{r_0}{4} \left(1 - \frac{1}{4} |\delta C_{r_0}| \right) < \frac{l}{\lambda_0} < \frac{r_0}{4} \left(1 + \frac{1}{4} |\delta C_{r_0}| \right). \quad (6.10)$$

Можно показать, что в зоне затухания фазовый сдвиг $\varepsilon = \text{const}$, поэтому в таких зонах отношение V_ϕ/V_0 изменяется пропорционально l/λ_0 (рис. 67) от значения

$$(V_\phi/V_0)_{\text{мин}} = 1 - |\delta C_{r_0}| / 4 \quad (6.11)$$

на нижней границе зоны до

$$(V_\phi/V_0)_{\text{макс}} = 1 + |\delta C_{r_0}| / 4 \quad (6.12)$$

на верхней ее границе, определяемой выражением (6.10).

§ 3. Анализ решения для неоднородного слоя

При $\delta \rightarrow 0$ величина $\text{tg } \varepsilon$, как и следовало ожидать, стремится к выражению (6.3) для однородного слоя, заключенного между полупространствами. Формулы (6.7) и (6.3) отличаются двумя особенностями: 1) коэффициент перед $\text{tg } \omega l/V_2^*$ зависит от l/V_0 и может меняться в некоторых пределах; 2) аргумент функции $\text{tg } \omega l/V_2^*$, стоящей в правой части, зависит от C_r .

Влияние коэффициента перед $\text{tg } \omega l/V_2^*$ на дисперсию фазовых скоростей. В работе [23] показано, что для оценки тонких слоев (при $l/\lambda_0 \leq 0,25$) наибольший вклад в дисперсию вносит из всех неоднородных членов только первая гармоника. Из четных гармоник наибольший вклад дает вторая гармоника, однако он не превосходит 2% от V_0 (рис. 68).

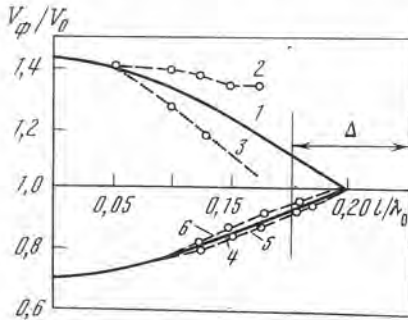


Рис. 68. Зависимости V_ϕ/V_0 от l/λ_0 для однородных (1, 4) и неоднородных (2, 3, 5, 6) слоев

Для кривых 1—3: $\eta_{12} = 0,5$, $\eta_{32} = 3,3$, $\delta C_1 = 0,8$ (2) и $-0,8$ (3). Для кривых 4—6: $\eta_{12} = 0,5$, $\eta_{32} = 0,3$, $\delta C_2 = 0,8$ (5) и $-0,8$ (6). Δ — зона затухания колебаний (для кривых 2 и 3)

Таким образом, если первая гармоника C_1 мала или отсутствует, то при $l/\lambda_0 < 1/4$ фазовая скорость стремится к выражению (6.4) для однородного слоя с низкочастотной скоростью V_0 . При l/λ_0 , удовлетворяющем неравенству $0,25 < l/\lambda_0 < 1,0$, фазовая скорость может отличаться на несколько процентов по сравнению со случаем однородного слоя. При $l/\lambda_0 \geq 1$ влияние рассматриваемого множителя на величину фазового сдвига ε ничтожно и дисперсия фазовых скоростей определяется поведением аргумента функции $\text{tg } \omega l/V_2^*$.

Влияние аргумента $\omega l/V_2^*$ функции $\text{tg } \omega l/V_2^*$ на дисперсию фазовых скоростей. Если коэффициент перед $\text{tg } \omega l/V_2^*$ приближенно равен единице или $l/\lambda_0 > 1$, то $\varepsilon \cong \kappa^* l = \omega l/V_2^*$.

Подставляя значение V_2^* из (6.9), получим

$$V_\phi \cong V_0 \left[1 + \frac{\delta^2}{4} \sum_r \frac{C_r^2}{4 - (r\lambda_0/2l)^2} \right]. \quad (6.13)$$

Из (6.13) следует, что при $l/\lambda_0 \rightarrow \infty$

$$V_\phi \rightarrow V_0 \left(1 + \frac{\delta^2}{16} \sum_{r>0} C_r^2 \right). \quad (6.14)$$

Покажем, что с точностью до членов порядка δ^3 это выражение совпадает с так называемой высокочастотной скоростью $V_{вч}$, определяемой по формуле геометрической сейсмологии

$$1/V_{вч} = \frac{1}{l} \int_0^l \frac{dz}{V(z)} = \frac{1}{lV_0} \int_0^l \sqrt{1 - \sum_r C_r \cos r \frac{\pi}{l} z} dz,$$

или

$$V_{вч} = V_0 \left(1 + \frac{\delta^2}{16} \sum_{r>0} C_r^2 + \dots \right). \quad (6.15)$$

Первые два члена (6.15) тождественны (6.14).

Влияние различных гармоник функции $1/V^2(z)$ на дисперсию фазовых скоростей. Из формулы (6.13) видно, что влияние различных гармоник функции $1/V^2(z)$ на дисперсию фазовых скоростей отмечается только в определенных диапазонах значений l/λ_0 . Все гармоники функции $1/V^2(z)$, расположенные на частотах более высоких, чем рассматриваемая (или при значениях l/λ_0 больших, чем рассматриваемое), обуславливают понижение фазовой скорости, а все более низкочастотные гармоники — ее повышение. Область влияния каждой гармоники r_0 расположена по обе стороны от значения $l/\lambda_0 = r_0/4$ за пределами зоны затухания колебаний (см. § 2). В области значений $\frac{l}{\lambda_0} < \frac{r_0}{4} \left(1 - \frac{|\delta C_{r_0}|}{4}\right)$ рассматриваемая гармоника обуславливает понижение фазовой скорости, причем по мере удаления от значения $l/\lambda_0 = r_0/4$ этот эффект уменьшается (см. рис. 67). При $l/\lambda_0 < r_0/8$ влияние рассматриваемой гармоники на величину фазовой скорости пренебрежимо мало.

При $\frac{l}{\lambda_0} > \frac{r_0}{4} \left(1 + \frac{|\delta C_{r_0}|}{4}\right)$ данная гармоника обуславливает увеличение фазовой скорости. С возрастанием l/λ_0 этот эффект уменьшается. При $l/\lambda_0 = r_0/2$ увеличение фазовой скорости за счет этой гармоники превышает на $1/3$ величину вклада этой гармоники в скорость высокочастотных волн (при $l/\lambda_0 \rightarrow \infty$). Условно можно считать, что в этой точке кривая фазовой скорости выходит на новую асимптоту, расположенную выше прямой $V_\Phi/V_0 = 1$ на величину $(\delta C_r)^2/16$. На обеих ветвях кривой, расположенных как слева, так и справа от зоны затухания, дисперсия фазовых скоростей нормальная.

Аналогичный характер дисперсии фазовых скоростей, обусловленный неоднородностью, получен в работе [48] по данным полевого эксперимента и расчетов фазовых спектральных характеристик для зоны малых скоростей с различным строением.

Если в спектре обратного квадрата скорости $1/V^2(z)$ в слое имеется всего несколько интенсивных гармоник, то переход к высокочастотной скорости произойдет при отношении $l/\lambda_0 \cong r_{\text{макс}}/2$, где $r_{\text{макс}}$ — номер старшей гармоники.

Если в спектре $1/V^2(z)$ гармоники начинаются лишь с некоторого достаточно большого r , то при $l/\lambda_0 < r/8$ фазовая скорость равна скорости V_0 низкочастотных волн в среде, а при l/λ_0 , расположенном в интервале $r/8 < l/\lambda_0 < \frac{r}{4} \left(1 - \frac{|\delta C_r|}{4}\right)$, фазовая скорость будет несколько меньше скорости низкочастотных волн.

Размеры неоднородностей, влияющих на дисперсию фазовых скоростей. Влияние неоднородностей на уменьшение величины фазовой скорости становится заметным при выполнении условия $r_0/8 < l/\lambda_0 < r_0/4$. Следовательно,

$$\frac{1}{\lambda_0} \frac{l}{r_0} > \frac{1}{8}. \quad (6.16)$$

Отношение l/r_0 — мощность тонкого слоя, соответствующего гармонике r_0 . Таким образом, предельная мощность тонкого слоя, при которой наличие тонкой слоистости влияет на величину фазовой скорости, равна $1/8$ длины волны в нем. При регистрации сейсмических волн с длинами $\lambda_3 \approx 400 \div 600$ м (ГСЗ) влияние на фазовые скорости могут оказывать слой мощностью порядка 50—75 м, а при регистрации волн $\lambda_2 \approx 15 \div 20$ м (высокочастотная сейсморазведка) на дисперсию скоростей могут влиять слои мощностью 2—2,5 м. Влияние тех или иных гармоник r в функции $1/V^2(z)$ тем больше, чем больше величины δC_r , характеризующие неоднородность среды, т. е. чем резче выражена ее скоростная дифференциация.

§ 4. Примеры практического учета дисперсии

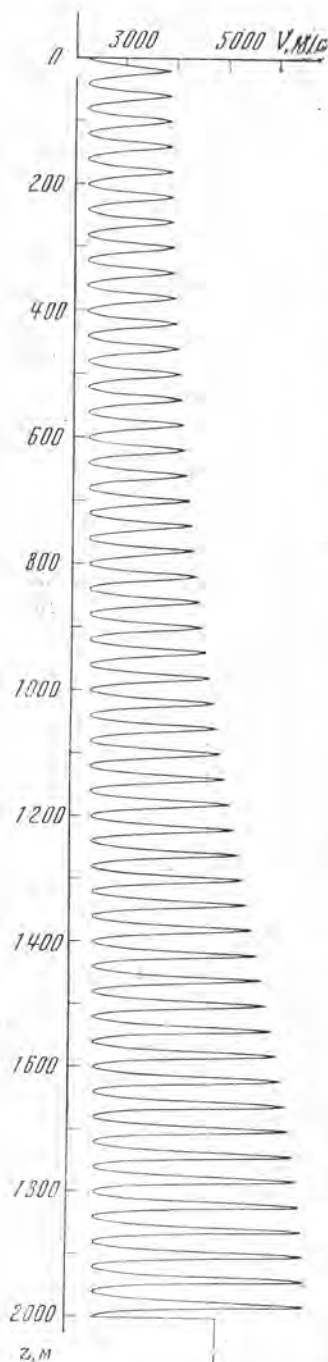


Рис. 69. Скоростной разрез тонкослоистой толщи, заключенной между полупространствами со скоростями $V_1 = 2$ и $V_3 = 5$ км/с

Рассмотрим дисперсию фазовых скоростей для разреза, скорость в котором изменяется по закону

$$\frac{1}{v^2(z)} = \frac{1}{v_0^2} \left[1 + 0,2 \cos \frac{\pi z}{l} + 0,6 \cos \frac{100\pi z}{l} \right].$$

Пусть мощность рассматриваемого разреза, имитирующего тонкослоистую осадочную толщу, составляет 2 км, скорость $V_0 = 3$ км/с. Снизу он ограничен кристаллическими породами со скоростью 5 км/с, а сверху — средой с постоянной скоростью 2 км/с. В данном примере обратный квадрат скорости содержит только две гармоники. Первая из них определяет монотонное возрастание скорости с глубиной (рис. 69), а вторая — наличие тонких слоев с мощностями $h = 20$ м, накладывающихся на монотонное изменение скорости с глубиной. Дифференциация скоростей в тонких слоях возрастает с глубиной, что в известной мере аналогично встречающемуся в реальных условиях переслаиванию карбонатных и терригенных прослоев. Для данного разреза отношение скоростей высоко- и низкочастотных волн $V_{вч}/V_0$ составляет 1,025. На рис. 70 показаны изменения фазовой скорости в зависимости от l/λ_0 , позволяющие оценить возможные соотношения фазовых скоростей для сейсмических волн с разными частотами, проходящими через данный разрез. При значениях $l/\lambda_0 = 1,0 \div 3,0$ влияние границ тонкослоистой толщи с полупространствами проявляется лишь в присутствии на графике периодических колебаний с очень малой амплитудой. Поэтому при расчетах дисперсионной кривой при $l/\lambda_0 > 3,0$ это влияние не было учтено, и расчет проводился по приближенной формуле (6.13). Из приведенного графика видно, что различие в фазовых скоростях волн с разными частотами, проходящих через один и тот же разрез, может достигать значительных величин, составляющих $\pm 10\%$ от скорости V_0 . При этом зависимость фазовой скорости от частоты не монотонна: для более низкочастотных волн фазовая скорость может быть как меньше, так и больше, чем для волн с более высокой частотой. Фазовые скорости волн могут быть как меньше скорости V_0 , так и больше скорости $V_{вч}$, измеряемой методом АК.

Оценим возможность использования данных о фазовых скоростях для приближенных расчетов временных сдвигов фаз волны с заданной частотой максимума спектра при распространении в неоднородной среде. Такие оценки нужны, в частности, при сопоставлении данных вертикального сейсмического профилирования

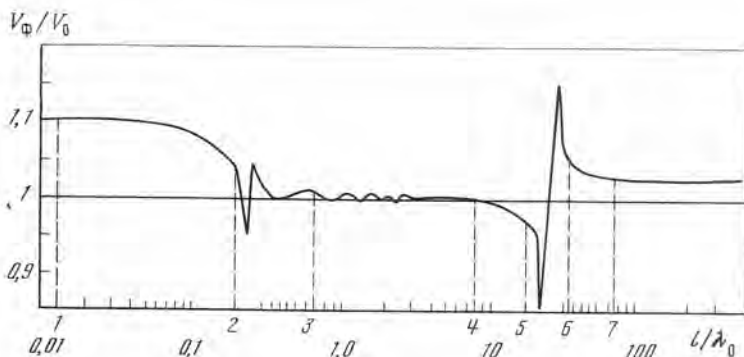


Рис. 70. Дисперсионная кривая фазовых скоростей продольной волны, прошедшей через разрез, показанный на рис. 69

1—7 — разбиение частотного диапазона по областям: 1 — длиннопериодной сейсмологии ($f = 0,02$ Гц); 2, 3 — сейсмологии 0,3 и 1,0 Гц; 4 — ГСЗ и низкочастотной сейсмологии (12 Гц); 5, 6 — среднечастотной сейсмологии (25 и 50 Гц); 7 — высокочастотной сейсмологии и вертикального сейсмического профилирования (100 Гц)

и акустического каротажа скважин. С этой целью для разреза, показанного на рис. 69, по программе, описанной в [88], рассчитаны синтетические сейсмограммы плоских волн, прошедших через среду, при двух падающих импульсах с частотой максимума спектра $f = 12,5$ и 25 Гц (рис. 71).

С рассчитанными записями совмещены по времени вступления записи проходящих волн для границы двух полупространств при отсутствии тонкослоистой толщи.

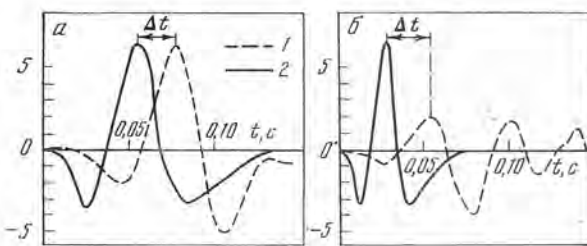


Рис. 71. Синтетические сейсмограммы плоской волны, прошедшей через тонкослоистый разрез (1) и через границу двух полупространств (2) для импульсов с частотами максимума спектра 12,5 (а) и 25 Гц (б)

Из рис. 71 видно, что для обоих импульсов отмечается запаздывание основного максимума по сравнению с проходящей волной при отсутствии тонкослоистой толщи.

Величины запаздывания Δt для более высокочастотного импульса больше, чем для более низкочастотного (соответственно 0,026 и 0,020 с, или 4 и 3,1% от времени пробега высокочастотных волн $t_{вч} = 0,650$ с). Величины запаздывания Δt_{ϕ} , рассчитанные по фазовым скоростям, приведенным на рис. 70 (точки 5 и 4), близки к полученным на рис. 71 (соответственно 0,028 и 0,018 с, или 4,3 и 2,8% от $t_{вч}$). Таким образом, данный расчет показывает, что в случаях, рассмотренных, возможны приближенные оценки сдвигов Δt_{ϕ} экстремумов импульсных волн по значениям фазовых скоростей. Такие оценки, по-видимому, возможны только для волн, длина которых в несколько раз превышает период неоднородности. При этом спектр волны должен быть достаточно узким, и основная его часть должна располагаться на участках дисперсионной кривой вне зоны затухания.

§ 5. О соотношениях скоростей низко- и высокочастотных волн в некоторых моделях реальной среды [24]

Скорость плоских синусоидальных низкочастотных волн, распространяющихся вкрест направления слоистости среды с кусочно-непрерывным законом изменения скорости, имеет вид [70, 115, 149]

$$V_0 = 1/\sqrt{m_0 \rho_0}, \quad (6.17)$$

где m_0 и ρ_0 — соответственно средняя податливость и средняя плотность среды, определяемые из выражений

$$m_0 = \frac{1}{l} \int_0^l \frac{dz}{\rho(z) V^2(z)}, \quad (6.18)$$

$$\rho_0 = \frac{1}{l} \int_0^l \rho(z) dz, \quad (6.19)$$

где l — мощность рассматриваемой толщи.

Скорость высокочастотных волн $V_{вч}$ в рассматриваемой среде имеет вид

$$V_{вч} = l / \int_0^l \frac{dz}{V(z)}. \quad (6.20)$$

Отношение скоростей высоко- и низкочастотных волн $V_{вч}/V_0$ определяется из формул (6.17) и (6.20).

В случае слоистых сред, состоящих из слоев с постоянными значениями скорости V_i , плотности ρ_i и мощности h_i , соответствующие интервалы заменяются суммами.

Физический смысл низкочастотной скорости V_0 . Как следует из предыдущих параграфов (§ 1—4), выражение для V_0 описывает фазовую скорость низкочастотных волн в среде при выполнении двух условий:

1. Суммарная мощность рассматриваемой толщи l должна быть больше длины λ_0 низкочастотных волн в ней, т. е.

$$l/\lambda_0 > 1,0. \quad (6.21)$$

2. Мощность слоя $h_n = l/r_n$, соответствующего нижней гармонике в разложении (6.5), как следует из § 2, должна удовлетворять условию

$$h_n < \lambda_0/8. \quad (6.22)$$

Если не выполняется условие (6.21), скорость V_0 не является фазовой скоростью низкочастотных волн в среде, поскольку при $l/\lambda_0 < 1$ фазовая скорость распространения волн зависит не только от скорости в слое, но и от соотношения скоростей в слое и в окружающих средах. Если среды, окружающие неоднородную толщу, однородны, то фазовая скорость V_ϕ волны, проходящей через слой, описывается выражением (6.4) и при $l/\lambda_0 < 1/8$ примет вид (6.4а). Таким образом, при $l/\lambda_0 < 1$ скорость V_0 не является характеристикой среды, которая может быть непосредственно измерена. Ее расчет по формуле (6.17) является лишь промежуточным этапом при вычислении фазовой скорости V_ϕ низкочастотных волн — величины, которая может быть определена по экспериментальным данным. В дальнейшем будем обозначать V_0 фазовую скорость низкочастотных волн, полученную при выполнении условий (6.21) и (6.22). Скорость, вычисленную по формуле (6.17) при несоблюдении условия (6.21), будем называть расчетной скоростью и обозначать $V_{ор}$.

Физический смысл скорости высокочастотных волн. Формула (6.20) описывает фазовую скорость высокочастотных волн [23], если мощность

слоя $h_b = l/r_b$, соответствующего высшей гармонике r_b в разложении (6.5), удовлетворяет условию

$$h_b > \lambda'_0/2, \quad (6.23)$$

где $\lambda'_0 = V_0/j'$; j' — частота высокочастотных волн. Чем меньше r_b , тем меньше предельное значение l/λ'_0 , начиная с которого фазовая скорость в среде равна скорости $V_{вч}$ высокочастотных волн.

Физический смысл отношения скоростей $V_{вч}/V_0$. Отношение скоростей $V_{вч}/V_0$ имеет ясный физический смысл отношения фазовых скоростей волн на высоких и низких частотах в тех случаях, когда выполняются условия (6.21)—(6.23). В этих случаях величиной $V_{вч}/V_0$ можно пользоваться для приближенной оценки различий Δt времен прихода низкочастотных и высокочастотных волн. В остальных случаях эта величина не имеет физического смысла, и ею нельзя пользоваться для оценки Δt .

Условия применимости формул для $V_{вч}/V_0$ в слоистых и градиентных средах. *Слоистая среда.* Условие (6.23) означает, что формула (6.17) для низкочастотной скорости применима только для тонкослоистых сред, в которых мощность отдельных прослоев почти на порядок меньше длины низкочастотных волн. Так, например, если длина волн $\lambda_0 = 56$ м, то при мощности отдельных слоев $h_n < 7$ м формулой (6.17) можно пользоваться при любой суммарной мощности тонкослоистой толщи $l > \lambda_0$.

Формула (6.20) для высокочастотной скорости применима, если выполняется условие (6.23). Например, если $h_b = 2$ м, то $\lambda_0 \leq 4$ м. При выполнении указанных условий $V_{вч}/V_0$ в рассматриваемом примере описывает отношение фазовых скоростей высоко- и низкочастотных волн при любых $l > 56$ м.

Градиентная среда. В градиентных средах, как показано в работе [24], возникает парадоксальная ситуация, когда при всех l/λ_0 величина V_0 не описывает скорости низкочастотных волн. Что же касается фазовой скорости волн в градиентной среде, то при $l/\lambda'_0 > 1$ она практически постоянна и равна $V_{вч}$. Следовательно, в мощных толщах отложений с плавно изменяющимися скоростями дисперсия фазовых скоростей отсутствует.

Слоистая среда с нормальным законом распределения скоростей. Если гистограмма скоростей, измеренных на ультразвуковых частотах (АК) в толще с суммарной мощностью l , может быть аппроксимирована кривой нормального распределения, то зависимость суммарной мощности слоев dl от скорости V имеет вид

$$dl(V) = \frac{l}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\left(\frac{V-V_m}{\sigma\sqrt{2}}\right)^2\right] dV, \quad (6.24)$$

где $V_a < V < V_b$; V_m — среднее значение скорости в разрезе; σ — среднеквадратичное отклонение скорости V от V_m ; плотность ρ в общем случае является функцией скорости V [96, 110]. Для рассматриваемого распределения скорости при указанных пределах ее изменения величины m_0 и ρ_0 принимают вид:

$$m_0 = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{V_a}^{V_b} \frac{\exp\left\{-\left[\frac{V-V_m}{\sigma\sqrt{2}}\right]^2\right\}}{\rho V^2} dV, \quad (6.25)$$

$$\rho_0 = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{V_a}^{V_b} \rho(V) \exp\left[-\left(\frac{V-V_m}{\sigma\sqrt{2}}\right)^2\right] dV. \quad (6.26)$$

Оценим V_0 при $\rho = \text{const}$. Для вычисления m_0 в интеграле (6.25) введем новую переменную $t = (V - V_m)/\sigma\sqrt{2}$ и, выполняя некоторые

преобразования [24], получим

$$m_0 = \frac{1}{\rho V_m^2} \left[1 + 3 \left(\frac{\sigma}{V_m} \right)^2 \right]. \quad (6.27)$$

Отсюда

$$V_0 \approx V_m \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\sigma}{V_m} \right)^2 \right]. \quad (6.28)$$

В ряде работ [141, 144 и др.] получены эмпирические формулы, показывающие, что плотность и скорость продольных волн связаны линейной или степенной зависимостью. Для удобства выкладок мы примем упрощенный вид зависимости

$$\rho(V) = CV^\xi, \quad (6.29)$$

где C и ξ — постоянные, причем $\xi < 1,0$. Заменяя переменные в (6.25) и производя некоторые преобразования, получим следующее выражение

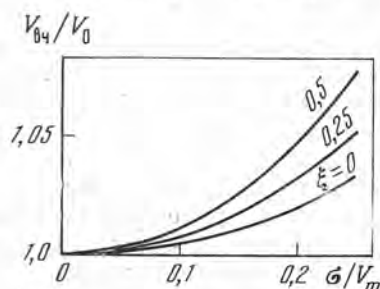


Рис. 72. Зависимость отношения $V_{вч}/V_0$ от σ/V_m в тонкослойной среде с нормальным распределением скоростей и с постоянными ($\xi = 0$) или переменными ($\xi \neq 0$) плотностями

для скорости V_0 низкочастотных волн:

$$V_0 = V_m \left[1 - \frac{\xi^2 + 2\xi + 3}{2} \left(\frac{\sigma}{V_m} \right)^2 \right]. \quad (6.30)$$

Из выражения (6.30) следует, что в случае переменной плотности скорость низкочастотных волн меньше, чем в случае постоянной плотности.

Найдем теперь скорость $V_{вч}$ высокочастотных волн в рассматриваемой модели слоистой среды. Формулу (6.20) можно представить в виде

$$V_{вч} = \frac{\sigma \sqrt{2\pi}}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ - \left[\frac{(V - V_m)}{\sigma \sqrt{2}} \right]^2 / V \right\} dV}. \quad (6.31)$$

Произведя преобразования, аналогичные сделанным ранее при рассмотрении V_0 , получим следующее выражение:

$$V_{вч} = V_m \left[1 - \left(\sigma / V_m \right)^2 \right]. \quad (6.32)$$

Из (6.30) и (6.32) можно получить

$$\frac{V_{вч}}{V_0} = \frac{1 - (\sigma/V_m)^2}{1 - [(\xi^2 + 2\xi + 3)(\sigma/V_m)^2]/2}. \quad (6.33)$$

Очевидно, что с увеличением дифференциации плотностей возрастают различия между скоростями $V_{вч}$ и V_0 (рис. 72). При $\xi = 0$, что соответствует случаю постоянной плотности,

$$\frac{V_{вч}}{V_0} = \frac{1 - (\sigma/V_m)^2}{1 - 3(\sigma/V_m)^2/2}. \quad (6.34)$$

Из рис. 72 видно, что различия в фазовых скоростях низко- и высокочастотных волн в тонкослойной среде с нормальным распределением скоростей обычно составляют несколько процентов. При большой суммарной мощности l даже небольшие различия в скоростях V_0 и $V_{вч}$ могут обусло-

вить заметные различия во временах пробега сейсмических волн по сравнению с вычисленными по данным АК. Так, например, если суммарная мощность тонкослойной толщи $l = 1,5$ км, $V_{вч} = 2,5$ км/с и $V_{вч}/V_0 = 1,03$, то разность пробега низко- и высокочастотных волн, проходящих через эту толщу, должна составлять

$$\Delta t \approx \frac{l}{V_{вч}} \left(\frac{V_{вч}}{V_0} - 1 \right) = 0,018 \text{ с.}$$

Такого порядка величины Δt получены в работах [57, 76] по данным акустических измерений и сейсмического каротажа в тонкослойных разрезах.

§ 6. Основные особенности фазовых скоростей проходящих сейсмических волн в тонкослойных средах при нормальном падении

В тонкослойных средах, расположенных среди двух полупространств с постоянными скоростями, дисперсия фазовых скоростей плоских синусоидальных продольных волн, падающих нормально на границу слоя, определяется двумя основными факторами: а) различиями в акустических жесткостях в слое и в окружающих его полупространствах; б) скоростной неоднородностью рассматриваемого слоя.

Отношение акустических жесткостей в слое и в окружающих его однородных полупространствах существенно влияет на величину фазовой скорости только в случае тонких слоев, для которых $l/\lambda_0 < 0,5$ (λ_0 — длина волны в слое, соответствующая скорости V_0 низкочастотных волн). Отличие фазовой и низкочастотной скоростей в слое тем больше, чем сильнее дифференциация акустических жесткостей в слое и в окружающих средах, и при $l/\lambda_0 < 0,25$ может достигать нескольких десятков процентов. При очень сильной дифференциации акустических жесткостей (например когда одной из границ слоя является свободная поверхность) заметная дисперсия фазовых скоростей может отмечаться и при $l/\lambda_0 > 0,5$.

Различным моделям среды соответствует различный характер дисперсии фазовых скоростей, обусловленной различиями в акустических жесткостях в слое и в окружающих средах. Для тонких слоев ($l/\lambda_0 < 0,25$) с повышенными и пониженными акустическими жесткостями дисперсия скоростей аномальная, а для слоев с промежуточными значениями скорости (возрастающими или убывающими) — нормальная.

Скоростная неоднородность слоя влияет на дисперсию фазовых скоростей как при малых, так и при больших значениях l/λ_0 . Различные гармоники обратного квадрата скорости в слое по-разному влияют на величины фазовых скоростей. Все гармоники более высокие по сравнению с рассматриваемой частотой f , обуславливают уменьшение фазовых скоростей, а все более низкие — их увеличение. В средах даже со сравнительно малой скоростной неоднородностью ($\delta \leq 0,6$) обусловленные ею изменения фазовых скоростей могут достигать нескольких процентов.

Минимальные мощности тонких слоев, влияющие на дисперсию фазовых скоростей, составляют примерно $1/8$ длины волны. Влияние тонких слоев на дисперсию тем больше, чем сильнее дифференциация скоростей в тонкослойной среде.

Фазовые скорости в рассматриваемой тонкослойной среде при определенных значениях l/λ_0 могут быть как меньше скорости низкочастотных волн, так и больше скорости высокочастотных волн в слое. Дисперсионная кривая может иметь немонотонный характер.

Времена прихода волн разной частоты могут отличаться при наличии мощных тонкослойных толщ, дифференцированных по скоростям. Различия во временах пробега волн с разными частотами практически отсутствуют, если разрез представлен мощной толщей с плавным изменением скорости с глубиной.

КОМПЛЕКСНЫЕ НАЗЕМНЫЕ И СКВАЖИННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ТОНКОСЛОИСТЫХ СРЕДАХ

Глава 7

МЕТОДИКА КОМПЛЕКСНЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

При изучении среды и волнового поля нами применен и значительно усовершенствован следующий комплекс исследований, основы которого изложены выше и в работах [11, 18, 104]:

1. Детальное изучение скоростного разреза среды методом акустического каротажа (АК).

2. Теоретические расчеты волновых полей на ЭВМ для сложных моделей среды, построенных по данным АК, в широком диапазоне расстояний от источника.

3. Изучение сейсмических волновых полей во внутренних точках среды методом вертикального сейсмического профилирования (ВСП).

4. Изучение сейсмических волновых полей на наземных профилях, проходящих через скважины, в которых проводились работы методами АК и ВСП.

В дальнейшем рассматриваемый комплекс пополнился еще одним новым звеном — методом энергетического анализа сейсмического волнового поля, предложенным С. А. Кацем [79, 80]. Этот метод позволяет определять в заданном временном окне соотношение энергий полезной однократной волны, различных регулярных волн-помех и нерегулярного шума.

§ 1. Акустический каротаж

Основной задачей АК является детальное определение скоростного разреза среды. Для проведения АК в настоящее время используются различные комплексы аппаратуры — СПАК-2, ЛАК-1-3, АКЗ, Звук-1 и др.

Современные модификации аппаратуры АК позволяют определять скорости продольных волн V_P , превышающие скорости распространения звука в буровом растворе, т. е. $V_P > 1500$ м/с. Точность определения V_P составляет $\pm 3\%$. При помощи АК можно определять в высокоскоростных разрезах также и скорости V_S поперечных волн при условии $V_S > 1500$ м/с. Определение скорости V_S проводится по записям поперечных (или поверхностных) волн, зарегистрированных в области последующих вступлений. В работе [90] предложен способ определения скоростей V_S в низкоскоростных разрезах по записям низкочастотных гидроволн. Этот способ открывает новые возможности детального изучения среды по скоростям V_S , но пока еще не нашел широкого применения в сейсморазведочной практике. В настоящее время АК дает детальный разрез среды только по скоростям продольных волн. Данные АК являются основой для построения скоростной модели реальной среды, используемой при теоретических расчетах волновых полей.

§ 2. Теоретические расчеты волновых полей

Основная цель теоретических расчетов — изучение свойств полезных волн и волн-помех в различных диапазонах времен прихода и расстояний от источника, в том числе и в тех, где их невозможно непосредственно изучить по экспериментальным сейсмограммам из-за интерференционных явлений.

До недавнего времени методы теоретических расчетов различных волн в широком диапазоне расстояний от источника были разработаны только для толстослоистых сред [97, 109]. Для тонкослоистых сред метод расчета был разработан только для случая нормального падения плоских волн на горизонтальные границы раздела скоростей в многослойной среде [4, 53, 88]. Этот метод известен под названием метода синтетических сейсмограмм.

Возможности метода синтетических сейсмограмм. При помощи метода синтетических сейсмограмм можно рассчитывать суммарные трассы плоских отраженных волн на поверхности земли и суммарные трассы отраженных и падающих волн во внутренних точках среды (при ВСП). Для расчетов нужно задать распределение скоростей по вертикали и форму падающего импульса. Метод синтетических сейсмограмм позволяет оценить роль однократных и суммарных кратных волн в волновом поле.

Метод синтетических сейсмограмм применялся и при рассматриваемых исследованиях, и для его использования была составлена программа для машины БЭСМ-4 [88], позволяющая варьировать число слоев в широких пределах. Анализ сопоставимости расчетных трасс с экспериментальными [123, 126] показал, что в условиях Русской платформы достаточно ограничиться числом слоев $N = 200 \div 300$. Дальнейшая детализация модели и включение в нее дополнительных тонких слоев практически не влияет на волновое поле, регистрируемое в диапазоне частот $f = 40 \div 80$ Гц.

Расчеты волн при различных удалениях от источника. Для полного анализа свойств волн, возникающих в многослойной тонкослоистой среде, недостаточно рассматривать только нормальное падение волн на границы раздела и соответственно область вблизи пункта взрыва. Необходимо рассматривать свойства волн при различных удалениях от источника. Это, помимо научного интереса, стало важным и с практической точки зрения в связи с развитием модификаций метода отраженных волн, использующих широкий диапазон расстояний от источника (метод многократных перекрытий и различные варианты суммирования его данных — общая глубинная точка (ОГТ), общая точка приема (ОТП), общая точка взрыва (ОТВ)). Приближенные методы расчета волн различных типов (отраженных, рефрагированных и кратных продольных, поперечных и обменных) разработаны Л. И. Ратниковой [111, 114].

Для того чтобы результаты расчетов можно было использовать для прогноза и анализа волнового поля, необходимо в модели, принятой при расчетах, сохранить выдержанные слои и пакки, выявленные методом АК. Вместе с тем ограниченные возможности вычислительных машин, используемых в настоящее время в сейсморазведке, заставляют упрощать модель, оставляя в ней только основные черты реального разреза.

Методика расчета теоретических сейсмограмм в идеально упругой среде, изложенная в [111] и реализованная в виде программ «Волновые характеристики» (ВХ) и ВХ-ВСП для машины БЭСМ-4, разработана для моделей реальных сред, удовлетворяющих следующим условиям:

- 1) в разрезе сохраняется не более девяти пачек тонких слоев, наиболее выдержанных по площади;
- 2) в каждой пачке может быть не более 60 слоев; мощности отдельных слоев в пачке при использовании диапазона частот $f = 30 \div 80$ Гц должны быть не менее $2 \div 3$ м, что соответствует отношению l/λ порядка 10^{-2} ;

3) в интервалах разреза, разделяющих выделенные пачки, тонкая слоистость не включается в модель; среда аппроксимируется однородными слоями или системой градиентных слоев, в каждом из которых скорость изменяется с глубиной по линейному закону с положительным или отрицательным градиентом.

При соблюдении перечисленных условий модели могут содержать до нескольких сотен слоев. Примеры моделей показаны на рис. 73, они содержат 120—140 слоев.

Для проведения расчетов необходимо, помимо скоростей продольных волн, задать скорости поперечных волн. Поскольку данные о скоростях V_S , как указывалось в § 1, трудно получить по наблюдениям АК, приходится задавать значения V_S , пользуясь соотношениями между V_P и V_S , установленными в различных работах [27, 105, 137 и др.]. При расчетах, приведенных в данной книге, для определения V_S использовались соотношения между V_P и V_S , указанные ниже:

V_P , км/с	1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,5	3,5—4,0	4
V_P/V_S	1,8	4,0	3,5	3,0	2,5	2,0

Плотности ρ можно задавать различными в разных слоях. В большей части расчетов из-за недостаточности сведений о распределении плотностей в среде принята постоянная величина ρ для всего разреза. Для расчетов теоретических сейсмограмм, так же как и в методе синтетических сейсмограмм, нужно задать форму падающего импульса.

По данной методике можно рассчитывать 1) годографы отдельных волн; 2) спектральные характеристики среды по отношению к рассматриваемой волне на различных фиксированных расстояниях от источника; 3) теоретические сейсмограммы при различных удалениях от источника. Зная годографы и форму записи отдельных волн, можно построить суммарную трассу с учетом интерференционных явлений между волнами. Для построения суммарной трассы используется программа «Суммирование» [111].

Программы ВХ и «Суммирование» использовались при решении следующих задач:

1) анализ изменений свойств отдельных волн при изменении расстояния от источника. Такой анализ проводился как для полезных однократных отраженных волн, так и для различных объемных волн-помех [19—21, 26, 27, 29];

2) анализ свойств трасс однократных волн на различных расстояниях от источника и их изменений при изменении разреза [26, 29, 30];

3) анализ поля регулярных кратных волн, связанных с основными выдержанными отражающими пачками, и соотношений этого поля с полезной однократной волной, регистрируемой на тех же временах.

Расчеты по программам ВХ и ВХ-ВСП позволяют учесть влияние на спектральные характеристики и на форму волн как отражения на самих отражающих пачках, так и прохождения через вышележащие пачки в среде. В некоторых случаях представляют интерес оценки отражающих свойств только определенных пачек в разрезе и их влияние на форму записи той или иной волны. В частности, такие оценки важны при работах методом ВСП по методике обращенного годографа, а также для некоторых приближенных расчетов свойств волн, регистрируемых на поверхности земли [16], поскольку прохождение через слой оказывает значительно меньшее влияние на динамические характеристики волн, чем отражение. Для таких расчетов можно использовать программу «спектральные характеристики — отклик» (СПОТ). Примеры расчетов и их обсуждение содержатся в работах [30, 111, 112].

Строгий учет затухания в среде. В главе 5 учет затухания предложено вводить непосредственно в результаты расчетов отдельных волн

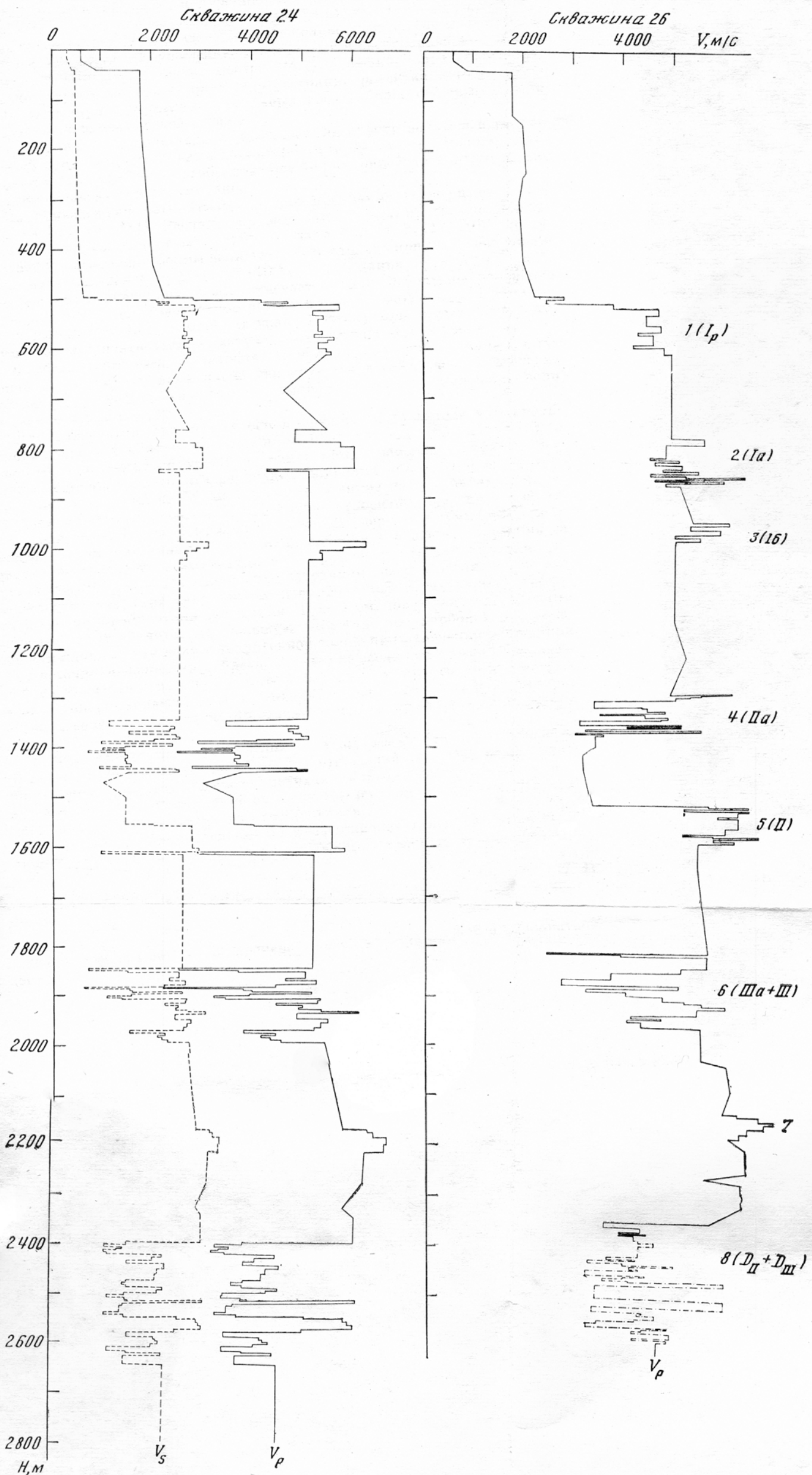


Рис. 73. Модели среды, построенные по данным АК

Скважины 24 (а) и 26 (б) расположены на расстоянии 2 км друг от друга (Саратовская область, Квасниковская площадь). Арабские цифры — номера пачек, обозначения в скобках — индексы волн, отраженных от соответствующих слоев

в идеально упругой среде, полученные по программе ВХ. Методика учета затухания основана на предположении о том, что по параметрам затухания среда может быть разделена на несколько толстых слоев. В каждом из слоев амплитудный коэффициент затухания в рассматриваемом диапазоне часто выражается зависимостью (4.2). Сделанное предположение, конечно, грубое, но при современном состоянии развития методов измерения параметров затухания в реальных средах более сложные модели построить практически невозможно.

Зная форму, а следовательно, комплексный спектр волны в идеально упругой среде и спектральные характеристики затухания, можно, пользуясь методом обратного преобразования Фурье, определить форму и амплитуды волны в среде с затуханием.

По приведенным алгоритмам сделана программа «Поглощение» для машины БЭСМ-4 [111]. Расчеты, проведенные по этой программе для линейной зависимости α от частоты f , показали (см. гл. 2, [12, 29]), что существенные изменения формы волн отмечаются только при достаточно больших значениях $\sum A_i L_i = \sum v_i t_i > 5 \cdot 10^{-2} c$ (L_i — длина пути в i -м слое). При меньших значениях $\sum v_i t_i$ отмечается лишь небольшое изменение периодов колебаний, уменьшение резкости первого вступления и сглаживание высокочастотных компонент волн. Поэтому при малых $\sum v_i t_i$ допустимо рассматривать влияние затухания только на амплитуды волн.

Приближенный учет затухания. Приближенный учет влияния затухания на амплитуды волн давно используется в сейсмической разведке (например, [17, 27 и др.]) и основан на умножении амплитуд каждой из волн на экспоненту (см. (4.3)).

Для разработки физических основ сейсмического метода в платформенных условиях важное значение имеет оценка отношений амплитуд или энергий волн, регистрируемых на одинаковых временах, например, полезных однократных волн и различных волновых помех. При рассмотрении этих отношений необходимо оценить влияние на них параметров затухания в среде. В работе [29] при оценке отношения энергий однократных волн, отраженных от кровли терригенного девона, и суммарного поля кратных волн, связанных с основными пачками в разрезе, коррекция за затухание вводилась в амплитуды волн, рассчитанных для идеально упругой модели среды. По параметрам затухания среда разделялась на два комплекса — верхний терригенный и карбонатный с различными эффективными коэффициентами затухания. При этом, поскольку терригенные породы имеют значительно меньшую скорость, чем карбонатные, изменениями длины пути волн в терригенной толще при изменении расстояния x от источника можно пренебречь. Затухание вводилось в амплитуды каждой из волн, участвующих в формировании суммарного поля кратных волн от опорных пачек, а затем находилось их суммарное поле, которое использовалось для оценки отношения энергий кратных и однократной волн.

Приближенная оценка отношения амплитуд волн с близкими временами прихода. Приближенный способ оценки отношения амплитуд волн с близкими временами прихода в среде с затуханием можно еще более упростить, вводя коррекцию за затухание не в каждую из волн, участвующих в суммарном поле, а в результат их суммирования.

В случае линейной зависимости коэффициента затухания от частоты амплитуду однократной волны $A_{\text{одн}}$ нужно умножить на множитель

$$y = \exp \{ - (\vartheta_1 t_1 + \vartheta_2 t_2) / \}, \quad (7.1)$$

где t_1 и t_2 — соответственно времена пробега в терригенной и карбонатной толщах.

Амплитуду $A_{кр}^{\Sigma}$ суммарного поля кратных волн, проходящих дополнительный путь в терригенной толще, нужно умножить на множитель

$$z = \exp [-(2\vartheta_1 t'_1 + \vartheta_2 t'_2) f]. \quad (7.2)$$

Полагая $t_1 \approx t'_1$ и учитывая, что $t_1 + t_2 = 2t'_1 + t'_2$, получим, что отношение амплитуд волн в среде с затуханием можно представить в виде

$$\left(\frac{A_{одн}}{A_{кр}^{\Sigma}}\right)_{зат} = \left(\frac{A_{одн}}{A_{кр}^{\Sigma}}\right)_{упр} e^{(\vartheta_1 - \vartheta_2) t'_1 f}. \quad (7.3)$$

Из (7.3) видно, что при $\vartheta_1 = \vartheta_2$ отношение амплитуд рассматриваемых волн и соответственно энергий в среде с затуханием близко к отношению в идеально упругой среде. При $\vartheta_1 > \vartheta_2$ рассматриваемое отношение амплитуд возрастает по сравнению с идеально упругой средой за счет увеличения затухания кратных волн в терригенной толще. При $\vartheta_1 < \vartheta_2$ отношение амплитуд волн в среде с затуханием уменьшится по сравнению с идеально упругой средой, что, в частности, возможно при сильной неоднородности карбонатной толщи и возрастании в ней эффективного коэффициента затухания за счет рассеяния волн.

§ 3. Вертикальное сейсмическое профилирование

В рассматриваемом комплексе методов перед ВСП ставятся следующие основные задачи: 1) определение свойств однократных отраженных волн во внутренних точках среды; 2) определение природы и свойств кратных отраженных волн, мешающих выделению однократных волн; 3) определение скоростей V_P , V_S и других параметров, осредненных на интервалах разреза мощностью не менее нескольких десятков метров (на сейсмических частотах); 4) временная и стратиграфическая привязка волн в тонкослоистых средах.

Исследования методом ВСП проводились в некоторых районах Русской платформы различными авторами [44, 45, 117]. Эти исследования позволили установить существование и достаточную интенсивность однократных волн, соответствующих различным границам, в том числе и кровле терригенного девона. Одновременно было выявлено весьма интенсивное поле различных волновых помех, представленных главным образом кратными отраженными волнами.

Большая сложность волнового поля во внутренних точках среды и его сильная изменчивость при изменении условий возбуждения колебаний потребовали при проведении описываемых исследований существенных усовершенствований в аппаратуре ВСП, методике наблюдений в скважинах и в способах обработки полученных данных.

Работы по ВСП в настоящее время преимущественно проводятся при использовании одно- или трехприборных зондов. Только в некоторых организациях работы ВСП проводятся с зондами, содержащими от 6 до 12 приборов; в ИФЗ АН СССР была разработана 7-канальная аппаратура, представляющая собой дальнейшее совершенствование аппаратуры, описанной в [37]. Применение многоканальной аппаратуры позволяет уменьшить число взрывов и расход взрывчатых веществ при полевых работах. При обычно применяемом расстоянии между сейсмоприемниками $\Delta h = 20$ м от одного взрыва обрабатывается отрезок вертикального профиля длиной 120 м. Это позволяет улучшить коррелируемость вдоль вертикального профиля, что особенно важно при нестабильных условиях возбуждения колебаний, характерных для многих районов Русской платформы.

Для работы с многоканальной аппаратурой ВСП были разработаны некоторые специальные вопросы методики наблюдений: проверка идентичности каналов, прижим зонда к стенкам скважины и др. Разработанная аппаратура и вопросы методики работ с нею описаны в статьях [49, 50].

В связи со сложностью волнового поля во внутренних точках среды и с наличием большого числа падающих и восходящих волн интерпретация данных ВСП преимущественно не может быть проведена без предварительной обработки первичного материала. С этой целью обычно используются различные методы направленного приема [51, 119, 120 и др.], в особенности направленное суммирование и регулируемый направленный прием (РНП). Для выбора рациональной методики обработки данных ВСП были проведены специальные теоретические и экспериментальные исследования помехоустойчивости методов направленного суммирования (НС) и последовательного вычитания помех (ПВП) [82, 106, 107]. Ниже перечислены основные результаты этих исследований:

1. Применение метода НС при наличии на сейсмических записях случайного шума и регулярных волн-помех с флуктуирующими амплитудами и фазами может приводить к образованию ложных осей синфазности по направлению суммирования.

2. Для распознавания ложных осей синфазности разработаны специальные критерии. Главный критерий основан на изменении кажущихся скоростей ложных осей при изменении временных задержек при суммировании.

3. Метод ПВП не приводит к образованию ложных осей синфазности, и поэтому его целесообразно применять как основной метод при обработке данных ВСП.

4. В некоторых случаях целесообразно комбинировать метод ПВП с последующим НС, проводя проверку образования ложных осей синфазности при помощи разработанных критериев.

Определение природы и свойств различных волн. В работе [16] при изучении свойств однократных отраженных волн основное внимание обращалось на количественную оценку отражающих свойств различных пачек в разрезе, в особенности отложений терригенного девона, и их изменений при изменении угла падения волны на отражающие пачки. Для этих исследований использовалась методика обращенного годографа (ОГ) [127—129]. Результаты исследований изложены в [16, 49].

Распознавание кратных волн в многослойной тонкослоистой среде оказалось весьма сложной задачей. В отличие от районов типа северной части Краснодарского края [44], где кратные волны были связаны с небольшим числом отражающих пачек и уверенно опознаны, в районах Русской платформы даже при детальном и тщательном наблюдении выделить в суммарном поле кратные волны, связанные с определенными пачками в разрезе, не удалось. Для определения годографов и отношения амплитуд кратных волн, связанных с различными пачками в среде, предложены способы, основанные на использовании кинематических и динамических характеристик падающих волн [16].

Определение осредненных значений скоростей V_P и V_S в различных частях разреза. Определение осредненных значений по данным ВСП в различных интервалах разреза и их сопоставление с данными АК, полученными на более высоких частотах, представляет интерес для построения скоростной модели среды, используемой при теоретических расчетах (см. § 2), а также для изучения некоторых физических вопросов, в том числе дисперсии волн в тонкослоистых средах (см. гл. 6). Данные ВСП дополняют данные АК, позволяя определить скорости V_S в низкоскоростных терригенных разрезах, что пока трудно сделать по диаграммам АК.

Новой и практически важной областью определения скоростных характеристик среды по данным ВСП является вычисление эффективных скоростей однократных и кратных волн при различных удалениях от источника и определении на этой основе возможных пределов изменений кинематических поправок в способе ОГТ.

В [16] приведены некоторые результаты определения интервальных скоростей V_P и V_S в районах Русской платформы по данным ВСП. Полу-

ченные величины V_p сопоставлены с вычисленными по АК. В этой же работе изложены и некоторые результаты определения эффективных скоростей.

Временная и стратиграфическая привязка волн в тонкослоистых средах. При помощи ВСП осуществляется временная привязка зарегистрированных однократных отраженных волн к разрезу. Поскольку в тонкослоистой среде каждая волна соответствует не одной границе, а пачке слоев, под временной привязкой следует понимать определение интервала разреза, с которым связано образование каждой волны.

Для более полной стратиграфической привязки, при которой выясняется, какие особенности разреза в рассматриваемом интервале глубин оказывают определяющее влияние на свойства зарегистрированной волны, используется сочетание ВСП с теоретическими расчетами [46].

§ 4. Наблюдения на наземных профилях

Основная задача наземных сейсмических наблюдений в рассматриваемом комплексе — изучение структуры волнового поля на профилях, опирающихся на глубокие скважины, в которых скоростной разрез изучен методом АК, а волновое поле во внутренних точках среды — методом ВСП. В изучение структуры волнового поля включается изучение свойств как полезных однократных отраженных волн, так и различных волн-помех, мешающих их выделению (поверхностных, обменных отраженных, кратных отраженных волн).

Методика наблюдений. При наземных наблюдениях использовались серийная станция «Поиск» и специальная станция ПМЗ-64, смонтированная в Институте физики Земли [132] и имеющая широкополосную характеристику в диапазоне частот от 7 до 250 Гц и программный регулятор амплитуд. Полевые записи были получены с использованием широкополосной характеристики, а различные фильтрации вводились в процессе лабораторной обработки данных.

В зависимости от поставленных задач применялась различная методика наблюдений. Для изучения общей характеристики волнового поля проводились наблюдения с одиночными Z-приборами при малых расстояниях между сейсмоприемниками ($\Delta x = 10 \div 20$ м) и удалениях от пункта взрыва до 3—4 км. На этих записях преимущественно регистрируются различные волны-помехи. Однократные отраженные волны, за редким исключением, на них либо не выделяются совсем, либо коррелируются только на коротких интервалах профиля.

Для детального изучения природы и свойств низкоскоростных ($V^* = 200 \div 1000$ м/с) и среднескоростных ($V^* = 1800 \div 3000$ м/с) волн-помех проводились наблюдения с одиночными приборами Z и X с шагом между приемниками 5—10 м. Полученные материалы позволили определить области регистрации различных помех, их кинематические и динамические характеристики и послужили основой для выбора систем полевого группирования сейсмоприемников.

Для изучения свойств однократных отраженных волн и высокоскоростных помех с $V^* > 4000$ м/с использовались записи, полученные с применением полевого группирования сейсмоприемников, на которых низко- и среднескоростные волны-помехи были в значительной степени ослаблены. В основном использовались группы из 12 сейсмоприемников с расстоянием между приборами в группе $\Delta x = 7,5$ м.

Наблюдения проводились на расстояниях 2—3 км от пункта взрыва. Использовались как отдельные удлиненные годографы МОВ, так и флажковые системы годографов, полученные по методу многократных перекрытий. Расстояния между центрами групп и ПВ 30—60 м.

Методика предварительной обработки данных. На записях, полученных с использованием группирования сейсмоприемников, отраженные волны выделяются в большем диапазоне времен, чем на записях одиноч-

ных приборов. Волны от сравнительно неглубоких горизонтов ($H = 1 \div \div 1,5$ км) иногда удается непрерывно проследить до расстояний $x = = 800 \div 1000$ м от источника. Однако волны, отраженные от глубоких горизонтов, в том числе и от отложений терригенного девона, даже на записях групп приборов прослеживаются плохо. Для выделения волн и определения их параметров необходимо получаемые записи предварительно подвергнуть различным методам обработки, реализуемым на цифровых и аналоговых машинах.

Для предварительной обработки данных наземных наблюдений использовались те же методы, что и при ВСП: НС, ПВП и сочетание обоих методов. При помощи метода НС определялись параметры различных регулярных волн-помех. Особенно существенным было его использование для анализа интерференционных записей, имевших нерегулярный характер из-за наложения большого числа волн с различными кажущимися скоростями. Применение метода ПВП позволило вычистить регулярные помехи, что дало возможность изучить свойства однократных отраженных волн. Иногда после применения ПВП также применялось НС с одновременной проверкой возможности образования ложных осей.

Контроль за условиями возбуждения колебаний. Экспериментальные данные, полученные в различных районах Русской платформы [30—33, 93], и теоретические расчеты для моделей тонкослойной среды, построенных по данным АК, показали, что свойства однократных отраженных волн и различных помех весьма чувствительны даже к небольшим изменениям условий возбуждения колебаний. Изменение спектра импульса, возбуждаемого взрывом, при сложной форме спектральных характеристик тонкослойных пачек обуславливает значительные изменения спектра, формы и амплитуды волн, отраженных от них [26, 29, 30]. Если в случае толстослойной модели среды для повышения разрешающей способности сейсморазведки естественно было стремиться к переходу на диапазон более высоких частот, то в случае тонкослойной модели при сложной форме спектральных характеристик среды, как было показано ранее, не всегда оптимальным является высокочастотный спектр возбуждаемых колебаний. Иногда более разрешенные и устойчиво коррелирующиеся записи могут быть получены при смещении максимума спектра в область несколько более низких частот.

Необходимо подчеркнуть, что для успешного применения метода отраженных волн при исследованиях в тонкослойных средах особое значение имеет разработка способов управления источником даже в обычном сравнительно узком сейсморазведочном диапазоне частот (30—70 Гц). При этом главное внимание должно быть уделено созданию способов, обеспечивающих и контролирующую высокую стабильность спектра возбуждаемых колебаний в требуемом частотном диапазоне. Изменения глубины взрыва могут обусловить изменение разности времен Δt между волнами, идущими вниз от источника, и спутниками, претерпевшими отражение на вышележащих границах. Изменчивость условий возбуждения колебаний — основная причина нарушения корреляции волн на корреляционных приборах при позиционных наблюдениях МОВ. Различия в условиях возбуждения колебаний в разных скважинах могут также быть одной из причин снижения эффективности суммирования в способе ОГТ [29, 93, 100, 138, 147] по сравнению с рассчитанной для неизменных условий взрыва. Поэтому и на этапе изучения волнового поля и при дальнейших работах по выделению полезных сигналов на фоне помех весьма важно обеспечить стабильность условий возбуждения колебаний. С этой целью при рассматриваемых исследованиях сохранялось постоянство глубины взрыва и величины заряда. Контроль за постоянством формы возбуждаемого импульса осуществлялся путем записи прямых волн вблизи устья взрывной скважины [91]. Полученный импульс прямой волны использовался при теоретических расчетах волновых полей в качестве падающего импульса.

ИЗУЧЕНИЕ СКОРОСТНОГО РАЗРЕЗА СРЕДЫ В РАЙОНАХ РУССКОЙ ПЛАТФОРМЫ

§ 1. Основные свойства разреза

Многочисленные работы по сейсмическому каротажу скважин в различных районах Русской платформы позволили установить, что по скоростям продольных волн среду можно разделить на три комплекса: 1) верхнюю терригенную толщу с $V_P = 500 \div 2300$ м/с; 2) карбонатную толщу с $V_P = 5000 \div 6500$ м/с, включающую пачки терригенных пород (песчаники, алевролиты и др.) с меньшими скоростями; 3) нижнюю терригенную толщу с $V_P = 3200 \div 4500$ м/с.

Акустический каротаж, проведенный в скважинах Русской платформы [18, 53, 124, 123 и др.], показал, что среда характеризуется тонкослоистым строением в отношении скоростей V_P . Особенно сильно выражена тонкая слоистость карбонатной и нижней терригенной толщ. Верхняя терригенная толща, как правило, слабее дифференцирована по скоростям. Только в некоторых районах (например, в Куйбышевской и Саратовской областях) в ней выделяются отдельные пачки тонких слоев с повышенными скоростями.

Скорости распространения поперечных волн в разрезах Русской платформы изучены значительно слабее, чем скорости распространения продольных волн. Поэтому в разрезах с величинами $V_P < 3000$ м/с, в том числе в терригенных породах, скорости V_S пока не определены методом АК. Графики V_S , полученные методом АК в карбонатных разрезах, также показывают тонкослоистое их строение в отношении скоростей V_S .

Монотонное изменение скорости с глубиной в разрезах Русской платформы играет подчиненную роль по сравнению с тонкой слоистостью. Значительный положительный вертикальный градиент скорости dV_P/dz ($3-4$ с⁻¹) отмечается в верхней терригенной толще в некоторых районах Пермской области. В других районах Русской платформы отмечается заметное возрастание скорости с глубиной только в самой верхней части терригенного разреза (мощность $H = 40 \div 100$ м) и в его низах вблизи жесткой границы.

В верхней части карбонатной толщи положительный градиент скорости $dV_P/dz = 1 \div 1,5$ с⁻¹ отмечается в некоторых районах Пермской и Куйбышевской областей. В более глубоких частях карбонатной толщи отмечается положительный градиент, иногда достигающий величины $0,5-0,7$ с⁻¹. На коротких участках карбонатной толщи мощностью несколько десятков метров отмечаются большие градиенты скорости, как положительные, так и отрицательные.

§ 2. Об осреднении данных акустического каротажа для расчета сейсмических волновых полей *

При расчетах волновых полей детальные скоростные разрезы не используются, а тем или иным способом производится осреднение исходных данных и построение тонкослоистой модели среды. Вид модели зависит от многих факторов: необходимой точности, диапазона рабочих частот, способа расчета волнового поля (синтетические сейсмограммы, расчеты различных типов волн при наклонном падении на границы слоев). Основным критерием справедливости тонкослоистой модели среды заключается в том, чтобы искажения волновой картины в рабочей полосе частот не

* Совместно с В. И. Пасечником и М. В. Сакс.

превышали некоторого заданного уровня. Способы построения тонкослоистых моделей для различных теоретических расчетов отличны друг от друга. В данном параграфе рассмотрен вопрос об осреднении данных АК только для случая расчета синтетических сейсмограмм.

В настоящее время при расчетах синтетических сейсмограмм применяется несколько способов построения тонкослоистых моделей: 1) осреднение с порогом [89], 2) скользящее осреднение [121], 3) построение эффективных моделей [54]. Отличие моделей, получаемых этими способами, заключается в том, что первый из них дает представление среды в виде скоростного разреза с границами первого порядка, третий — границами второго порядка; разрез, построенный способом осреднения, включает в себя границы обоих типов.

Способ осреднения с порогом. При осреднении с порогом [89] скоростной разрез получают в виде однородных слоев большей мощности, чем исходный. При этом из разреза исключаются тонкие слои, время пробега которых $\delta t_i < t_{\text{мин}}$, и объединяются слои с номерами i и $i - 1$, если разница скоростей в них удовлетворяет условию

$$|V_i - V_{i-1}| \leq \Delta V, \quad (8.1)$$

где ΔV — пороговое значение скачка скорости, которое может быть разным для разных частей разреза. В объединенном слое скорость определяется по формуле геометрической сейсмики.

Способ скользящего осреднения. Этот способ применяется для расчета теоретических сейсмограмм, когда рассчитывается не вся трасса в целом, а отдельные волны, связанные с наиболее резко дифференцированными пачками тонких слоев. Он может быть также применен и для расчета синтетических сейсмограмм.

Непрерывно по всему разрезу на базе осреднения определяется средняя интервальная высокочастотная скорость \bar{V} . При этом большая часть границ первого порядка из-за процедуры осреднения превращается в границы второго порядка, мелкие неоднородности на сглаженных графиках $\bar{V}(z)$ исчезают. Кроме того, по разрезу определяется среднеквадратичное отклонение (σ_V) от среднего значения скорости \bar{V} . С помощью полученного таким образом графика весь разрез разбивается на слои (сравнительно толстые участки с малыми σ_V и постоянными значениями \bar{V}) и пачки (сильно дифференцированные участки разреза). При составлении модели значения скорости в слоях берутся с графика осредненной скорости \bar{V} , а в пачках — с исходного разреза АК.

Способ построения эффективных моделей. Данный способ учитывает тот факт, что частотный спектр падающей сейсмической волны ограничен сверху. Рассматривая вопрос, на каких этапах получения синтетических сейсмограмм можно строить эффективные модели, авторы предлагают три варианта этой процедуры: по импульсной сейсмограмме, по функции коэффициента отражения

$$k(t) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \ln V(t) \quad (8.2)$$

($V(t)$ — скорость, выраженная через время) и непосредственно по функции $V(t)$ (последний способ не обосновывался и не опробовался). Ограниченность спектра волны сверху позволяет при построении синтетических сейсмограмм упростить импульсную сейсмограмму, отбросив гармоники, лежащие за верхней границей спектра падающего импульса, и по обрезанной таким образом импульсной сейсмограмме построить соответствующий ей скоростной разрез. Эта многоступенчатая процедура включает в себя два обратных преобразования: сначала в функцию $k(t)$, а затем в скоростной разрез $V(t)$, — что делает этот способ неудобным для практического использования.

В работе [54], однако, этот алгоритм не использовался, а производилось ограничение спектра функции коэффициента отражения $k(l)$ со стороны высоких частот. Эффективный скоростной разрез строился путем обращения выражения (8.2).

Общим недостатком всех перечисленных методов является отсутствие достаточного физического обоснования при построении тонкослойных моделей. Существование нескольких возможных алгоритмов построения модели показывает неоднозначность этой операции. В каждом из методов нет теоретического обоснования для выбора значения той величины, которая определяет детальность модели: минимальной толщины прослоев для способа осреднения с порогом, базы осреднения при скользящем осреднении, частоты, которую необходимо удерживать в частотном спектре функций при построении эффективных моделей.

В настоящей работе предлагается новый способ осреднения скоростного разреза АК и дается его физическое обоснование, а также исследуется вопрос о выборе оптимальной базы при осреднении данных АК различными способами.

Способ осреднения разреза АК путем разложения в ряд Фурье. Предлагаемый ниже способ осреднения разреза АК основан на приближенном решении волнового уравнения в неоднородной среде, проведенном в главе 6, § 2 настоящей работы. Показано, что обратный квадрат истинной скорости в неоднородном слое мощности l можно представить в виде ряда Фурье [23].

Дальнейший анализ показал, что фазовая скорость может изменяться от V_0 до так называемой высокочастотной скорости $V_{\text{ф. вч}}$, значение которой отличается от V_0 на единицы процентов.

Масштаб неоднородности (полупериод) для r -й гармоники составляет $\Pi_r = l/r$, и фазовую скорость можно представить в виде

$$\frac{1}{V_{\text{ф}}} = \frac{1}{V_0} \left[1 - \frac{\delta^2}{4} \sum_{r>0}^{\infty} \frac{C_r^2}{4 - (\lambda_0/2 \Pi_r)^2} \right]. \quad (8.3)$$

Для высокочастотных гармоник в фурье-спектре разреза величина Π_r мала, и при фиксированной длине волны λ_0 соответственно возрастает отношение λ_0/Π_r . Учитывая это обстоятельство, начиная с номера k , для гармоник, у которых $\lambda_0/\Pi_{r_k} > 4$, (8.3) можно представить в виде

$$\frac{1}{V_{\text{ф}}} = \frac{1}{V_0} \left[1 - \frac{\delta^2}{4} \sum_{r>0}^{r_k} \frac{C_r^2}{4 - (\lambda_0/2 \Pi_r)^2} + \delta^2 \sum_{r_{k+1}}^{\infty} \frac{l^2 C_r^2}{r^2 \lambda_0^2} \right]. \quad (8.4)$$

Выражения (8.3) и (8.4) позволяют оценить в общем виде погрешности, вносимые в величину фазовой скорости той или иной процедурой осреднения.

Из (8.4) видно, что вклад высокочастотных гармоник в величину фазовой скорости обратно пропорционален квадрату их номера r (последний член формулы). Поэтому отбрасывание этих гармоник не внесет существенных изменений в величину $V_{\text{ф}}$.

Как следует из (8.4) и рис. 67, гармоника масштаба Π_r дает малый вклад в величину $V_{\text{ф}}$ вне зоны аномальной дисперсии. Уже при $\Pi_r/\lambda_0 = 1/8$ он по абсолютной величине составляет только $1/3$ от $V_{\text{ф. вч}} - V_0$.

Так как спектр реального сейсмического импульса конечен, то за λ_0 мы выберем длину волны верхней спектральной составляющей $f_{\text{гп}}$. Тогда из (8.3) и (8.4) вытекает, что гармоника с масштабом Π_r будет еще меньше влиять на $V_{\text{ф}}$ для более низких частот, чем для частоты $f_{\text{гп}}$.

Из изложенного вытекает возможность построения методики осреднения разреза АК, включающей следующие операции:

1. Для заданного разреза вычисляется функция $y(z) = [V_0/V(z)]^2 - 1$, величина V_0^2 рассчитывается по формуле (6.6).

2. Функция $y(z)$ разлагается в ряд Фурье в соответствии с выражением (6.5).

3. Из ряда исключаются гармоники, начиная с номера $r_k \geq 8l/\lambda_0$.

4. Для остающихся членов ряда делается обратное преобразование Фурье, в результате чего получается функция

$$y_1(z) = \frac{V_0^2}{V_1^2(z)} - 1 = \delta \sum_{r=1}^{r_k} C_r \cos \frac{r\pi z}{l}$$

и соответственно скоростной разрез

$$\frac{1}{V_1(z)} = \frac{1}{V_0} \sqrt{1 + \delta \sum_{r=1}^{r_k} C_r \cos \frac{r\pi z}{l}}. \quad (8.5)$$

Для того чтобы оценить влияние отброшенных гармоник обратного квадрата скорости на скоростной разрез, можно в соответствии с выражением (8.4) вычислить их вклад по формуле

$$\mu = \delta^2 \sum_{r_{k+1}}^{\infty} \frac{C_r^2}{(\lambda_0/H_r)^2}. \quad (8.6)$$

Однако величина μ , как следует из теоретического рассмотрения и из численных оценок, пренебрежимо мала и можно считать, что эффективный скоростной разрез описывается выражением (8.4) без последнего члена.

Опробование способа на экспериментальном материале. Для опробования способа был выбран участок разреза АК мощностью 400 м в одной из скважин Саратовского Поволжья. Интервал разреза содержал относительно однородный участок разреза с незначительными изменениями скоростей и участок с резкими границами и с сильной дифференциацией скоростей. Исходная функция $y(z)$ рассчитана по данным АК. Шаг дискретизации исходного разреза $\Delta h = 1$ м; исходная функция $y(z)$ (рис. 74) получена с тем же шагом. Полученная функция сильно дифференцирована, ее значения изменяются от $+1,2$ до $-0,8$. Выделяются участки значительной мощности с малым изменением $y(z) = \pm 0,1$ (2320—2400 м) и участки мощностью 20—30 м с наибольшей дифференциацией $y(z) = (-0,2) \div (+1,2)$ (2400—2650 м). Ограничение фурье-спектра разреза может быть проведено как с помощью цифровой фильтрации, так и путем непосредственного преобразования Фурье. Нами был использован второй способ.

Для расчета V_0 и функций

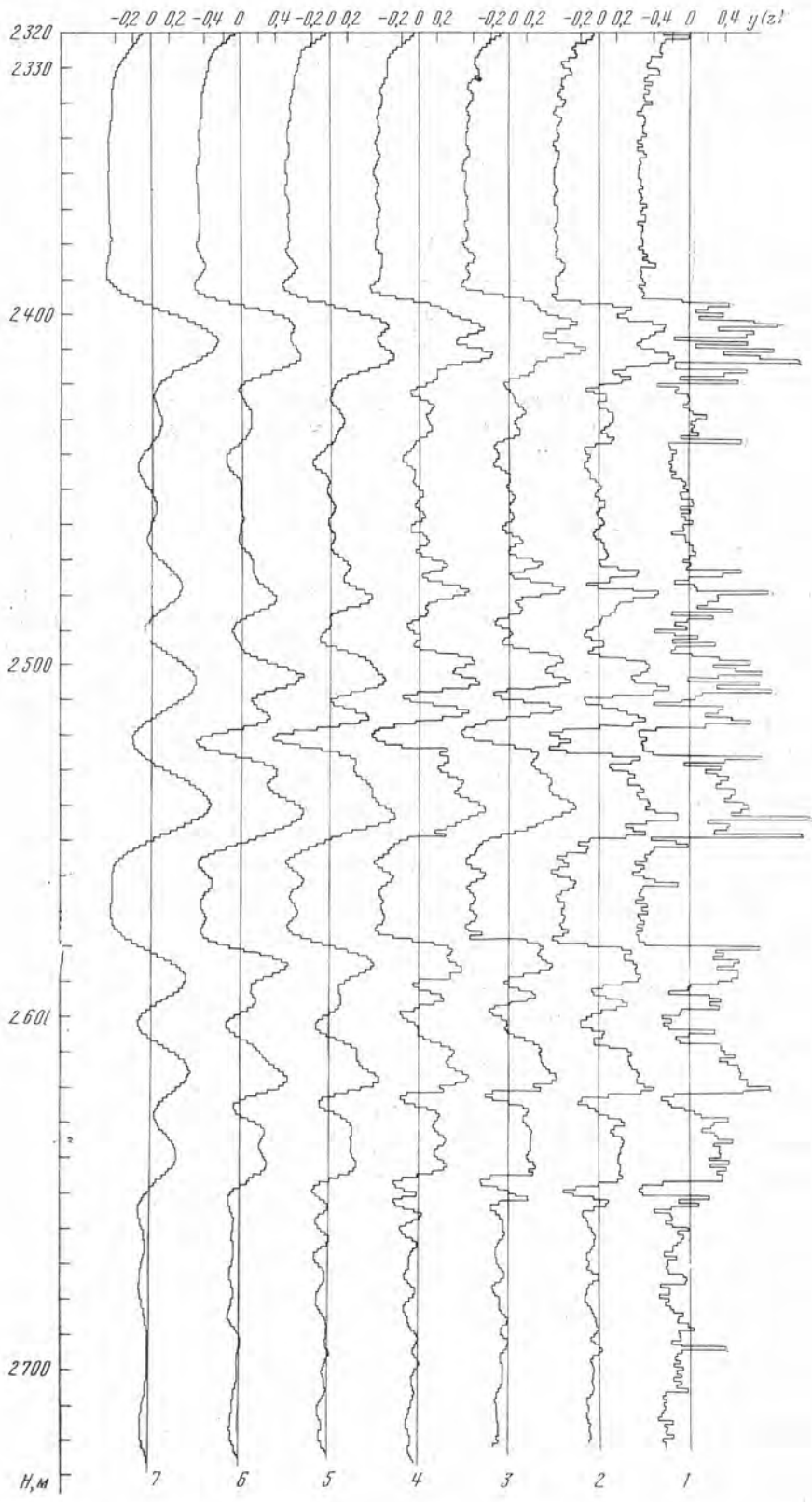
$$y(z) = \frac{V_0^2}{V^2(z)} - 1 \text{ и } \frac{1}{V_1(z)} = \frac{1}{V_0} \sqrt{1 + y_1(z)}$$

были составлены программы для машины БЭСМ-4, которые сочленялись с программой «ПРЕФ» [92а]. По последней производилось прямое и обратное преобразования Фурье исходной функции $y(z)$ *. При прямом преобразовании определялась действительная $\text{Re } \bar{A}(p)$ и мнимая $\text{Im } \bar{A}(p)$ части спектра функции $y(z)$. Результаты расчетов выводились на печать и перфорацию, последнее позволило использовать результаты счета для последующего ввода в машину.

* Использованная программа предназначена для разложения $1/V^2(z)$ в ряд Фурье,

отличный от (6.5), а именно $\frac{1}{V^2(z)} = \frac{1}{V_0^2} \left[1 + \sum_{p_i=r_{11}}^{p_n} \bar{A}(p_i) e^{2\pi i p_i z} \right]$, где $\bar{A}(p_i) =$

комплексные числа; j — мнимая единица. Можно показать, что это влияет только на выбор значения r_{k1} , которое получено ниже (см. (8.8)).



Пространственные частоты p , для которых проводилось разложение, определялись из выражения

$$\pi r/l = 2\pi p. \quad (8.7)$$

После получения спектра из действительной и мнимой его частей исключались гармоники с номерами $r_k > 8l/\lambda_0$, соответствующие пространственным частотам

$$p_k = 4/\lambda_0 = 4f_{гв}/V_0. \quad (8.8)$$

Из (8.7) следует, что нижняя гармоника в разложении $p_n = 1/2 l$, верхняя — $p_n = r_n/2l$. Гармоники вычислялись через $\Delta p = 1/2l$. В нашем случае $l = 0,4$ км, самые тонкие слои в этом разрезе $0,001$ км, т. е. $r_n = 400$. Тогда $p_n = 1,25$; $p_n = 500 \text{ км}^{-1}$.

Величина p_n в анализируемом случае при $V_0 = 4,3$ км/с для сейсмических частот $f_{гв} \approx 100$ Гц примерно равна 93 км^{-1} .

Действительная и мнимая составляющие спектра исходной функции $y(z)$ приведены на рис. 75.

Наибольший вклад в неоднородность разреза дает интервал спектра от $1,25$ до 80 км^{-1} . Величины амплитуд на участке $80—150 \text{ км}^{-1}$ в $2—4$ раза меньше, чем на первом. При $p > 150 \text{ км}^{-1}$ амплитуды по сравнению с первым участком в $5—15$ раз меньше. В соответствии с разделением спектра на участки и теоретическим определением граничного значения p_k были произведены обратные преобразования Фурье с рассечками на пространственных частотах $250, 180, 150, 120, 80, 40 \text{ км}^{-1}$ (см. рис. 74).

Свертки спектра в диапазоне до 250 и 180 км^{-1} очень близки. По сравнению с $y(z)$ (см. рис. 74, кривая 1) основной характер функции $y_1^{180}(z)$ (кривая 5) сохранился. Сократилось количество слоев при неизменном положении основных границ (мощности пластов $2—100$ м). При последующей рассечке $y_1^{150}(z)$ (кривая 4) границы из резких становятся градиентными, уменьшаются значения функции $y_1^{150}(z)$.

На однородном участке разреза (интервал $2326—2400$ м) отклонения функции $y_1^{150}(z)$ от исходной по всем z очень незначительные и не превышают $3—4\%$. Если же сравнить функции $y_1^{120}(z)$ и $y(z)$ (кривые 5 и 1) на наиболее дифференцированном участке разреза (интервал $2395—2420$ м), то расхождения весьма существенные: величина $y(z)$ изменяется от $0,2$ до $1,2$, сильно дифференцирована; функция $y_1^{120}(z)$ на этом участке разреза представляет собой практически однородный пласт с изменением от $-0,5$ до $+0,6$, т. е. участок разреза обладает существенно иным строением. Дальнейшее отсечение более высоких частот приводит к еще большему сглаживанию и пологости границ (кривые 6, 7).

Насколько существенно такая разница в представлении разрезов скажется на волновых полях при сейсмических частотах, оценивалось с помощью синтетических сейсмограмм. Сейсмограммы отраженных и проходящих волн для исходного разреза (рис. 76, кривая 1) и разрезов с рассечками на $180, 120, 80$ и 40 км^{-1} (кривые 2—5) приведены на рис. 77. Для сравнения теории и эксперимента оценим по формуле (8.8) величины p_k для импульсов с преобладающими частотами 50 и 70 Гц ($f_{гв}$ соответственно 70 и 110 Гц). Для $f_{гв} = 70$ Гц $p_k = 65 \text{ км}^{-1}$, для $f_{гв} = 110$ Гц $p_k = 100 \text{ км}^{-1}$.

Из рис. 77 видно хорошее совпадение времен прихода и формы записей отраженных волн для обоих падающих импульсов и всех значений гра-

Рис. 74. Функция $y(z)$ для интервала скважины 24

1 — исходный разрез АК; 2—7 — построение после рассечек спектра разреза, соответственно при $p_k = 250, 180, 150, 120, 80, 40 \text{ км}^{-1}$ и обратного преобразования Фурье

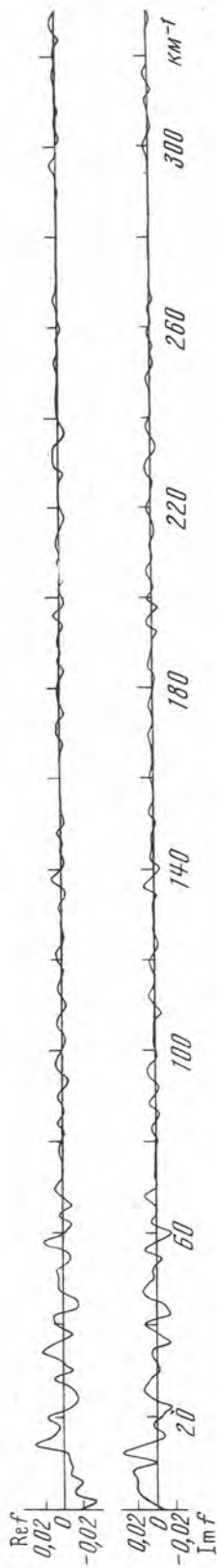
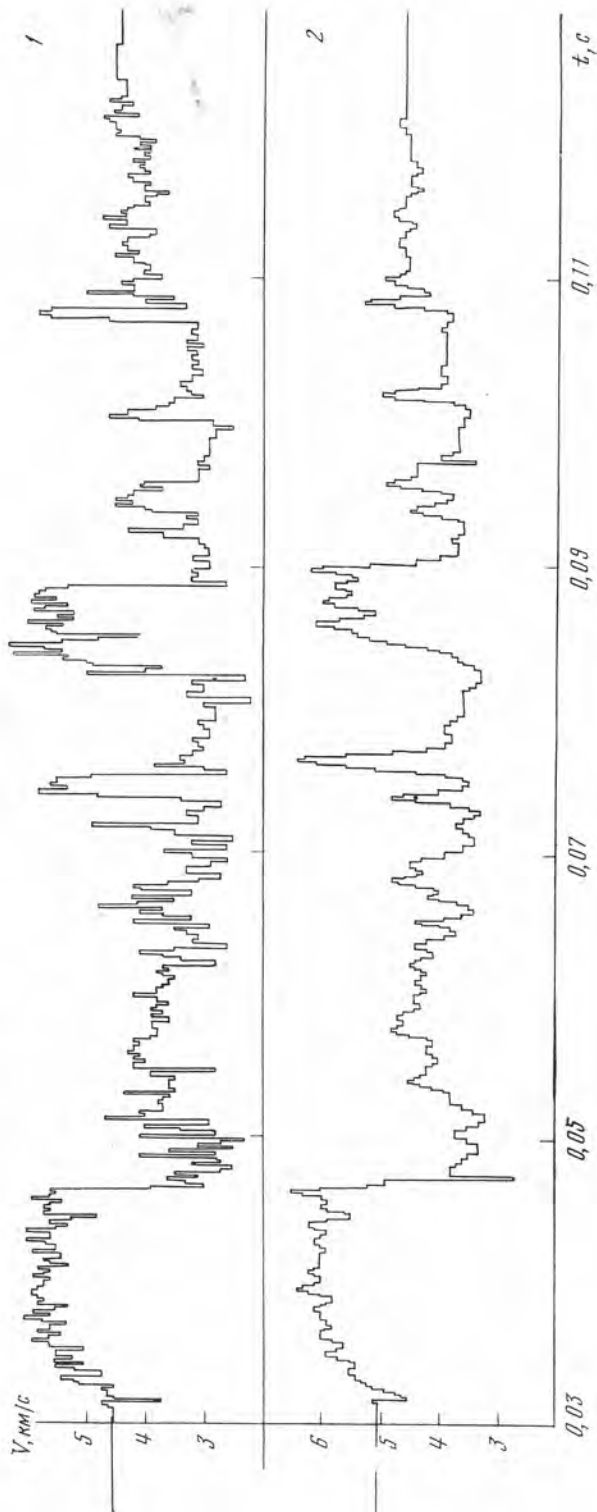


Рис. 75. Фурье-спектр исходного разреза $y(z)$



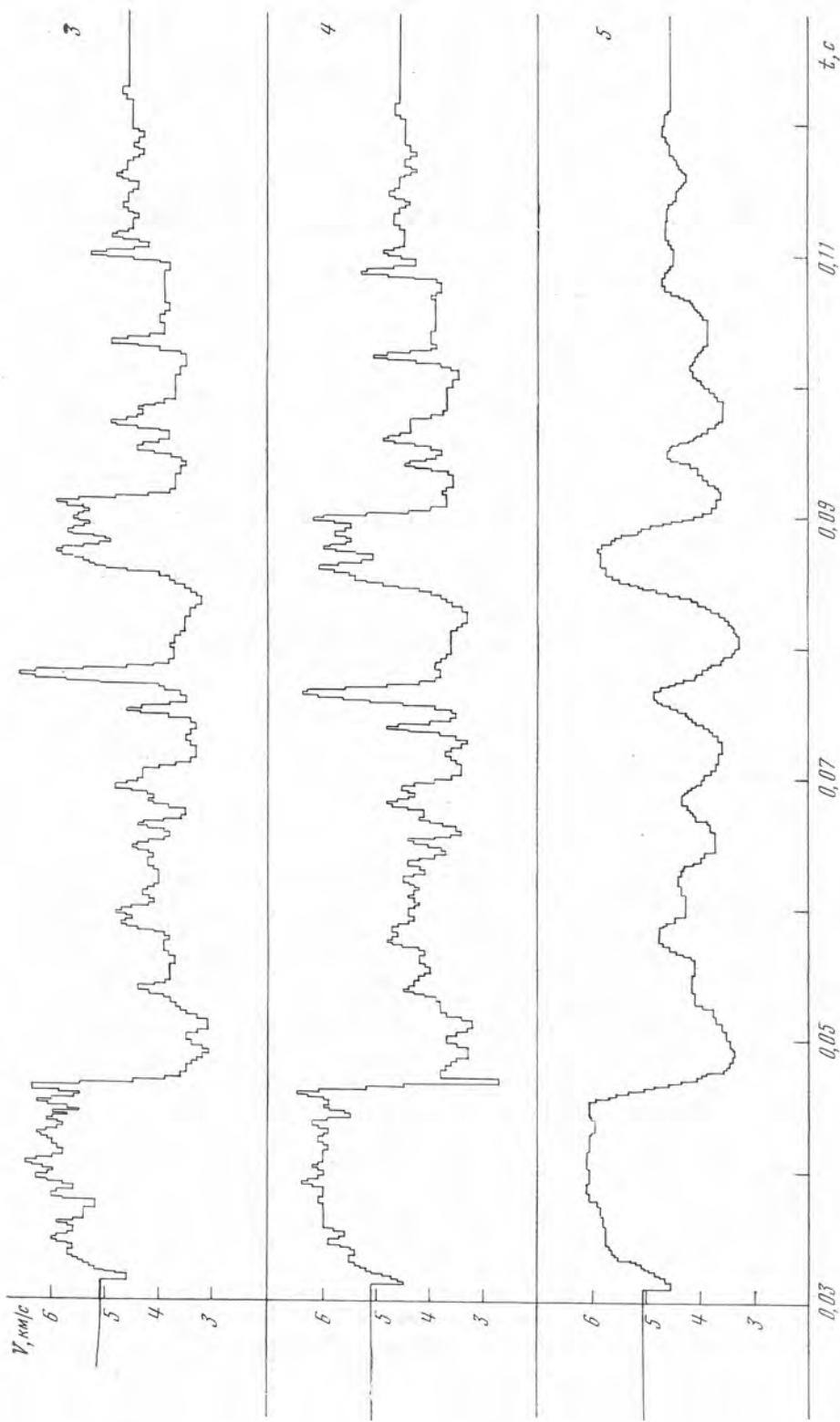


Рис 76. Скоростные разрезы по функции $y(z)$

1 — исходный разрез; 2—5 — разрезы, рассчитанные после расщепки спектра на частотах 180, 150, 120, 80 km^{-1} соответственно

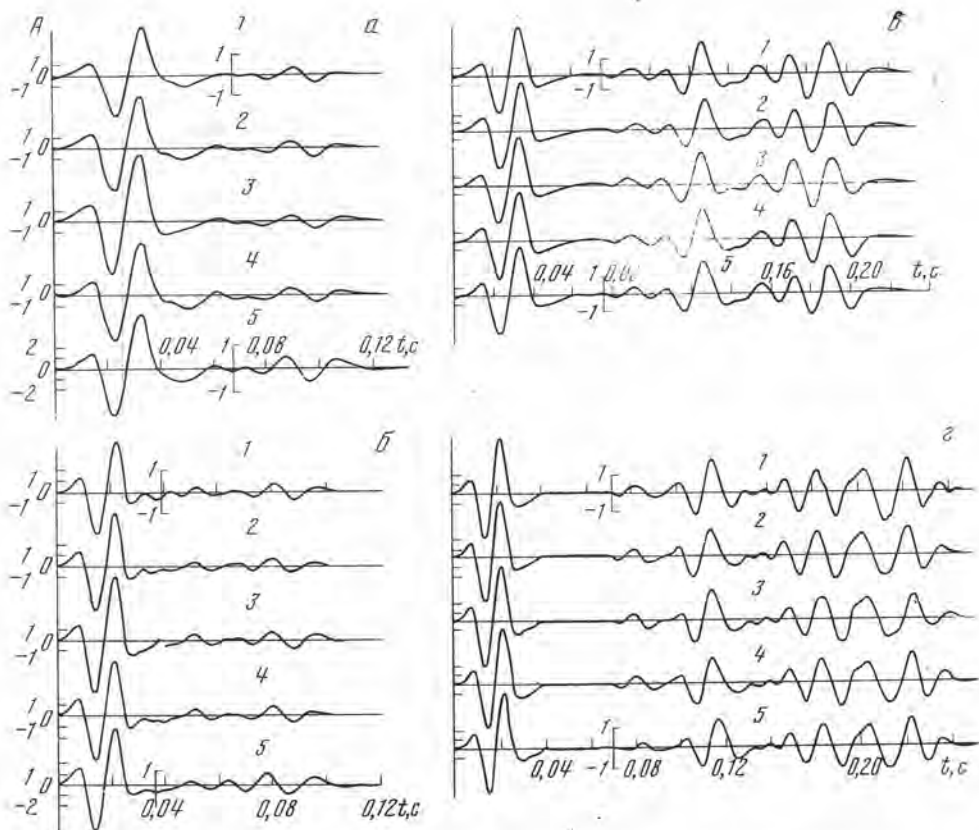


Рис. 77. Синтетические сейсмограммы для проходящих (а, б) и отраженных (в, г) волн в исходном и сглаженных разрезах

Расчеты по частоте как на рис. 76. Преобладающая частота в спектрах волн (а, в) — 50 Гц, (б, г) — 70 Гц

ничных пространственных частот. Некоторые отличия фазовых скоростей заметны для высокочастотного падающего импульса и $p_k = 40 \text{ км}^{-1}$. В проходящих волнах для импульса с преобладающей частотой 50 Гц отмечается хорошее совпадение с сейсмограммой исходного разреза при $p_k > 65 \text{ км}^{-1}$, как и предсказано теорией. При $p_k = 40 \text{ км}^{-1}$ амплитуда записи и времена прихода отличаются. Для импульса с преобладающей частотой 70 Гц видно хорошее совпадение при $p_k \geq 120 \text{ км}^{-1}$ и удовлетворительное при $p_k = 80 \text{ км}^{-1}$. Сильные отличия наблюдаются при $p_k = 40 \text{ км}^{-1}$. Таким образом, в предсказанной области p_k совпадение записей хорошее по динамическим и кинематическим особенностям, хотя разрезы существенно различаются между собой.

Сравнение предлагаемого способа со способами скользящего осреднения и эффективных моделей. Использование представления скоростного разреза в виде разложения скоростного разреза Фурье (6.5) позволяет с единой точки зрения дать сравнительный анализ базы осреднения при применении различных методов.

Способ скользящего осреднения. Существующий метод основан на осреднении разреза по формулам для высокочастотной скорости. Анализ этого случая относительно сложен, поэтому основные особенности осреднения мы сперва исследуем для неприменимого на практике случая осреднения по формулам для низкочастотной скорости.

А. В случае осреднения разреза по формулам для низкочастотных волн с базой Δ величина осредненного квадрата скорости $(1/V^2(z_0))$ в точке z_0

дается выражением

$$\left(\overline{\frac{1}{V^2(z_0)}}\right) = \frac{1}{\Delta} \int_{z_0 - \Delta/2}^{z_0 + \Delta/2} \frac{1}{V^2(z)} dz. \quad (8.9)$$

Подставляя в (8.9) зависимость $1/V^2(z)$ в виде (6.5), после несложных вычислений имеем

$$\left(\overline{\frac{1}{V^2(z_0)}}\right) = \frac{1}{V_0^2} \left[1 + \delta \sum_{r=1}^{\infty} C_r \frac{\sin(r\pi\Delta/2l)}{(r\pi\Delta/2l)} \cos(r\pi z_0/l) \right]. \quad (8.10)$$

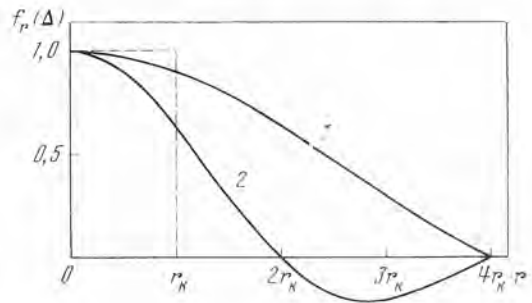
Из (8.10) следует, что этот способ осреднения приводит к занижению вклада всех гармоник, амплитуды которых домножаются на множитель

$$f_r(\Delta) = \frac{\sin(r\pi\Delta/2l)}{(r\pi\Delta/2l)}, \quad (8.11)$$

зависимость которого от номера гармоники показана на рис. 78. Неоднородности большого масштаба сглаживаются незначительно (при малых

Рис. 78. Зависимость обрезающего множителя $f_r(\Delta)$ от номера гармоники фурье-спектра разреза при скользящем осреднении

1 — $\Delta = \lambda_0/16$; 2 — $\Delta = \lambda_0/8$.
Пунктир — аналогичная зависимость для разложения в ряд Фурье



$r f_r(\Delta) \approx 1$), с увеличением номера гармоники, как видно из рисунка, их вклад ослабляется сильнее.

Покажем, что вследствие сравнительно медленного спада функции $f_r(\Delta)$ скользящее осреднение менее эффективно, чем по предлагаемому нами алгоритму. Чтобы не слишком исказить разрез за счет осреднения, выберем достаточно малую базу Δ . Например, пусть при $r = r_k$ величина $f_r(\Delta)$ составит 0,9. Тогда из (8.11) можно оценить, что $\Delta = 0,063 \lambda_0$ (λ_0 — длина волны наивысшей гармоники в спектре падающего импульса), а функция $f_r(\Delta)$ первый раз обратится в нуль при $r = 4r_k$ (рис. 78, кривая 1). Таким образом, осреднение по формулам для низкочастотных волн с малой базой удерживает в спектре разреза в несколько раз больше гармоник, чем при осреднении путем разложения в ряд Фурье. Кинематические характеристики при таком способе осреднения и малой базе Δ остаются практически неизменными.

Рассмотрим осреднение с большей базой. Пусть $\Delta = \lambda_0/8$ (это та мощность слоев, которая при осреднении по алгоритму, предложенному в настоящей работе, уже выбрасывается из разреза). Функция $f_r(\Delta)$ первый раз обращается в нуль при $r = 2r_k$ (рис. 78, кривая 2), а $f_{r_k}(\Delta) = 0,64$. Следовательно, при скользящем осреднении на базе $\Delta \approx \lambda_0/8$ искажения кинематики могут быть весьма значительными.

Б. При осреднении разреза по формулам для высокочастотных волн с базой Δ величина скорости в точке z_0 дается выражением

$$\left(\overline{\frac{1}{V(z_0)}}\right) = \frac{1}{\Delta} \int_{z_0 - \Delta/2}^{z_0 + \Delta/2} \frac{1}{V(z)} dz. \quad (8.12)$$

Выразив $1/V(z)$ из (6.5) и подставив его в (8.12), после простых вычислений можно получить довольно громоздкую формулу, описывающую влияние осреднения на величины отдельных гармоник C_r .

Анализ этого выражения показывает, что все рассуждения предыдущего п. А о влиянии осреднения на разные гармоники остается в силе, появляются лишь поправки второго порядка малости ($\sim \delta^2$).

Таким образом, скользящее осреднение дает тонкослоистую модель, в которой сохраняются кинематические особенности волн, если база осреднения Δ составляет около $1/16 \lambda_0$ или около $1/32$ от длины волны с преобладающей частотой.

Способ построения эффективных моделей. Рассмотрим способ осреднения, основанный на обрезании спектра функции $k(t)$ с последующим получением $V(t)$ однократным обратным преобразованием.

Аналитическая оценка влияния сглаживания функции $k(t)$ на волновое поле в настоящее время в литературе отсутствует, поэтому полное сопоставление с предлагаемым нами методом провести невозможно. Однако для случая слабой скоростной дифференциации, воспользовавшись разложением (6.5) $V(z)$ в ряд Фурье, можно выразить $k(t)$ также в виде ряда Фурье. Из этого выражения легко определить, начиная с неоднородностей какого масштаба производится отбрасывание гармоник в фурье-спектре разреза при этом способе осреднения. Оценка дает $\Pi_{r_k} = \lambda_0/2$. Как видно из рис. 67, такое осреднение может внести существенные изменения в величины фазовых скоростей отдельных составляющих спектра, а значит, и в форму проходящей волны. Действительно, как показали наши расчеты синтетических сейсмограмм (см. рис. 77), в разрезах с расщепками на 40 и 20 км⁻¹ ($\Pi_{r_{40}} \approx \lambda_0/4$, $\Pi_{r_{20}} \approx \lambda_0/2$) наблюдаются значительные изменения волновой картины. Малые искажения сейсмограмм, отмеченные при таком осреднении в работе [54], возможно, вызваны слабым вкладом неоднородностей малого масштаба в фурье-спектр разреза.

Таким образом, при правильном построении эффективной модели разреза в его спектре должно остаться столько же гармоник, что и при осреднении путем разложения скорости в ряд Фурье.

Тем не менее разрезы, полученные этими способами, практически совпадают по форме, будут отличаться на постоянное значение скорости. Это связано с тем, что выбор среднего значения скорости $V(t)$, предлагаемый в работе [54], производится путем сохранения в разрезе средней высокочастотной скорости $V_{\phi, \text{вч}}$. Можно показать, что при нормировке по высокочастотной скорости выражение для фазовой скорости в сглаженном разрезе приобретает вид

$$\frac{1}{V_{\phi}} = \frac{1}{V_0} \left[1 - \frac{\delta^2}{4} \sum_{r>0}^{r_k} \frac{C_r^2}{4 - (r\lambda_0/2l)^2} - \frac{\delta^2}{16} \sum_{r=r_k+1}^{\infty} C_r^2 \right], \quad (8.13)$$

отличаясь от (8.3) последним членом, который всегда дает увеличение фазовой скорости, причем тем большее, чем больше гармоник осреднено. Соответствующая зависимость четко видна из рис. 4 работы [54] (частоты $f_{rp} = 100$ и 150 Гц). Хотя в спектре разреза удерживалось достаточное число гармоник, чтобы сохранить подобие динамики, набег времени при среднем пробеге 1,2 с составляет 5 мс, так как изменение скорости ($V_{\phi} - V_{\phi, \text{вч}})/V_{\phi, \text{вч}} \approx 0,5\%$.

Можно показать, что лучшее совпадение кинематических особенностей записей получается, если нормировать эффективный разрез по низкочастотной скорости.

Таким образом, способ построения эффективных разрезов, основанный на сглаживании функции коэффициента отражения, более громоздкий, в своем оригинальном виде дает чрезмерно осредненный разрез, а при уве-

личении длительности — систематическую ошибку в значении фазовой скорости*.

Выбор масштаба осреднения. При построении тонкослойных моделей основной критерий подобия разреза и модели — это совпадение волновой картины, ее динамики в исходном разрезе и в модели. Поскольку выше была показана большая эффективность способов, применяющих ограниченные фурье-спектра разреза сверху, ниже будут рассмотрены только эти методы. Практически при любом методе осреднения задача сводится к тому, чтобы определить тот минимальный номер, начиная с которого можно отбросить высокочастотные гармоники.

В работе [54] на основе анализа выражения для поля однократных волн дается первая такая оценка: фактически требуется, чтобы пространственный период отбрасываемой гармоники

$$P_{rk} \leq \lambda_0/2. \quad (8.14)$$

Учет поля многократных волн дает следующую оценку:

$$P_{rk} \leq \lambda_0/8. \quad (8.15)$$

Возникает вопрос, можно ли при осреднении разреза обрезать гармоники с периодом, большим, чем дает оценка (8.15).

В общем случае выбор базы осреднения может определяться двумя факторами: спектром падающего сейсмического импульса и фурье-спектром разреза. Если выбрать величину P_{rk} в 2 раза больше, чем это следует из (8.15), то для спектральных составляющих импульса, лежащих вблизи максимума его спектра, такая база осреднения будет вполне удовлетворительна. Однако расчеты, проведенные для этого случая (рис. 77, $p = 40 \text{ км}^{-1}$), показали некоторое искажение формы проходящего и отраженного импульсов. Таким образом, нельзя увеличить базу осреднения, считая, что λ_0 в выражении (8.15) — длина волны наиболее интенсивной составляющей в спектре падающего импульса.

Что касается влияния интенсивности гармоник фурье-спектра разреза на выбор базы осреднения, то, по-видимому, в ряде случаев базу осреднения можно увеличить, если их амплитуды невелики. В пользу этого говорят результаты расчетов синтетических сейсмограмм, проведенных в работе [54], хотя для случая, рассмотренного в настоящем параграфе, это и не так. Эта задача требует отдельного изучения.

О формализации процесса построения тонкослойной модели. Для проведения расчетов синтетических и теоретических сейсмограмм необходимо исходный разрез АК представить в оптимальном виде: он должен содержать неоднородности такого масштаба, которые обеспечат минимальные искажения волнового поля и в то же время сделают его максимально простым.

Способ, изложенный в настоящем параграфе, позволяет делать эту операцию с разрезом до проведения вычислений автоматически. Получаемая таким образом тонкослойная модель гораздо проще по своей структуре, глаже и требует для своего описания меньше точек, чем исходный разрез. Этим способом можно обрабатывать весьма длинные разрезы. Кроме того, возможны разные варианты сочетания этого способа с уже имеющимися, в зависимости от конкретных задач. Например, можно использовать предлагаемый алгоритм для осреднения участков разреза слоев между пачками с сильно выделяющимися скоростями. При изучении отражений от глубоких отражающих горизонтов можно осреднять по предлагаемому способу весь скоростной разрез с последующей аппроксимацией уже сглаженных участков градиентными однородными слоями.

* Расчеты работы [23] позволяют оценить поправочный член μ из формулы (8.6). Оценка дает, что он составляет менее $1/4$ от последнего члена в формуле (8.13), т. е. около 0,1% от среднего значения скорости.

Использование преобразования Фурье при осреднении разреза открывает еще одну возможность. Если разрез АК длиной 2000 м описывается 2000 значениями скоростей в отдельных точках, сглаженный разрез описывается 400—500 членами — коэффициентами Фурье. Это дает возможность строить экономические программы, где значение скорости в данной точке разреза получают расчетом с помощью обратного преобразования Фурье. Подобный подход позволяет не только экономить машинную память, но и оперировать с разрезом в том виде, в котором его реально «слушают» сейсмические волны.

§ 3. Прослеживаемость тонких слоев по площади

Вопрос о прослеживаемости тонких слоев по площади [16] является основным при разработке методов расчета и изучения волн, распространяющихся в тонкослоистых средах. Для решения этого вопроса применялись различные методы. В работе [53] этот вопрос рассматривался на основании анализа данных АК в трех скважинах Саратовского Поволжья (Карамышская депрессия), расположенных на расстоянии 8 км друг от друга. Рассмотрен интервал глубин порядка 1 км внутри карбонатной толщи. Для разделения нижнекаменноугольных отложений на пласты использован формальный прием: графики рассекались на слои различной мощности на уровне $V(z) = 4500$ м/с; мощность Δz каждого слоя определялась по точкам пересечения кривой $V(z)$ с прямой $V = 4500$ м/с. Среднепластовое значение скорости $V_i(z)$ вычислялось по формуле

$$\bar{V}_i(z) = \frac{1}{z_{i+1} - z_i} \int_{z_i}^{z_{i+1}} V(z) dz. \quad (8.16)$$

Для каждого пласта оценивалось среднее значение модуля отклонений пластовых скоростей между тремя скважинами

$$\Delta V_i = \frac{|V_{ai} - V_{bi}| + |V_{ai} - V_{ci}| + |V_{bi} - V_{ci}|}{3}, \quad (8.17)$$

где a, b, c — индексы скважин; i — индекс пласта. Величина ΔV_i сопоставлялась со средними для всех скважин различиями в скоростях между соседними пластами с индексами i и $i+1$:

$$\Delta V_{i,i+1} = \frac{(V_i - V_{i+1})_a + (V_i - V_{i+1})_b + (V_i - V_{i+1})_c}{3}. \quad (8.18)$$

Сопоставлялись также среднеквадратичные значения $|\Delta V_i|_{\text{ср}}$ и $|\Delta V_{i,i+1}|_{\text{ср}}$ для всего разреза. Величины $|\Delta V_i|$, как правило, существенно

Таблица 4

Номер пачки и волна в модели рис. 73	Мощность пачки l , м		Число слоев m		Скорость, км/с			
	24*	26	24	26	над пачкой		под пачкой	
					24	26	24	26
1 (I_p)	115	133	15	12	2,26	2,25	5,50	4,95
2 (I_a)	84	95	5	14	5,50	4,95	5,15	5,12
3 (I_b)	38	37	4	5	5,15	5,40	5,10	5,02
4 (II_a)	107	82	22	20	5,10	4,90	3,80	3,40
5 (II)	62	73	5	13	3,60	3,30	5,20	5,40
6 ($III_a + III$)	151	150	29	18	5,20	5,60	5,45	5,45
8 ($D_{II} + D_{III}$)	250	258	41	40	6,00	5,72	4,50	4,30

* Цифры 24 и 26 везде обозначают номера скважин.

меньше, чем $|\Delta V_{i,i+1}|$, а $|\Delta V_i|_{cp}$ примерно в 8 раз меньше, чем $|\Delta V_{i,i+1}|_{cp}$. На основании сопоставления сделан вывод о том, что в рассматриваемом интервале разреза пласты вдоль напластования изменяются значительно меньше, чем по нормали, и можно считать их выдержанными. Этот вывод сделан как для сравнительно мощных пачек с общей мощностью порядка 40 м, так и для тонких слоев с малой мощностью ($\Delta z \approx 2 \div 4$ м).

Данные, полученные по АК в других районах Русской платформы (Саратовская область, Квасниковская площадь), привели к несколько иным выводам. По этим данным в разрезах выделяются пачки тонких слоев, отличающихся от окружающей среды значениями скоростей или их дисперсией, или обоими параметрами. Положение в разрезах этих пачек, соотношения скоростей на их кровле и подошве, средние значения скорости и их дисперсия выдерживаются на больших площадях, хотя внутренняя структура пачек может изменяться по площади.

Среда между опорными пачками обычно менее дифференцирована по скоростям, чем пачки, и может быть аппроксимирована сравнительно простыми моделями — слоями с постоянными или плавно изменяющимися с глубиной скоростями [26, 29]. Тонкие слои между опорными пачками с мощностью, равной единицам метров, как правило, не прослеживаются между соседними скважинами.

Таким образом, разрез АК можно рассматривать как сочетание детерминированной компоненты (опорных пачек и разделяющих их участков разреза) и случайной компоненты (некоррелирующихся по площади тонких слоев между опорными пачками и внутри этих пачек).

В работах [29, 30] при корреляции характеристик опорных пачек использованы величины отношения скоростей на их кровле и подошве, среднепластовое значение \bar{V} , оцениваемое по формуле (8.16), среднеквадратическое отклонение σ_V скоростей внутри пачки от среднепластовой скорости, характеризующее дисперсию величин скорости. σ_V рассчитывается по формуле

$$\sigma_V = \sqrt{\frac{\sum_k l_k (V_k - \bar{V})^2}{l - 1}}, \quad (8.19)$$

где l — суммарная мощность слоев в пачке; l_k — мощность слоя со скоростью V_k ; шаг измерений при АК равен 1 м. Пример такого сопоставления свойств пачек приведен в табл. 4. Наибольшие отличия величин \bar{V} и σ_V отмечаются для жесткой границы [пачка 1 (*Iп*), а также для пачек 2 (*Ia*) и 5 (*II*)].

Отношение скоростей				Пределы значений скоростей в пачке, км/с		\bar{V} , км/с		σ_V , км/с	
на кровле пачки		на подошве пачки							
24	26	24	26	24	26	24	26	24	26
0,8	0,90	0,99	1,03	2,84—5,59	2,32—4,80	5,44	3,88	0,78	1,08
1,13	0,88	1,20	1,06	4,27—6,04	4,50—6,40	4,54	5,12	1,18	0,62
0,82	0,89	0,95	0,91	5,34—6,26	5,00—6,10	5,87	5,52	0,43	0,36
1,47	0,84	0,75	0,95	2,48—5,13	3,00—6,10	4,07	4,29	0,72	0,85
0,89	0,60	0,525	0,88	2,90—5,59	5,10—6,60	5,30	6,11	0,82	0,38
2,15	2,34	1,19	1,26	2,24—5,52	2,40—5,95	4,68	4,60	0,75	0,97
1,57	1,59	1,22	0,91	3,20—6,08	3,25—6,0	4,14	4,22	0,77	0,80

Дальнейшим развитием методики сопоставления акустических разрезов является способ, предложенный в статье [121]. В этом способе предусмотрено определение по скоростному разрезу каждой из скважин в некотором заданном скользящем окне Δz среднеинтервальных скоростей $\bar{V}(z)$ по формуле (8.16) и среднеквадратического отклонения $\sigma_V(z)$ по формуле (8.19). Затем определяются коэффициенты корреляции r соответственно между парой графиков $\bar{V}(z)$ и $\sigma_V(z)$ для сопоставляемых скважин. Данный способ реализован в виде программы для машины БЭСМ-4.

Рассматриваемый способ дает наиболее объективную количественную характеристику выдержанности отдельных тонких слоев и пачек на площади. Пример применения этого способа для двух скважин Саратовской области (Квасниковская площадь), расположенных на расстоянии 2 км друг от друга, приведен на рис. 79. На нем показаны исходные разрезы АК в обеих скважинах и определенные по ним в скользящем интервале глубин мощностью $\Delta z = 10$ м пары кривых \bar{V} и σ_V . Для каждой пары кривых отмечены значения коэффициентов корреляции, заключенные в пределах $r = 0,6 \div 1,0$. Оценка значимости коэффициента корреляции r по t -критерию [102] показала, что $r \geq 0,6$ являются значимыми при 5%-ном уровне.

На графиках отчетливо выделяются опорные пачки и видна их корреляция для обеих скважин по совокупности величин \bar{V} , σ_V , r_V и r_σ . Так, например, верейская пачка (интервал глубин в скважине $24 H = 1340 \div 1450$ м, пачка 4 в модели на рис. 73) выделяется по резкому уменьшению среднеинтервальной скорости по сравнению с вышележащими породами и увеличению σ_V от 0,1 до 1,0 км/с по сравнению с вмещающими породами. Коэффициенты корреляции r как для \bar{V} , так и для σ_V почти во всем интервале превосходят порог $r = 0,6$.

Породы терригенного девона ($H \geq 2395$ м, пачка 8 на рис. 73, скважина 24) также характеризуются понижением интервальной скорости \bar{V} на их кровле и возрастанием σ_V , особенно в интервале глубин $H = 2550 \div 2620$ м (ардатовские слои). В пределах этой пачки значения коэффициента корреляции r соответственно для пар графиков \bar{V} и σ_V преимущественно превосходят порог $r = 0,6$.

На участках разреза между опорными пачками среда также тонкослоистая. Однако скорости изменяются в меньших пределах, чем в пачках, о чем свидетельствуют постоянство или монотонное изменение с глубиной величины \bar{V} и значительно меньшие значения σ_V (0,6 км/с), чем в пачках (например, интервал глубин $H = 2220 \div 2400$ м). Коэффициенты корреляции для среднеинтервальных скоростей между опорными пачками достигают достаточно больших значений ($r \geq 0,6$), что свидетельствует о выдержанности параметра \bar{V} по площади. Для пары кривых σ_V коэффициенты корреляции также достаточно велики на участках малых значений σ_V и уменьшаются при возрастании σ_V . Это свидетельствует о том, что между опорными пачками тонкие слои со скоростями, заметно отличающимися от окружающей среды, плохо прослеживаются по площади.

Рассматриваемый способ сопоставления разрезов АК — наиболее обоснованный из имеющихся способов их количественного сравнения. В то же время он является также и способом выделения в разрезе основных прослеживающихся пачек, отличающихся от окружающей среды параметрами \bar{V} и σ_V . Следовательно, его можно рассматривать как один из этапов формализации методики построения моделей среды для последующих теоретических расчетов.

Жесткая граница. Свойства жесткой границы оказывают большое влияние на характеристики волнового поля, главным образом на амплитуды различных кратных волн, являющихся помехами при регистрации отраженных волн. Поэтому при анализе волнового поля и последующей интерпретации важно знать скоростное строение среды вблизи этой границы.

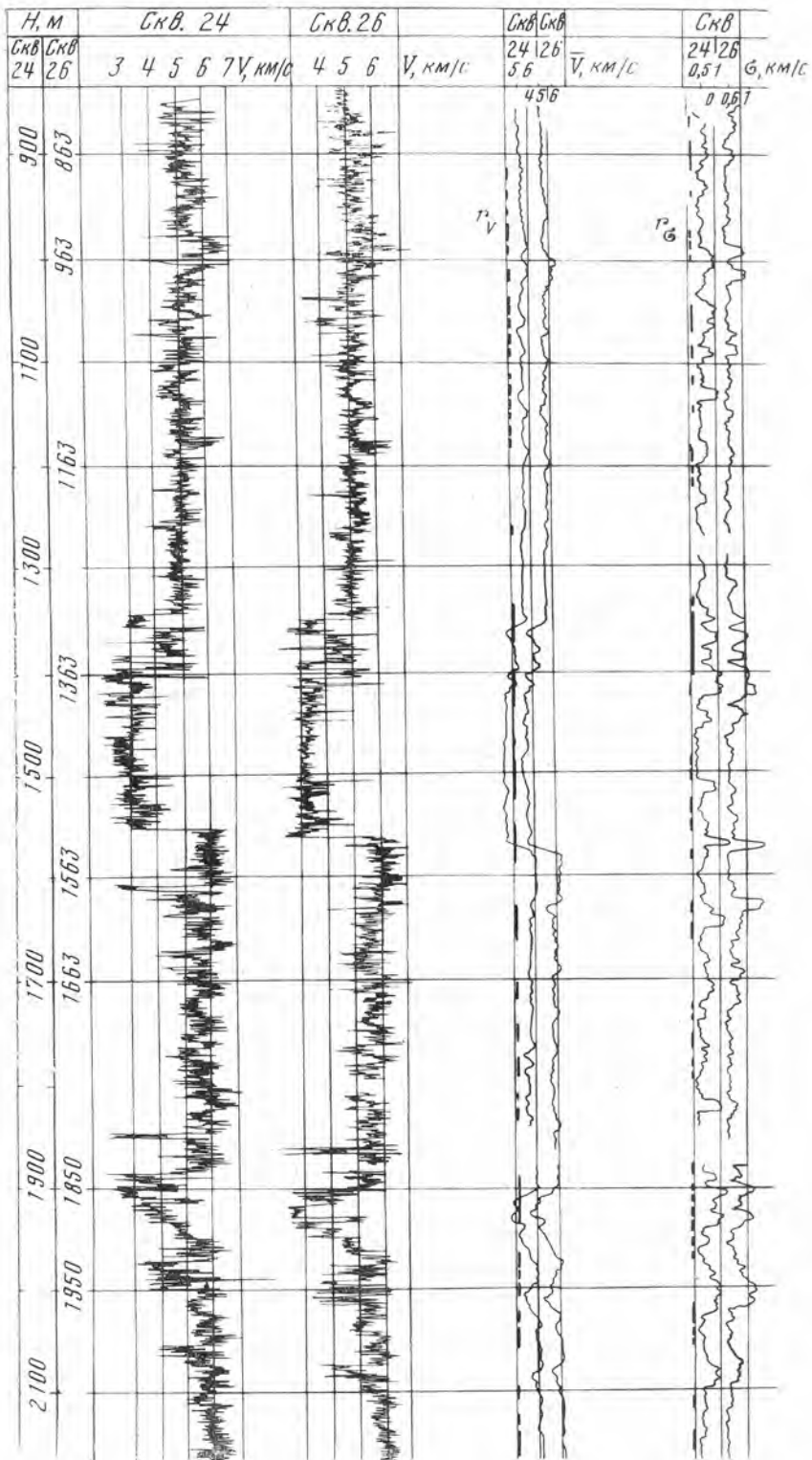


Рис. 79. Корреляция акустических разрезов в двух скважинах

Данные АК показали, что скоростной разрез среды вблизи жесткой границы может существенно различаться в разных районах. В ряде районов Саратовской и Волгоградской областей на жесткой границе отмечается резкий скачок скоростей V_p (в 2—2,5 раза). В некоторых районах Пермской и Куйбышевской областей вблизи жесткой границы отмечается переходная зона различной мощности (до 100—200 м), в которой прослеживаются породы с повышенными и пониженными скоростями или со скоростями, постепенно возрастающими с глубиной.

Ниже жесткой границы, вблизи нее, в некоторых районах отмечается значительный вертикальный градиент скорости и повсеместно отмечается тонкая слоистость с различными перепадами скоростей на границах слоев

Глава 9

О ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТАХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ В МЕТОДЕ ВСП

В работе [16] показаны сложность волнового поля, регистрируемого при ВСП в многослойной тонкослойной среде, трудности его анализа, определения природы волн и их характеристик.

Использование теоретических расчетов для моделей сред, близких к реальным, может существенно помочь как в прогнозировании волнового поля при ВСП и выборе рациональной методики полевых наблюдений, так и в последующем анализе волнового поля. При помощи программы, описанной в [111], проведены в небольшом объеме расчеты волн во внутренних точках среды. В настоящей главе приводятся некоторые результаты проведенных расчетов и их сопоставление с экспериментальными данными. Цель этого сопоставления — выяснение возможности использования теоретических расчетов для прогноза волнового поля и его анализа при ВСП.

Изложению результатов теоретических расчетов предпослано краткое описание экспериментальных данных, полученных в условиях модели, принятой при теоретических расчетах, поскольку эти данные определяли выбор при расчетах типов волн, глубин их регистрации и расстояний пунктов взрыва от исследуемой скважины.

§ 1. Наблюденное волновое поле при наклонном падении

Исходный материал получен станцией ПМЗ [132] в скважинах 55 и 55-бис Тулвинской площади Пермской области, в интервале глубин $H = 43 \div \div 2045$ м при удалении взрывных скважин от исследуемой скважины на 1000 м (ПВ 10) и 1500 м (ПВ 15). Аппаратура и методика наблюдений описаны в работах [49, 50].

Примеры экспериментальных записей приведены на рис. 80. Ниже рассматривается только поле падающих волн P и PS и однократных продольных отраженных волн.

Первые волны. Волна, регистрируемая первой, в интервале глубин $H < < 600$ м имеет нечеткие вступления, малую интенсивность и отрицательную кажущуюся скорость, постепенно изменяющуюся на бесконечную. На больших глубинах первая волна характеризуется четкими вступлениями и положительной кажущейся скоростью. Анализ данных показал, что

при $H < 500$ м первая волна представляет собой рефрагированную волну в карбонатной толще, а при $H > 500$ м — это прямая волна P .

Волна PS. В интервале глубин $H > 500$ м прослеживается интенсивная волна с временами прихода, большими, чем у волны P , и с меньшей кажущейся скоростью (рис. 80). Эта волна по указанным характеристикам может быть определена как проходящая обменная волна PS , обменивающаяся на пачке I (см. табл. 5).

Амплитуда волны PS соизмерима с амплитудой волны P , а на некоторых интервалах глубин в 1,5—3 раза превышает амплитуду отраженных волн. На значительных интервалах глубин волна PS по интенсивности является доминирующей волной на записи и обладает длительностью колебаний $\Delta t \approx 0,07$ с и видимой частотой 45 Гц. На больших глубинах [$H > 1300$ м (ПВ 10) и $H > 1600$ м (ПВ 15)] интенсивность волны PS уменьшается по сравнению с интенсивностью волны P . Это связано с тем, что с увеличением глубины лучи волны PS приближаются к вертикали и поэтому уменьшается вертикальная составляющая поперечной волны.

Отраженные волны. Характер прослеживания отраженных волн виден из рис. 80. При данных усилениях, позволяющих прокоррелировать на записи и падающие, и отраженные волны, последние слабо выделяются на фоне помех. Корреляция отраженных волн осуществлялась по записям, полученным при больших усилениях.

На сейсмограммах выделяется до 5—7 отраженных волн с видимой частотой $f \approx 50$ Гц. Отраженные волны надежно выделяются на временах, больших, чем времена прихода волны PS (рис. 80, а), и в области времен между волнами P и PS (рис. 80, б). Чем меньше интервал времен между волнами P и PS , т. е. чем ближе пункт взрыва к исследуемой скважине, тем труднее выделить отраженные волны.

Корреляция отраженных волн PP нарушается при интерференции 1) с волной PS ; 2) с хвостовыми фазами волны P (вблизи отражающих границ); 3) с более интенсивными падающими кратными волнами. В рассмотренных вариантах для регистрации отраженных волн $II - III'$ наиболее благоприятный интервал глубин $H = 50 \div 1200$ м (ПВ 10), где времена прихода волн PP больше, чем времена прихода волны PS , и $H > 800$ м (ПВ 15) в области времен между волнами P и PS .

§ 2. Расчеты волновых полей при ВСП для наклонного падения волн на сейсмические границы

Модель среды, для которой проводился расчет (см. рис. 36), представляет собой упрощенный вариант скоростного разреза, полученного по данным АК в скважине 55 Тулвинской площади Пермской области *. Принципы построения модели разреза описаны в работе [26]. Характеристики пачек приведены в табл. 5. Расчеты сейсмограмм проведены для падающих импульсов $I - IV$ (рис. 81), различных по форме и частоте.

Результаты расчетов. Годографы. Теоретические годографы падающих волн P и PS и отраженных волн $I - III'$ приведены на рис. 82.

Для сопоставления с наблюдаемыми годографами во времена прихода расчетных волн введена поправка за фазу.

Отдельные волны. При одном и том же падающем импульсе форма всех рассчитанных волн различна, что характерно для среды, включающей пачки тонких слоев. Волна P имеет простую форму, мало изменяющуюся с изменением глубины.

Волна PS , обменивающаяся на пачке I , при всех формах падающего импульса представлена сложным интерференционным колебанием с видимой частотой 50—45 Гц и большой длительностью колебаний (до 0,15 с); фор-

* В модель включена только часть пачки III' , вскрытая при бурении.

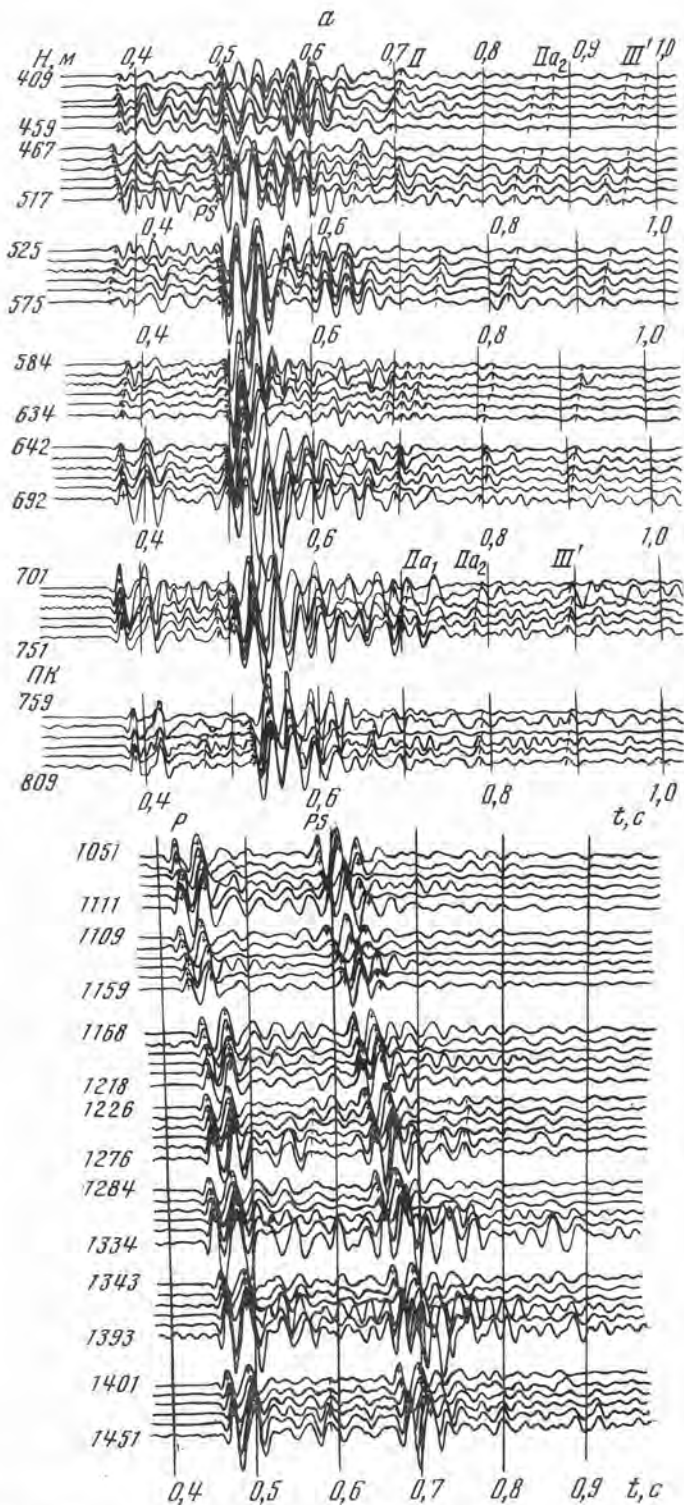
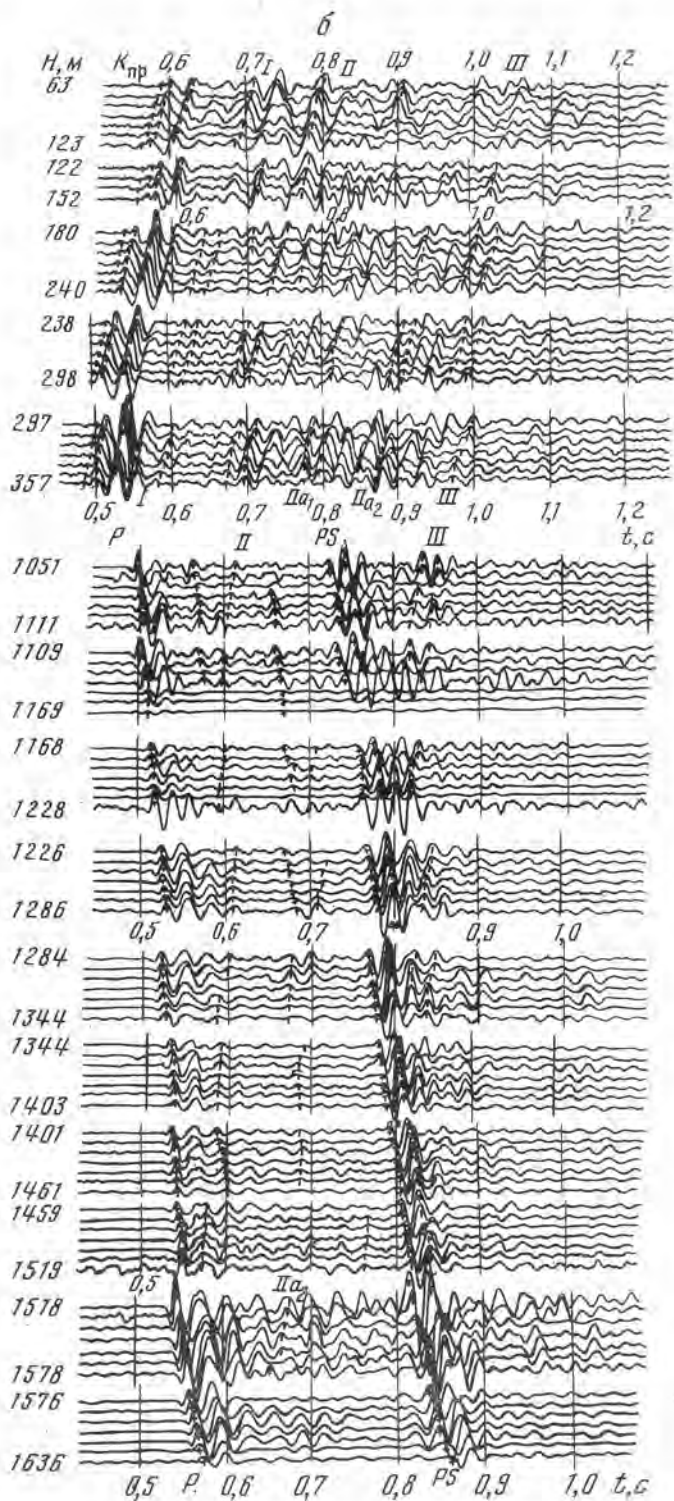


Рис. 80. Записи ВСП, полученные на широкополосной фильтрации для двух пунктов взрыва — ПВ 10 (а) и ПВ 15 (б)

Заряд $Q = 7,8$ кг, глубина заряда $h = 20 \div 50$ м. Зарегистрированы рефракрированная волна $K_{пр}$, падающие волны P и PS , отраженные волны I , II , IIa_1 , IIa_2 , III и III'



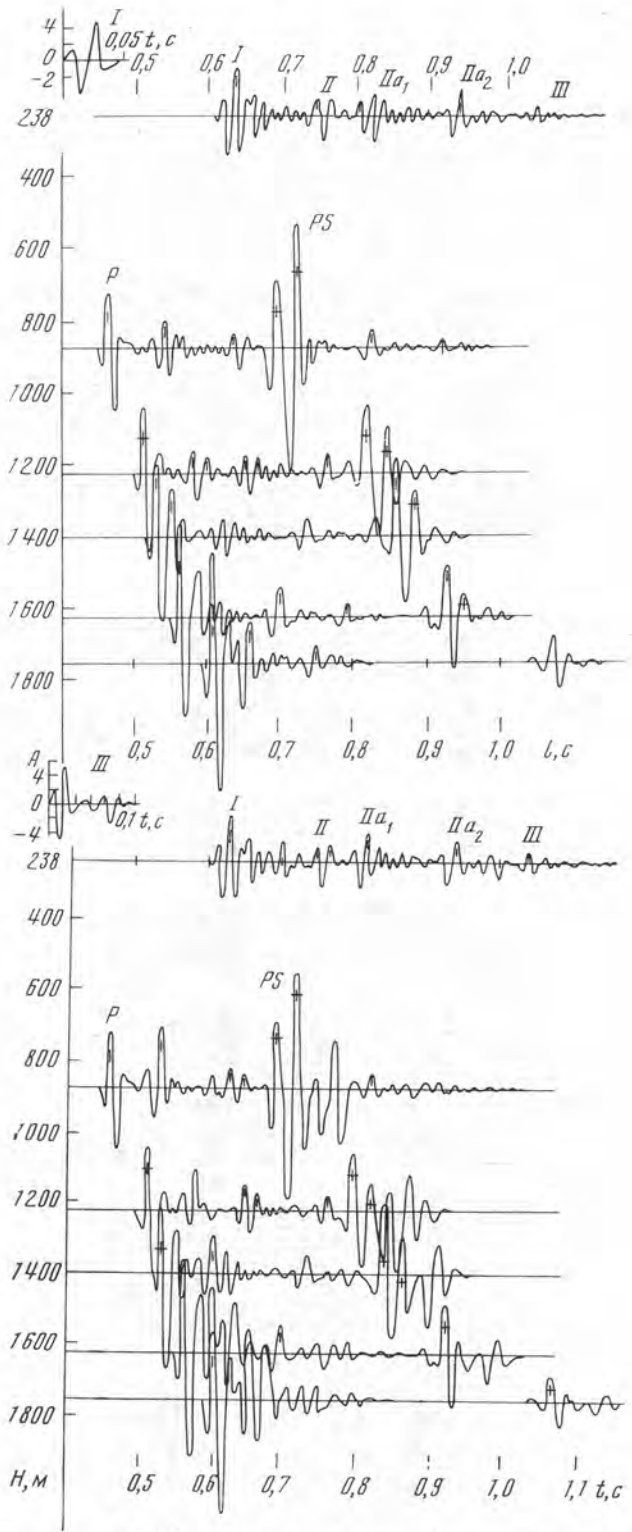
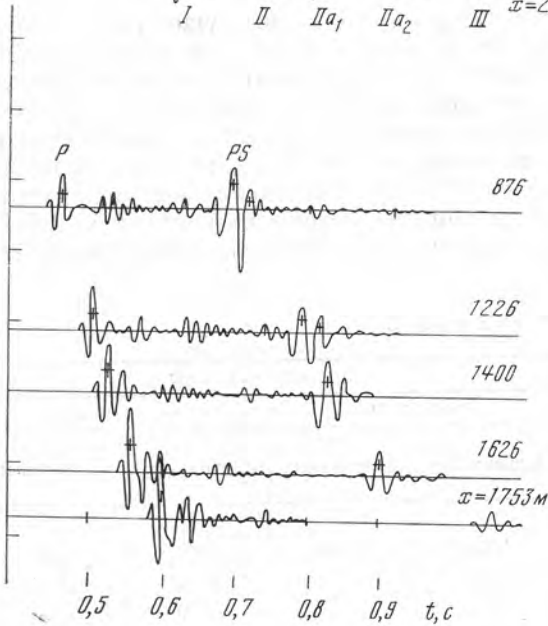
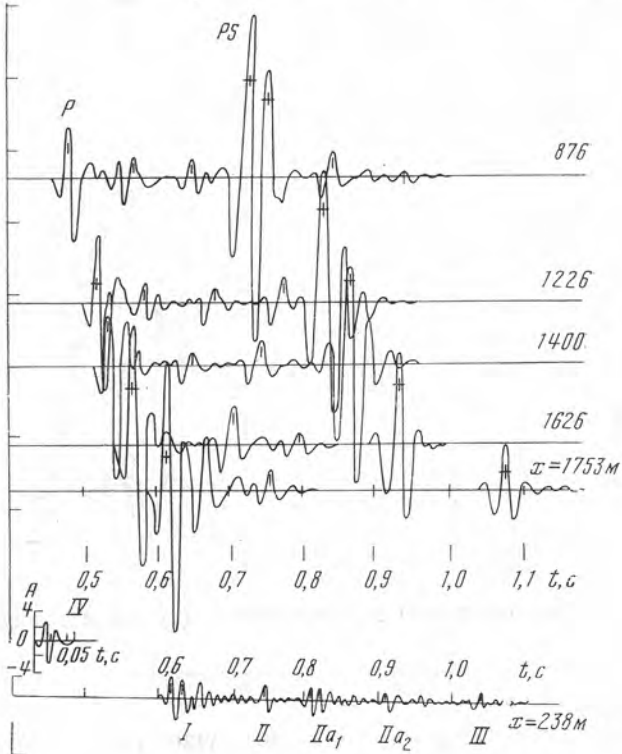


Рис. 81. Теоретические сейсмограммы ВСП, рассчитанные при формах падающего импульса I—IV для ПВ 15



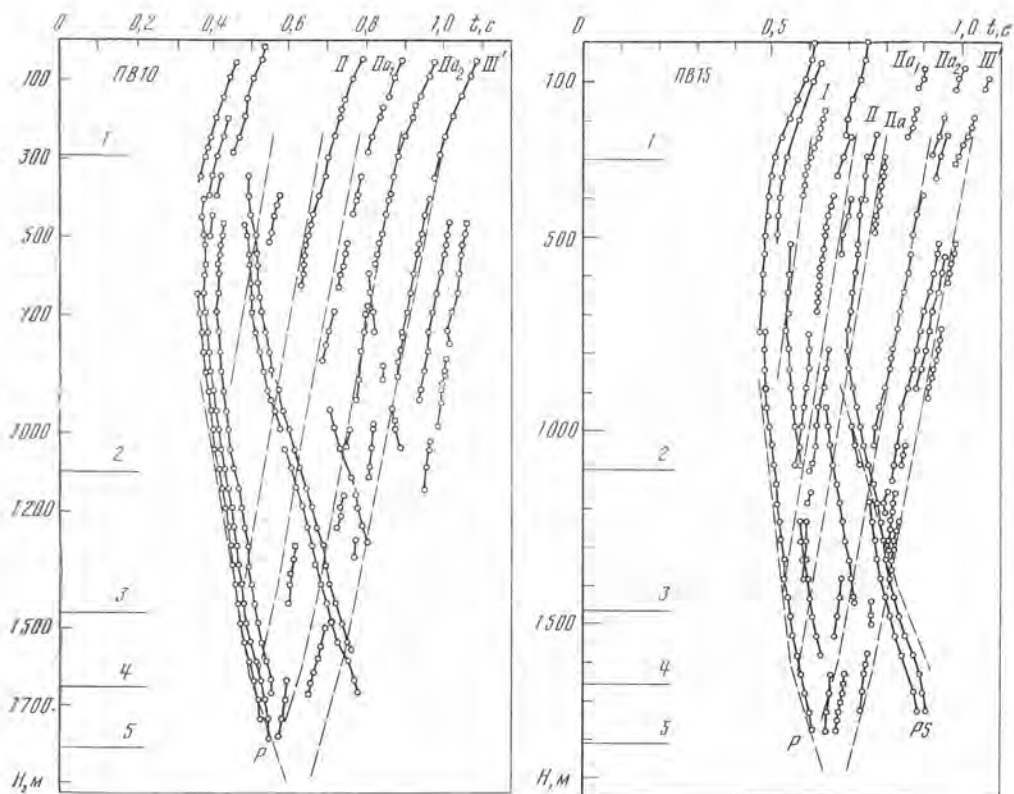


Рис. 82. Экспериментальные (сплошные линии) и теоретические (пунктир) годографы ВСП

Цифры 1—5 на оси H — кровли пачек, с которыми связаны отраженные волны

ма волны изменяется с глубиной. Отраженные волны существенно различаются между собой по форме и длительности колебаний. Так, волны от самой толстой пачки I и от тонкой пачки 4 представлены многофазными интерференционными колебаниями длительностью $\Delta t \approx 0,15$ с.

Волна II имеет простой рисунок записи. Волна IIa_2 , отраженная от сравнительно мощной пачки, распадается на две волны, из которых последующая слабее начальной. Волна III' — малоинтенсивное высокочастотное колебание; преобладающие на записи частоты возрастают от 60 Гц в начале колебаний до 80 Гц в хвостовых фазах (для падающих импульсов I, IV).

Таблица 5

Номер пачки и индекс волны	Мощность пачки, м	Глубина залегания кровли пачки, м	Скорость волн, м/с			
			над пачкой		под пачкой	
			продольных	поперечных	продольных	поперечных
1 (I_p)	120	299	3000	1000	5500	2750
2 (I)	57	1102	5400	2700	5000	2500
3 (II)	67	1465	5000	2500	5500	2800
4 (IIa_1)	58	1654	5500	2800	3900	1800
5 (IIa_2)	91	1808	3900	1800	2400	800
6 (III')	42	2050	4400	2800	4700	2350

Форма отраженных волн практически не меняется с глубиной и с удалением точки наблюдений от источника. Отмечаются лишь некоторые изменения соотношения амплитуд различных фаз, заметить которые в эксперименте практически невозможно.

С изменением глубины амплитуды каждой из отраженных волн меняются не более чем на 40%.

Трассы. Трассы построены по методике, описанной в работе [26], с учетом интерференции различных волн. Из их рассмотрения видно, что интерференция отраженных волн вблизи отражающих границ с более интенсивной падающей волной P приводит к потере корреляции отраженных волн и к искажению формы волны P . При наличии падающих волн-спутников (см. рис. 81, *в*) размеры зоны потери корреляции возрастают.

Интерференция отраженных волн с интенсивной волной P обуславливает разрывы в корреляции отраженных волн $IIa_1 - III'$ по вертикальному профилю.

§ 3. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных

Для обоснования применимости теоретических расчетов в методе ВСП сопоставлены следующие расчетные и экспериментальные данные: 1) годографы, 2) трассы, 3) графики отношений амплитуд различных волн.

Годографы. Получено удовлетворительное сходство расчетных и экспериментальных годографов (см. рис. 82). Максимальное различие во временах фаз отраженных волн составляет $\Delta t \approx 0,02$ с. Для годографов волны PS наблюдается небольшое отклонение теоретического годографа от экспериментального, возрастающее с глубиной. Это обусловлено недостаточно удачным выбором скорости распространения поперечных волн при расчетах. Как указывалось в гл. 7, скорости поперечных волн не определялись при АК, а выбирались на основании известных соотношений между величинами V_P и V_S .

Трассы. Экспериментальные трассы сопоставлены с теоретическими трассами, построенными для импульсов I и III , поскольку преобладающие частоты на этих трассах ближе к наблюдаемым, чем для импульсов II и IV .

Общий характер экспериментальных и теоретических трасс сходен. Сохраняется количество волн на трассе, и примерно сохраняются величины временных интервалов между волнами. Основную роль в формировании суммарного поля как на экспериментальных, так и на расчетных трассах играют интенсивные падающие волны P и PS . Отраженные волны обладают меньшей интенсивностью. В большинстве случаев на экспериментальных трассах уверенно коррелируются почти все волны, которые присутствуют на расчетной трассе (рис. 83).

Динамические соотношения волн PS и P в эксперименте и при расчете также хорошо коррелируют между собой. Волна PS обычно более низкочастотная, чем волна P ; на меньших глубинах амплитуда волны PS больше, чем волны P , а с глубиной отношение амплитуд уменьшается. Для волны PS в ряде случаев ($H = 876 \div 1400$ м) наблюдается даже сходство расчетной формы записи с экспериментальной: сохраняется число фаз, соотношение их амплитуд и преобладающий период.

Для волны P подобие в форме записи получено только в начальной фазе. Различие в рисунке последующих фаз частично объясняется тем, что на формирование волны P в эксперименте оказывает влияние спутник, слившийся в один импульс с прямой волной.

Для отраженных волн отмечаются существенные различия в форме записи: на экспериментальных записях преобладающие частоты ниже, чем на расчетных; на них нет волн с видимой частотой выше 50 Гц; запись носит более интерференционный характер из-за наложения кратных падающих волн, не учтенных при расчете.

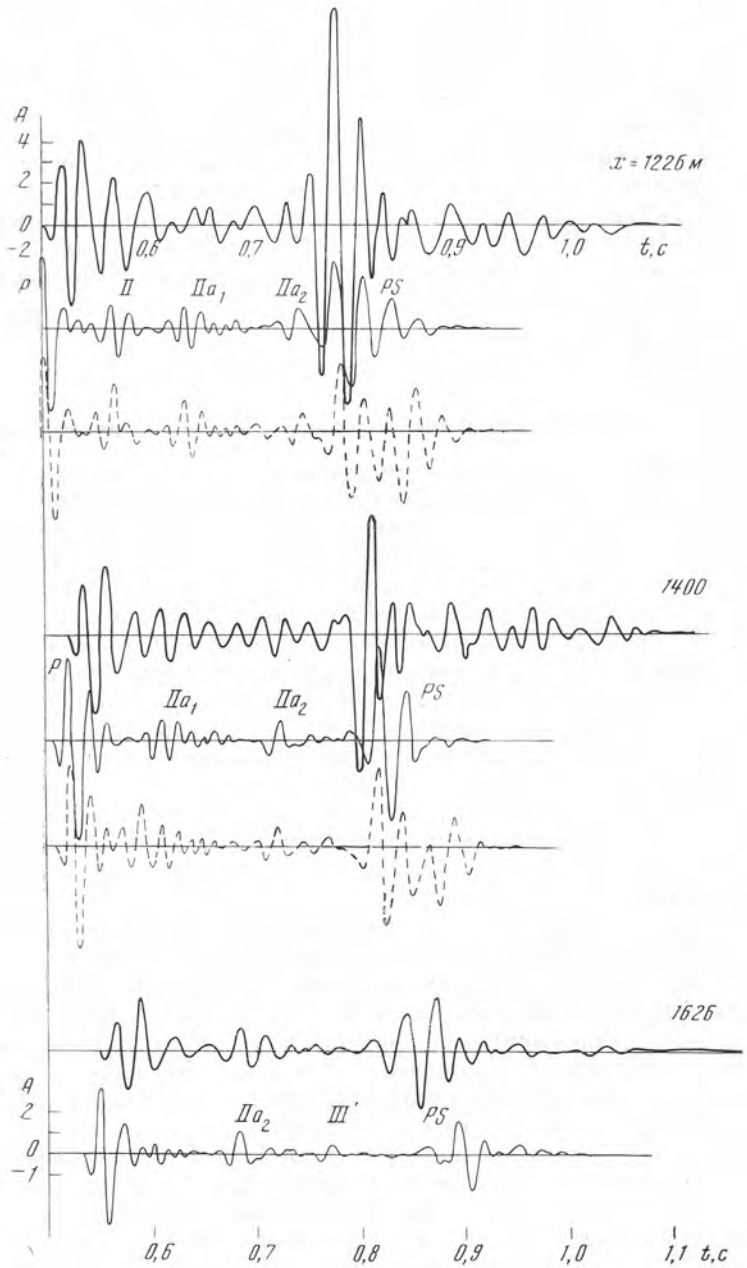


Рис. 83. Экспериментальные (1) и расчетные трассы, полученные при падающих импульсах I (2) и III (3)

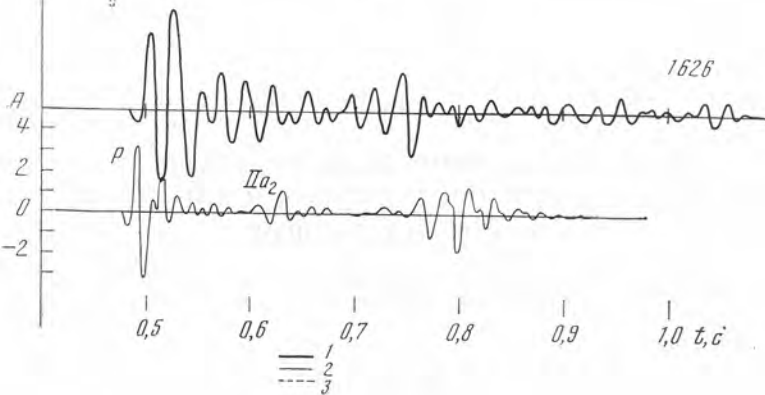
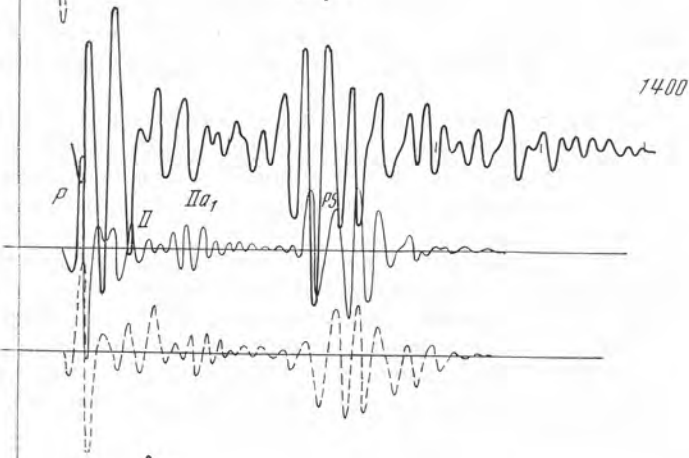
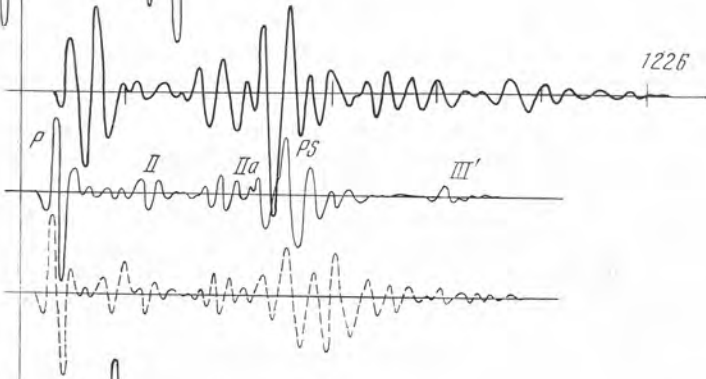
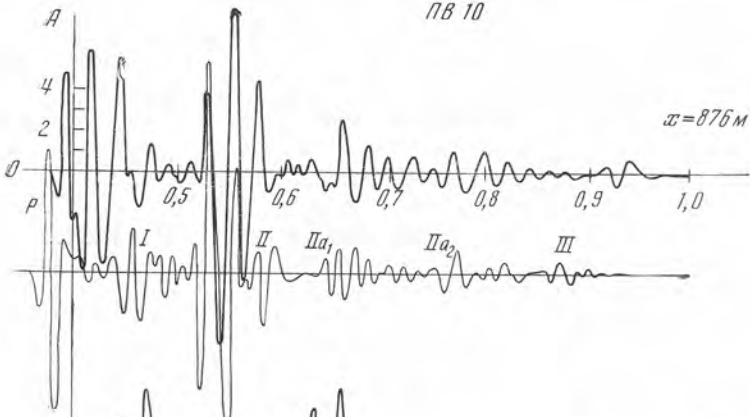


Таблица 6

Индекс волны	Интервал глубин, м	A_i/A_{IIa_2}		Интервал глубин, м	A_i/A_{IIIa_2}	
		эксп.	расч. (импульс I)		эксп.	расч. (импульс I)
$I\rho$	190—240	3,0	3,3	180—260	3,0	—
I	240—880	—	2,2	240—880	—	1,8
II	240—640	—	1,2	240—1240	1,5	1,2
IIa_1	200—1300	1,5	1,5	240—1400	1,5	1,2
III'	220—720	1	0,6	240—1620	1,0	0,4
PS	—	—	—	880—1620	—	6—2
PS	880—1620	6,5—1,5	7—1	1260—1660	6,5—4,0	—
P	880—1600	2,5—5	6—3,5	880—1500	1—2,5	3,5—4

Отношения амплитуд различных волн. Оценки отношений максимальной амплитуды каждой волны к максимальной амплитуде волны IIa_2 приведены в табл. 6.

Из проведенного количественного анализа экспериментальных и расчетных амплитуд вытекает следующее:

1. Значения отношений A_i/A_{IIa_2} для отраженных волн являются постоянными в пределах исследуемого интервала глубин. В эксперименте и расчете эти отношения близки.

2. Отношение максимальных амплитуд волн PS и P уменьшается с глубиной в эксперименте и при расчете практически одинаково, причем для дальнего пункта взрыва убывание с глубиной происходит медленнее, чем для ближнего.

3. Характер изменения с глубиной отношения амплитуд волн P и IIa_2 по экспериментальным и расчетным данным качественно различен, что, по-видимому, связано с не полностью учтенной при расчете подкачкой энергии волны P за счет образования кратных падающих волн в тонкослойной среде.

Теоретические расчеты волнового поля в методе ВСП при наклонном падении волн на отражающие пачки показали удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Сходятся типы волн, формирующих запись, их кинематические характеристики, качественно близки их динамические соотношения. Это позволяет использовать теоретические расчеты для прогноза ожидаемого волнового поля и для выбора методики наблюдений при ВСП, включая и системы ОГ.

Глава 10

МЕТОДЫ И НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ СРЕДЫ И ВОЛНОВОГО ПОЛЯ НА РУССКОЙ ПЛАТФОРМЕ

§ 1. Однократные отраженные волны

В тонкослойной среде сейсмическими «границами», на которых происходит отражение или преломление волн, являются пачки тонких слоев с различными параметрами. В связи с этим термин «однократные волны» нуждается в уточнении. Волна считается однократной в том смысле, что во всех слоях она проходит только один раз на пути от источника к отражающей пач-

ке и один раз на пути от нее к сейсмоприемнику. При отражении волны от некоторой пачки и при прохождении через вышележащие внутри них образуются различные одно- и многократные продольные, обменные и поперечные волны, интерферирующие с однократной волной, отразившейся от ее верхней границы. Следовательно, однократные отраженные волны, образовавшиеся в тонкослойной среде — это интерференционные волны, в формировании которых могут участвовать различные кратные волны, распространяющиеся внутри тонкослойных пачек [41, 58].

О существовании однократных отраженных волн в условиях Русской платформы. Применение рассмотренного выше комплекса методов изучения строения среды и волновых полей показало, что условия на Русской платформе благоприятны для образования однократных отраженных волн от горизонтов, представляющих разведочный интерес.

Акустический каротаж показал, что пачки тонких слоев в карбонатной толще характеризуются значительными скачками скорости на их кровле и подошве и нередко большими перепадами скорости внутри, что должно способствовать образованию интенсивных однократных отраженных волн. Кровля терригенного девона представляет собой сильную отражающую границу D_{II} с отношением скоростей порядка $p = 0,6$. Воробьевские слои представлены во многих районах пачкой тонких слоев с большими скачками скорости, что также благоприятно для образования отраженной волны D_{III} .

Теоретические расчеты, сделанные для моделей среды, построенных по данным АК, показали, что однократные отраженные волны от выделенных пачек должны обладать различной формой записи и достаточной интенсивностью. Амплитуды волн D_{II} и D_{III} , соответствующих девонским отложениям, должны быть всего лишь в 1,5—2 раза меньше амплитуд волн, соответствующих вышележащим пачкам в каменноугольных отложениях, выделение которых на записях сопряжено с меньшими трудностями, чем выделение волн D_{II} и D_{III} .

Данные ВСП, полученные во внутренних точках среды на участках вертикальных профилей с низким уровнем помех, экспериментально показали существование однократных отраженных волн от различных пачек, в том числе и от отложений терригенного девона [45, 117].

Наземные наблюдения показали, что однократные отраженные волны преимущественно удается выделить на записях только вблизи пункта взрыва. Особенно большие трудности связаны с выделением на записях волн D_{II} и D_{III} . В районах Саратовского и Волгоградского Поволжья эти волны удается выделить лишь после применения методов предварительной обработки материалов (см. § 4 гл. 10 и [29—31]), и, как правило, на коротких интервалах профиля. В основном волны выделяются только на временных разрезах, полученных после суммирования по способу ОГТ [93, 100 и др.].

При выделении и корреляции волн после применения сложных интерференционных систем использовать для идентификации волн критерий сохранения формы записи практически невозможно. В этих условиях основными признаками для выделения и корреляции волн на записях и на временных разрезах являются: 1) амплитудная выразительность волны, 2) синфазность колебаний, 3) величина кажущейся скорости.

Причины плохой корреляции глубинных отраженных волн можно схематически разделить на две группы: 1) нарушения корреляции, связанные со свойствами самих однократных волн; 2) нарушения корреляции, обусловленные влиянием различных волн-помех, — которые рассмотрим ниже.

Свойства однократных волн, ухудшающие их корреляцию. В условиях Русской платформы все отражающие пачки, за исключением жесткой границы и пачек в верхней терригенной толще, расположены в высокоскоростных карбонатных породах. Для пачек в карбонатных породах

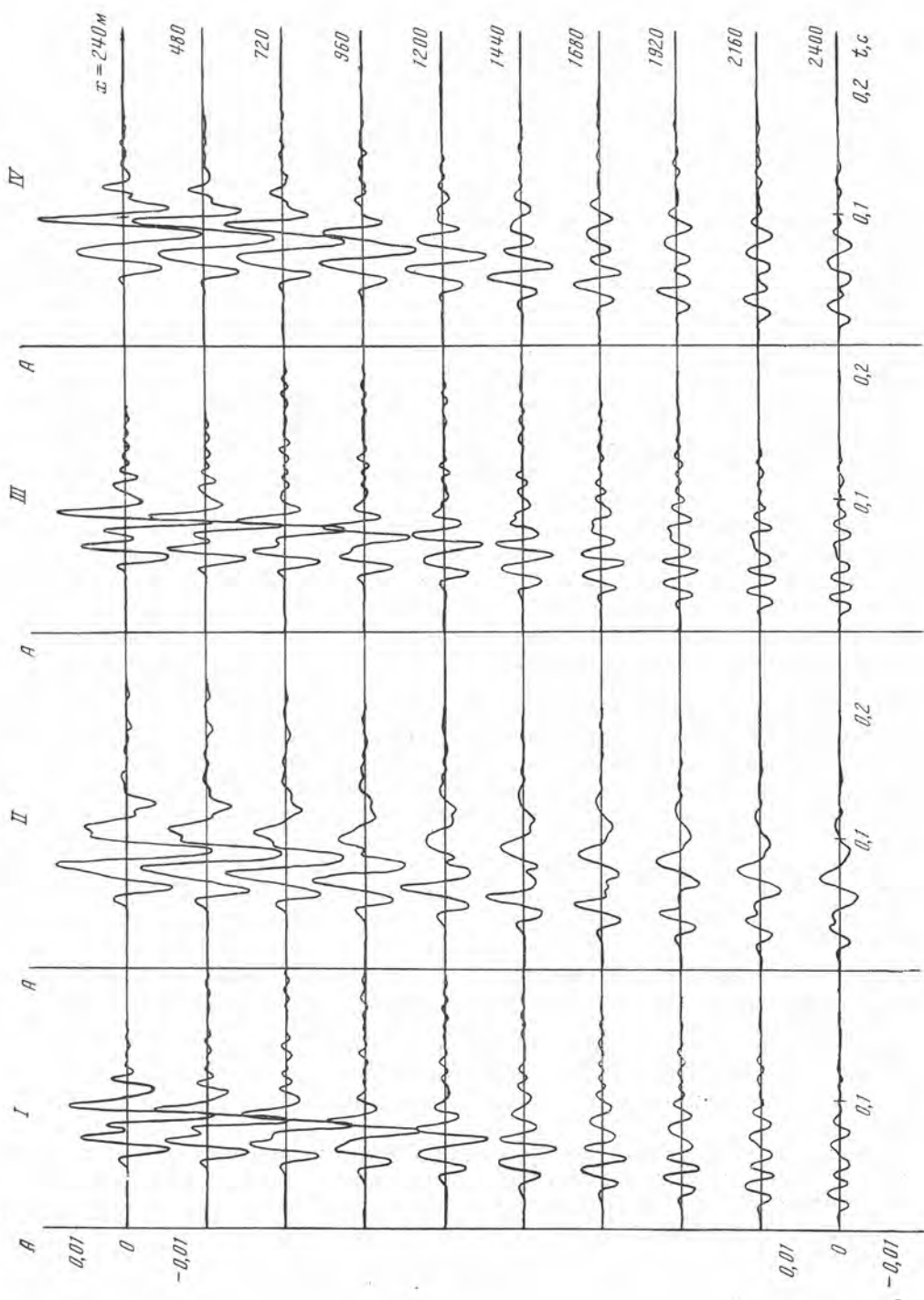


Рис. 84. Изменение формы отраженной волны II с расстоянием от источника

Расчет сделан для пачки 5 (см. рис. 73, а) при четырех формах падающего импульса (I—IV)

критические углы либо отсутствуют (пачки с пониженной скоростью), либо расположены на весьма больших удалениях, превосходящих используемые в эксперименте (пачки с повышенной скоростью). Поэтому регистрируемые отраженные волны от всех пачек являются докритическими.

На ухудшение и даже нарушение корреляции докритических отраженных волн могут влиять следующие факторы, связанные с тонкослоистым строением среды:

1. Изменения с расстоянием от источника формы отраженных волн, соответствующих тонкослоистым пачкам, при детерминированном разрезе и неизменной форме падающего импульса.

2. Изменения формы и амплитуды отраженных волн, связанные с изменениями разреза по площади.

3. Изменения формы отраженных волн, обусловленные изменениями условий возбуждения колебаний.

Изменения формы отраженных волн с расстоянием от источника. Из анализа теоретических расчетов и их сравнения с экспериментальными данными вытекают некоторые особенности записей докритических отраженных волн при неизменном разрезе и форме падающего импульса.

Во-первых, форма отраженных волн может плавно изменяться с удалением от источника (рис. 84). При рассмотрении интервалов расстояний $x = 1,5 \div 2,0$ км форма волн на концах интервалов может оказаться существенно различной [26, 29]. В зависимости от структуры пачек возможен различный характер изменения формы волн с расстоянием: сближение или выклинивание осей синфазности, затухание начальных фаз колебаний, распад интерференционной волны на несколько отдельных волн и др.

Во-вторых, при изменении расстояния от источника происходит перекачка энергии волны в область последующих фаз колебаний. Это связано с тем, что при увеличении угла падения волн на отражающие пачки возрастают амплитуды обменных и поперечных волн, образующихся внутри пачки. В результате этого на больших удалениях последующие фазы волн могут оказаться более интенсивными, чем начальные (рис. 84, импульсы II и IV).

В-третьих, трассы отраженных волн при удалении от источника становятся менее разрешенными, что связано с совместным действием уменьшения временных сдвигов между различными однократными волнами и перекачки энергии в область последующих фаз (рис. 85). Указанные изменения формы отраженных волн могут обусловить нарушения их корреляции и непосредственно на записях, и на временных разрезах ОГТ за счет расфазирования волн при суммировании. Для того чтобы их избежать, нужно выбирать длину годографов с таким расчетом, чтобы форма волны не претерпела существенных изменений. В условиях Русской платформы заметные изменения формы не наблюдаются, если угол падения волны на отражающую пачку не превосходит $25-30^\circ$. Это эквивалентно следующему условию для максимальной длины $x_{\text{макс}}$ годографа:

$$x_{\text{макс}} \leq (0,95 \div 1,15)H_2, \quad (10.4)$$

где H_2 — мощность карбонатной толщи.

Изменения формы и амплитуд отраженных волн, вызванные изменениями разреза. В пределах одной и той же геологической площади свойства разреза, как указывалось выше, изменяются сравнительно мало. Изменения структуры отражающих пачек, отмечающиеся по данным АК в различных скважинах одной и той же площади, обуславливают некоторые изменения характеристик отраженных волн, главным образом формы записи. Изменения амплитуд волн преимущественно слабые (порядка 15—25%) и не могут являться причиной нарушения их корреляции. Из рис. 85 видно, что трассы, рассчитанные для моделей разрезов скважин, показанных на рис. 73, в основных чертах сходны. Некоторые различия

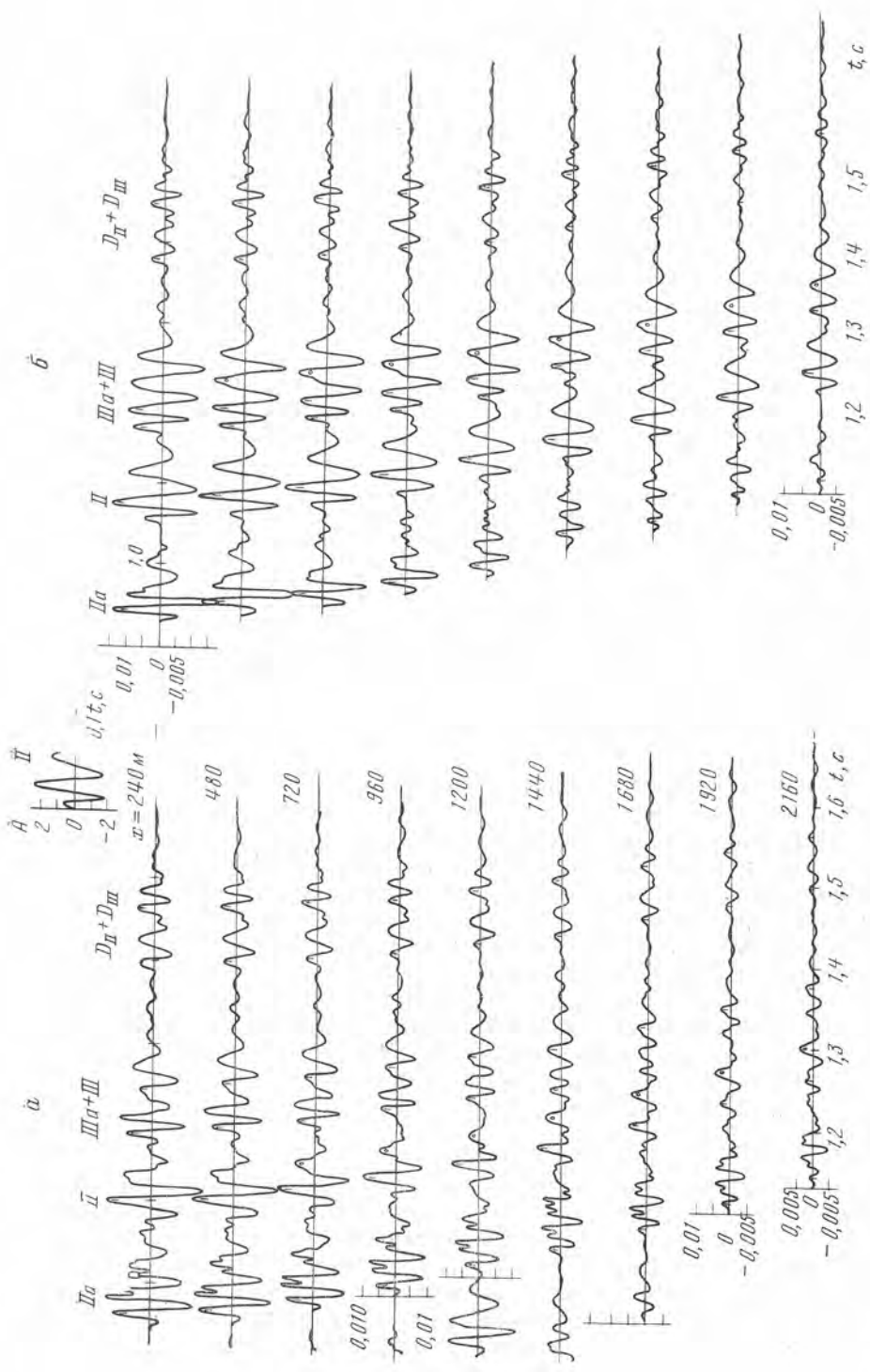


Рис. 85. Трассы однократных отраженных волн, рассчитанные для моделей рис. 73, а (а) и 73, б (б) при одинаковой форме падающего импульса //

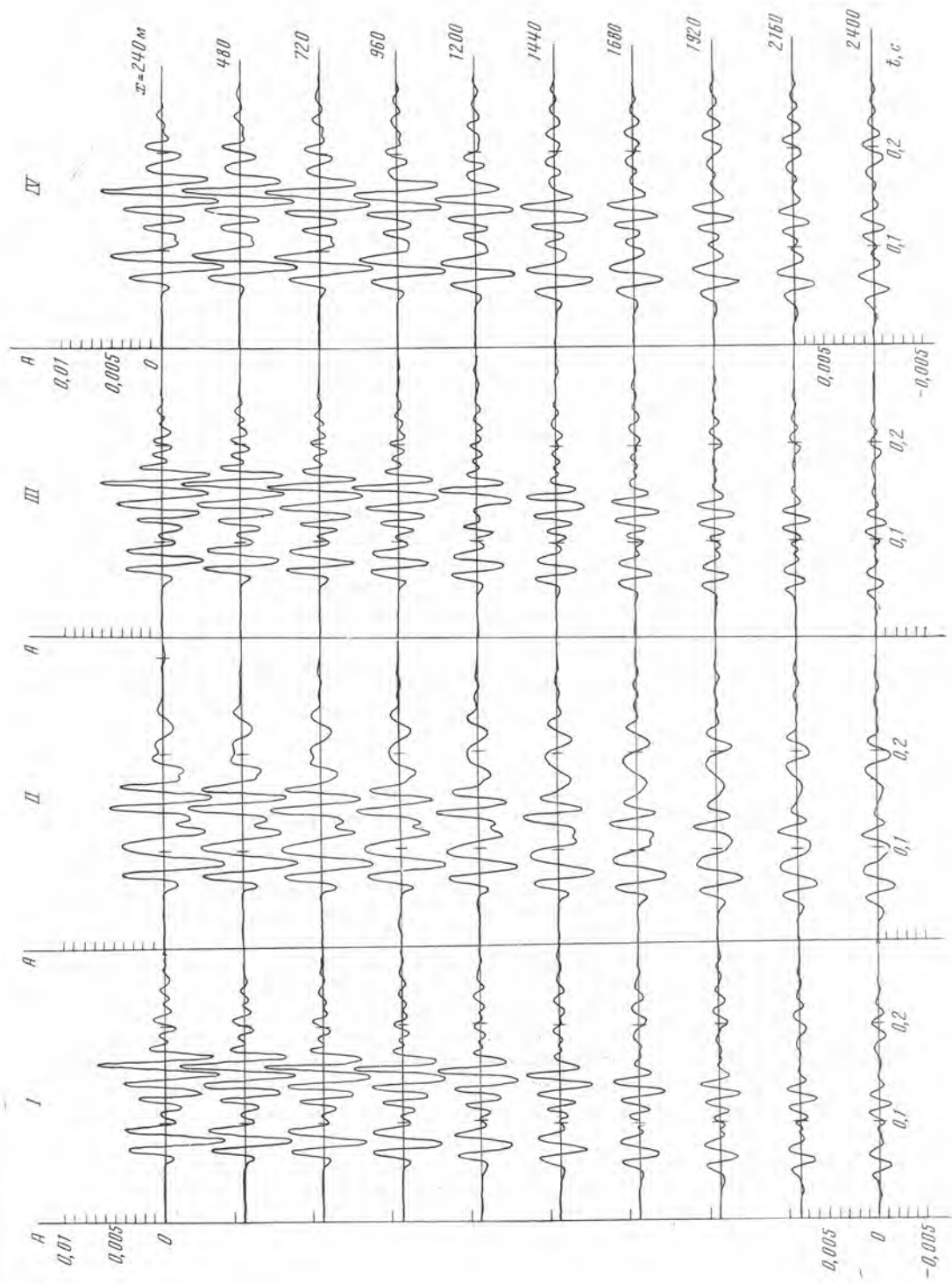


Рис. 86. Отраженные волны $D_{II} + D_{III}$, рассчитанные для модели рис. 73, a при различных формах падающего импульса ($I - IV$)

в характеристиках волн и в степени их разрешенности связаны с изменениями разреза. Эти различия не могут вызвать нарушений корреляции волн, что подтверждено экспериментальными данными, позволившими проследить отраженные волны, в том числе и волны D_{II} и D_{III} , по профилю, связывающему обе скважины.

Влияние условий возбуждения колебаний. Экспериментальные исследования показали, что даже при сохранении неизменными величин зарядов и глубин взрыва за счет изменения литологии пород, в которых помещен заряд, возможны значительные изменения спектрального состава и амплитуд падающего импульса. Из теоретических расчетов следует, что при наблюдающихся в эксперименте изменениях падающего импульса возможны значительные изменения формы и амплитуд отраженных волн [26, 29]. Пример различной формы отраженных волн при различиях в падающих импульсах, взятый по экспериментальным данным, показан на рис. 86. Амплитуды волн D_{II} при всех импульсах близки, поскольку волна D_{II} сформирована в основном отражением от границы двух толстых слоев. Волна D_{III} , соответствующая ниже лежащим воробьевским слоям с перемежающимися скоростями, интенсивнее и лучше разрешена при более высокочастотных импульсах. В эксперименте различия в частотах и амплитудах отраженных волн за счет изменений условий возбуждения колебаний еще сильнее, чем при расчетах [123].

Различия формы и амплитуды волн при разных взрывах могут привести к значительному снижению их амплитуд при суммировании по способу ОГТ. Количественные оценки, сделанные в [29] по экспериментальным данным, полученным в Саратовской области, показали, что при 6-кратном суммировании отношение максимальных амплитуд флукутирующей и неизменной волны D_{II} колеблется в пределах 0,4—0,9.

Таким образом, из свойств самих отраженных волн, влияющих на нарушения их корреляции, наибольшее значение имеют изменения условий возбуждения колебаний. Изменения формы отраженных волн, обусловленные изменениями расстояний от источника, могут оказывать существенное влияние на корреляцию волн только при использовании длин годографов, превосходящих порог, указанный неравенством (10.1). Изменения характеристик волн, связанные с изменениями разреза в пределах одной и той же площади, сравнительно слабые и не препятствуют корреляции волн. Следовательно, свойства самих однократных отраженных волн можно считать достаточно благоприятными для их регистрации и выделения на записях, а основной причиной плохой прослеживаемости глубинных однократных отраженных волн является высокий уровень различных помех.

§ 2. Волны-помехи, связанные с различными частями разреза

Волны-помехи, мешающие выделению глубинных отраженных волн, можно классифицировать по величинам кажущихся скоростей на три группы: а) низкоскоростные ($V^* = 0,2 \div 1,0$ км/с), б) среднескоростные* ($V^* = 1,7 \div 3,0$ км/с) и в) высокоскоростные ($V^* = 4,0 \div 8,0$ км/с).

Низкоскоростные волны связаны с самой верхней частью разреза мощностью порядка нескольких десятков метров. Они представлены основной и высшей гармониками волн Релея [113].

Среднескоростные волны связаны с верхней терригенной толщей мощностью 200—1000 м. В формировании поля этих помех участвуют следующие волны: 1) однократные обменные отраженные волны, соответствующие различным пачкам в терригенной толще и ее подошве — кровле кар-

* В ряде работ (например, [31, 93]) эти волны называются высокоскоростными, а высокоскоростные — кратными отраженными волнами.

бонатных или гипсоангидритовых пород [101]; 2) кратные продольные отраженные волны от тех же границ или пачек, которые указаны в п. 1; 3) рефрагированные и кратные рефрагированные волны в терригенной толще при наличии значительного вертикального градиента скорости в ней. Наиболее существенное значение в формировании поля средне-скоростных помех имеют волны, указанные в п. 2.

Высокоскоростные волны-помехи связаны с различными частями разреза. С верхней частью карбонатной толщи и с верхней терригенной толщей связаны волны следующих типов:

а) кратные продольные отраженные волны, отразившиеся от различных слоев и пачек в верхней части карбонатных пород (преимущественно в надверейской толще) и прошедшие после отражения на свободной поверхности или на подошве ЗМС дополнительный путь в терригенной толще;

б) кратные отраженно-преломленные волны, преломившиеся на жесткой границе и прошедшие дополнительный путь в качестве отраженных в терригенной толще в начальной или конечной части пути; эти волны обычно регистрируются на сравнительно больших удалениях от источника ($x \geq 2$ км).

С карбонатной толщей связано образование кратных отраженных волн с промежуточным отражением на жесткой границе или на других границах и пачках внутри этой толщи. Эффективные скорости, определяемые по годографам этих волн, близки к эффективным скоростям однократных волн с такими же временами прихода, и поэтому их подавление представляет собой особенно трудную задачу. К счастью, в ряде районов Русской платформы энергия этих волн значительно ниже, чем энергия кратных отражений, проходящих дополнительный путь в терригенной толще и обладающих меньшими эффективными скоростями.

Кратные отраженные волны, связанные с различными частями разреза, являются суммарными волнами. В их формировании участвуют волны, образованные как на выдержанных пачках, так и на плохо прослеживающихся тонких слоях. Многократные волны, связанные с выдержанными пачками, представляют собой регулярную часть суммарного поля кратных волн, а волны, связанные с невыдержанными по площади тонкими слоями, — нерегулярную часть поля кратных волн. Энергия последней в зависимости от дифференциации скоростного разреза может быть соизмеримой с энергией регулярной части поля и может превышать ее в несколько раз. Анализ свойств суммарного поля кратных волн дан в работе [16]. Свойства регулярных кратных волн рассмотрены в работах [29, 30]. В [16] эти свойства сопоставляются для районов с существенно различными разрезами.

Ниже приведены основные результаты изучения свойств поверхностных, обменных, отраженных и регулярных многократных продольных отраженных волн.

Поверхностные волны. На записях одиночных приборов X и Z при использовании широкополосной характеристики аппаратуры поверхностные волны представляют собой длительный цуг многофазных колебаний с частотами $f < 25$ Гц и $V^* < 1000$ м/с. Природа этих волн проанализирована в [113] на основании их экспериментального изучения в двух районах Русской платформы (в Пермской и Саратовской областях) и сопоставления с теоретическими расчетами по методике и программам из [95] для различных моделей среды и различных типов источников.

В результате исследований установлено, что в сложном цуге низкоскоростных низкочастотных колебаний участвуют: 1) основная гармоника поверхностных волн Рэлея, характеризующаяся низкими частотами колебаний ($f < 10$ Гц), сильно затухающая при углублении заряда на глубину 30—40 м; 2) высшие гармоники волн Рэлея (первая — третья) с более высокими частотами ($f = 14 \div 20$ Гц), для которых характерно медленное убывание амплитуд смещений с глубиной. Качественно этот результат

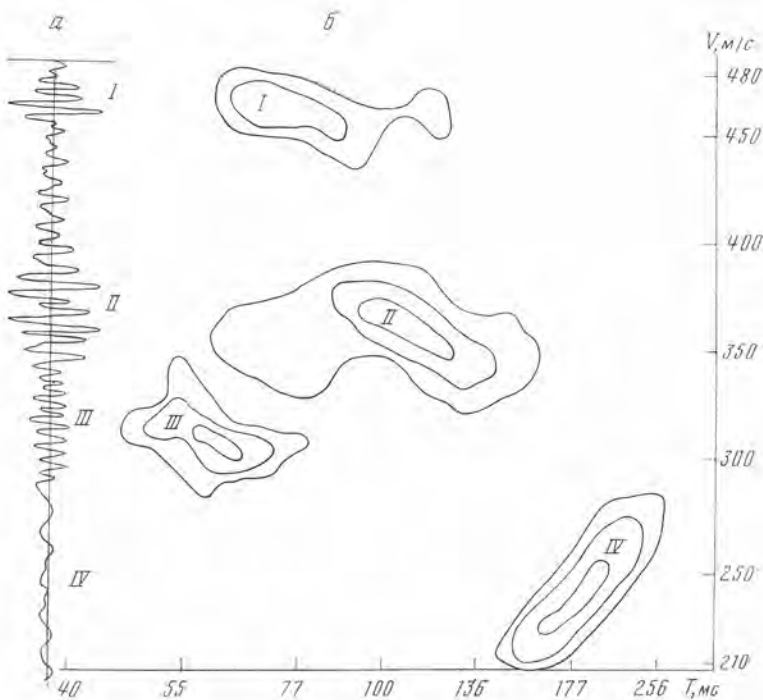


Рис. 87. Запись поверхностных волн (а) и диаграмма СВАН (б)

согласуется с результатами расчетов для источника типа вертикальной силы; 3) «псевдоповерхностная» затухающая интерференционная волна, обусловленная резкой границей раздела скоростей продольных волн — уровнем грунтовых вод.

Расчеты показали, что значения фазовых и групповых скоростей, а также амплитуды смещений весьма чувствительны к небольшим изменениям V_S в разрезе, что объясняет изменчивость характеристик поверхностных волн даже на одной и той же площади, отмечающуюся в эксперименте.

Для анализа сложных интерференционных записей поверхностных волн привлечен метод спектрально-временного анализа (СВАН) [140, 145 и др.], реализованный в виде программы на ЭВМ [145]. В этом методе сигнал пропускается через набор узкополосных фильтров и на выходе фильтров определяются амплитуда и фаза огибающей колебательного процесса. Результат представляется в координатах «скорость — период колебаний» или «время прихода — частота». Пример диаграммы СВАН, полученной при анализе одной из записей поверхностных волн, приведен на рис. 87. Параметром изолиний служит логарифм амплитуды огибающей. На диаграмме отчетливо видны четыре группы колебаний, из которых группа I — псевдоповерхностная волна, группа IV — основная гармоника волн Рэлея, группы II и III — высшие гармоники волн Рэлея. Весь дуг поверхностных волн занимает на диаграмме диапазон частот от 3 до 25 Гц.

Поверхностные волны, как указывалось ранее, в значительной мере ослабляются применением полевых интерференционных систем. Однако из-за большой их интенсивности на записях групп приборов все же остаются разбитые остатки, дающие определенный вклад в формирование нерегулярного шума. Об этом, в частности, свидетельствует наличие колебаний с частотами 19 Гц на диаграммах СВАН для записей, полученных с применением группирования.

Обменные отраженные волны. В работе [101] дан анализ природы и свойств обменных отраженных волн, зарегистрированных на записях X - и Z -приборов на Квасниковской площади (Саратовская область). Экспериментальные данные, полученные на поверхности земли и при ВСП в скважине, их сравнение с расчетами по программе ВХ для модели, построенной по АК, позволили установить, что обменные волны связаны с жесткой границей и с неоднородными пачками в верхней терригенной толще. Обменные волны, связанные с границами внутри карбонатной толщи, не были выделены на записях. На временах, больших, чем время прихода волны PS от жесткой границы, имеются волны с кажущимися скоростями, характерными для кратных волн $PPPS$, отразившихся от жесткой границы один раз как продольные и второй раз как поперечные.

Амплитуды некоторых из обменных волн на записях одиночных Z -приборов могут превосходить в несколько раз амплитуды глубинных отраженных волн и на некоторых интервалах профиля нарушать их корреляцию. На записях групп приборов обменные волны в значительной степени ослаблены и не являются существенной помехой для регистрации однократных волн.

Регулярные многократные отраженные волны. Регулярные многократные отраженные волны связаны с основными пачками в разрезе. В работах [29, 30] рассматривалось поле регулярных кратных волн, регистрируемых на временах прихода волн $D_{II} + D_{III}$. Из теоретических расчетов, сделанных для моделей среды, показанных на рис. 73, следует, что регулярные кратные волны представляют собой суммарные волны, образовавшиеся при наложении нескольких волн, распространяющихся в надверейской толще, и претерпевшие промежуточное отражение на свободной поверхности и на подошве ЗМС.

Для данных моделей в формировании поля кратных волн на времени $D_{II} + D_{III}$ участвовали волны $I_p O I a$, $I_p III a$, $I a O I a$, $I a III a$, $I_p O I b$, $I_p III a$ и их динамические аналоги (O — свободная поверхность, Π — подошва ЗМС). В суммарном поле кратных волн для рассматриваемых моделей кинематически могут участвовать также кратные волны, распространяющиеся внутри карбонатной толщи $II a I p II$, $II II a III$, $III II a III$ и др. Оценка энергии суммарного поля этих волн показала, что она составляет лишь 3—10% от энергии волны D_{III} , и поэтому для данных моделей ею можно пренебречь. В других районах она может оказаться более существенной.

Расчеты показали, что суммарное поле регулярных кратных волн отличается изменчивостью своих характеристик вдоль профиля (рис. 88). В суммарном поле могут быть выделены отдельные группы волн, а в пределах групп — фазы интерференционных волн, которые иногда удается проследить на расстояниях до 700—1000 м. Эти расчетные данные подтверждены экспериментом, показавшим групповой характер записи и неустойчивость характеристик поля. При машинной обработке в суммарном поле удается выделить и проследить отдельные фазы колебаний на интервалах профиля различной длины. Определение эффективных скоростей по экспериментальным годографам выделенных фаз дало результаты, близкие к расчетным ($V_{эф} = 2200 \div 2500$ м/с).

Поле регулярных кратных волн из-за своего интерференционного характера еще более чувствительно к изменениям условий возбуждения колебаний и параметров разреза, чем однократные отраженные волны.

При анализе поля регулярных кратных волн основной интерес представляет оценка отношения энергий полезной однократной волны и поля регулярных кратных волн. В настоящей работе приведены оценки отношения энергии волн, соответствующих девонским отложениям (D_{II} и D_{III}), к энергии поля регулярных кратных волн соответственно во временном окне D_{II} и D_{III} . Оценки сделаны для моделей рис. 73 в случае

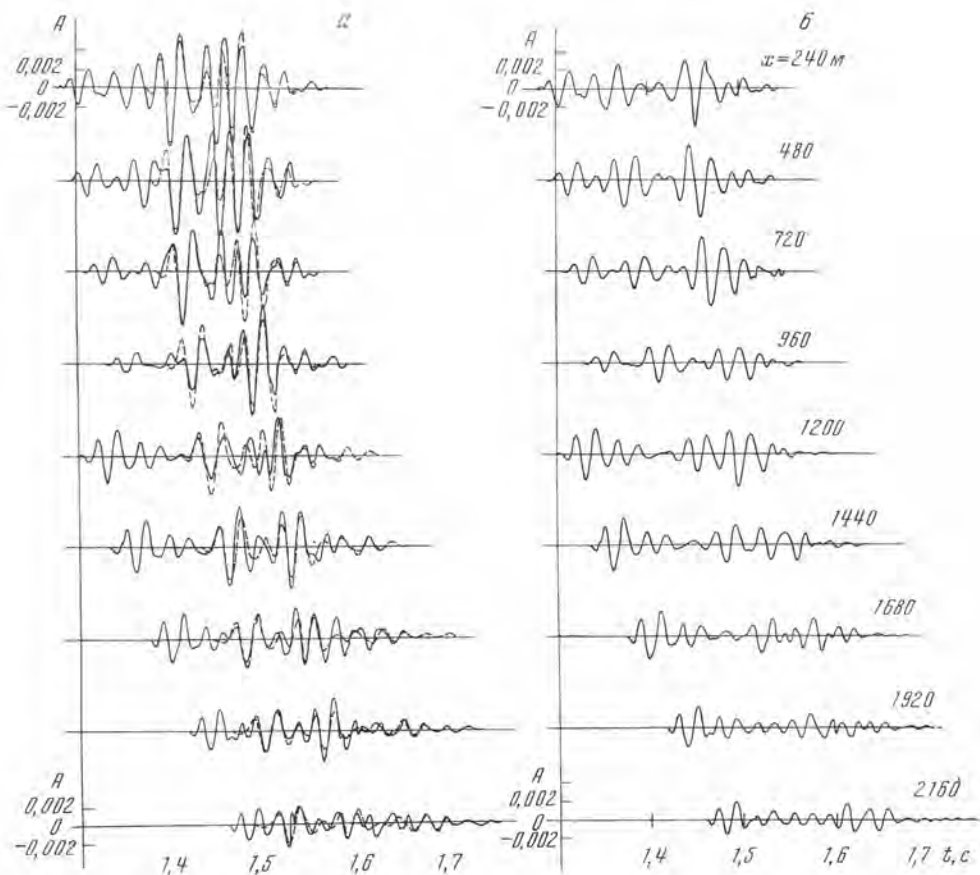


Рис. 88. Суммарное поле регулярных волн и волны $D_{II} + D_{III}$ (пунктир) (а) и поле одних кратных волн (б), рассчитанное для идеально упругой модели рис. 73, а

идеально упругой среды и среды с затуханием при приближенном учете затухания путем изменения лишь амплитуд волн. При строгом учете влияния затухания и на амплитуды и на форму волн изменяются амплитуды и преобладающие частоты каждой из волн, участвующих в формировании поля. Соответственно изменяется результат их суммирования. На рис. 89 показаны примеры записей суммарного поля кратных волн и волны $D_{II} + D_{III}$ и поля одних кратных волн, рассчитанных с учетом влияния затухания только на амплитуды волн и с учетом изменений и формы, и амплитуды волн. Основные отмеченные ранее свойства суммарного поля при обоих способах учета затухания качественно сохраняются, хотя происходят изменения преобладающих частот и формы волн. Из табл. 7 видно, что отношения энергий $E_{D_{II}}/E_{кр}^{\Sigma} = \Sigma A_{D_{II}}^2 / \Sigma A_{кр}^2$, вычисленные во временном окне D_{II} , для обоих способов учета влияния затухания достаточно близки между собой. Это позволило при оценках отношения энергий $E_{D_{II}}/E_{кр}^{\Sigma}$, сделанных для других площадей [16], пользоваться приближенным способом учета влияния затухания.

Значительно большее влияние на отношение $E_{D_{II}}/E_{кр}^{\Sigma}$ имеют отражающие свойства границ O и II и жесткой границы. Расчеты, сделанные для модели рис. 73, в которой жесткая граница (пачка I) заменена пачкой слоев со скоростью, постепенно изменяющейся с глубиной, показали, что $E_{D_{II}}/E_{кр}^{\Sigma}$ возрастает по сравнению с рассчитанной для исходной модели

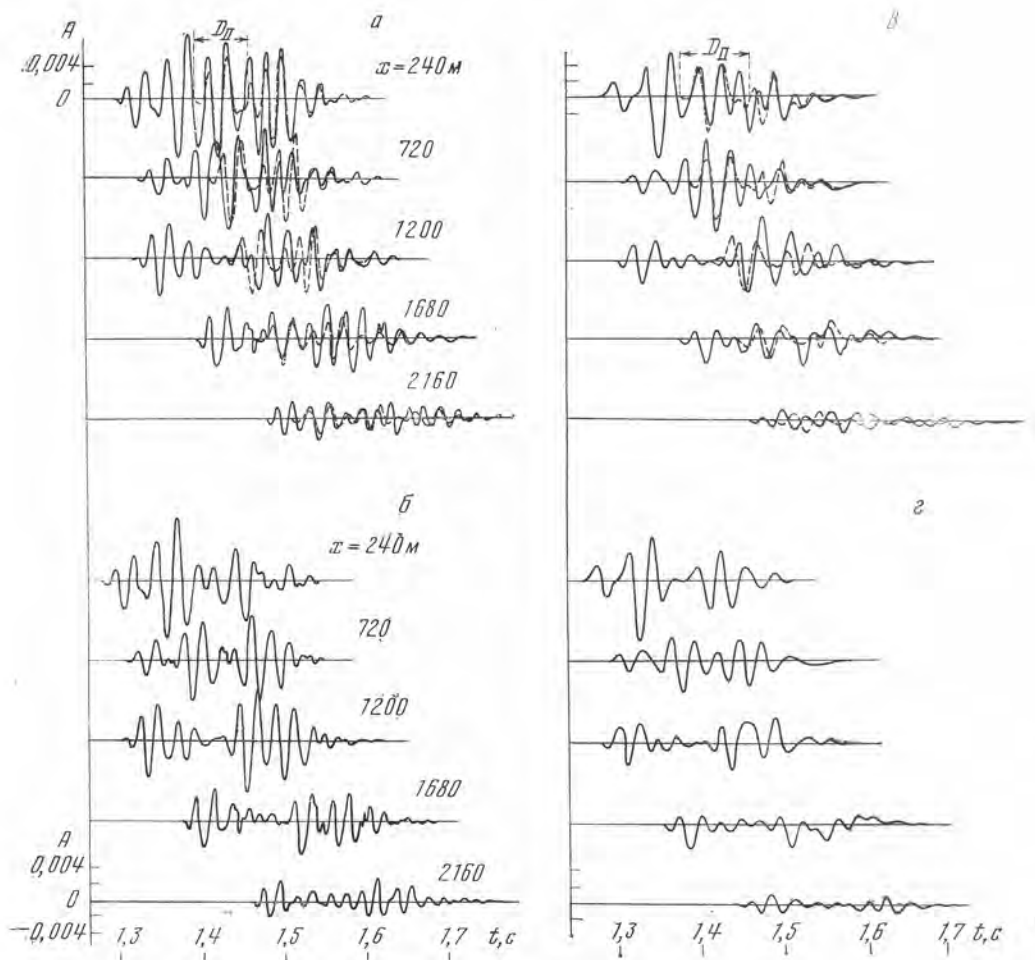


Рис. 89. Суммарные трассы регулярных кратных волн и однократной волны $D_{II} + D_{III}$ (пунктир) (а, в) и одних кратных волн (б, г), рассчитанные при приближенном (а, б) и строгом (в, г) учете влияния затухания ($\phi_1 = \phi_2 = 0,05$)

в 5—20 раз. Это возрастание связано с резким снижением уровня энергии кратных отраженных волн. Поскольку свойства жесткой границы в различных районах платформы существенно различны, возможны значительные вариации отношения $E_{D_{II}}/E_{кр}^{\Sigma}$.

Таблица 7

Расстояние от пункта взрыва x , м	$E_{D_{II}}/E_{кр}^{\Sigma}$		Расстояние от пункта взрыва x , м	$E_{D_{II}}/E_{кр}^{\Sigma}$	
	без учета затухания в форме волны	с учетом затухания в форме волны		без учета затухания в форме волны	с учетом затухания в форме волны
240	1,42	1,33	1680	3,31	3,01
720	1,01	1,19	2160	1,17	1,21
1200	0,39	0,89			

§ 3. Среднескоростные волны-помехи и их роль в формировании нерегулярного шума на сейсмограммах

Энергетический анализ волнового поля [16] показал, что доля энергии нерегулярного шума в суммарном волновом поле значительна и нередко в 5—10 раз превосходит энергию полезного сигнала, регистрируемого на тех же временах. Отношение энергий нерегулярного шума и полезного сигнала (отражений от девонских отложений) возрастает на больших удалениях от источника (для районов Саратовской области $x \approx 1500 \div 2000$ м). Увеличение уровня нерегулярного шума на больших удалениях ограничивает длину годографов при работах по методике ОГТ.

Природа и характеристики нерегулярного шума на сейсмограммах изучены значительно слабее, чем свойства однократных отраженных волн и различных регулярных волн-помех. На основании имеющихся в настоящее время данных можно считать, что основными источниками шума являются, во-первых, остатки регулярных волн-помех различных типов, не полностью подавленных полевыми интерференционными системами; во-вторых, суммарные кратные отраженные волны, связанные со слоями в карбонатной толще, плохо коррелирующимися по площади, что обуславливает значительную изменчивость соответствующего им поля отраженных волн [16].

По-видимому, основную роль в формировании нерегулярного шума играет первый из указанных источников. При применении интерференционных систем интенсивность волн-помех с кажущимися скоростями V^* , значительно меньшими, чем у полезных волн, уменьшается, а корреляция волн нарушается. В результате этого записи приобретают нерегулярный характер.

На небольших расстояниях от источника, обычно применяемых в классической модификации МОВ ($x \leq 600 \div 700$ м), в формировании нерегулярного шума на временах регистрации полезных волн наряду с кратными продольными волнами могут участвовать остатки недостаточно подавленных поверхностных [31, 112] и обменных отраженных [101] волн. На больших удалениях основной вклад в формирование нерегулярного шума должны внести не полностью подавленные группированием закритические отраженные волны, связанные с жесткой границей и с пачками слоев с повышенной скоростью в верхней терригенной толще.

В настоящей главе по данным наземных наблюдений и теоретических расчетов рассматриваются свойства кратных волн в терригенной толще и их влияние на образование нерегулярного шума на сейсмических записях.

Многократные продольные отраженные волны, связанные с верхней терригенной толщей. В верхней терригенной толще образуются продольные многократные отраженные волны, которые могут служить помехами при выделении и прослеживании волн от глубинных границ. На интенсивность этих волн и структуру их поля влияет ряд факторов, а именно:

- 1) отражающие свойства границ в самой верхней части разреза (свободной поверхности, подошвы ЗМС), на которых происходит промежуточное отражение;
- 2) характер первой жесткой границы, разделяющей верхний терригенный и карбонатный (или гипсоангидритовый) комплексы;
- 3) наличие в терригенной толще дополнительных отражающих слоев или пачек;
- 4) затухание волн в терригенной толще, обусловленное ее тонкой слоистостью и поглощающими свойствами.

Опытные работы, проведенные во многих районах Русской платформы с использованием наземных наблюдений и ВСП [16, 29], показали, что в ряде случаев отражающими являются и свободная поверхность, и по-

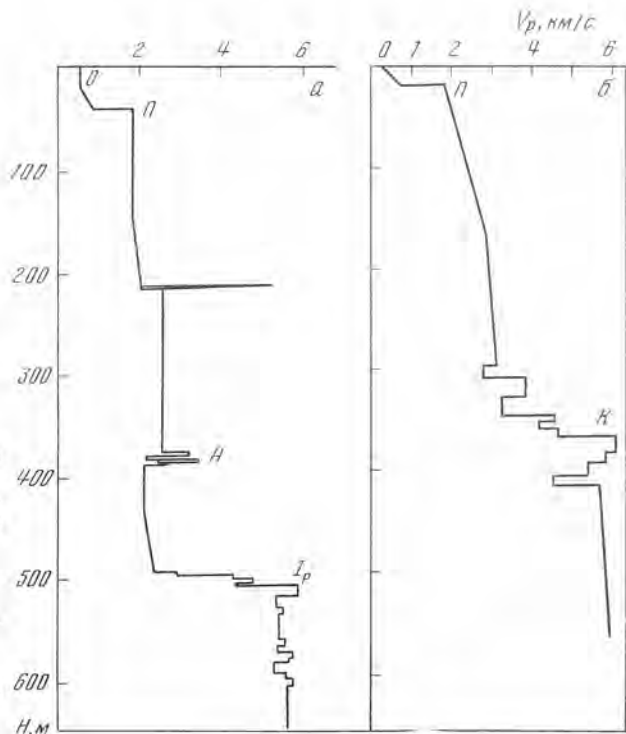


Рис. 90. Модели верхней части разреза, включающие терригенную толщу и жесткую границу, построенные по данным АК

а — скважина 24 (Саратовская область);

б — скважина 55 (Пермская область);

I_p и K — жесткие границы;

I_p соответствует пачке 1 на рис. 73

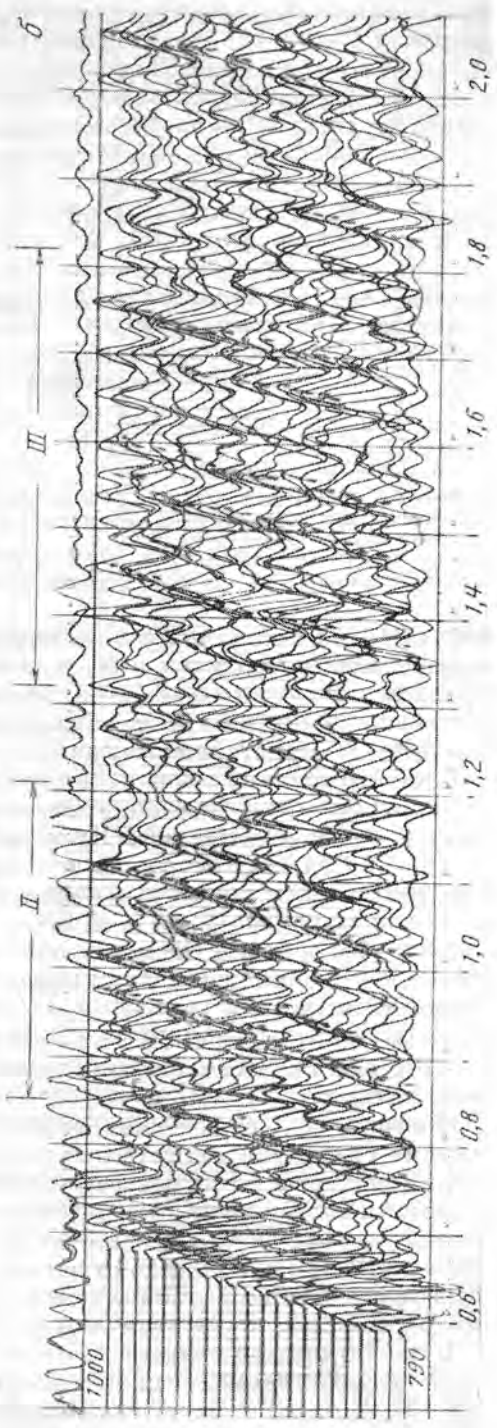
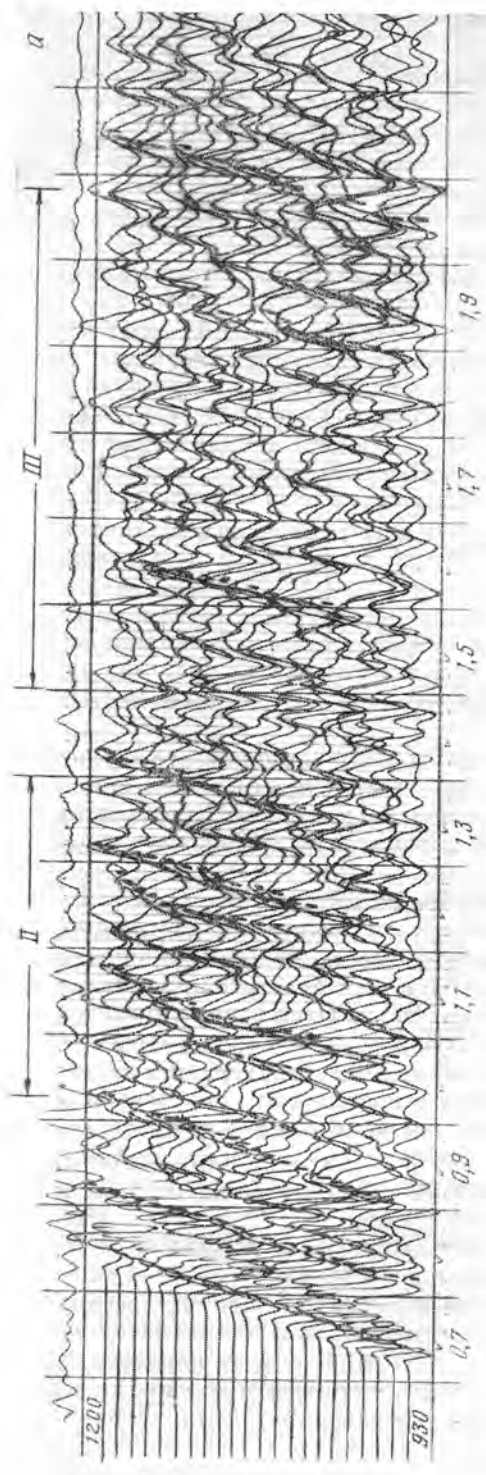
дошва ЗМС, а иногда и границы внутри ЗМС. Коэффициенты отражения на свободной поверхности и на подошве ЗМС могут варьировать в широких пределах — от 0,1 до 0,7—0,8. Значительные величины коэффициентов отражения благоприятствуют образованию интенсивных кратных отраженных волн в терригенной толще.

Свойства жесткой границы могут быть различными как в разных районах платформы, так и в пределах одного и того же района. Например, в ряде районов Саратовской и Куйбышевской областей жесткая граница — это граница раздела скоростей первого порядка или пачка тонких слоев с резким скачком скорости на кровле (рис. 90, а). Отношение скоростей на жесткой границе $V_{1P}/V_{2P} \leq 0,4 \div 0,5$. В других районах, например в некоторых районах Пермской области, вблизи жесткой границы отмечаются переходные зоны, включающие слои с постепенным возрастанием скорости с глубиной (рис. 90, б). Мощности l этих зон могут достигать 100—200 м, отношение $l/\bar{\lambda} = 1 \div 2$ ($\bar{\lambda} = \bar{V}T$ — средняя длина волны; \bar{V} — средняя скорость в рассматриваемой зоне; T — преобладающий период волны).

Многократные отраженные волны в случае пачек с резкими и переходными границами существенно различаются в докритической области и соответственно на малых расстояниях от источника. В случае резких границ эти волны могут быть интенсивными (рис. 91, в) и на сравнительно небольших расстояниях от источника ($x \leq 700$ м). В случае переходных слоев докритические кратные-отраженные волны слабые и практически не мешают выделению глубинных однократных отраженных волн на близких расстояниях от пункта взрыва.

В закритической области кратные волны, отраженные как от резких, так и от переходных границ, обладают значительной интенсивностью (рис. 91, а, б; 92) и могут служить помехами при выделении однократных отраженных волн.

При соотношениях скоростей на жесткой границе $p = 0,4 \div 0,5$, преимущественно встречающихся в условиях Русской платформы, рас-



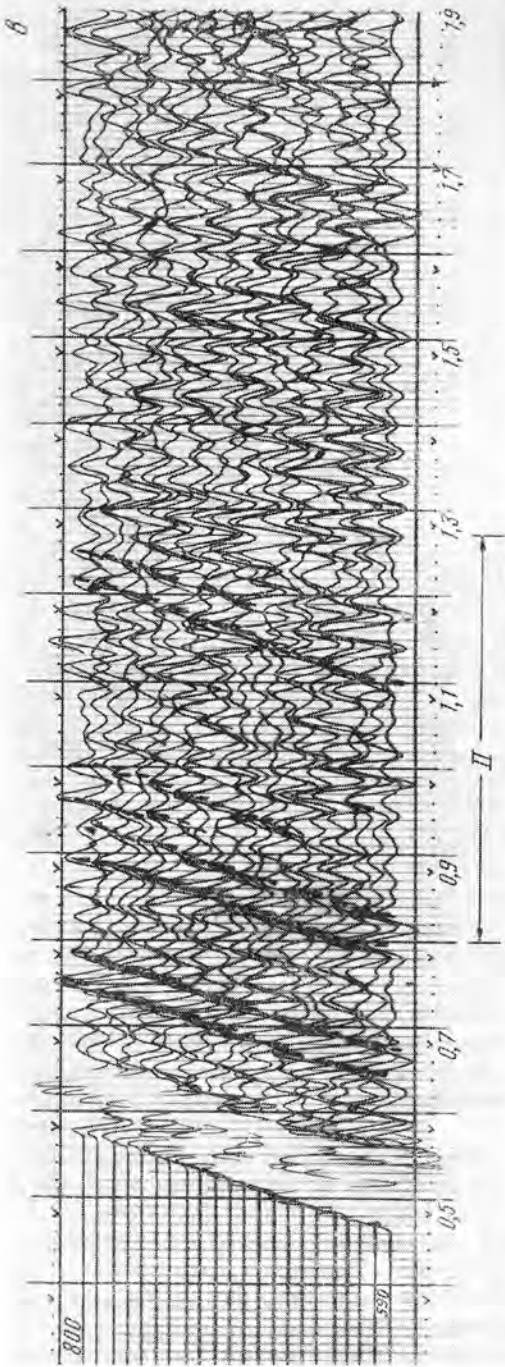


Рис. 91. Двукратные (II) и трехкратные (III) продольные отраженные волны в терригенной толще, зарегистрированные с одиночными приборами в Саратовской области (Квасниковская площадь) при разных расстояниях от пункта взрыва

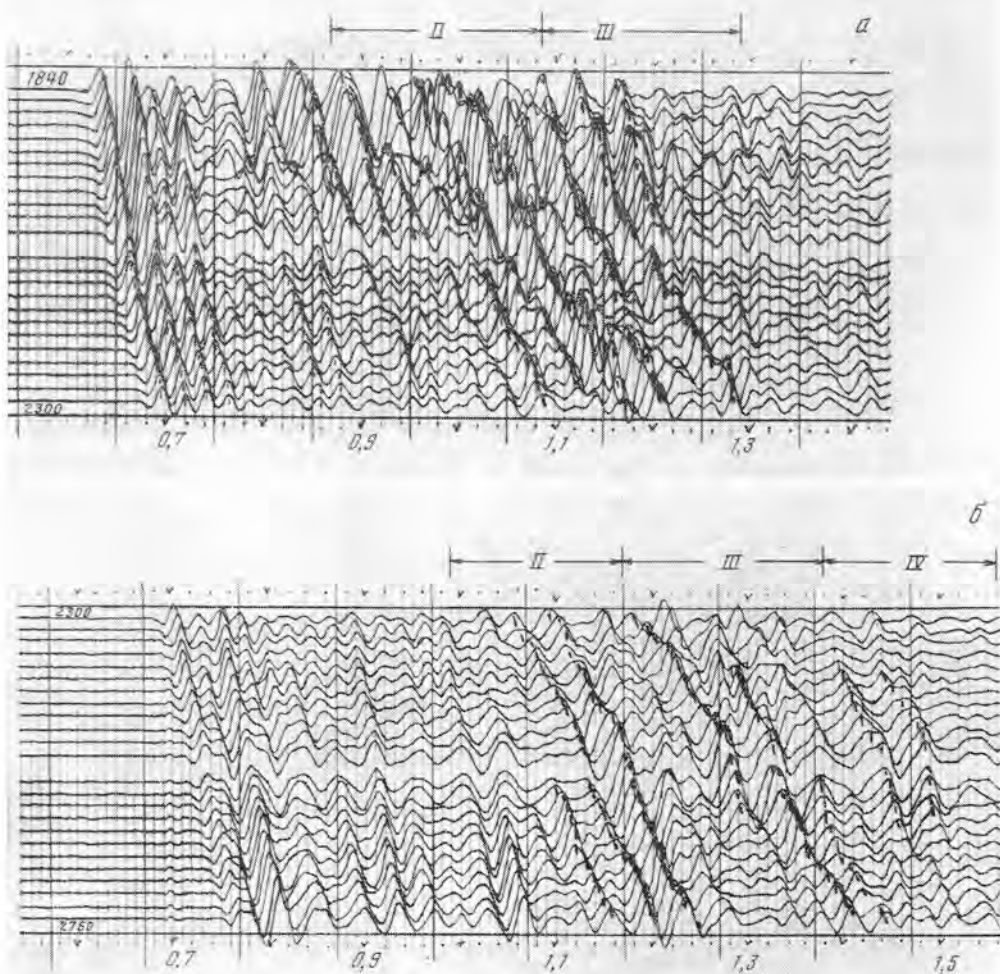


Рис. 92. Кратные продольные отраженные волны в терригенной толще, зарегистрированные одиночными приборами в Пермской области (Тулвинская площадь) при разных расстояниях от пункта взрыва

стояния x , на которых возможно появление интенсивных закритических двукратных отраженных волн, составляют $x_{H_2} = (1,5 \div 2,0)H_1$, где H_1 — глубина жесткой границы. При $H_1 = 300 \div 500$ м $x_{H_2} \approx 450 \div 1000$ м. В случае переходных границ величина x_{H_2} возрастает. При работах по методике ОГТ обычно используется диапазон расстояний $x \leq 2$ км [93, 100 и др.] и, следовательно, рассматриваемые закритические кратнотраженные волны могут явиться помехами для регистрации полезных однократных волн.

При расстояниях $x > (2,2 \div 3,0)H_1$ наряду с закритическими двукратными волнами могут регистрироваться закритические трехкратные волны, а при больших удалениях — волны большей кратности.

На сейсмических записях при увеличении расстояния от источника появляются новые группы волн (см. рис. 91, 92), в каждой из которых содержится несколько отдельных волн, разрешенных в различной степени. При дальнейшем увеличении расстояния x волны внутри группы и даже целые группы волн сливаются и образуют длительный цуг колебаний на

записях. Отметим, что записи, показанные на рис. 91, получены с использованием регулятора амплитуд, в связи с чем амплитудные соотношения зарегистрированных волн искажены. Специальные эксперименты, проведенные в этом районе с аппаратурой, содержащей программный регулятор амплитуд, позволили установить, что в диапазоне расстояний $x = 1000 \div 1200$ м на записях в интервале времен $t = 1,1 \div 1,6$ с содержится 4—6 волн, амплитуды которых уменьшаются со временем в среднем в 5 раз.

При наличии в терригенной толще пачек слоев с повышенными скоростями структура рассматриваемых помех может усложниться: появятся закритические волны, связанные с дополнительными пачками, а также суммарные волны более высокой кратности, образовавшиеся путем отражения от данных пачек и от жесткой границы.

Затухание колебаний в терригенной толще может существенно влиять на соотношение уровней интенсивности групп волн различной кратности. Анализ данных о затухании по материалам ВСП, приведенный в работе [16], показал, что в верхнем терригенном комплексе затухание колебаний за счет тонкой слоистости пренебрежимо мало, так как этот комплекс слабо дифференцирован по скоростям. В основном затухание обусловлено поглощающими свойствами среды. Коэффициенты поглощения сравнительно малы и составляют при $f = 50$ Гц примерно $(1-1,5) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, что соответствует величине декремента поглощения $\phi = 0,04 \div 0,05$. При таких значениях параметров поглощения вполне реальна регистрация закритических волн высокой кратности, отразившихся на жесткой или промежуточных границах 3—4 раза.

При применении полевого группирования сейсмоприемников (группы из 9—12 приборов на базе 60—80 м) интенсивность кратных отраженных волн, распространяющихся в терригенной толще, уменьшается. Корреляция их при расстояниях между центрами групп $\delta x = 30 \div 40$ м становится практически невозможной. В то же время на записях, полученных с применением полевого группирования, в диапазоне времен регистрации этих волн отмечаются интенсивные колебания, имеющие вид нерегулярного шума. Лишь изредка в дуге колебаний можно выделить отдельные малопротяженные оси синфазности. Только в некоторых районах Русской платформы, например в Волгоградской области, дуг интенсивных колебаний рассматриваемого типа на записях, полученных с применением полевых интерференционных систем, прослеживается на больших интервалах профиля.

Рассматриваемые волны из-за своей значительной интенсивности даже на записях групп приборов могут значительно снижать эффективность работ по методике ОГТ. Поэтому изучение природы этих волн, их энергетических соотношений с полезными сигналами и характера корреляции представляет интерес для разработки рациональных методов их подавления.

Анализ свойств поля кратных волн в терригенной толще. Для анализа свойств поля кратных волн, образующихся в верхней терригенной толще, использованы расчеты теоретических сейсмограмм отдельных волн по программе ВХ [111, 114] с последующим расчетом суммарных трасс по программе «Суммирование» [111].

Модели среды и типы волн. Расчеты сделаны для двух идеально упругих моделей терригенной толщи и жесткой границы, построенных по данным АК скважин в Саратовской и Пермской областях (см. рис. 90). Общим для обеих моделей является наличие в верхней части разреза двух отражающих границ — свободной поверхности (O) и подошвы ЗМС(II) — и наличие в нижней части разреза жесткой границы. Строение этой сейсмической границы в обеих моделях различно. В модели рис. 90, *a* имеются еще две дополнительные пачки слоев внутри терригенной толщи, но волны, связанные с верхней пачкой, по данным расчетов примерно на порядок

Таблица 8

Номер волны	Тип волны	Номер волны	Тип волны	Номер волны	Тип волны
Двукратная		Трехкратная		Трехкратная	
1	АОА	7	IpOIpOI _p	13	IpOIpOA
2	АПА	8	IpOIpIII _p	14	IpOIpIIA
3	IpOA	9	IpIIIpIII _p	15	IpIIIpIIA
4	IpIIA	10	IpOAOA	16	AOAOA
5	IpOIp	11	IpIIAOA	17	AOAPA*
6	IpIII _p	12	IpIIAPA	18	APIIA*

* Очень слабые.

слабее других и поэтому не учитывались при составлении суммарной трассы.

Для обеих моделей в суммарной трассе учитывались только продольные волны, обменные волны при этом не рассматривались, хотя в некоторых случаях их вертикальная составляющая может иметь значительную амплитуду [101]. Целесообразность этого объясняется тем, что в данной главе ставится задача определить лишь основные особенности поля среднескоростных помех и характер его изменения с расстоянием. Определяющую роль в структуре этого поля играют продольные волны.

Для модели рис. 90, а рассчитывались двух- и трехкратные продольные отраженные волны. Всего в суммарной трассе участвует 18 волн — 6 двукратных и 12 трехкратных с их динамическими аналогами (табл. 8).

Для модели рис. 90, б рассчитывались двух-, трех- и четырехкратные отраженные волны от границы К с промежуточным отражением на подошве ЗМС (П) и на свободной поверхности (О) — в общей сложности 9 волн. Приняты два варианта коэффициентов отражения $k(П)$ и $k(О)$: 1) для удобства сравнения результатов расчетов для обеих моделей и выявления различий в поле кратных волн, обусловленных только строением жесткой границы и терригенной толщи, $k(П) = k(О) = 0,66$ — такие же, как в модели рис. 90, а; 2) $k(О) = 0,15$, а значение $k(П) = 0,30$ определено в этом районе по данным ВСП. Волны, отраженные от свободной поверхности, при ВСП не были выделены на записях, что свидетельствует о малом коэффициенте отражения от этой границы; поэтому при расчетах принято значение $k(О)$ в 2 раза меньше, чем $k(П)$.

Помимо кратных отраженных волн, для модели рис. 90, б, в которой имеется значительный вертикальный градиент скорости, рассчитывались двух-, трех- и четырехкратные рефрагированные волны в терригенной толще.

Результаты расчетов. На рис. 93 показаны суммарные трассы кратных отраженных волн для моделей рис. 90. Трассы, построенные для обеих моделей при одинаковых коэффициентах отражения $k(П)$ и $k(О)$ (рис. 93, а, б), имеют сложную форму, что связано с большим числом волн, интерферирующих друг с другом. Основные особенности трасс для обеих моделей качественно сходны. При небольших расстояниях от источника, т. е. в докритической области, амплитуды рассматриваемых волн на трассе меньше, чем на больших удалениях ($x \geq 600 \div 700$ м), где волны становятся закритическими. По мере увеличения расстояния последовательно переходят в закритическую область волны возрастающей кратности и соответственно возрастают их амплитуды. Вместе с тем сближаются времена регистрации как групп волн различной кратности, так и отдельных волн в каждой группе. В результате этого на удалениях от источника $x > 800 \div 1000$ м на сейсмограммах отмечается длительный цуг колебаний, что

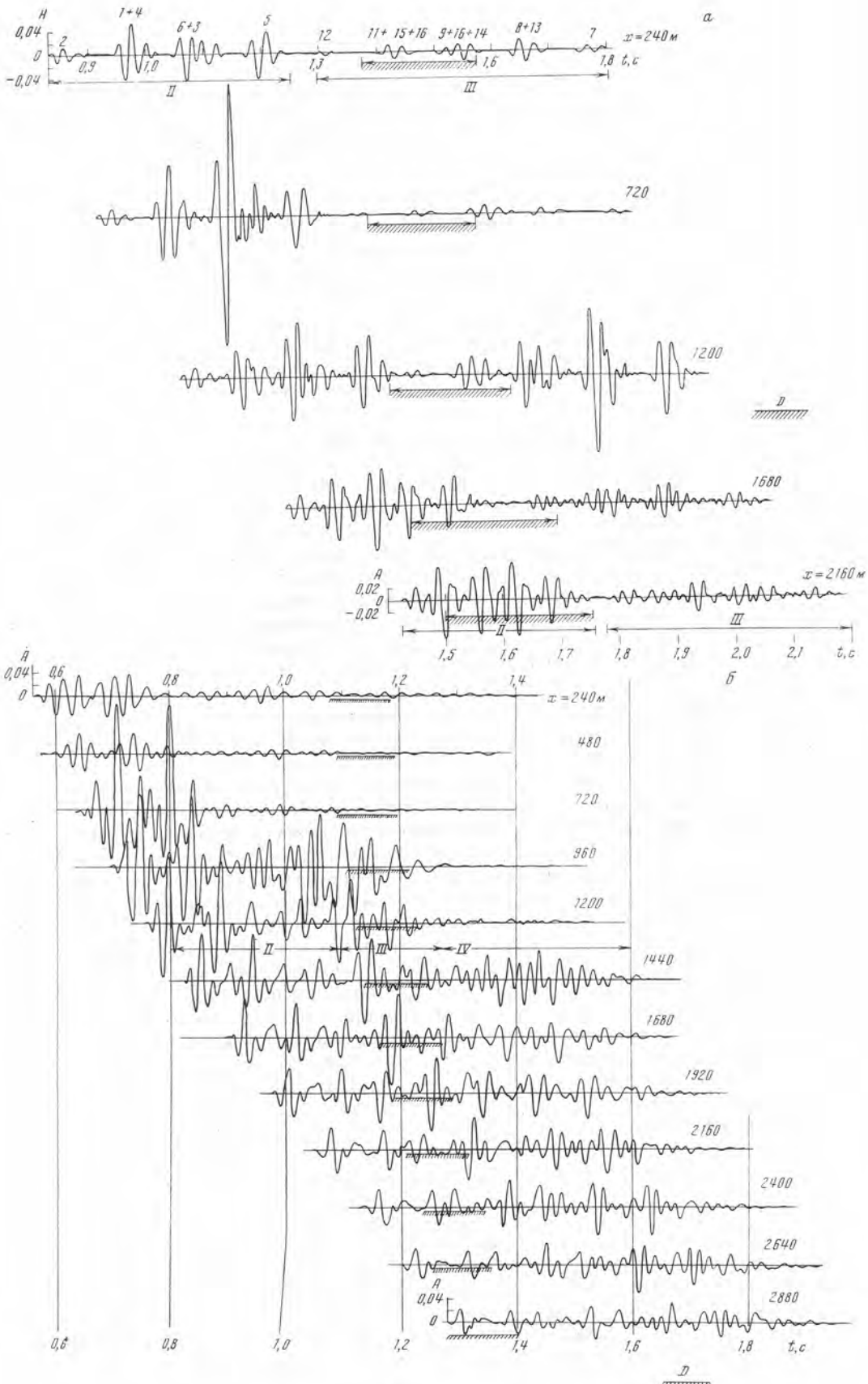
качественно согласуется с экспериментальными данными, примеры которых приведены на рис. 91, 92.

Характер убывания амплитуд во времени вдоль суммарной трассы существенно зависит от коэффициентов отражения $k(O)$ и $k(П)$, а также от поглощающих свойств терригенной толщи. Влияние изменения величин $k(O)$ и $k(П)$ на соотношение амплитуд волн различной кратности видно из сравнения рис. 93, б, в. При уменьшении коэффициентов отражения $k(O)$ и $k(П)$ амплитуды всех кратных волн уменьшаются; амплитуды трехкратных волн, претерпевших двухкратное отражение на свободной поверхности, становятся пренебрежимо малыми. В результате сокращается общая длительность всей группы среднескоростных кратных волн. Эти расчетные результаты хорошо согласуются с данными эксперимента, показавшими, что в районах Пермской области, для которых $k(П) = 0,30$ и $k(O) = 0,15$ общая длительность рассматриваемых волн-помех значительно меньше, чем в районах Саратовской и Волгоградской областей, где получены значения $k(П)$ и $k(O)$, достигающие 0,6—0,8.

Расчеты рефрагированных волн различной кратности, распространяющихся в терригенной толще, дали следующие результаты. На близких расстояниях от источника кратные рефрагированные волны (второй и третьей кратности) должны регистрироваться на временах, меньших, чем однократные отражения, представляющие разведочный интерес (рис. 94). При больших удалениях ($x > 1400$ м) области регистрации рефрагированных волн находятся в пределах области регистрации однократных отражений. Амплитуды кратных рефрагированных волн для рассматриваемой модели имеют такой же порядок, как амплитуды рассмотренных ранее кратных отраженных волн, и резко уменьшаются с уменьшением величины вертикального градиента скорости в среде. Поскольку значительные вертикальные градиенты скорости сравнительно редко встречаются в районах Русской платформы, данные помехи представляют меньший практический интерес, чем рассмотренные ранее кратные отраженные волны. Кроме того, меньшие кажущиеся скорости кратных рефрагированных волн по сравнению с отраженными волнами такой же кратности благоприятствуют лучшему их подавлению интерференционными системами, рассчитанными на подавление низкоскоростных волн-помех.

Соотношение глубинных отраженных волн и поля кратных отраженных волн в терригенной толще. Глубинные однократные отраженные волны обладают большими кажущимися скоростями, чем кратные отраженные волны в терригенной толще. Поэтому при увеличении расстояния от источника область регистрации полезных однократных волн перемещается ближе к началу группы рассматриваемых помех с большими амплитудами. Из рис. 93 видно, что область регистрации волн, соответствующих девонским отложениям, при удалении от источника постепенно перемещается из области регистрации трехкратных волн-помех в область регистрации более интенсивных двухкратных волн. При уменьшении мощности терригенной толщи и сохранении мощности карбонатной толщи от подошвы терригенных пород до опорных горизонтов увеличивается расстояние, на котором однократные отраженные волны переходят из зоны интерференции с трехкратными волнами-помехами в зону интерференции с двухкратными волнами (см. рис. 93, а, б). В этом случае условия выделения однократных глубинных волн на фоне рассматриваемых помех облегчаются.

Соотношения интенсивности однократных глубинных волн и кратнотраженных волн, регистрируемых на тех же временах, могут варьировать в широких пределах и зависят от ряда факторов. Общей закономерностью для различных сред является уменьшение на больших расстояниях отношения амплитуд однократных волн и кратнотраженных волн в терригенной толще. Это связано с тем, что амплитуды однократных отраженных волн от границ в карбонатной толще в основном моно-



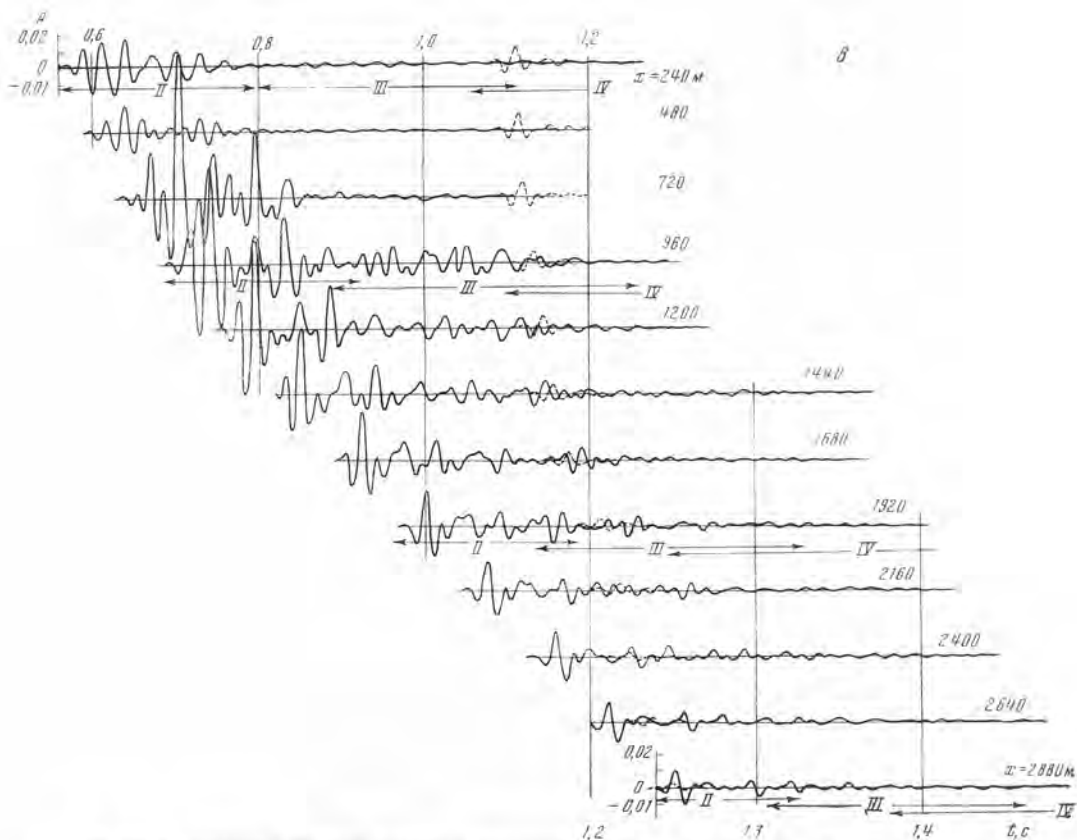


Рис. 93. Суммарные трассы кратных отраженных волн в терригенной толще, построенные для модели рис. 90, а (а) и модели рис. 90, б (б, в)

а: 1—18 — номера волн, типы которых указаны в табл. 8; D — интервал времен регистрации волн $D_{II} + D_{III}$, отраженных от девонских отложений; б: $k(II) = k(O) = 0,66$; а: $-k(II) = 0,30$; $k(O) = 0,15$, пунктир — волна, отраженная от девонских отложений

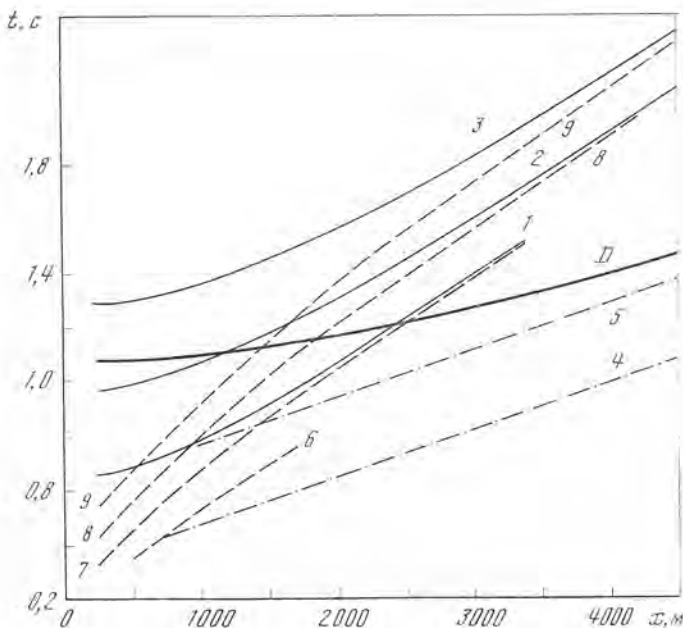
тонно убывают с расстоянием, а амплитуды кратных отраженных волн возрастают с расстоянием при переходе в закритическую область. Существенное значение имеет также отмеченное ранее перемещение с увеличением расстояния области регистрации однократных волн в область более интенсивных волн-помех меньшей кратности.

Свойства глубинных отражающих границ в меньшей степени изменяются в пределах одного и того же района и даже разных районов, чем свойства жесткой границы и отражающих границ вблизи поверхности земли. Поэтому отношение амплитуд однократных волн и кратнотраженных волн в терригенной толще преимущественно определяется свойствами поля кратнотраженных волн. Существенное значение имеет также соотношение декрементов затухания волн в карбонатной и терригенной толщах. В табл. 9 приведены результаты оценки отношения амплитуд волны, отраженной от кровли терригенного девона ($A_{D_{II}}$) и поля среднескоростных кратнотраженных волн ($A_{K_{D}}^{cc}$) по данным расчетов для моделей среды, верхние части которых показаны на рис. 90; модели, включающие и глубинные границы, представлены на рис. 36 и 73, а.

Для модели скважины 24 (Саратовская область) результаты расчетов приведены для идеально упругой среды. Эти же результаты приближенно справедливы для среды с затуханием в случае равенства декрементов за-

Рис. 94. Годографы однократной отраженной волны D и кратных отраженных и рефрагированных волн для модели рис. 90, б

1-3 — волны, отраженные от пачки K соответственно 2, 3 и 4-й кратности;
 4 — рефрагированная волна в среде под пачкой K ;
 5 — отраженно-преломленная волна, связанная с пачкой K ;
 6-9 — рефрагированные волны соответственно 1, 2, 3 и 4-й кратности в среде, покрывающей пачку K



тухания в терригенной (ϑ_1) и карбонатной (ϑ_2) толщах. Близкое к этому соотношение декрементов затухания было получено при обработке данных ВСП [12], а также в работе [29] при сопоставлении расчетных и экспериментальных соотношений энергий однократной волны D_{II} и кратных отраженных волн, проходящих часть пути в карбонатной толще.

Для модели скважины 55 (Пермская область) приведены результаты расчетов для идеально упругой среды при двух вариантах значений коэффициентов отражения $k(II)$ и $k(O)$ и для среды с затуханием колебаний при $\vartheta_1 = 0,050$ и $\vartheta_2 = 0,025$. Принятое значение ϑ_2 близко к полученному по данным ВСП для скважины 55 [16].

Из табл. 9 видно, что даже при одинаковых величинах $k(O)$ и $k(II)$ отношение амплитуд $A_{D_{II}}/A_{кр}^{cc}$ в двух идеально упругих моделях несколько различается, в особенности на малых расстояниях от источника. Это связано главным образом с различиями в структуре жесткой границы. Для модели скважины 24 отношение амплитуд даже вблизи источника делает практически невозможным выделение волн, отраженных от девонских отложений, на записях одиночных приборов. В модели скважины 55 выделение вблизи источника еще возможно даже при больших $k(O)$ и $k(II)$. При меньших величинах $k(O)$ и $k(II)$, характерных для этого района,

Таблица 9

x, m	Идеально упругая среда		Среда с затуханием	
	$k(II) = k(O) = 0,66$	$k(II) = 0,30,$ $k(O) = 0,15$	$\vartheta_1 = 0,05, \vartheta_2 = 0,025, k(II) = 0,30,$ $k(O) = 0,15$	
240	0,41*	1,67	30	77
1200	0,07*	0,19	1	2,70
1920	0,04*	0,11	0,6	1,80
2400	—	0,08	0,35	1,10

Примечание. Цифры, помеченные звездочкой, относятся к скважине 24, остальные — к скважине 55.

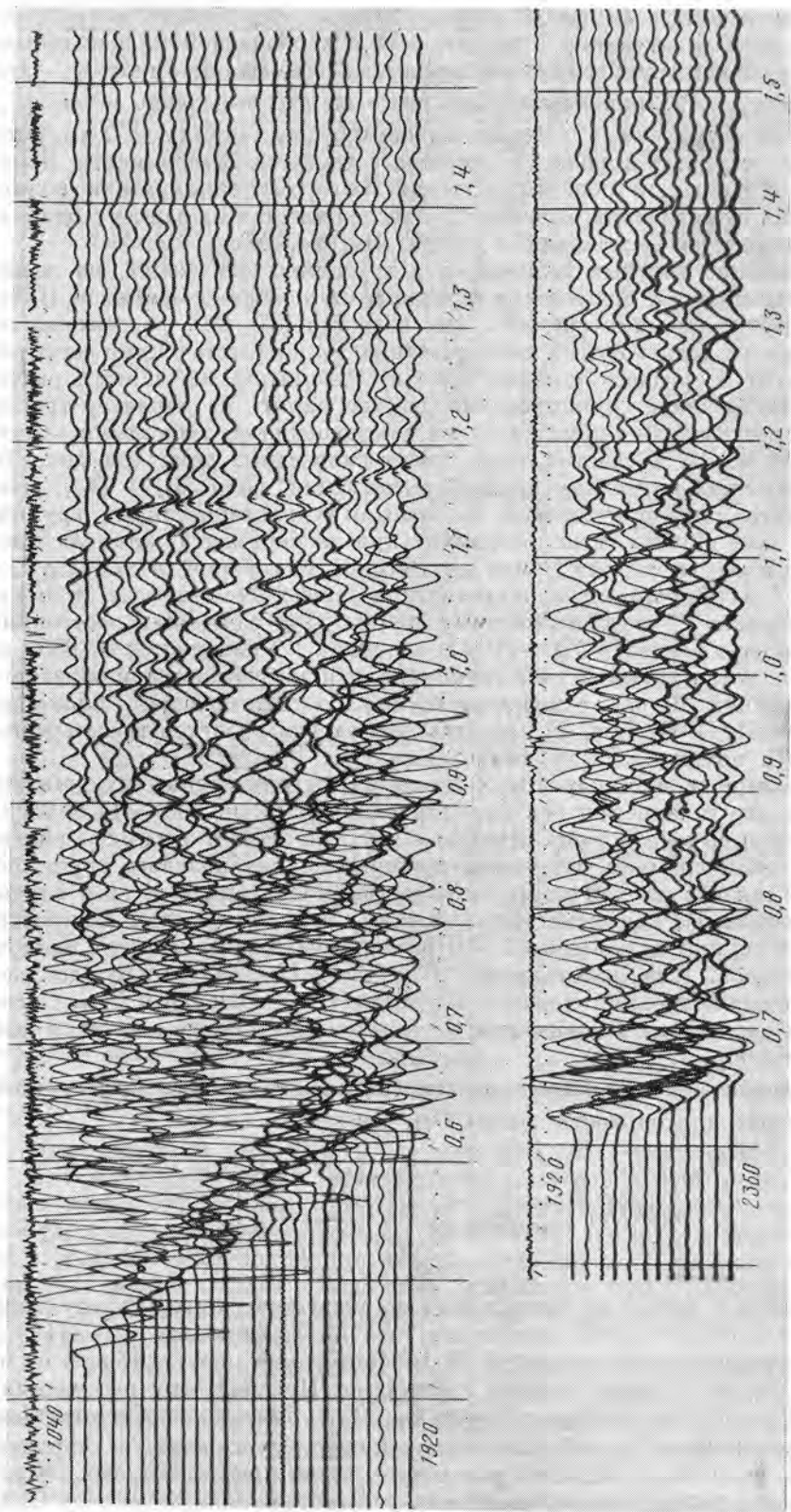


Рис. 95. Записи волны D ($t \approx 1,1$ с), отраженной от девонских отложений (одиночные сейсмоприемники) Пермской области, Тулвинской площади при разных расстояниях от пункта взрыва

отношение амплитуд полезной волны и помехи еще больше возрастает. Учет различий в затухании в терригенной и карбонатной толщах приводит к еще большему увеличению расчетных отношений амплитуд. При значениях $A_{D_{II}}/A_{кр}^{cc}$, приведенных для этого случая, выделение волны $A_{D_{II}}$ на фоне рассматриваемых помех возможно при расстояниях до 2 км. Этот расчетный результат хорошо согласуется с данными эксперимента, полученными в Пермской области, согласно которому однократная волна, отраженная от девонских отложений, прослеживается на записях одиночных приборов до расстояний $x \approx 1900$ м (рис. 95).

Соотношение кратных волн-помех и глубинных отражений на записях, полученных при применении группирования сейсмоприемников. Полевые интерференционные системы, как известно [31—33], рассчитаны на подавление низкоскоростных поверхностных волн. Вместе с ними частично подавляются и среднескоростные помехи. Рассмотрим по данным расчетов, как применение группирования должно влиять на характер трассы среднескоростных волн-помех и на их соотношение с глубинными волнами. С этой целью в участки трасс высокоскоростных помех (см. рис. 93), соответствующих интервалу времен регистрации волн $D_{II} + D_{III}$, введена фильтрация, описываемая частотными характеристиками группирования. Для группы, использованной при экспериментальных исследованиях Института физики Земли на Русской платформе ($n = 12$; $\Delta x = 7,5$ м; $L = 82,5$ м), вид характеристики существенно зависит от кажущейся скорости V^* рассматриваемых помех. При изменении расстояний от источника в пределах 720—2160 м величина V^* изменяется от 6300 до 2700 м/сек. Фильтрация за счет группирования введена методом обратного преобразования Фурье с использованием соответствующего блока из программы [114]. На рис. 96 представлены записи участков трасс среднескоростных помех после группирования.

Корреляция среднескоростных помех на выходе группы ухудшилась по сравнению с записями без группирования (см. рис. 93). На записях групп можно выделить лишь отдельные оси, так же как и на экспериментальных сейсмограммах, полученных с применением полевого группирования. В связи с плохой коррелируемостью колебаний в данном случае их рассматривают как нерегулярный шум. Амплитуды этих колебаний на выходе группы примерно в 7—10 раз меньше, чем на записях одиночных приборов. При расстояниях $x = 720 \div 1200$ м амплитуды рассматриваемых колебаний меньше, чем амплитуды волн D_{II} и D_{III} . С увеличением расстояния x отмечается отчетливое возрастание амплитуд этих волн (рис. 96).

Средненные оценки отношения энергий волн $E_{D_{II}}/E_{шум}^{cc}$ во временном окне, равном длительности волны D_{II} , приведены ниже:

x , м		720—1440	1440—2160
$E_{D_{II}}/E_{шум}^{cc}$	(расчет)	12,8	0,18
	(эксперимент)	0,25	0,10

Сравнение с оценками, сделанными по энергетическому анализу записей групп приборов [16], показывает, что на расстояниях 720—1440 м роль рассматриваемых кратных волн в образовании нерегулярного шума мала и шум обусловлен другими причинами. При больших расстояниях ($x = 1440 \div 2160$ м) расчетные оценки $E_{D_{II}}/E_{шум}^{cc}$ близки к экспериментальным, и, по-видимому, при больших удалениях кратные волны в терригенной толще могут быть основным источником шума. Высокий уровень шума ограничивает длину географов, используемых при работе по методу ОГТ. В рассматриваемом примере увеличение длины географов до расстояний $x > 1440$ м нецелесообразно.

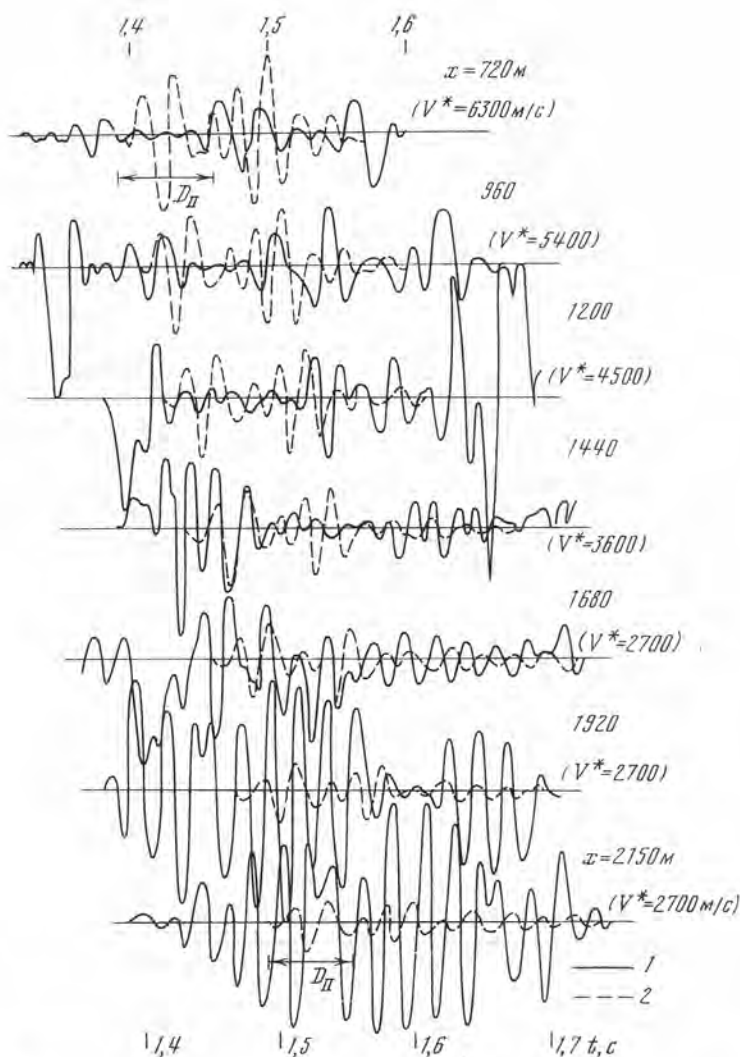


Рис. 96. Участки трасс суммарных кратных волн на выходе группы сейсмоприемников (1) и записи волн $D_{II} + D_{III}$ (2)

На трассах указаны значения V^* , принятые при расчете частотной характеристики группы. $n = 12$, $\Delta x = 7,5$ м, $L = 82,5$ м

Изучение этой группы помех приводит к следующим выводам:

1. Среднескоростные помехи представляют собой поле кратных волн, отраженных от жесткой границы и от границ в терригенной толще, с промежуточным отражением вблизи поверхности земли (на подошве ЗМС, на свободной поверхности или на обеих границах). В районах со значительным вертикальным градиентом скорости в поле среднескоростных помех участвуют также рефрагированные волны различной кратности внутри терригенной толщи.

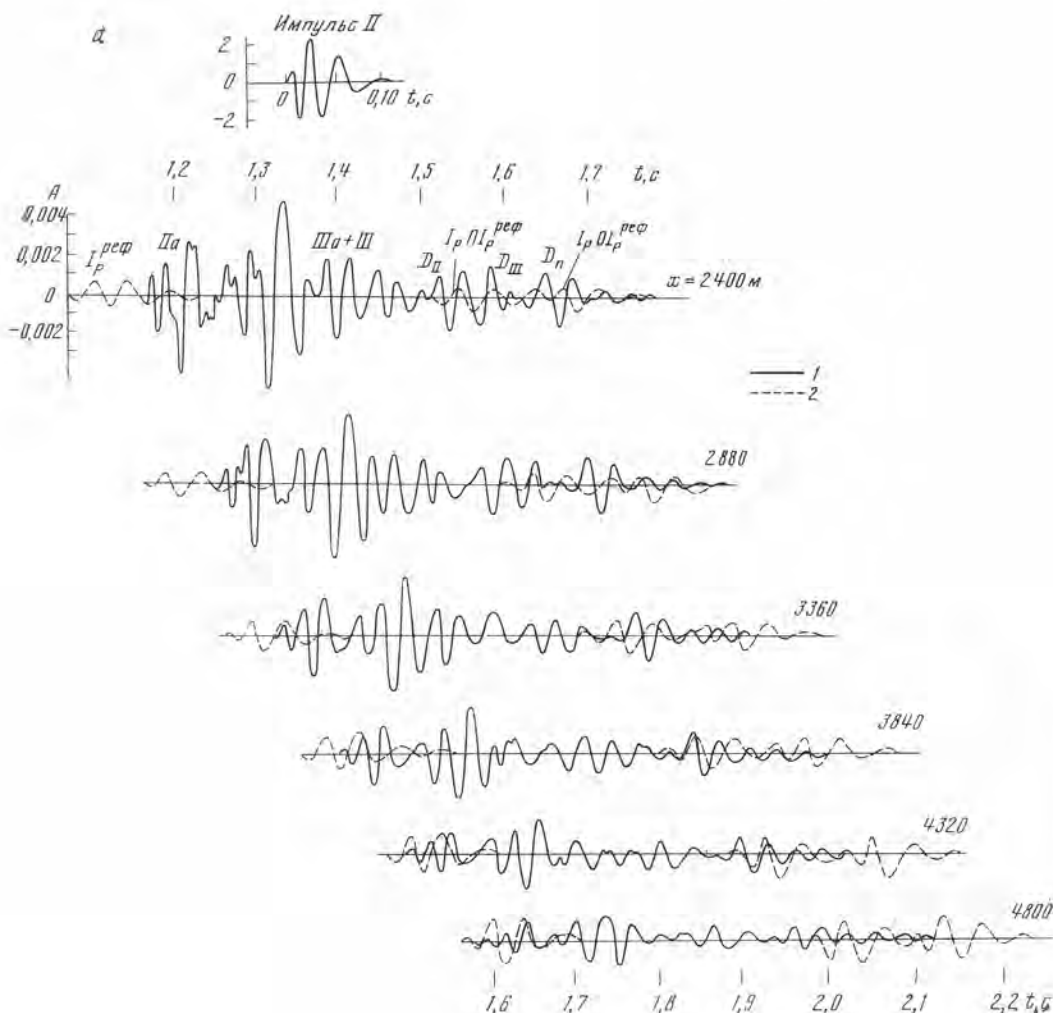
2. Уровень амплитуд кратных отраженных волн рассматриваемого типа во всем диапазоне расстояний от источника зависит от отражающих свойств границ вблизи поверхности земли. Отражающие свойства жесткой границы существенно влияют на уровень кратных волн на небольших расстояниях от источника (в докритической области). В этом интервале расстояний кратные волны от переходных границ значительно слабее, чем от резких.

При больших удалениях от источника в закритической области кратные волны как от резких, так и от переходных границ отличаются большими амплитудами и могут образовывать длительный дуг колебаний на записях одиночных приборов.

Наличие в терригенной толще дополнительных слоев или пачек с повышенной скоростью усложняет структуру рассматриваемого нами поля помех.

3. Применение систем группирования, рассчитанных на подавление низкоскоростных помех, значительно уменьшает амплитуды также и среднескоростных помех и ухудшает их корреляцию. Записи среднескоростных волн-помех приобретают характер нерегулярного шума.

4. Сопоставление расчетных оценок отношения энергии полезных однократных волн и нерегулярного шума, образующегося из кратных волн в терригенной толще, показывает, что это отношение резко падает с увеличением расстояния от источника и на удалении от источника порядка 3—4 глубин жесткой границы близко к полученному при энергетическом анализе наблюдаемых данных [16]. Из этого следует, что рассматриваемые волны являются основным источником помех на удалениях от пункта взрыва, превышающих трехкратную глубину жесткой границы, что ограничивает выбор длины годографов при работах по методу ОГТ.



§ 4. О возможности прослеживания отраженных волн на больших удалениях от источника

Из изложенного в предыдущих главах следует, что прослеживанию однократных отраженных волн от границ, представляющих разведочный интерес, мешают различные волновые помехи. Кажущиеся скорости этих помех либо значительно меньше кажущихся скоростей $V_{\text{одн}}^*$ однократных отраженных волн (поверхностные волны, обменные и кратные продольные волны в терригенной толще), либо несколько меньше $V_{\text{одн}}^*$ (кратные волны, проходящие часть пути в карбонатных породах, а часть — в терригенной толще). Для прослеживания однократных отраженных волн вне зон интерференции с этими помехами в Нижневолжском научно-исследовательском институте геологии и геофизики (НВ НИИГГ) [31] была предложена методика регистрации отраженных волн на больших удалениях от источника ($x = 4 \div 10$ км) с использованием низкочастотных фильтров с $f_{\text{макс}} = 10 \div 30$ Гц.

Для выяснения возможностей использования такой методики на практике необходимо в первую очередь рассмотреть два вопроса: 1) свойства однократных отраженных волн на больших удалениях от источника; 2) природа и свойства волн-помех на этих расстояниях.

В настоящем параграфе указанные вопросы обсуждаются на основании данных теоретических расчетов.

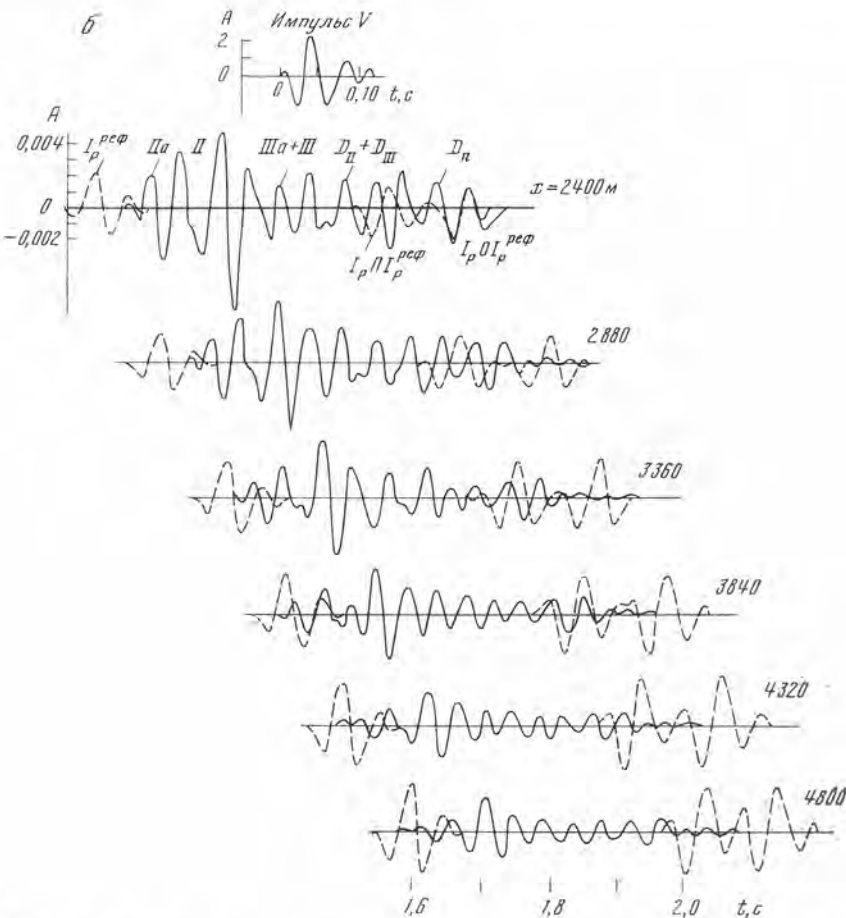


Рис. 97. Трассы однократных отраженных (1) и однократных рефрагированных и отраженно-рефрагированных (2) волн, рассчитанные для модели рис. 73, а при импульсах II (а) и V (б) прямой волны

Свойства однократных волн на больших удалениях от источника. Рассмотрев однократные отраженные волны, регистрируемые на расстояниях, используемых в методе общей глубинной точки ($x_{\text{макс}} = 1400 \div \div 2200$ м), можно сделать следующие выводы: 1) интервалы времен между однократными волнами уменьшаются с расстоянием и волны, соответствующие различным пачкам, интерферируют друг с другом; 2) при увеличении расстояния изменяются формы записи волн, соответствующих тонкослоистым пачкам, и происходит перекачка энергии в область больших времен, что связано с формированием интенсивных суммарных обменных и кратных продольных волн в пачках; амплитуды волн, соответствующих как пачкам с пониженной скоростью, так и пачкам с повышенной скоростью в докритической области, в среднем убывают с расстоянием.

При переходе к расстояниям, существенно превышающим используемые в методе ОГТ, все указанные свойства выражены еще отчетливее. Волны, которые на более близких расстояниях в известной мере разрешены, на больших удалениях образуют одно сложное интерференционное колебание, в котором уже невозможно выделить отдельные волны. На рис. 97, а представлен результат расчета сейсмических трасс для модели скважины 24 (см. рис. 73, а) при больших удалениях от источника ($x_{\text{макс}} \approx 5$ км). В качестве падающего импульса взят один из экспериментальных импульсов прямой волны с максимумом амплитудного спектра на частоте $f_{\text{макс}} = 30$ Гц. Из рис. 97, а видно, что уже при $x = 2400$ м группа волн $D_{II} + D_{III}$ представляет собой интерференционную волну с формой записи, изменяющейся при дальнейшем удалении от источника. При расстояниях $x > 3300$ м волны $D_{II} + D_{III}$ интерферируют с предшествующими более интенсивными волнами, и выделение их на записи практически невозможно. Отчетливо видно формирование последующих фаз D_{II} в группе волн $D_{II} + D_{III}$, отстоящих от основных фаз более чем на 0,1 с. Если эти фазы принять за группу $D_{II} + D_{III}$, то ошибка в стратиграфической привязке достигнет 200—250 м. Однако в реальных условиях волны $D_{II} + D_{III}$ и их последующие фазы обычно не являются последними волнами на записи; ниже пачки $D_{II} + D_{III}$ обычно существуют другие отражающие пачки в осадочных породах и поверхность кристаллического фундамента Φ . Волны от этих сейсмических границ будут интерферировать с рассматриваемыми последующими фазами волн $D_{II} + D_{III}$, что исключает возможность их прослеживания.

Уровень амплитуд однократных волн при изменении расстояний от нуля до 5 км уменьшается примерно в 10 раз.

Переход на более низкие частоты (рис. 97, б, частота максимума спектра падающего импульса $f_{\text{макс}} = 20$ Гц) несколько увеличивает уровень амплитуд однократных отраженных волн $D_{II} + D_{III}$. Это связано с уменьшением влияния прохождения через вышележащие тонкослоистые пачки. В приведенных примерах изменение частоты максимума спектра падающей волны с 30 до 20 Гц обуславливает увеличение амплитуд $D_{II} + D_{III}$ примерно на 25—30%. Однако разрешенность волн, как и следовало ожидать, еще более ухудшилась, и даже на минимальных из рассмотренных расстояний в суммарной трассе нельзя выделить отдельные волны. Так же как и в предыдущем случае, отчетливо видно формирование на записях последующих фаз D_n с амплитудами, превосходящими амплитуды основных фаз $D_{II} + D_{III}$ на этих же расстояниях.

Приведенные примеры, а также результаты расчетов для моделей, составленных по скважинам в других районах Русской платформы, отчетливо показывают, что свойства полезных сигналов на больших удалениях ($x = (1 \div 2) H$, где H — глубина отражающей границы) неблагоприятны для их выделения и прослеживания по следующим причинам:

1) однократные отраженные волны от различных пачек образуют неразрешенное интерференционное колебание, в котором невозможно выделить отдельные волны;

2) в тонкослоистой среде за счет перекачки энергии в область больших времен формируются последующие фазы отраженных волн, стратиграфическая привязка которых может привести к большим ошибкам.

Помимо отмеченных основных причин, значительное уменьшение уровня амплитуд также неблагоприятно для выделения однократных отраженных волн на больших удалениях от источника.

Волны-помехи на больших удалениях от источника. В районах, где имеется сильная граница раздела скоростей ($V_{1P}/V_{2P} < 0,7$), на больших удалениях от источника обычно образуются кратные отраженно-преломленные волны [134]. Промежуточное отражение обычно происходит на сильных границах — на подошве ЗМС, на свободной поверхности или

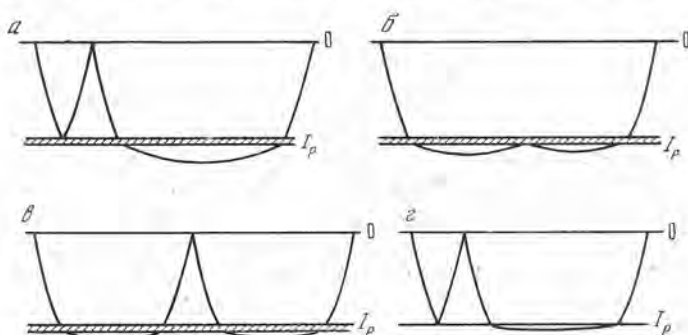


Рис. 98. Траектории лучей отраженно-рефрагированной волны $I_p O I_p^{ref}$ (а), двукратно-рефрагированных волн $I_p^{ref} I_p I_p^{ref}$ (б) и $I_p^{ref} O I_p^{ref}$ (в) и отраженно-головной волны $I_p O I_p^{гол}$ (г)

на обеих границах. Возможно также промежуточное отражение на границах или пачках внутри ЗМС и внутри верхней терригенной толщи.

В условиях Русской платформы границей, на которой возможно образование волн рассматриваемого типа, является жесткая граница. В ряде работ отмечается, что при экспериментальных исследованиях в различных районах Русской платформы были зарегистрированы и прослежены отраженно-преломленные волны [31, 134].

Под жесткой границей в верхней части карбонатных или гипсоангидритовых пород во многих районах имеется вертикальный градиент скорости. В этих случаях отраженно-преломленные волны представляют собой отраженно-рефрагированные волны различных типов (рис. 98). При отсутствии вертикального градиента скорости ниже жесткой границы отраженно-преломленные волны представляют собой отраженно-головные волны, что по-видимому, бывает редко [44].

Ниже приводятся результаты расчетов динамических характеристик отраженно-преломленных волн и их сравнение с характеристиками однократных отраженных волн.

Отраженно-рефрагированные волны. Для расчетов принята та же модель верхней части разреза, которая использовалась для расчетов трасс однократных волн, и под первой отражающей пачкой (жесткая граница) введен градиент скорости $dV/dh = 0,7 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}/\text{м}$. Градиенты скорости такого порядка были получены по данным АК в различных районах Волго-Уральской области. Коэффициенты отражения на подошве ЗМС и на свободной поверхности принимались равными 0,66.

Рассчитывались все типы волн, показанные на рис. 98. Расчеты показали, что волны $I_p^{ref} O I_p^{ref}$ и $I_p^{ref} I_p I_p^{ref}$ на порядок слабее волн $I_p O I_p^{ref}$ и $I_p I I_p^{ref}$, поэтому они не включены в трассу. Каждая из волн $I_p O I_p^{ref}$

и $I_p\Pi I_p^{\text{реф}}$ представляет собой результат синфазного суммирования двух волн, претерпевших отражение в начальной и конечной частях пути.

На рис. 97 показаны однократная рефрагированная волна $I_p^{\text{реф}}$ и кратные волны $I_p O I_p^{\text{реф}}$ и $I_p\Pi I_p^{\text{реф}}$. Волна $I_p^{\text{реф}}$ отделена лишь небольшим интервалом времени от отраженной волны Πa , которая на таких больших расстояниях регистрируется в области, близкой к первым вступлениям.

Кратные отраженно-рефрагированные волны регистрируются на временах прихода волн группы $D_{II} + D_{III}$ и имеют амплитуды, превосходящие амплитуды девонских волн для более низкочастотного падающего импульса (см. рис. 97, б) или соизмеримые с ними для более высокочастотного импульса (см. рис. 97, а). Это делает практически невозможным выделение даже последующих фаз D_n девонских волн, а также отраженных волн от более глубоких границ, в том числе и от поверхности фундамента. Очевидно, что при наличии в верхней терригенной толще промежуточных границ даже с меньшими коэффициентами отражения, чем на свободной поверхности или на подошве ЗМС, в интервале записи между волнами Πa и $D_{II} + D_{III}$ также появятся кратные отраженно-рефрагированные волны, которые будут иметь амплитуды, соизмеримые с амплитудами отраженных волн, и близкие к ним кажущиеся скорости.

Отраженно-головные волны. Для головных волн, образовавшихся на тонкослоистых пачках, в настоящее время не разработана методика теоретических расчетов. Поэтому оценим амплитуды отраженно-головных волн, рассматривая жесткую границу как границу раздела первого порядка двух полупространств с различными скоростями.

Амплитуду A_{0-r} кратной отраженно-головной волны приближенно можно представить в виде

$$A_{0-r} = \frac{2A_0(i_{0P})\Gamma_{PPP}k_{PP}k_0V_r \text{tg}i_{0P}\Pi k_{P,r}[w_{PP}]}{V_{0S}(x-x_n)^{3/2}x^{1/2}\omega}, \quad (10.2)$$

где A_0 — амплитуда падающей волны; Γ_{PPP} — коэффициент образования головной волны; k_{PP} — коэффициент отражения от жесткой границы; k_0 — коэффициент отражения от свободной поверхности; V_r — граничная скорость; $\Pi k_{P,r}$ — произведение коэффициентов преломления на подошве ЗМС и на границах в терригенной толще на пути от источника к границе и от границы к приемнику; $i_{0P} = \arcsin(V_{0P}/V_r)$; V_{0P} и V_{0S} — соответственно скорости продольных и поперечных волн вблизи свободной поверхности; $[w_{PP}]$ — безразмерный коэффициент конверсии; x_n — абсцисса начальной точки отраженно-головной волны; ω — круговая преобладающая частота импульса; множитель 2 соответствует суммированию двух волн.

Для принятых параметров амплитуда кратной отраженно-головной волны при $x = 5$ км меньше амплитуды отраженно-рефрагированной волны в 1,8 раза при падающем импульсе $f_{\text{макс}} = 20$ Гц и в 2 раза — при импульсе с $f_{\text{макс}} = 30$ Гц. Следовательно, амплитуды отраженно-головных волн, так же как и отраженно-рефрагированных, сравнимы с амплитудами глубинных однократных отраженных волн или превосходят их.

Таким образом, на больших удалениях от источника появляется новый класс помех — кратные отраженно-преломленные волны, которые имеют амплитуды, соизмеримые с амплитудами однократных отраженных волн или даже превосходящие их, близкие к ним области регистрации и кажущиеся скорости. Поэтому кратные отраженно-преломленные волны должны являться не меньшим препятствием для выделения однократных отраженных волн, чем кратные отраженные волны на более близких расстояниях от источника.

В итоге приходим к следующему:

1. На больших удалениях от источника однократные отраженные волны образуют длительные интерференционные колебания, внутри которых

практически невозможно выделение отдельных волн. Вследствие тонкой слоистости среды перекачка энергии происходит в последующие фазы колебаний, сформулированные кратными продольными и обменными волнами внутри тонкослоистых пачек. Свойства полезных сигналов на больших удалениях неблагоприятны для их выделения на записях.

2. На больших удалениях от источника формируется поле специфических помех — кратных отраженно-преломленных волн, амплитуды которых соизмеримы с амплитудами однократных отраженных волн или превосходят их, кажущиеся скорости близки к ним и области регистрации перекрываются.

3. Переход на регистрацию низких частот не улучшает условий выделения однократных волн, так как разрешенность записей ухудшается, а уровень кратных отраженно-преломленных волн возрастает.

Таким образом, как свойства полезных однократных волн, так и свойства помех — кратных отраженно-преломленных волн не благоприятствуют выделению однократных отраженных волн на больших удалениях от источника. Поэтому использование такой методики регистрации отраженных волн от границ в осадочной толще нецелесообразно.

§ 5. Примеры оценки влияния свойств полезных сигналов и многократных волн на результаты суммирования по способу ОГТ

Приведенные ранее результаты расчетов показали, что в реальной тонкослойной среде и полезные сигналы, и мешающие их выделению кратные волны могут иметь сложную форму, изменяющуюся с расстоянием.

Рассмотрим на расчетных примерах, как влияют отмеченные свойства волн на результаты суммирования по способу ОГТ.

Помеха — кратная, отраженная от кровли карбонатной толщи волна. Как указывалось ранее, помехи данного типа очень интенсивны на записях одиночных приборов, а в некоторых районах Русской платформы (например, в Волгоградской области) и на записях групп приборов.

На рис. 99 показаны результаты расчетов двух волн, регистрируемых на близких временах, — однократной волны $IIIa + III$ и двухкратной волны $IpOIp$ для модели (см. рис. 73, *a*). Однократная волна $IIIa + III$ представляет собой группу, состоящую из двух волн, наиболее отчетливо выражающую в случае падающего импульса II . С увеличением расстояния x разрешенность обеих волн в группе ухудшается. Кратная волна $IpOIp$ в докритической области ($x < 700$ м) имеет амплитуду, соизмеримую с интенсивностью первой волны в группе $IIIa + III$. В закритической области ($x \geq 700$ м) интенсивность ее резко возрастает, а затем плавно убывает с расстоянием, оставаясь больше амплитуды однократной волны в 4–5 раз. Благодаря резкому различию интенсивности одно- и многократной волн при суммировании по способу ОГТ шести трасс ($x = 240 \div 1440$ м) только начальная часть суммарной трассы (три первых максимума на рис. 100, *a*) контролируется первой из волн группы $IIIa + III$; в этом интервале времен кратная волна почти полностью подавлена. Последующая часть суммарной трассы с большими амплитудами, чем начальная, образована не однократной, а многократной волной, хотя различия во временах вступлений одно- и многократной волн достигают 0,17 с, т. е. $\sim 8T$. Заметим, что выигрыш от шестикратного суммирования по сравнению с трехкратным (рис. 100, *b*) сравнительно невелик, в особенности для более низкочастотных падающих импульсов II и IV .

Основной причиной малой эффективности суммирования по способу ОГТ в данном случае является значительное возрастание интенсивности помехи при переходе в закритическую область.

Суммирование записей, полученных при трех разных формах падающего импульса (рис. 100, *в*), что эквивалентно изменению условий

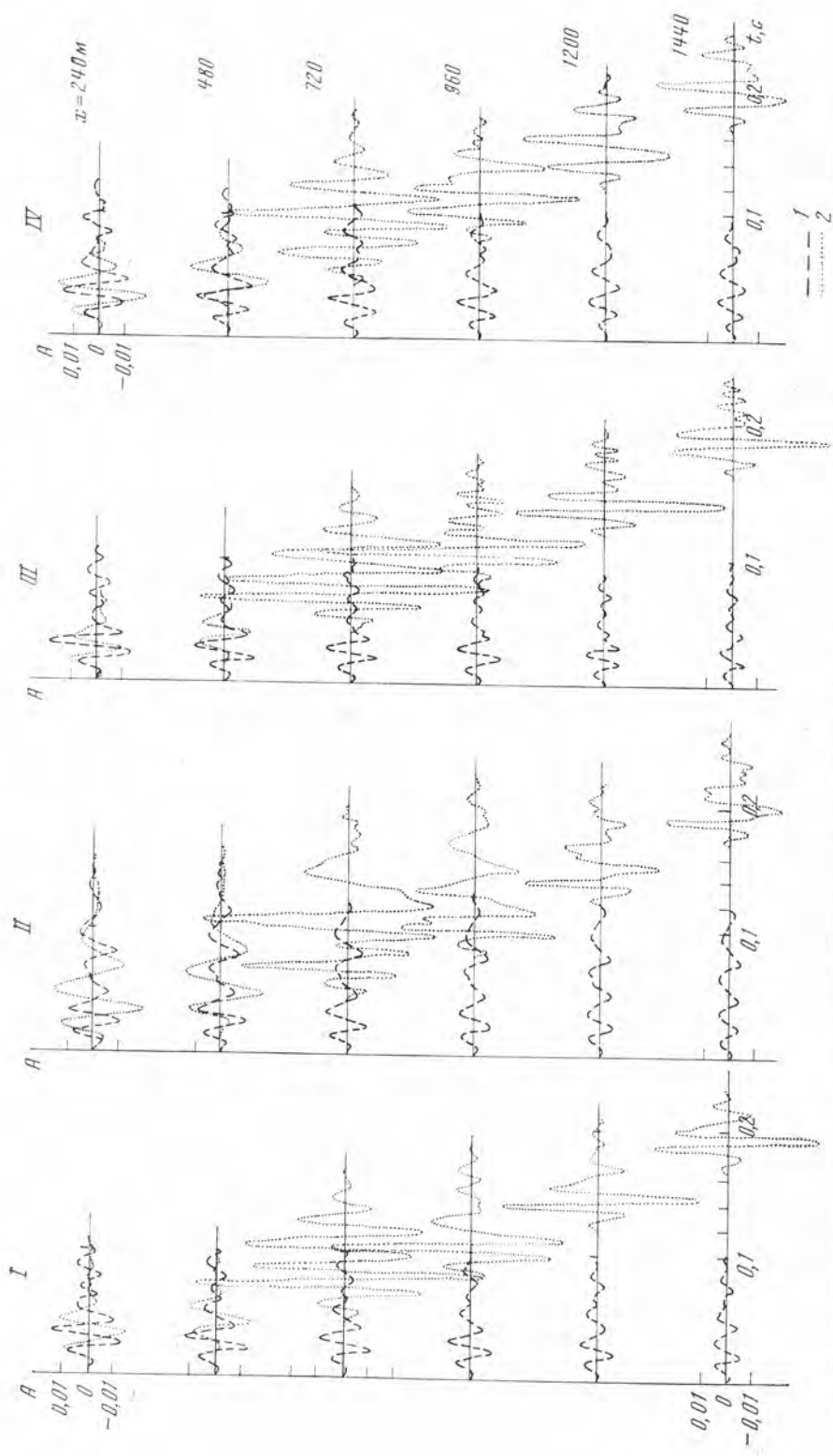


Рис. 99. Однократная волна IIIa + III (I) и двукратная волна I r O I r (2) для модели рис. 73, а на различных расстояниях от источника при четырех формах падающего импульса

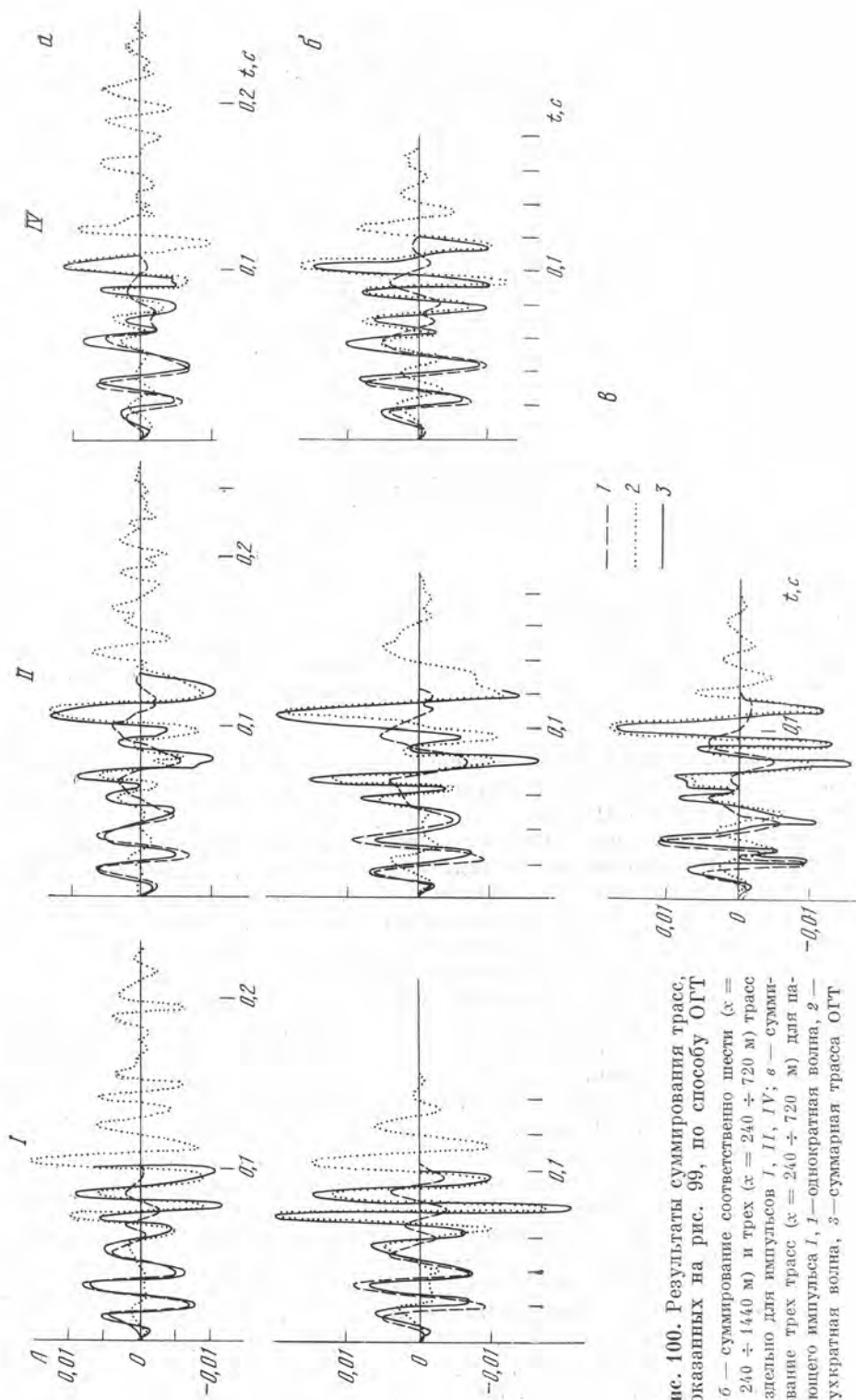


Рис. 100. Результаты суммирования трасс, показанных на рис. 99, по способу ОГТ
 а, б — суммирование соответственно шести ($x = 240 \div 1440$ м) и трех ($x = 240 \div 720$ м) трасс раздельно для импульсов I, II, IV; в — суммирование трех трасс ($x = 240 \div 720$ м) для падающего импульса I, 1 — однократная волна, 2 — двукратная волна, 3 — суммарная трасса ОГТ

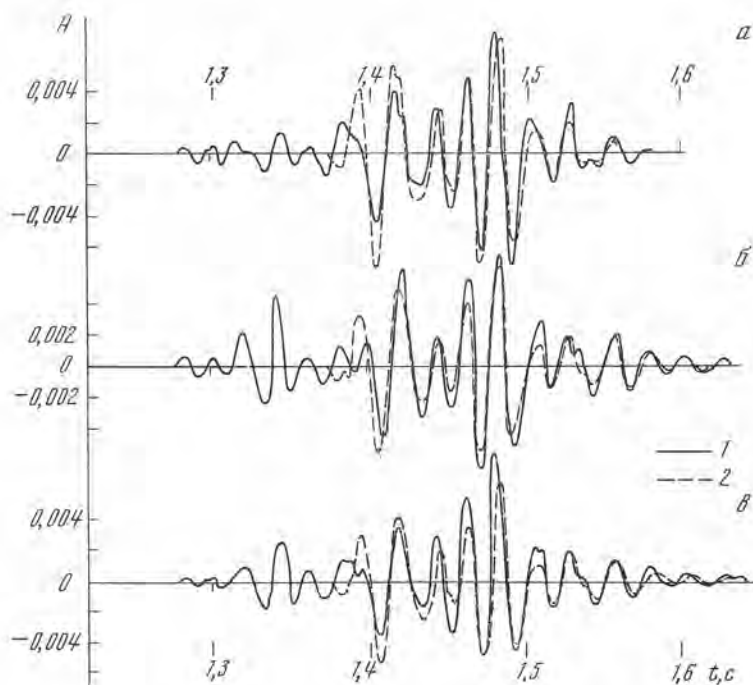


Рис. 101. Результаты суммирования теоретических трасс по методике ОГТ

а — суммирование шести ближних трасс ($x = 240 \div 1440$ м); б — шести дальних трасс ($x = 960 \div 2160$ м); в — девяти трасс ($x = 240 \div 2160$ м); 1 — суммарная трасса волн $D_{II} + D_{III}$ и регулярных кратных волн; 2 — суммарная трасса однократных волн $D_{II} + D_{III}$

возбуждения колебания, не меняет соотношений амплитуд последующей и начальной частей трассы, но ухудшает форму записи однократной волны, делая ее менее регулярной.

Помехи — суммарное поле регулярных кратных волн, связанных с верхней частью карбонатной толщи. На рис. 101 представлены различные варианты суммирования по способу ОГТ для рассмотренного ранее (см. рис. 88, а) примера. Перед суммированием все записи нормировались по максимальной амплитуде на временах D_{II} , что имитирует действие применяющегося на практике регулятора амплитуд. Из рис. 101 видно, что при всех рассмотренных вариантах суммирования волна D_{II} плохо выделяется на записи. Первый максимум волны D_{III} практически совсем не может быть выделен. Выделению волны D_{II} мешает фон предшествующих колебаний, обусловленных полем регулярных кратных волн. Амплитуды фона достигают наибольшей величины при суммировании шести дальних трасс. В связи с этим при суммировании девяти трасс фон остается более высоким, чем при суммировании шести ближних трасс. В данном примере наилучшие условия выделения волны D_{II} соответствуют суммированию шести ближних трасс, что согласуется с данными полевого эксперимента в этом районе (Квасниковская площадь Саратовской области).

Условия выделения волны D_{III} также наиболее благоприятны при суммировании шести ближних трасс, хотя отличия для двух других вариантов суммирования менее существенные, чем для волны D_{II} .

Оценки отношения энергий $E_{D_{II}}/E_{кр}$ и $E_{D_{III}}/E_{кр}$ по записям, полученным в результате суммирования по способу ОГТ, показывают, что они возросли по сравнению со средними значениями для единичных записей в меньшее число раз, чем следует из расчетов для простых волн с неизменной формой колебаний. Выигрыш в отношении амплитуд полезного сигнала

Таблица 10

Номер варианта	Отношение энергий	n	Δx , м	q_{Φ}	q_p	q_{Φ}/q_p
1	$E_{D_{II}}/E_{кр}$	6	240—1440	3,6	18	0,20
2		6	960—2160	2,4	18	0,41
3		9	240—2160	3,0	40	0,075
4	$E_{D_{III}}/E_{кр}$	6	240—1440	13,5	18	0,75
5		6	960—2160	4,0	18	0,22
6		9	240—2160	6,8	40	0,17

ла и кратной волны за счет суммирования для фланговых систем ОГТ $B = (A_c/A_{кр})_{ОГТ}/(A_c/A_{кр})_{од}$ приближенно описывается формулой [93]

$$B = (0,7 \div 0,8)n, \quad (10.3)$$

где n — кратность суммирования. Соответственно выигрыш в отношении энергий полезной волны и регулярной помехи принимает вид

$$q_p = (0,49 \div 0,64)n^2. \quad (10.4)$$

В табл. 10 приведены значения q_p , вычисленные по формуле (10.4) при коэффициенте перед n^2 , равном 0,5, и значения q_{Φ} (выигрыш по отношению к фону), определенные по теоретическим сейсмограммам для рассматриваемого примера, а также отношение q_{Φ}/q_p .

Из табл. 10 можно сделать следующие выводы:

1. Величина q_{Φ} для всех вариантов, кроме 4-го, значительно меньше, чем q_p ($q_{\Phi}/q_p = 0,075 \div 0,22$). В отмеченном случае в области регистрации волны D_{III} в поле кратных волн доминирует только одна волна, и поэтому q_{Φ} сравнительно близко к q_p .

2. Использование больших удалений от источника ($x = 960 \div 2160$ м) при сохранении кратности суммирования приводит к ухудшению результата суммирования по сравнению с меньшими удалениями ($x = 240 \div 1440$ м). Это связано с изменениями формы полезного сигнала и кратных волн на больших расстояниях от источника.

3. Увеличение кратности суммирования с шести до девяти с одновременным увеличением базы ухудшает результат суммирования по сравнению с полученным на меньшей базе при более близких расстояниях от источника.

Следовательно, при работах ОГТ в условиях тонкослоистых сред увеличение базы и кратности суммирования и увеличение выноса пункта взрыва может существенно ухудшать результаты суммирования. Отметим, что при получении этих результатов предполагалось, что форма падающего импульса и соответственно условия возбуждения колебаний неизменны. Учет флуктуаций условий возбуждения колебаний, как показано ранее, может еще в большей степени ухудшить результаты суммирования.

Из приведенного примера видно, что в случае суммарного поля регулярных волн и полезного сигнала, изменяющихся с расстоянием, суммирование по способу ОГТ дает значительно меньший выигрыш, чем в простом случае сигнала и помехи с неизменной формой колебаний.

Эффективность способа ОГТ существенно зависит от стабильности свойств полезных одно- и многократных отраженных волн при удалении от источника, при изменении свойств среды по площади и при изменении условий возбуждения колебаний. В реальных тонкослоистых средах изучение свойств указанных волн по исходным экспериментальным данным из-за сложного характера волнового поля часто невозможно. В таких ситуациях основным инструментом для изучения свойств одно-

и многократных волн являются теоретические расчеты и их сравнение с экспериментальными данными, на которых различные компоненты волнового поля выделены путем предварительной машинной обработки.

По результатам теоретических расчетов, проведенных на этапе проектирования работ способом ОГТ, можно обоснованно выбрать системы наблюдений — длину годографов и кратность перекрытия. На этапе камеральной обработки материалов данные теоретических расчетов позволяют определить различные компоненты волнового поля и выбрать оптимальную методику обработки полученных данных.

Теоретические расчеты, проведенные применительно к условиям тонкослойной среды на Русской платформе, показали, что свойства интерференционных однократных отраженных волн могут значительно изменяться при больших удалениях от источника и при изменении условий возбуждения колебаний. Это может обусловить их расфазирование по способу ОГТ и привести к снижению эффективности этого способа.

Регулярные многократные отраженные волны, связанные с основными выдержанными пачками в разрезе, образуют сложное поле, характеризующееся значительной изменчивостью с расстоянием и весьма чувствительное к изменениям свойств разреза и условий возбуждения колебаний. Сложный характер поля — наличие ряда волн с различными динамическими характеристиками и несколько различающимися кинематическими характеристиками (временами прихода и эффективными скоростями) — снижает эффективность суммирования по способу ОГТ.

Значительное увеличение длины годографов, обычно рекомендуемое для подавления кратных волн в простых моделях сред, в условиях тонкослойных моделей может привести к ухудшению качества получаемых материалов. При расчете систем ОГТ в тонкослойных средах максимальное удаление от источника до приемника нужно выбирать так, чтобы угол падения волны на отражающие пачки слоев не превышал $25\text{--}30^\circ$. Для подавления сложного поля кратных волн с большими эффективными скоростями одного суммирования по способу ОГТ недостаточно: необходимо сначала вычестить кратные волны из исходных записей, а затем уже проводить их суммирование по способу ОГТ. Это позволит существенно повысить эффективность способа ОГТ.

РАЗВЕДОЧНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА ОБМЕННЫХ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН [27]

Глава 11

РЕГИСТРАЦИЯ ОБМЕННЫХ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН В РЕАЛЬНЫХ СРЕДАХ

§ 1. Сейсмологические предпосылки использования обменных волн в сейсмической разведке

Для лучшего образования и регистрации обменных отраженных волн должны выполняться следующие условия [27]:

1. Имеется значительный скачок скоростей поперечных волн на границах раздела.
2. Отношение мощности отражающих слоев к преобладающей длине продольной волны в них должно удовлетворять условию

$$\frac{l}{\lambda_{2P}} \approx \frac{1}{2(1 + V_{2P}/V_{2S})} \quad (11.1)$$

3. Среда, покрывающая отражающие границы, не должна быть слишком сильно поглощающей; в ней не должно содержаться сильных промежуточных границ и большого числа тонких прослоев.

Все отмеченные условия лишь в исключительных случаях встречаются совместно. Большей частью первое и третье являются взаимоисключающими, и интенсивные обменные волны образуются при некотором оптимальном их сочетании.

Параметры сред, при которых осуществлялись эксперименты, описанные в главах 11, 12, приведены в табл. 11, 12.

Скачок скоростей V_{1S}/V_{2S} на отражающей границе. Эта величина определяется литологией, возрастом и тектонической историей пород, залегающих по разные стороны от границы. Многие реальные среды, особенно в верхней части разреза, сильнее дифференцированы по скоростям V_S , чем по скоростям V_P [105]. Поэтому условия регистрации продольных и обменных отраженных волн, связанных с одними и теми же границами, могут различаться. Типы контактов, встречающиеся в реальных средах, можно условно разделить на четыре группы.

1. *Контакт мягких (терригенных) и жестких (карбонатных, хемогенных, кристаллических) пород.* Такие границы широко распространены в разнообразных разрезах (например, кровля карбонатно-хемогенной толщи на востоке Русской платформы, кровля фундамента в Западно-Сибирской низменности, кровля верхнемеловых отложений в Кубанской депрессии и в районе вала Карпинского, гипсоангидритовый слой в Прикарпатском прогибе и др.). Для таких границ при резком различии в возрасте пород и особенно при малой мощности терригенных осадков характерны малые отношения $V_{1S}/V_{2S} = 0,2 \div 0,5$ и $V_{1P}/V_{2P} = 0,3 \div 0,5$. Обменные волны PS , соответствующие таким границам, должны иметь

Таблица 11. Параметры сильных отражающих границ

Номер участка	Название участка	Глубина границы, м	Литологический состав пород выше и ниже границ
I	Куйбышевская обл., Пестравский р-н	130	Песчано-глинистая толща, известняки
II	Куйбышевская обл., Похвистневский р-н	200	То же
III	Краснодарский край, Ейский р-н	270	Песчано-глинистая толща, мергели
IV	Куйбышевская обл., Пестравский р-н	300	Песчано-глинистая толща, известняки
V	Куйбышевская обл., Ставропольский р-н	450	То же
VI	Дрогобычская обл., Николаевский р-н	450	Песчано-глинистая толща, гипсо-ангидриты
VII	Николаевский р-н	1000	То же
VIII	Львовская обл., Городокский р-н	1350	»
IX	Станиславская обл., Калушский р-н	1450	»

* Данные приведены ориентировочно.

сравнимую, а в некоторых случаях и бóльшую интенсивность, чем волны PP , уже при небольших величинах x/H . Границы этого типа особенно благоприятны для изучения волнами PS .

2. Контакт жестких и мягких пород (инверсия скоростей продольных и поперечных волн). Среди таких границ могут быть как сильные, так и слабые для поперечных волн. Так, например, сравнительно слабые скачки скоростей поперечных волн ($V_{1S}/V_{2S} = 1,5 \div 1,7$) отмечаются на границах терригенных слоев в толще карбонатных отложений карбона и де-

Таблица 12. Параметры слабых отражающих границ

Номер участка	Название участка	Глубина границы, м	Литологический состав пород выше и ниже границы
X	Куйбышевская обл., Похвистневский р-н	60	Песчано-глинистые породы с пропластками мергеля
		105	
		230	
		1200	Известняки, песчано-глинистые слои
		1700	
		2340	
I	Куйбышевская обл., Пестравский и Похвистневский р-ны	1700	»
		2140	»
II		2340	»
		3230	»

* Данные приведены ориентировочно.

Возраст пород	V_{1P}	V_{1S}	V_{2P}	V_{2S}	$K_1 = \frac{V_{1P}}{V_{1S}}$	$p = \frac{V_{1P}}{V_{2P}}$	$\delta = \frac{V_{1S}}{V_{2S}}$
	м/с						
<i>N—P</i>	1500	330	5000	2500	4,9	0,3	0,13
<i>N—P</i>	1600	440	3300	1450 *	3,6	0,49	0,3
<i>N</i>	1600	470	2500	1000 *	3,4	0,64	0,47
<i>N—P</i>	1700	525	5000	2500 *	3,3	0,34	0,21 *
<i>P</i>	1800	530	5000	2500 *	3,4	0,36	0,21 *
<i>N</i>	2300	710	5000	2500 *	3,25	0,46	0,3 *
<i>N</i>	2500	1130	5000	2500 *	2,3	0,5	0,45 *
<i>N</i>	2600	1040	5000	2500 *	2,5	0,5	0,42
<i>N</i>	2600	—	5000	—	—	0,5	—

вона на Русской платформе. Регистрация волн *PS* от таких границ связана со значительными трудностями [27].

К типу границ с инверсией скорости можно отнести границу лед — вода, являющуюся весьма сильной для поперечных волн, и сравнительно слабую границу лед — морена [13]. От границ указанных типов были получены отчетливые обменные волны.

3. *Контакт жестких пород различной литологии.* Такие границы весьма распространены в мощных толщах карбонатных отложений (Рус-

Возраст пород	V_{iP}	V_{iS}	$V_{(i+1)P}$	$V_{(i+1)S}$	$\frac{V_{iP}}{V_{(i+1)P}}$	$\frac{V_{iS}}{V_{(i+1)S}}$
	м/с					
<i>P₂</i>	1770	680	2300	980	0,77	0,87
	2300	980	2540	950	0,90	0,82
	2540	950	3300	1400	0,77	0,68
<i>C</i>	5300	2650 *	4200	1900 *	1,2	1,4 *
<i>C</i>	5500	2750 *	4300	1950 *	1,3	1,4 *
<i>D</i>	6000	3000 *	3700	1700 *	1,6	1,7 *
<i>C</i>	5200	2600 *	4300	1950 *	1,2	1,3 *
<i>C</i>	5300	2650 *	4300	1950 *	1,2	1,4 *
<i>C</i>	5200	2600 *	4300	1950 *	1,2	1,3 *
<i>D</i>	6300	3200 *	4500	2000 *	1,4	1,6 *

ская платформа, Иркутский синклиорий и т. д.). На границах данного типа возможны как инверсия, так и возрастание скорости V_{2P} при сравнительно слабом изменении V_S ($1,5 > V_{1S}/V_{2S} > 0,7$). Обменные отраженные волны становятся соизмеримыми по интенсивности с продольными лишь на больших удалениях от источника ($x/H \geq 2$). Однако из-за малого поглощения в жесткой покрывающей среде волны PS могут в отдельных случаях успешно регистрироваться и при меньших значениях x/H .

4. *Контакты мягких пород различного состава или различного возраста.* В зависимости от литологии и степени водонасыщенности пород по разные стороны от границы дифференциация среды по скоростям V_S может быть как сильной, так и слабой. Особенно большое влияние на скорости поперечных волн оказывает содержание глинистых фракций в терригенной толще. Поэтому контакт полностью увлажненных глинистых и песчаных отложений может быть сильной границей для волн PS и слабой границей для продольных отраженных волн PP . Так, например, сильной границей по скоростям V_S в некоторых районах востока Русской платформы является кровля плиоценовых терригенных отложений, отличающихся от покрывающих терригенных пород большей уплотненностью.

Границы в терригенной толще, на которых происходят слабые изменения скоростей поперечных волн, неблагоприятны для изучения волнами PS . К таким границам, в частности, относится уровень грунтовых вод, на котором при сильном скачке скоростей продольных волн почти не меняются скорости V_S [94].

Мощность отражающих слоев. Отражения от тонких однородных слоев в зависимости от отношения мощности слоя к преобладающей длине волны в нем могут быть как интенсивнее, так и слабее волн, отраженных от толстых слоев с такой же скоростной дифференциацией среды. При выполнении условия (11.1) волны, соответствующие тонким слоям, могут быть в 2 раза интенсивнее волн, соответствующие толстым слоям. В зависимости от скоростной дифференциации среды мощность слоев, при которой выполняется условие (11.1), различна.

Таблица 13

Породы	V_P	V_S	V_P/V_S	$l, \text{ м}$
	м/с			
Глина	1800	450—600	4—3	6—7,5
Песчаники	2500	830—1000	3—2,5	10—12
Известняки, плотные песчаники	3500	1400	2,5	17
Плотные известняки, гипсовангидриты	4500—6000	2250—3000	2	25—33

В табл. 13 приведены величины оптимальной мощности однородных слоев с различными значениями скоростей V_P и V_S , при которой обменные отраженные волны с преобладающей частотой $f = 30$ Гц имеют наибольшую интенсивность. Слои с такой небольшой мощностью, как известно из данных акустического каротажа [75], широко распространены в осадочных породах. При оптимальной мощности слоев интенсивные обменные волны могут быть получены при сравнительно слабой дифференциации скоростей поперечных и продольных волн ($p \approx 0,7$, $\delta \approx 0,7$).

Свойства покрывающей среды. Поглощение. Скоростное строение и поглощающие свойства среды обычно тесно взаимосвязаны. Терригенные породы с малыми значениями V_{1S}/V_{1P} характеризуются сравнительно большими α_{1S} и α_{1S}/α_{1P} . Поэтому даже при образовании интенсивных обменных волн на сильных границах раздела значительная часть энергии

волн PS затухает во внутренних точках среды. При сравнительно большой мощности покрывающей толщи волны могут не достичь поверхности наблюдений.

В жестком разрезе, где V_{1S}/V_{2S} достигает 0,5 и более, а α_{1S} сравнимо с α_{1P} , нет столь значительного поглощения волн PS в покрывающей толще. Поэтому, несмотря на то, что границы раздела в таком разрезе слабее, чем в случае контакта терригенных и карбонатных (или кристаллических) пород, волны PS за счет меньшего поглощения могут обладать большей интенсивностью. Так, например, из-за слабого поглощения во льду волны PS от границ лед — кристаллические породы [87] или лед — морена [43] обладают на записях значительной интенсивностью, хотя границы раздела скоростей слабые, особенно во втором случае.

Наличие промежуточных границ. Наличие сильной границы выше основной изучаемой является неблагоприятным фактором для регистрации волн PS . Такая граница существенно уменьшает долю энергии воли PS , так как на ней возможно образование интенсивных волн, претерпевших обмен при прохождении. Она является также источником интенсивных волн-помех (обменных отраженных и преломленных, одно- и многократных волн), затрудняющих выделение глубинных волн.

При большом числе промежуточных границ в покрывающей среде, особенно при большом числе тонких слоев с сильной дифференциацией скоростей, условия регистрации волн PS неблагоприятны. В таких средах волны PS обладают малой интенсивностью, а в ряде случаев также и плохой коррелируемостью. В частности, в условиях Русской платформы, если покрывающая терригенная толща содержит большое число мергелистых прослоев с повышенными скоростями, допредельные отраженные волны PS от поверхности карбонатно-хемогенной толщи практически не удается выделить на фоне различных помех. В этих случаях выделение волн PS возможно только в запредельной области, где они обладают большей интенсивностью [25].

§ 2. Разрешающая способность метода обменных отраженных волн

Разрешающая способность метода обменных отраженных волн, так же как и любого другого сейсмического метода, характеризует степень детальности расчленения среды, которая может быть достигнута при его использовании. Последняя определяется минимальной разностью глубин между двумя границами в среде или минимальной мощностью слоя, которую можно найти по сейсмическим данным.

Минимальная мощность слоя, заключенного между двумя отражающими границами, может быть определена непосредственно по сейсмограммам по разности времен прихода волн, отраженных от его кровли и подошвы. Этот способ оценки разрешающей способности применим, если волны разрешены на записи*.

Разность времен прихода обменных волн PS , отраженных от двух близко расположенных границ, приближенно можно представить при углах падения, близких к нормальному:

$$\Delta t = \frac{l}{V_{2P}} \left(1 + \frac{V_{2P}}{V_{2S}} \right). \quad (11.2)$$

Для полной разрешенности волн на записи разность Δt должна быть не меньше, чем длительность колебаний волны, отраженной от верхней границы. В реальных средах длительность колебаний обычно составляет

* В некоторых случаях требование полной разрешенности волн на записях считается слишком жестким и для определения мощности слоя используются характерные точки интерференционной волны, являющиеся точками прихода фронтов волн, участвующих в интерференционном колебании.

(2 ÷ 3) T^{np} , где T^{np} — преобладающий период волны на записи. В этом случае

$$l_{1\text{мин}} = \frac{n\lambda_{2P}^{np}}{1 + V_{2P}/V_{2S}} \quad (11.3)$$

или

$$l_{1\text{мин}} = \frac{a_{PS}V_{2P}}{1 + V_{2P}/V_{2S}}, \quad (11.4)$$

где $\lambda_{2P}^{np} = V_{2P}T^{np}$ — преобладающая длина продольной волны с периодом T^{np} в среде между границами; a_{PS} — длительность колебаний волны PS на записи.

Из приведенной формулы видно, что величина $l_{1\text{мин}}$ тем меньше, чем меньше преобладающая длина продольной волны λ_{2P} и чем больше отношение скоростей V_{2P}/V_{2S} . Поскольку наибольшие значения V_{2P}/V_{2S} обычно встречаются в терригенных отложениях, то при их исследовании следует ожидать особенно высокой разрешающей способности метода обменных отраженных волн. В табл. 14 приведены цифры, характеризующие разрешающую способность метода обменных отраженных волн в условиях терригенного и карбонатного разрезов.

Таблица 14

Породы	V_{2P}	V_{2S}	$\frac{V_{2P}}{V_{2S}}$	PS			PP			$\frac{l_{1\text{мин}}(PS)}{l_{1\text{мин}}(PP)}$
				T^{np}, c	a, c ($n = 2, 5$)	$l_{1\text{мин}}, м$	T^{np}, c	a, c ($n = 2, 5$)	$l_{1\text{мин}}$	
Терригенные	1600	400	4	0,03	0,075	24	0,02	0,050	40	0,60
	1800	600	3	0,03	0,075	~ 35	0,02	0,050	45	0,78
Карбонатные	3500	1400	2,5	0,025	0,062	~ 62	0,02	0,050	87	0,72
	5500	2750	2,0	0,025	0,062	114	0,02	0,050	137	0,83
	5500	2750	2,0	0,030	0,075	137	0,02	0,050	137	1,00

Минимальная мощность однородного слоя, определяемая по разности времен прихода продольных волн, отраженных от его кровли и подошвы, равна

$$l_{1\text{мин}}(PP) = \frac{n}{2} \lambda_{2P}^{np}, \quad (11.5)$$

или

$$l_{1\text{мин}}(PP) = a_{PP}V_{2P}/2. \quad (11.5')$$

Отсюда

$$\frac{l_{1\text{мин}}(PS)}{l_{1\text{мин}}(PP)} = \frac{a_{PS}}{a_{PP}} \frac{2}{1 + V_{2P}/V_{2S}}. \quad (11.6)$$

Если бы длительности колебаний волн PS и PP на записи были бы одинаковыми, то метод обменных отраженных волн всегда обладал бы большей разрешающей способностью, чем метод продольных волн. Однако из экспериментальных данных, полученных в различных районах, известно, что преобладающий период обменных волн обычно в 1,2—1,5 раза больше, чем преобладающий период продольных волн. Поскольку число n периодов колебаний обычно одинаково, то длительность колебаний обменных волн больше, чем продольных. При $a_{PS}/a_{PP} = 1,5$ $l_{1\text{мин}}(PS)/l_{1\text{мин}}(PP) < 1$ при $V_P/V_S > 2$ и $l_{1\text{мин}}(PS)/l_{1\text{мин}}(PP) \geq 1$ при $V_P/V_S \leq 2$.

Следовательно, при указанных соотношениях a_{PS}/a_{PP} в условиях терригенного разреза метод обменных отраженных волн должен обладать более высокой разрешающей способностью, чем метод продольных отраженных волн. В условиях жесткого разреза разрешающая способность обоих методов близка (табл. 14).

§ 3. Диапазон глубин, исследуемых при помощи обменных отраженных волн

Минимальные глубины, исследуемые методом обменных отраженных волн. Исследование малых глубин методом продольных отраженных волн обычно ограничивается невозможностью выделения волн с малыми временами прихода на фоне интенсивных помех, возбуждаемых взрывом. Обменные волны из-за меньших величин скорости поперечных волн по сравнению со скоростями продольных волн регистрируются на больших временах, где фон помех значительно ниже. Поэтому при регистрации волн PS возможно изучение диапазона меньших глубин, чем при регистрации волн PP .

Оценим минимальные глубины границ, исследование которых возможно при использовании волн PS и PP . Минимально возможная глубина исследования зависит от длительности интервала записи, занятого интенсивными помехами, возбуждаемыми взрывом. Обозначим длительность интервала записи, занятого нерегулярными помехами вблизи источника, $t_n(Z)$ и $t_n(X)$ соответственно для Z - и X -компонент. Будем считать, что отраженные волны PP и PS можно выделить в диапазоне времен, превосходящем соответственно $t_n(Z)$ и $t_n(X)$. Тогда минимальные глубины залегания границ, от которых могут быть получены продольные и обменные волны, примут вид

$$H_{\min}(PP) = \frac{V_P t_n(Z)}{2}, \quad (11.7)$$

$$H_{\min}(PS) = \frac{V_P t_n(X)}{1 + V_P/V_S}. \quad (11.8)$$

Отсюда

$$\frac{H_{\min}(PS)}{H_{\min}(PP)} = \frac{t_n(X)}{t_n(Z)} \frac{2}{1 + V_P/V_S}. \quad (11.9)$$

Из данных эксперимента [27] известно, что интервал записи, занятый нерегулярными помехами вблизи пункта взрыва, практически одинаков на записях X - и Z -компонент. В этом случае

$$\frac{H_{\min}(PS)}{H_{\min}(PP)} = \frac{2}{1 + V_P/V_S}. \quad (11.10)$$

Чем больше V_P/V_S , тем меньше отношение $H_{\min}(PS)/H_{\min}(PP)$. При экспериментах, описываемых в [27], минимальная глубина границы, исследованной при помощи волны PS в условиях терригенного разреза, составляла 70 м. На этом же участке минимальная глубина границы, от которой удалось получить волну PP , была равна 130 м, причем волна PP регистрировалась на значительном фоне.

В некоторых случаях при меньшей длительности и более низком уровне нерегулярных помех, возбужденных взрывом, возможна регистрация волн PS от границ, залегающих на еще меньших глубинах. Так, при работах на высокогорных ледниках [13] были зарегистрированы обменные волны с преобладающей частотой $f = 70$ Гц от подошвы ледника, залегающей на глубине всего лишь $H = 30 \div 40$ м. Продольные волны в этом случае не могли быть выделены, так как они интерферировали с первой (прямой) волной.

Максимальные глубины, исследуемые методом обменных отраженных волн. Максимальные глубины границ, от которых получены хорошо прослеживающиеся обменные отраженные волны, составляют 1500—1600 м*, причем получение отчетливых волн *PS* даже для указанных глубин нередко сопряжено с большими техническими трудностями. Основные причины, затрудняющие получение обменных волн от границ раздела, залегающих на глубинах $H > 1000$ м, следующие:

1. С увеличением глубины отражающих границ уменьшается дифференциация скоростей поперечных волн, в связи с чем уменьшаются амплитуды образующихся на этих границах обменных отраженных волн.

2. В осадочных породах, особенно в терригенных, поглощение поперечных волн сильнее, чем продольных. Поэтому при увеличении глубины отражающей границы амплитуды обменных волн должны уменьшаться в большей степени, чем амплитуды продольных волн.

3. При наличии в покрывающей среде тонких слоев амплитуды обменных волн уменьшаются за счет прохождения через них. При увеличении глубины отражающей границы возможности появления тонких слоев в покрывающей среде увеличиваются; присутствие этих слоев ухудшает условия коррелируемости волн *PS*.

О возможности увеличения максимальной глубины исследования при использовании волн *PS*. Из приведенного перечня причин, затрудняющих получение обменных волн от глубоких границ раздела, следует, что все они приводят к уменьшению амплитуды волн *PS*. Кроме того, третья обуславливает также неустойчивость корреляции обменных волн.

Для получения записей волн *PS*, соответствующих глубоким границам, в виде, пригодном для их выделения и корреляции, необходимо существенное увеличение отношения амплитуд волн *PS* к фону и увеличение самих амплитуд волн *PS* на сейсмограмме. Это может быть достигнуто в результате группирования сейсмоприемников на профиле или группирования трасс лабораторным путем. Имеющийся опыт показывает перспективность увеличения глубинности метода обменных отраженных волн путем сочетания различных вариантов группирования с использованием низкочастотных фильтраций. Однако вряд ли можно рассчитывать с помощью имеющихся в настоящее время средств на существенное увеличение глубинности метода обменных отраженных волн. По-видимому, максимальная глубина исследования в сейсмической разведке в ближайшие годы не будет превышать 2—3 км.

§ 4. Разведочные задачи, решаемые при использовании обменных отраженных волн

Обменные отраженные волны преимущественно можно использовать для изучения границ раздела в диапазоне от нескольких десятков до нескольких сотен метров. Сравнительно небольшая «глубинность» метода обменных отраженных волн в сочетании с его высокой разрешающей способностью определяет круг задач, для решения которых возможно его применение. Ниже перечислены разведочные задачи, для решения которых уже теперь целесообразно применение метода обменных отраженных волн:

1) изучение верхней части разреза; 2) детальное расчленение среды; 3) изучение различных слабовыраженных структур (небольшие углы наклона границ, криволинейные границы, сбросы малой амплитуды, тонкие слои изменяющейся мощности); 4) сейсмогеологические задачи.

Для некоторых из них имеется уже обширный опыт экспериментальных исследований. Для других, в особенности для структурных задач, такой опыт пока невелик, но разработаны теоретические основы для их решения. В дальнейшем по мере совершенствования метода и особенно по мере увеличения его глубинности круг разведочных задач несомненно

* Здесь и далее приведены данные до 1966 г. — *Прим. ред.*

будет расширяться. Так, результаты теоретических расчетов и некоторые экспериментальные данные показали перспективность перехода на регистрацию обменных волн в районах, где исследование глубин $H > 1000$ м продольными отраженными волнами затруднено из-за наличия интенсивных многократных продольных волн [66].

Изучение верхней части разреза. Верхняя часть разреза мощностью до нескольких сотен метров является чрезвычайно благоприятным объектом для исследования при помощи волн PS , что обусловлено следующими причинами: минимальные глубины, от которых возможно получение волн PS , меньше, чем минимальные глубины для волн PP (4.10); в верхней части разреза обычно имеются границы, на которых отмечается значительный скачок скоростей поперечных волн PS (см. табл. 11), что определяет возможность получения интенсивных волн PS .

При изучении верхней части разреза методом обменных волн возможно решение следующих задач: 1) изучение верхней опорной границы; 2) выделение границы в толще песчано-глинистых отложений, слабо дифференцированной по скоростям продольных волн; 3) детальное расчленение верхней части разреза; 4) определение литологического состава пород, покрывающих отражающие границы.

Остановимся коротко на рассмотрении этих задач.

Изучение верхней опорной границы. Во многих районах на небольших глубинах под песчано-глинистыми отложениями залегают породы с высокой скоростью (кристаллические, метаморфические или осадочные — известняки, соль и др.). Граница, разделяющая эти комплексы пород (так называемая верхняя опорная граница), в ряде случаев является основным объектом исследования в рудной разведке и при инженерных изысканиях.

В нефтяной разведке детальное и точное изучение таких границ часто необходимо при поисках структур в нижележащих карбонатных отложениях. Так, например, точность выявления и картирования пологих платформенных структур в каменноугольных и девонских отложениях Волго-Уральской нефтеносной области в значительной мере определяется точностью изучения опорной границы — поверхности карбонатных отложений.

Опыт работ, проведенных в различных районах Волго-Уральской нефтеносной области и на Западно-Сибирской платформе [136], показал, что верхняя опорная граница во многих случаях может быть изучена при помощи обменных волн более надежно и точно, чем при помощи продольных отраженных волн.

На участках с малой глубиной опорной границы ($H < 200$ м) изучение ее при помощи волн PP в ряде случаев практически невозможно. Использование волн PS в этих случаях дает хорошие результаты. Изучение верхней опорной границы при помощи волн PS можно рекомендовать для широкого использования в разведочной практике. В случае сильных границ решение этой задачи может быть достигнуто при регистрации одних только волн PS без волн PP . При этом определяются глубина границы H , ее наклон и оба скоростных параметра покрывающей среды — V_{1P} и V_{1S} . Если изучение верхней границы играет вспомогательную роль при разведке структур в более глубоких слоях, можно определить по годографам волн PS глубину границы и скорость V_{1P} , а затем, вычислив время $t = H/V_{1P}$, применить обычные разностные методы интерпретации, разработанные в МОВ [110].

Выделение границ в толще песчано-глинистых отложений, слабо дифференцированных по скоростям продольных волн. Песчано-глинистые породы ниже уровня грунтовых вод обычно слабо дифференцированы по скоростям продольных волн и значительно сильнее по скоростям поперечных волн. Аналогичное явление отмечается иногда для пород одинакового литологического состава, но различного возраста. На границах, где отмечается значительная дифференциация скоростей V_S при слабой дифференциации

скоростей V_P , образуются интенсивные волны PS , а волны PP отсутствуют или характеризуются малой интенсивностью.

Условия регистрации обменных волн, связанных с границами, на которых происходит скачок скоростей только поперечных волн, во многом зависят от глубины их залегания и поглощающих свойств среды. В некоторых случаях обменные волны могут служить единственным надежным источником информации о существовании таких границ.

Граница уровня грунтовых вод не может быть исследована с помощью обменных отраженных волн, так как на ней практически нет скачка скоростей поперечных волн. Во многих районах уровень грунтовых вод является границей зоны малых скоростей продольных волн. Для таких районов зоны малых скоростей продольных и поперечных волн не совпадают. Часто резкая граница для скоростей поперечных волн отсутствует и происходит лишь плавное возрастание V_S с глубиной.

Определение литологического состава пород, покрывающих отражающие границы. Соотношение скоростей продольных и поперечных волн, определяемое по доиграмам волн PS , позволяет в известной мере судить о литологическом составе пород, покрывающих отражающую границу. Так, малые значения V_P/V_S (≤ 2) при малых скоростях продольных волн ($V_P < 2000$ м/с) свидетельствуют о том, что покрывающая границу толща сложена сухими песчано-глинистыми породами. Большие значения V_P/V_S ($> 3,5$) говорят о большом содержании глинистых пород в покрывающей среде. Величины $V_P/V_S \leq 2,5$ при больших скоростях $V_P \geq 3500$ м/с характерны для карбонатных пород. Такие качественные характеристики литологии пород важны при изучении верхней части разреза, особенно при инженерных изысканиях.

Детальное расчленение разреза. Повышение детальности расчленения разреза при регистрации волн PS связано, во-первых, с возможностью выделения границ, на которых происходит лишь скачок скоростей поперечных волн и не происходит изменения скоростей продольных волн, и, во-вторых, с большей разрешающей способностью метода обменных отраженных волн по сравнению с методом продольных отраженных волн.

В настоящее время возможности повышения детальности расчленения реализованы главным образом для верхней части разреза, но в принципе аналогичные возможности имеются и при изучении более глубоких слоев.

В качестве примеров на рис. 102 приведены сейсмограммы, полученные при полевых экспериментах. На рис. 102, а приведены записи продольных и обменных волн, отраженных от границ на глубинах 200 и 300 м. Видно, что обменные волны лучше разрешены на записи, причем волна $t_{106м}$ имеет большую интенсивность, чем волна t_1 .

На рис. 102, б на записях Z -приборов прослеживаются две продольные волны от границ на глубинах 200 и 400 м; на записи X -приборов прослеживаются три обменные волны, отраженные от границ на глубинах 90, 130 и 200 м. Продольные волны, отраженные от границ на глубинах 90 и 130 м, на записях не выделяются. Таким образом, используя одни только кинематические особенности обменных волн, можно в ряде случаев более детально расчленять разрез, чем по продольным волнам.

Структурные задачи. До настоящего времени имеется лишь небольшой опыт использования обменных отраженных волн при решении структурных задач. Однако проведенные теоретические расчеты и полученные в небольшом объеме экспериментальные данные показывают перспективность использования обменных волн для решения таких структурных задач, как изучение наклонных границ раздела, выявление и исследование криволинейных границ, поиски сбросов малой амплитуды, трассирование зон изменения мощности и выклинивания слоев. Ниже дано краткое рассмотрение возможностей метода обменных отраженных волн при решении перечисленных задач.

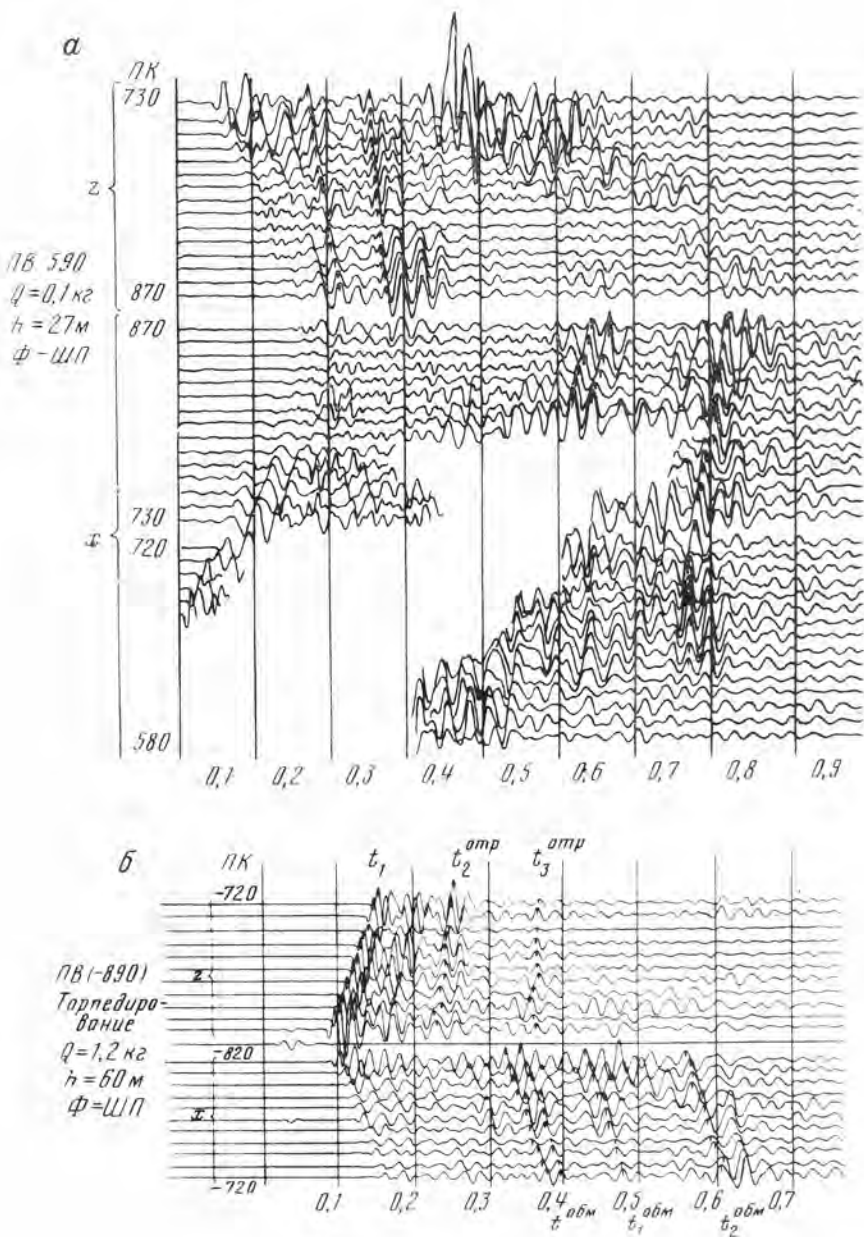


Рис. 102. Сопоставление записей на X- и Z-компонентах

Наклонные границы. Благодаря малым скоростям поперечных волн в покрывающей среде обменные волны PS чувствительнее к наклонам отражающих границ, чем продольные отраженные волны.

Точность определения углов наклона по годографам волн PS возрастает в V_{1P}/V_{1S} раз по сравнению с точностью их определения по годографам волн PP .

При регистрации волн PS основные критерии, по которым могут быть выявлены и изучены наклонные границы, следующие: 1) асимметрия годографов волн PS относительно вертикальной прямой, проходящей через пункт взрыва; 2) различия в форме годографов на встречных системах; 3) различия во временах прихода волн во взаимных точках; 4) различный ход графиков изменения амплитуд с расстоянием по падению.

и по подъему отражающей границы. Сочетание перечисленных признаков позволяет выявлять даже небольшие наклоны отражающих границ, которые могут быть пропущены при использовании продольных отраженных и преломленных волн.

Выявление слабонаклонных границ раздела представляет большой практический интерес, особенно в нефтяной разведке. При сравнительно небольших глубинах исследований, для которых главным образом разработан метод обменных отраженных волн, изучение пологих структур важно для угольной разведки и для некоторых задач рудной геологии.

Криволинейные границы. При изучении криволинейных границ раздела продольными отраженными и головными волнами над вогнутыми участками границ образуются петли годографов. Зоны существования петель годографов — сложные зоны интерференции, которые практически не могут быть использованы для интерпретации [17, 110]. В связи с этим нередко получается лишь весьма ограниченная информация о строении вогнутых участков криволинейных границ раздела. Во многих случаях можно построить лишь разобщенные участки криволинейных границ.

При использовании волн PS из-за малой величины скорости V_S резко уменьшается протяженность петель годографов. В ряде случаев при слишком большой глубине отражающей границы и больших значениях V_P/V_S в покрывающей среде петли годографов вообще отсутствуют. Благодаря этому возможно построение непрерывных разрезов криволинейных отражающих границ и детальное изучение их формы, в том числе и на вогнутых участках.

Детальное изучение вогнутых участков криволинейных границ представляет практический интерес для рудной разведки, в особенности при поисках бокситов, и для инженерных изысканий с целью выявления локальных «карманов» в скальных породах. Определение конфигурации таких участков может иметь существенное значение при проектировании крупных сооружений.

Сбросы малой амплитуды. При работах методами продольных волн (МОВ и КМПВ) сбросы и ступени малой амплитуды в различных границах раздела выявляются по совокупности кинематических и динамических признаков. Основными из них являются: 1) смещения Δt во временах прихода отраженных или преломленных волн, соответствующих поднятой и опущенной частям ступени. Соответственно отмечаются и смещения ветвей годографов [110]; 2) различия в знаках смещения времен Δt при пунктах взрыва, расположенных над опущенными и поднятыми частями сброса; 3) изменения динамических характеристик волн — изменения амплитуд с расстоянием и спектров волн при пересечении профилем ступени или сброса. Указанные изменения связаны со сменами отраженных или преломленных волн соответственно отраженно- или преломленно-дифрагированными волнами.

При малых амплитудах сбросов или ступеней смещения времен Δt малы, различия в характере записей, полученных на встречных системах, сглаживаются, а зоны регистрации дифрагированных волн имеют столь малую протяженность, что нередко совсем не могут быть обнаружены. Поэтому обычно сбросы и ступени с амплитудами, меньшими, чем 15—20 м, не могут быть обнаружены методами продольных волн.

При регистрации волн PS для выявления сбросов и ступеней применимы такие же критерии, как и в случае продольных волн, но благодаря меньшим величинам скоростей V_S по сравнению с V_P возможно обнаружение сбросов меньшей амплитуды.

Поскольку изменения динамических характеристик обменных волн при наличии сбросов изучены пока слабо, остановимся на сравнительной оценке минимальных амплитуд сбросов, которые могут быть определены по кинематическим характеристикам волн PS , PP и P_{121} . Расчетные

формулы имеют вид

$$\Delta h_{\text{мин}}(PS) = \frac{\Delta t_{\text{мин}}(PS)V_P}{1 + V_P/V_S}, \quad (11.11)$$

$$\Delta h_{\text{мин}}(PP) = \frac{\Delta t_{\text{мин}}(PP)V_P}{2}, \quad (11.12)$$

$$\Delta h_{\text{мин}}(P_{121}) = \frac{\Delta t_{\text{мин}}(P_{121})V_P}{\cos i_{12}}. \quad (11.13)$$

Положим $\Delta t_{\text{мин}} = T^{\text{пр}}$. Будем считать, что $T^{\text{пр}}(PS) = 1,5T^{\text{пр}}(PP)$ и $T^{\text{пр}}(P_{121}) = 1,25 T^{\text{пр}}(PP)$. В табл. 15 приведены значения $\Delta h_{\text{мин}}$, рассчитанные для некоторых типичных параметров среды и типичных соотношений между преобладающими периодами различных волн.

Таблица 15

V_{1P}	V_{1S}	V_{2P}	$\frac{V_{1P}}{V_{1S}}$	$T^{\text{пр}}, \text{с}$			$\Delta h_{\text{мин}}, \text{м}$		
				PS	PP	P_{121}	PS	PP	P_{121}
м/с									
1600	400	3200	4	0,03	0,02	0,025	9,5	16	46
1800	600	3600	3	0,03	0,02	0,025	13,5	18	51
4000	2000	6000	2	0,03	0,02	0,025	40	40	134

Из таблицы следует, что, несмотря на большие преобладающие периоды, по волнам PS можно выделять сбросы или ступени значительно меньшей амплитуды, чем по преломленным продольным волнам, и во многих случаях меньшей, чем по отраженным продольным волнам. В благоприятных случаях (терригенные породы с большими значениями V_P/V_S) возможно выделение сбросов с амплитудой всего лишь в несколько метров. Опыт выявления сбросов со столь малыми амплитудами по записям обменных отраженных волн имеется в Сибирском отделении АН СССР и во ВНИИ Геофизики.

Исследование сбросов и ступеней малой амплитуды представляет интерес для рудной разведки и для выявления ослабленных зон при инженерных изысканиях.

Сейсмогляциологические задачи. Обменные отраженные волны широко используются при сейсмогляциологических исследованиях на высокогорных ледниках в Арктике и в Антарктике [87].

Основные сейсмогляциологические задачи, для решения которых можно использовать волны PS , — это определение мощности ледника и скорости поперечных волн во льду с целью изучения его физико-механических свойств.

Лед в различных районах залегает либо прямо с поверхности земли [43], либо под снежно-фирновым слоем мощностью от нескольких до сотни метров [87]. Подошва ледника относится к одному из следующих трех типов границ: лед — морена, лед — вода, лед — кристаллический фундамент.

В некоторых случаях между льдом и фундаментом также может находиться тонкий слой морены. Для первых двух типов границ скорость продольных волн в нижележащей среде меньше, чем во льду, а для первого типа инверсия скорости отмечается и для поперечных волн. Для границ второго типа поперечные волны в нижележащей среде отсутствуют. Для границ третьего типа скорость продольных и поперечных волн в вы-

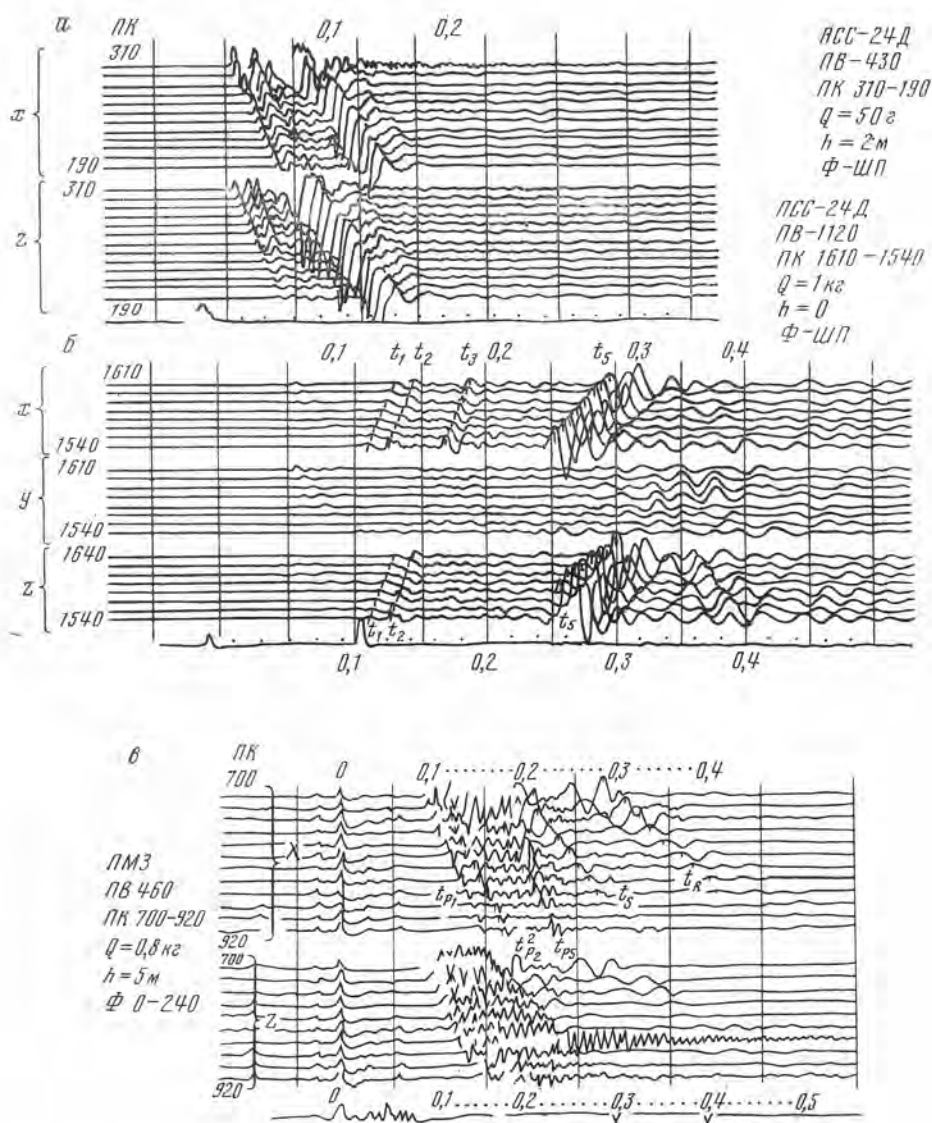


Рис. 103. Записи волн PS и PP , полученные на ледниках

а, б — высокогорный ледник Туок-Су, граница лед—морена, мощность льда 50 (а) и 120 м (б) (t_2 — PP , t_3 — P); в — Антарктида, шельфовый ледник, граница лед—вода, мощность льда 175 м (t_{P_2} — PP)

шелележащей среде меньше, чем в нижележащей; отношения скоростей продольных и поперечных волн заключены в пределах $p = 0,6 \div 0,7$, $\delta = 0,5 \div 0,6$.

Проведенные исследования показали, что для всех трех типов границ отмечаются отчетливые обменные волны PS (рис. 103). Благодаря слабому поглощению продольных и поперечных волн во льду волны PS можно регистрировать как при малой мощности льда $H = 30 \div 50$ м, характерной для «языков» некоторых высокогорных ледников, так и при большой мощности $H = 1000$ м, отмечающейся в прибрежных районах Антарктиды.

При сейсмоглюциологических исследованиях ледников мощностью $H > 70 \div 100$ м волны PS можно использовать наряду с волнами PP для получения независимых данных о рельефе подошвы льда и для опре-

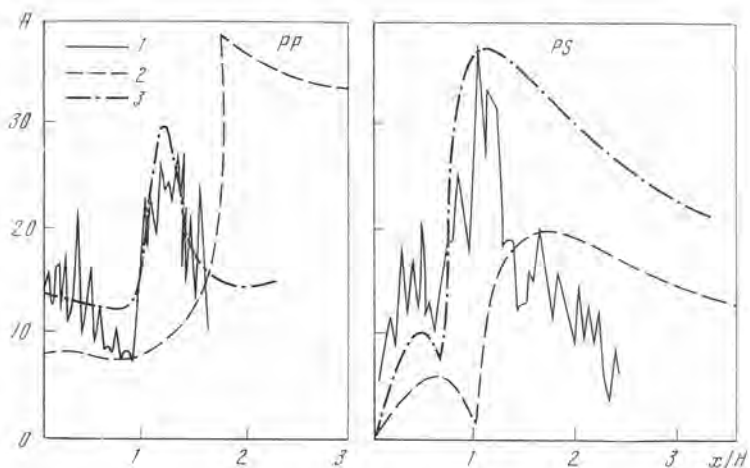


Рис. 104. Определение параметров среды по графикам амплитуд волн PP и PS (участок I)

1 — наблюдаемые амплитудные графики; 2, 3 — теоретические графики для сред с параметрами $\delta = V_{1S}/V_{2S} = 0,3$, $\gamma = 1/K = V_S/V_P = 0,3$, $\Delta_0 = V_{2S}/V_{2P} = 0,5$ (кривая 2) и $\delta = 0,5$; $\gamma = 0,3$, $\Delta_0 = 0,4$ (кривая 3)

деления скоростей V_P и V_S . При малой мощности льда ($H = 30 \div 50$ м) определение его мощности и скоростных параметров возможно только по волнам PS , так как волны PP нельзя выделить из-за их интерференции с прямыми волнами P , а преломленные волны P_{121} для границ типа 1 и 2 не могут образоваться [13].

§ 5. Совместное использование обменных и продольных отраженных волн

Совместное использование волн PS и PP значительно повышает полноту и достоверность информации о разрезе, поэтому совместная регистрация волн PS и PP во многих случаях весьма целесообразна. Особенно это важно при решении перечисленных ниже задач.

Повышение детальности расчленения разреза. В связи с тем, что в реальных разрезах имеются границы, на которых происходят скачки скоростей только поперечных или только продольных волн, регистрация волн обоих типов позволяет выделить в разрезе большее число границ раздела и, следовательно, более детально его расчленить.

Определение скоростной характеристики среды. При совместном использовании волн PP и PS появляются следующие новые возможности изучения скоростной характеристики среды:

1. Независимое определение скорости V_P продольных волн в среде, покрывающей отражающую границу по годографам волн PP и PS , что повышает достоверность определения этого параметра.

2. Определение скорости V_S в покрывающей среде и, следовательно, определение V_P/V_S в покрывающей среде и расчеты модулей упругости по годографам волн PS .

3. Качественная, а иногда и количественная оценка отношения скоростей V_{1P}/V_{2P} и V_{1S}/V_{2S} на отражающей границе по амплитудным графикам волн PS и PP . Поскольку скорости V_{1P} и V_{1S} определяются путем интерпретации годографов PS или PP , то возможна оценка скоростей V_{2P} и V_{2S} в нижележащей среде. Такие определения, основанные на сопоставлении экспериментально полученных графиков с теоретическими, вычисленными для разных параметров среды, были проведены на ряде исследуемых участков. На участке I изучение амплитудных графиков

отраженных волн PP и PS позволило из двух вариантов строения среды выбрать более вероятный (рис. 104, кривая 3).

Повышение точности структурных построений. Независимое определение глубины и формы различных границ раздела по волнам PS и PP повышает достоверность и точность выделения и прослеживания структур. Особенно это важно при изучении границ со слабой дифференциацией скоростей поперечных и продольных волн. При разведке таких сред достоверность и точность интерпретации значительно снижаются за счет трудностей выделения волн PS в допредельной области, плохой коррелируемости волн PP и необходимости предварительного определения скоростей V_P и V_S для построения разреза.

В случае сильных границ раздела, на которых происходят значительные скачки скоростей и продольных, и поперечных волн, совместное использование волн PS и PP не столь необходимо. Границы данного типа уверенно определяются по одному классу волн, причем при небольшой глубине залегания $H \leq 500$ м несомненное преимущество имеют волны PS .

§ 6. Особенности методики полевых наблюдений при регистрации обменных отраженных волн

Методики полевых наблюдений при регистрации волн PS и PP в основных чертах сходны: колебания возбуждаются взрывами в скважинах и регистрируются сейсмоприемными каналами на профилях. Основным отличием от метода продольных волн является использование горизонтальных сейсмоприемников, ось максимальной чувствительности которых расположена вдоль линии профиля (X -компонента), вместо используемых в МОВ вертикальных сейсмоприемников. Другой существенной особенностью работ по методу обменных отраженных волн является необходимость детального изучения скоростей продольных и поперечных волн в верхней части разреза. Для этого целесообразно проведение сейсмического каротажа трехкомпонентными сейсмоприемниками или сейсмического торпедирования скважин (обращенного сейсмокаротажа) с регистрацией колебаний на поверхности земли в двух или трех компонентах. Помимо этих основных отличий, имеются также менее существенные различия в выборе условий возбуждения колебаний, фильтраций, систем наблюдений, на которых мы остановимся ниже.

Определение скоростей V_P и V_S методом сейсмического торпедирования. Определение скоростей V_P и V_S обычно проводится в мелких взрывных скважинах глубиной 30—60 м. Иногда на участках работ имеются более глубокие скважины ($H = 100 \div 400$ м), которые также используются для сейсмического торпедирования. Основная цель работ по сейсмическому торпедированию скважин — детальное определение скоростного разреза верхней толщи. Получение детальных данных о скоростях V_P и V_S в верхней части разреза, обычно наиболее дифференцированной по скоростям, позволяет вводить соответствующие поправки в годографы. По исправленным годографам можно более надежно определить осредненные параметры \bar{V}_P и \bar{V}_S способами, описанными в работе [27]. Получение данных о скоростях V_P и V_S путем торпедирования более глубоких скважин необходимо в случае сред со слабой дифференциацией скоростей, поскольку в таких средах скоростные параметры не могут быть достаточно точно определены при интерпретации годографов волн PS [27].

Районирование площадей на благоприятные и неблагоприятные для регистрации волн PS . Торпедирование структурных скважин в некоторых случаях может быть полезно для предварительного районирования площадей на благоприятные и неблагоприятные для регистрации волн PS . На участках, где среда, покрывающая опорную границу, однородна, при взрывах на разных глубинах в скважинах отмечаются отчетливые отраженные волны PS . На участках, где среда, покрывающая опорную

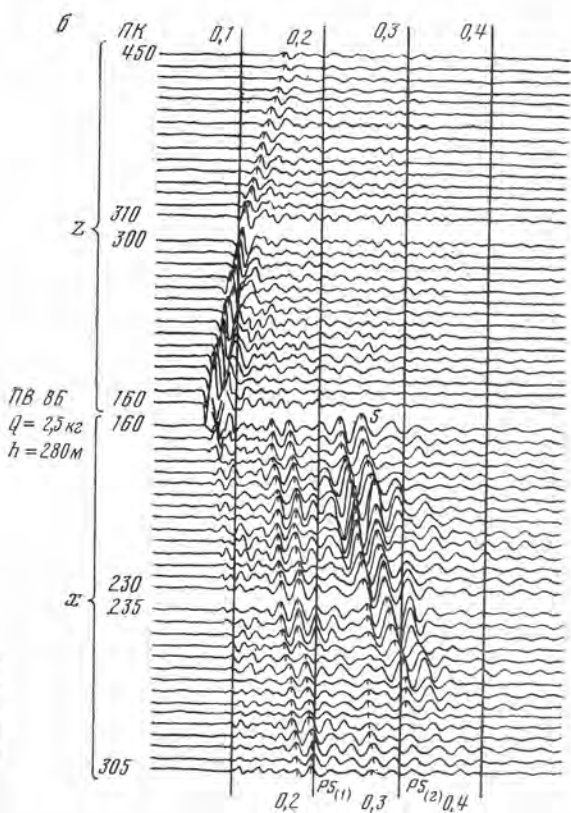
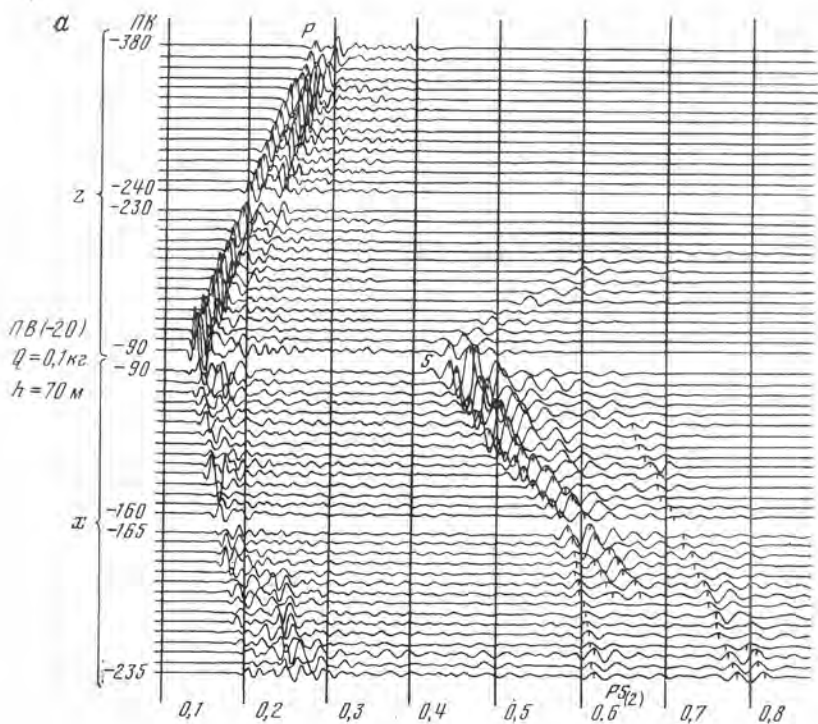


Рис. 105. Записи, полученные при торпедировании структурных скважин на участках с практически однородной (а) и неоднородной (б) верхней частью разреза

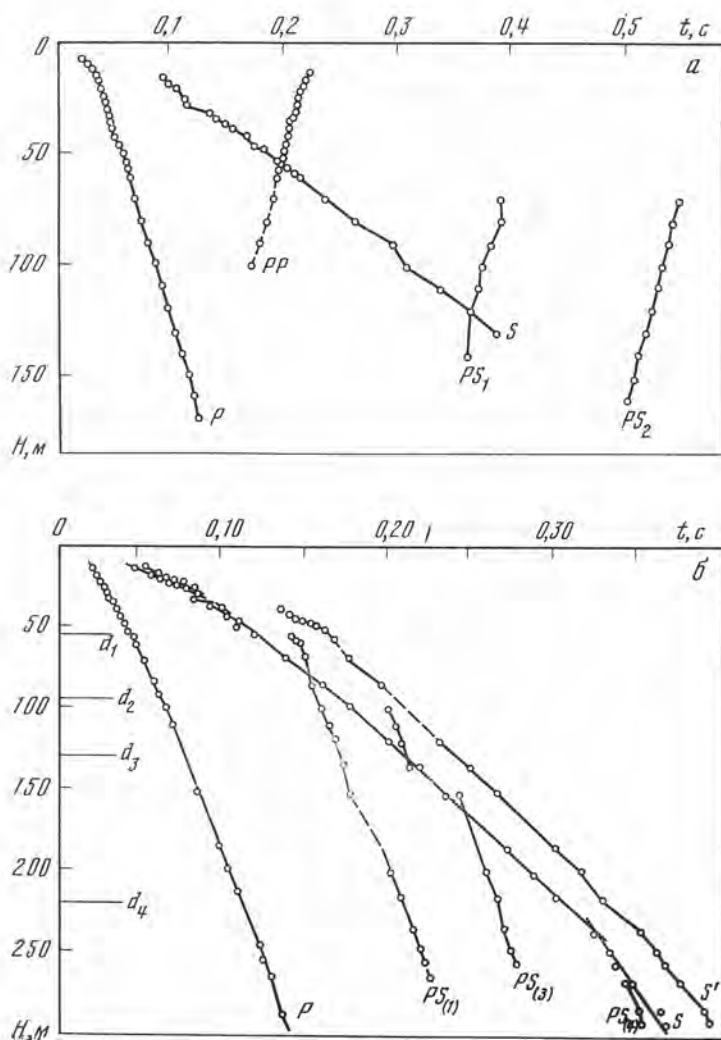


Рис. 106. Вертикальные годографы вступлений и фаз различных волн, полученные при торпедировании скважин на участках с практически однородной (а) и неоднородной (б) верхней частью разреза

Слева на шкале глубин отмечены границы обмена d_i ($i = 1, 2, 3, 4$), определенные по годографам: S' — фаза волны S , PP , PS_1 , PS_2 — отраженные волны, $PS_{(i)}$ — обменные проходящие волны

границу, неоднородна и содержит большое число прослоев с различными скоростями, при взрывах на разных глубинах образуются проходящие обменные волны P_2S_1 , претерпевшие обмен на различных слоях. Эти волны, а также продольные отраженные волны, претерпевшие в зоне выхода обмен на различных границах, создают значительный фон помех, препятствующий выделению обменных отраженных волн. Трудность выделения волн PS в этом случае усугубляется также тем, что среды рассматриваемого типа обычно обладают слабой скоростной дифференциацией и поэтому обменные волны PS в допредельной области характеризуются слабой интенсивностью. На рис. 105 приведены сейсмограммы, а на рис. 106 — годографы, полученные при торпедировании скважин на участках с практически однородной и неоднородной покрывающей толщей. На последнем участке, где отмечались обменные проходящие волны, ни при торпедировании, ни при профильных наблюдениях в допредельной области не были выделены обменные отраженные волны. На участке с практически

однородной покрывающей толщей при профильных наблюдениях повсеместно, начиная с небольших удалений от пункта взрыва, были зарегистрированы отчетливые волны PS .

Методика торпедирования. Вопросы методики торпедирования при определении скоростей V_P и V_S обсуждались во многих работах [6, 10 и др.]. Здесь приведены только некоторые рекомендации, которые до настоящего времени не всегда реализуются на практике:

1. Для уверенного определения скоростей V_S целесообразно получать записи на X -приборах не только вблизи устья скважины, но и на некотором удалении от нее. Это необходимо для того, чтобы уверенно отделить поперечную волну S от поверхностной волны Ламба, распространяющейся в скважине, наполненной жидкостью, и от обменных проходящих волн P_2S_1 . В противном случае возможны ошибки в определении V_S .

2. Для выделения границ раздела в исследуемой толще и выявления квазианизотропии скоростей целесообразно строить карты изохрон различных волн (рис. 107). Для построения карт изохрон желательно проводить наблюдения вдоль участка профиля, расположенного по обе стороны от скважины и имеющего длину $l \geq 2H_{\max}$, где H_{\max} — максимальная глубина взрыва.

3. Для уверенной корреляции поперечных волн расстояния между X -приборами целесообразно выбирать меньшими, чем между Z -приборами.

Условия возбуждения колебаний. В связи с тем, что обменные волны PS характеризуются более низкими частотами, чем продольные волны PP , выбор благоприятных условий возбуждения колебаний несколько упрощается.

Глубина взрывных скважин. Для возбуждения обменных волн обычно достаточны скважины меньшей глубины H , чем для регистрации продольных отраженных волн. Специальные опыты показали, что оптимальная глубина скважины для возбуждения доминирующей волны PS составляет 20—30 м, в то время как для волн PP она достигает 50—60 м. При взрывах на глубине 60 м спектр высокочастотен и волна PS плохо выделяется на фоне помех.

Величины зарядов. Для регистрации волн PS , соответствующих сильным границам, залегающим на небольших глубинах $H \leq 500$ м, обычно достаточны небольшие заряды, равные всего лишь 200—500 г. При регистрации волн от сильных границ, залегающих на глубине свыше 1 км, приходится значительно увеличивать заряды — до нескольких килограмм. При регистрации волн от слабых границ, в особенности при большой глубине их залегания, заряды иногда приходится доводить до нескольких десятков килограммов. Поскольку обменные волны характеризуются низкочастотными спектрами, увеличение зарядов не ухудшает условий их корреляции. Однако применение больших зарядов технически весьма неудобно. Применение методов группирования сейсмоприемников на профиле или в процессе перезаписи магнитограмм, как показали опыты, проведенные в Краснодарском крае, позволяет значительно уменьшить величины зарядов.

Методика профильных наблюдений. Выбор участков для профильных наблюдений. При выборе линии профилей следует избегать заболоченных участков. На таких участках отмечаются резкие нарушения корреляции волн PS (рис. 108), связанные со значительными изменениями величины скорости поперечных волн. Никаких других ограничений в выборе участков для регистрации волн PS нет.

Системы наблюдений. В связи с тем, что обменные волны от границ, залегающих на глубинах H порядка нескольких сотен метров, прослеживаются обычно на больших интервалах, чем продольные волны, расстояния между пунктами взрыва, как правило, можно увеличить по сравнению с расстояниями, используемыми в МОВ, приняв их равными $(1 \div 2)H$. В некоторых случаях, в особенности при изучении сред со слабой дифферен-

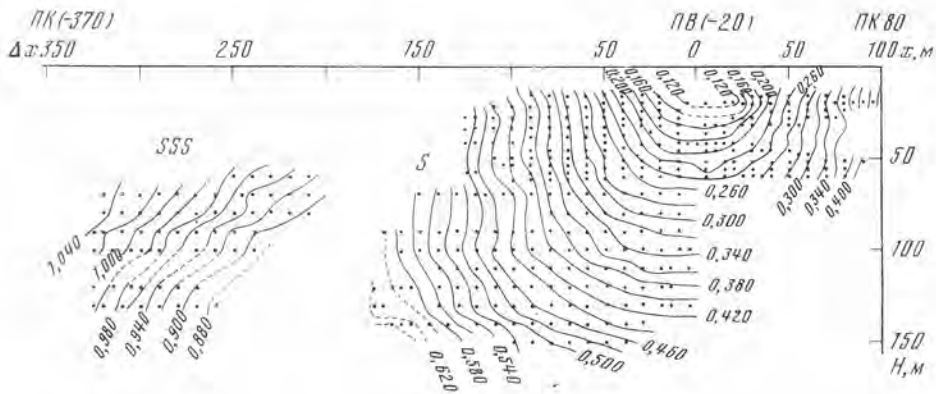


Рис. 107. Карта изохрон прямых и преломленных поперечных волн, полученная при торпедировании структурной скважины

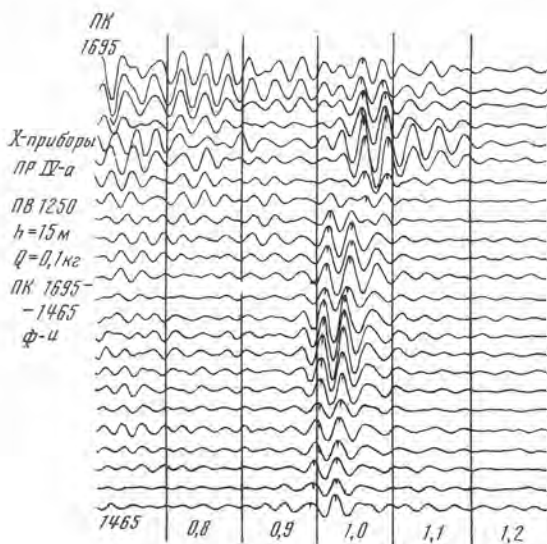


Рис. 108. Характер записи волн PS на болотистом участке

диазией скоростей, целесообразно проследивать из каждого пункта взрыва полуторный или двойной интервал. Получение нагоняющих систем позволит применить динамические критерии для определения типов регистрируемых волн и увереннее провести количественную интерпретацию годографов.

Расстояния между сейсмоприемниками. При регистрации волн PS расстояния Δx между сейсмоприемниками на профиле приходится выбирать меньшими, чем при регистрации волн PP , поскольку кажущиеся скорости волн PS меньше. Обычно можно выбирать величины Δx равными 10—20 м. В случае доминирующих волн расстояния можно увеличивать до 30 м.

Фильтрация. Опыт показал, что наиболее благоприятными для регистрации волн PS являются широкополосные характеристики и характеристики с максимумами на частотах 30—40 Гц.

Основные выводы по использованию обменных отраженных волн следующие:

1. Метод обменных отраженных волн обладает большей разрешающей способностью и меньшей «глубинностью», чем метод продольных отраженных волн. В связи с этим метод обменных отраженных волн целесообразно использовать в первую очередь в рудной и угольной разведке и

при инженерно-геологических изысканиях, где требуется детальное исследование небольших глубин ($H \leq 1000$ м). В нефтяной разведке в настоящее время обменные отраженные волны преимущественно можно использовать для разведки сильных границ в верхней части разреза. Решение этой задачи важно для повышения точности разведки структур в более глубоких частях разреза.

2. В настоящее время имеется значительный опыт работ и разработана методика решения следующих разведочных задач методом обменных отраженных волн: разведка опорной жесткой границы, детальное расчленение терригенных толщ в верхней части разреза ($H = 600 \div 1000$ м), определение мощности ледников, определение скоростей продольных и поперечных волн в средах, покрывающих отражающую границу.

3. Теоретическое рассмотрение и анализ экспериментальных данных показали перспективность применения метода обменных отраженных волн для решения некоторых структурных задач — выявление пологих структур, изучение криволинейных границ, в том числе их вогнутых участков, прослеживание сбросов малой амплитуды.

4. При решении некоторых разведочных задач целесообразно комплексное использование методов обменных и продольных отраженных волн. Особенно это важно для повышения детальности расчленения среды и выделения в ней большего числа границ раздела, для более полного и точного определения скоростных параметров среды и для повышения точности структурных построений в средах со слабой дифференциацией скоростей продольных и поперечных волн.

5. Методика работ при регистрации обменных отраженных волн в основных чертах аналогична методике, используемой при регистрации продольных отраженных волн. Основные отличия заключаются в использовании горизонтальных (X) приборов и в использовании более низкочастотных фильтров, чем при регистрации волн PP .

Глава 12

КОРРЕЛЯЦИЯ ОБМЕННЫХ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН PS

§ 1. Корреляция волн PS в допредельной области

В настоящем параграфе рассмотрены изменения формы волны PS с расстоянием. В случае толстослойной модели среды изменение формы волны при отражении связано только с поведением аргумента коэффициента отражения, поскольку модуль коэффициента отражения не зависит от частоты. В случае тонкослойной модели среды изменения формы волны с расстоянием могут быть связаны с изменением и модуля, и аргумента коэффициента отражения.

Аргументы коэффициентов отражения в допредельной области. На рис. 109 приведены теоретические графики изменения аргументов K_{PS} в функции расстояния для толстослойной модели среды. В области углов падения, меньших первого предельного угла, $\arg K_{PS}$, как правило, постоянен и равен нулю или π . Следовательно, форма отраженной волны повторяет форму падающей волны с обращением или без обращения фазы и не изменяется с расстоянием. Лишь в отдельных моделях среды (с инверсией скоростей V_p) возможны случаи одинарного скачкообразного изменения аргумента на π (обращения фазы колебания без изменения формы).

Для тонких слоев до области предельного угла также происходит лишь незначительное изменение аргумента в отдельных точках. В основном для фиксированных значений l/λ_{2P} $\arg k_{PS}$ практически постоянен (рис. 110). Величина $\arg k_{PS}$ в ряде случаев отличается от нуля и от π , что указывает на отличия формы волны PS , отраженной от тонкого слоя, от формы падающей волны. Практическое постоянство $\arg k_{PS}$ при изменении x/H свидетельствует об отсутствии изменений формы записи волны PS с расстоянием и о возможности ее уверенной корреляции на записи в допредельной области.

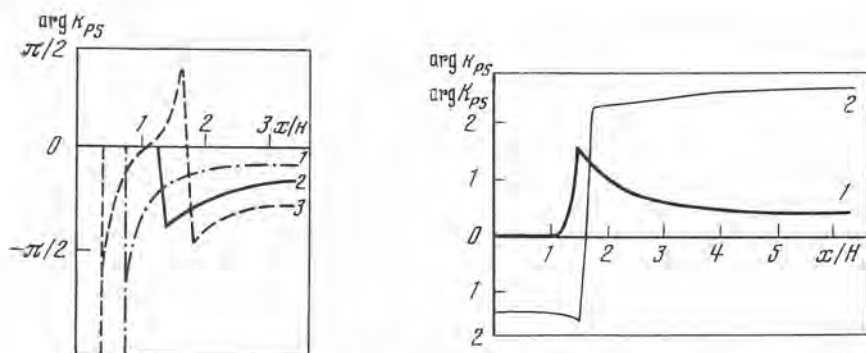


Рис. 109. Изменение аргумента K_{PS} с расстоянием для разных значений V_{1S}/V_{2S}
 1 — $V_{1S}/V_{2S} = 0,5$; 2 — $V_{1S}/V_{2S} = 0,7$; 3 — $V_{1S}/V_{2S} = 0,3$; для всех кривых $V_{1S}/V_{1P} = V_{2S}/V_{2P} = 0,4$

Рис. 110. Изменение аргумента K_{PS} (1), k_{PS} (2) (в радианах) с расстоянием x
 Параметры разреза: 1 — $V_{1P} = 1880$, $V_{2P} = 2500$, $V_{1S} = 450$, $V_{2S} = 1000$ м/с; 2 — $V_{1P} = 1880$; $V_{2P} = 2500$, $V_{3P} = 1880$, $V_{1S} = 450$, $V_{2S} = 1000$, $V_{3S} = 450$ м/с; $h = 10$ м; $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3$, $f = 24$ Гц

Экспериментальные данные. Многочисленные экспериментальные данные по регистрации волн PS от слоев с повышенной скоростью, когда имеются предельные углы, и от границ с пониженной скоростью показывают, что на протяженных интервалах профилей нет изменений в форме записи волн PS . В случае сильных границ с повышенной скоростью обменные волны уверенно коррелируются практически от самого пункта взрыва (рис. 111). Минимальные величины x/H , начиная с которых волны PS выделяются на записи, составляют 0,05 как для мелких, так и для сравнительно глубоких границ раздела.

Поскольку при экспериментальных исследованиях, как правило, не меняется ориентировка приборов вдоль профиля, то по разные стороны от источника наблюдается отчетливое обращение фазы колебаний [27]. При малых размерах зоны отсутствия отражений идентификация фаз волны, зарегистрированной по разные стороны от пункта взрыва, не представляет труда.

Отмеченная сравнительно большая интенсивность вблизи источника волн PS , отраженных от сильных границ, не вытекает из теоретического рассмотрения для толстослойных сред. Расхождение эксперимента и теории может быть устранено, если рассматривать тонкослойную модель отражающего слоя. В случае тонкослойной среды амплитуда волны PS вблизи источника быстрее возрастает с расстоянием и достигает больших величин, чем в случае толстослойной среды [27].

Из данных акустического и сейсмического каротажа следует, что интенсивные обменные отраженные волны действительно связаны с тонкими слоями.

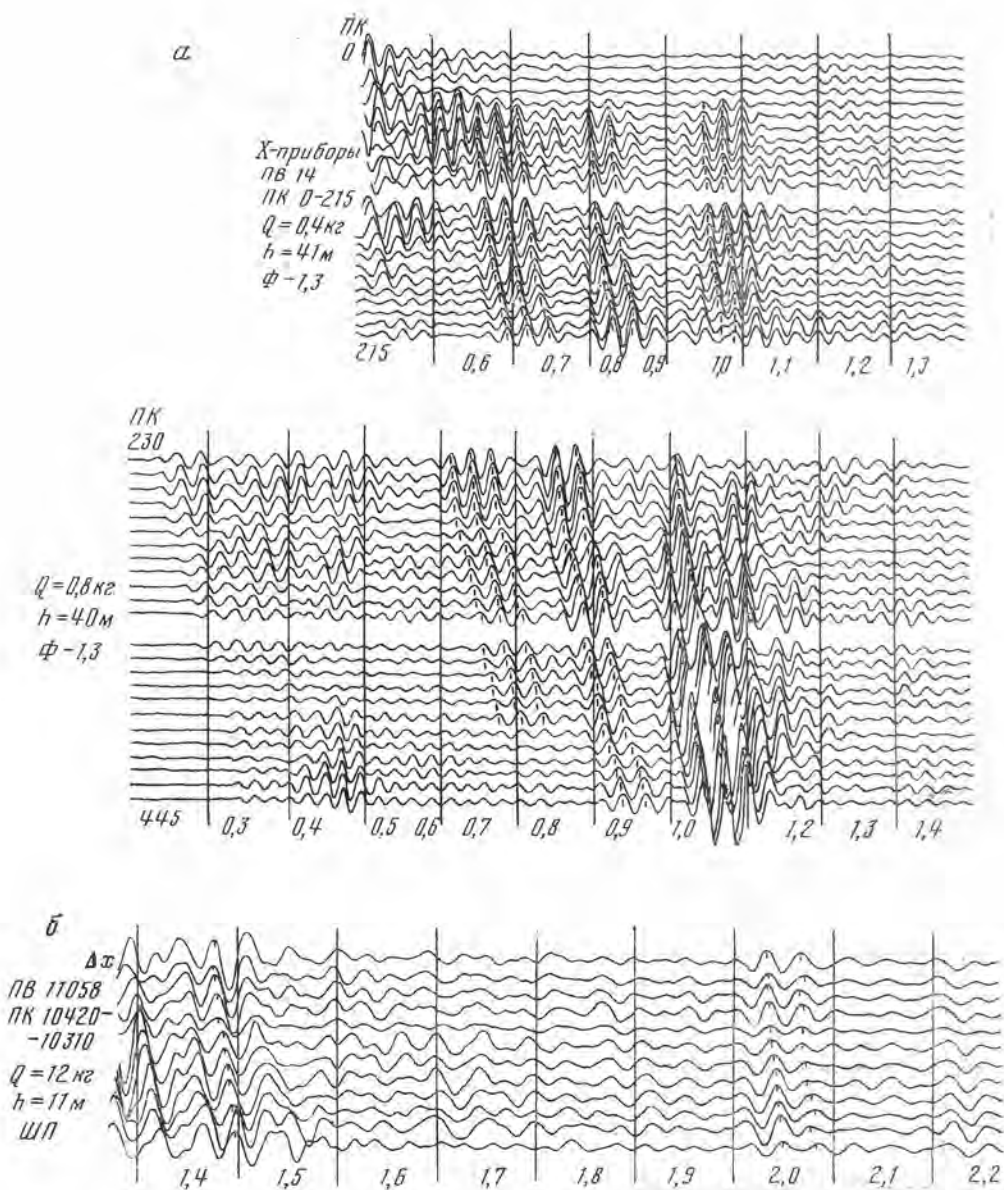


Рис. 111. Волны PS , отраженные от сильных границ раздела, при глубине отражающих границ $H_1 = 300$ (а) и 1000 м (б)

§ 2. Корреляция волн PS в запредельной области

Аргументы коэффициентов отражения в запредельной области. В случае толстослойной среды при достижении первого предельного угла сначала, как правило, происходит скачкообразное изменение аргумента коэффициента отражения K_{PS} на π (см. рис. 109), затем аргумент начинает более или менее плавно возвращаться к своему допредельному значению. При этом чем сильнее скоростная дифференциация среды по скоростям V_S , тем резче происходит возвращение аргумента к исходному значению. В случае, когда имеется второй предельный угол, при достижении этого угла вновь происходит довольно резкое изменение аргумента примерно на $\pi/2$

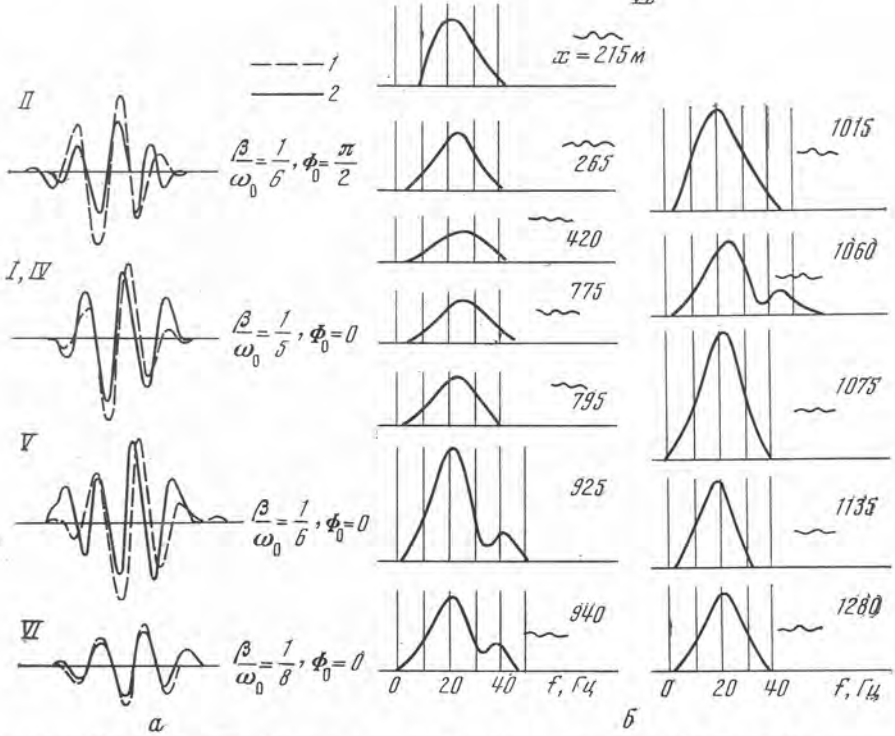


Рис. 112. Примеры наблюдаемых импульсов (а) и спектров (б) волн PS
 1 — наблюдаемый импульс; 2 — теоретический импульс. Римские цифры — номера участков

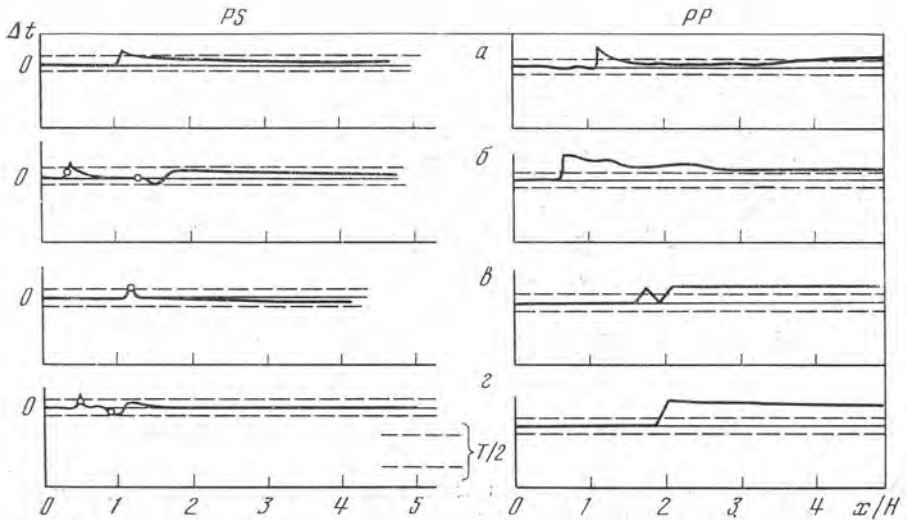


Рис. 113. Отклонения Δt теоретических годографов фаз от годографов вступлений для волн PS и PP

Параметры среды: а — $V_{1S}/V_{2S} = 0,7$, $V_{1S}/V_{1P} = 0,4$, $V_{2S}/V_{2P} = 0,4$; б — $V_{1S}/V_{2S} = 0,3$, $V_{1S}/V_{1P} = 0,4$; в — $V_{2S}/V_{2P} = 0,7$; г — $V_{1S}/V_{2S} = 0,3$, $V_{1S}/V_{1P} = 0,3$; $V_{2S}/V_{2P} = 0,7$; з — $V_{1S}/V_{2S} = 0,3$, $V_{1S}/V_{1P} = 0,6$, $V_{2S}/V_{2P} = 0,6$

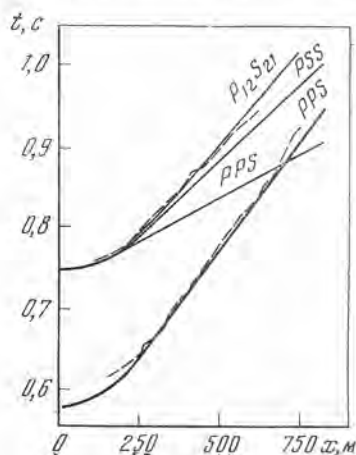
и затем еще более резкое изменение в обратную сторону. После этого с дальнейшим ростом x/H аргумент плавно возвращается к прежним значениям.

В случае тонкого слоя после скачкообразного изменения аргумента вблизи первого предельного угла в запредельной области $\arg k_{PS}$ меняется мало, но возврата к допредельному значению не происходит (см. рис. 110).

Анализ экспериментальных сейсмограмм. Экспериментальные данные, полученные на различных участках, показывают, что в большинстве случаев практически нет различий в форме записи волны PS в допредельной и запредельной областях. В окрестности начальных точек (как первой,

Рис. 114. Сравнение теоретических (сплошные кривые) и наблюдаемых (пунктир) годографов обменных волн (участок IV)

Параметры расчетной модели
 $h_1 = 200$ м, $V_{1P} = 1650$, $V_{1S} = 440$ м/с, $h_2 = 300$ м, $\bar{V}_{2P} = 1700$,
 $\bar{V}_{2S} = 525$ м/с



так и второй) не отмечалось отчетливых изменений формы волны (см. рис. 111). Только в отдельных случаях наблюдались некоторые отличия в форме волны в допредельной и запредельной областях, причем изменения формы происходили постепенно и не были приурочены к области начальной точки.

Вступления обменных отраженных волн, так же как и продольных волн PP , видны лишь в некоторых случаях [27], хотя волны нередко являются доминирующими и превосходят по амплитуде фон помех в 10 раз и более.

Примеры типичных импульсов зарегистрированных обменных волн приведены на рис. 112. Из теоретических импульсов наиболее близким к наблюдаемым является импульс вида $F(t) = a_0 e^{-2\beta t} \sin(\omega_0 t + \Phi)$, также показанный на рис. 112, а.

Спектры волн PS в допредельной и запредельной областях имеют сходную форму, частота максимума мало меняется с расстоянием (рис. 112, б).

Годографы фаз запредельных волн PS . Остановимся теперь на рассмотрении возможных особенностей фаз запредельных волн PS . На рис. 113 приведены графики отклонений Δt теоретических годографов основной фазы колебаний волны PS от годографов «геометрических» вступлений. Видно, что искажения годографов фаз в области первого предельного угла (рис. 113, а, в) происходят лишь на коротком интервале расстояний. За пределами этого интервала годографы фаз становятся параллельными годографам вступлений. При этом отклонения запредельного годографа от продолжения допредельного годографа той же фазы на некотором расстоянии от начальной точки не превышают четверти видимого периода, асимптотически стремясь к нулю с ростом x/H .

В случае, когда имеются два предельных угла (рис. 113, б, в), годографы фаз непараллельны годографам вступлений на более протяженных интервалах. Однако и здесь отклонения запредельных фазовых годографов от продолжений допредельных годографов тех же фаз составляют не

более четверти видимого периода колебаний, т. е. около 0,008 с при видимой частоте 30 Гц. Отметим, что указанные отклонения меньше, чем для волн PP (рис. 113, б).

На экспериментальных годографах фаз в окрестности начальных точек, как правило, не отмечается никаких особенностей. Годографы имеют плавную форму, и определяемая по ним кажущаяся скорость монотонно уменьшается с расстоянием. В ряде случаев наблюдаемые годографы фаз волн PS параллельны годографам вступлений, рассчитанным для данной модели среды без учета изменений формы записи (рис. 114), что свидетельствует о незначительности этих изменений на реальных записях. В некоторых случаях экспериментальные годографы зарегистрированных волн не совпадают с теоретически рассчитанными: на них отмечаются локальные, иногда значительные отклонения от плавной кривой. Поскольку указанные отклонения отмечаются как в допредельной, так и в запредельной областях, то они, по-видимому, связаны с неучтенными при расчетах неоднородностями среды, а не с искажениями годографов в окрестности начальных точек.

Таким образом, экспериментальные данные и теоретические расчеты показывают, что волны PS могут проследиваться на больших интервалах, причем переход из допредельной в запредельную область не обуславливает нарушений корреляции волн на записях и усложнений формы годографов.

§ 3. Корреляция обменных волн в средах с различной скоростной дифференциацией

Как следует из теоретического анализа, волны PS , отраженные от сильных и слабых по скоростям поперечных волн границ, могут существенно различаться по интервалам прослеживания и амплитудным особенностям. При экспериментальных работах это различие выявилось особенно ярко.

Сильные границы при проведенных исследованиях были двух типов: 1) границы, на которых отмечался значительный скачок скоростей как поперечных, так и продольных волн ($\delta < 0,7$; $p < 0,7$); 2) границы, на которых отмечался только сильный скачок скоростей поперечных волн, а скачок скоростей продольных волн был слабым или отсутствовал ($\delta < 0,7$; $p = 0,8 \div 1,0$).

Слабые границы характеризовались, как правило, слабыми изменениями скоростей как продольных, так и поперечных волн ($0,7 < \delta$; $p < 1,4$). **Интервалы прослеживания.** Волны PS от сильных границ раздела обоих типов регистрируются практически от самого пункта взрыва и до расстояний, в 3—6 раз превышающих глубину отражающей границы (см. рис. 111).

Волны PS от слабых границ раздела в допредельной области выделяются лишь в отдельных случаях, когда фон помех сравнительно низок. Уверенная корреляция их начинается с расстояний, равных полутора-двум глубинам отражающей границы (рис. 115). Максимальное удаление, до которого удавалось непрерывно прокоррелировать эти волны, не превышало $4H$. Из-за слабой интенсивности волн по сравнению с фоном помех на записи корреляция их далеко не везде осуществлялась уверенно.

При повышенной скорости в отражающем слое запредельные обменные отраженные волны регистрировались как при сильной, так и при слабой дифференциации скоростей. Для сильных границ природа волн в запредельной области легко определялась по кинематическим признакам (форме годографов и кажущимся скоростям волн). В случае слабых границ по кинематическим признакам нельзя было установить природу волн и использовались динамические критерии, рассмотренные в работе [27].

Форма записи. Примеры формы импульсов приведены на рис. 112. Преобладающие частоты на записях, полученных с широкополосной аппа-

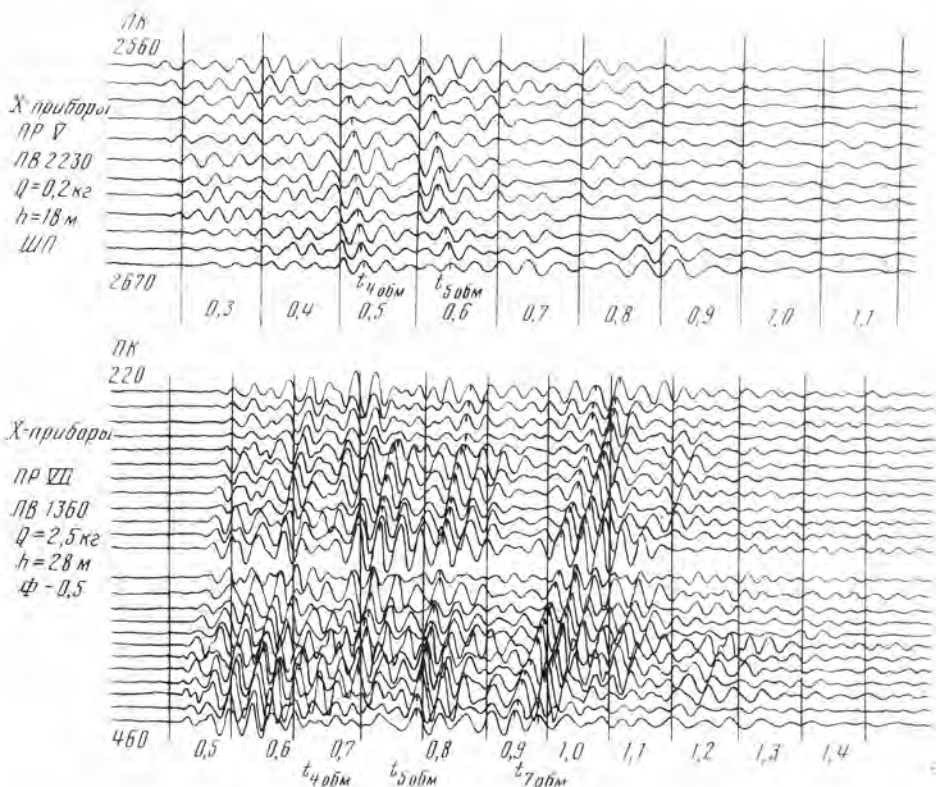
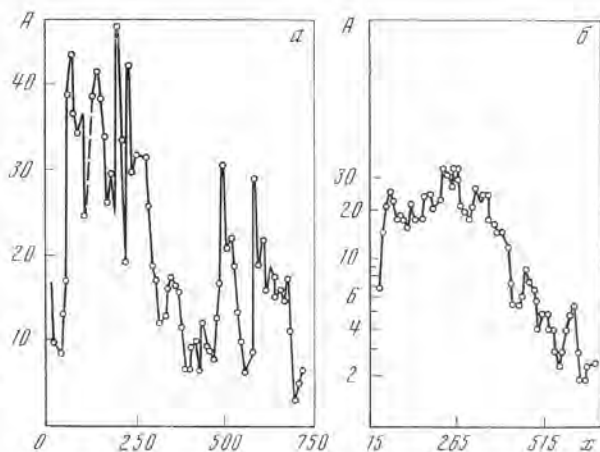


Рис. 115. Запись волн PS , отраженных от слабых границ раздела

Рис. 116. Примеры амплитудных графиков волн PS , отраженных от двух границ (участок IV)



ратурой, равнялись 30–35 Гц, длительность колебаний волны изменялась в пределах 0,05–0,07 с. На записях, полученных на фильтрующей аппаратуре при использовании сравнительно низко- и среднечастотных фильтров ($f_{\text{макс}} = 25 \div 30$ Гц), длительность колебаний несколько возросла за счет переходных процессов в аппаратуре.

Спектры волн. Спектры обменных волн, соответствующих сильным и слабым границам, мало различались по форме и частоте максимума. Преимущественно отмечался один максимум спектра в диапазоне частот от 25 до 35 Гц. Спектры обычно узкие, относительная ширина их, измеренная на уровне 0,7 от максимальной амплитуды, не превосходит 60%. В некоторых случаях отмечалась более сложная форма спектра, когда,

помимо основного максимума, имелись еще дополнительные один или два максимума меньшей амплитуды (см. рис. 112, б).

Амплитудные особенности волн PS . Волны, соответствующие сильным границам раздела ($\delta = 0,2 \div 0,5$; $p = 0,3 \div 0,6$), как правило, отличались большой интенсивностью и выглядели как доминирующие волны на записи. Волны, соответствующие слабым границам, обычно характеризовались небольшой интенсивностью, часто соизмеримой с фоном помех, особенно в допредельной области. В связи с этим при наличии разрывов в корреляции или зон интерференции с регулярными волнами-помехами идентификация волн, зарегистрированных по обе стороны зоны разрыва, была сложной задачей. Трудность идентификации волн усугублялась тем, что в среде со слабыми границами раздела на записи регистрировалось несколько волн, разделенных небольшими временными интервалами ($\Delta t = 0,03 \div 0,05$ с).

Графики изменения амплитуд волн PS с расстоянием. Экспериментальные амплитудные графики волн PS , как это и следует из теоретического рассмотрения, имеют довольно сложный характер. Для сильных границ раздела можно отметить два наиболее характерных случая. В первом с удалением от пункта взрыва наблюдается плавное нарастание интенсивности, а затем по достижении некоторого максимума такое же плавное убывание амплитуд с расстоянием. Во втором случае при удалении от источника наблюдается постепенное нарастание амплитуд, затем резкий спад и вновь плавный подъем. На рис. 116 приведены примеры таких графиков, полученные на участке IV (табл. 11) для волн PS , отраженных от двух близлежащих границ. Рис. 116, а соответствует границе, на которой может образоваться как волна PPS , так и волна PSS ; рис. 116, б — более слабой границе, на которой может возникнуть лишь волна PPS . Ход графиков амплитуд большей частью сходен с ходом теоретических графиков.

Для волн PS , отраженных от слабых границ раздела, получено сравнительно мало данных. Построенные амплитудные графики имеют большой разброс значений и часто не подчиняются каким-нибудь определенным закономерностям. Максимальные значения амплитуд, как правило, находятся в интервале $x/H = 2,5 \div 3,0$, возрастание и убывание амплитуд очень плавное.

§ 4. Помехи, мешающие регистрации обменных отраженных волн.

Критерии для выделения волн PS на сейсмограммах

Выделение волн PS на записях X -приборов, так же как и выделение продольных волн на записях Z -приборов, приходится производить на фоне различных помех, которые условно можно разделить на две группы: 1) помехи, отличающиеся по своим кинематическим и динамическим характеристикам от волн PS ; 2) помехи, близкие по своим характеристикам к волнам PS . Последние не только мешают их выделению на записях, но могут быть ошибочно приняты за волны PS .

Помехи, отличающиеся по своим характеристикам от волн PS . Эти помехи, в свою очередь, можно разделить на нерегулярные и регулярные.

Нерегулярные помехи вблизи источника обычно представляют собой результат наложения большого числа различных регулярных волн (поверхностных, поперечных и обменных) с короткими осями синфазности.

В средах с сильной скоростной дифференциацией обменные волны регистрируются на значительно больших временах, чем соответствующие продольные волны при резко ослабленном фоне нерегулярных помех. Это позволяет изучать по записям X -приборов отражающие границы на меньших глубинах, чем по записям Z -приборов. На больших удалениях от источника фон нерегулярных помех в средах с сильной дифференциацией скоростей обычно невелик.

В изученных средах со слабой скоростной дифференциацией фон регулярных помех оказался выше, чем в средах с сильной дифференциацией скоростей. Помехи отмечаются на больших интервалах профиля и на больших интервалах времени на сейсмограмме. Формирование этого фона помех связано с существованием ряда слоев с повышенной скоростью, на которых, как показало торпедирование структурных скважин (глубина $H \leq 400$ м), образуются интенсивные проходящие обменные волны PS [10]. В фоне помех при малых расстояниях существенную роль могут играть обменные отраженные волны $PPPS$, претерпевшие обмен на различных промежуточных границах. На больших удалениях от источника в образовании фона могут участвовать также и различные головные или слабо рефрагированные волны. На участках наблюдений рассматриваемого типа волны PS совсем не выделялись вблизи источника, и их удавалось выделить только в запредельной области.

К регулярным волнам-помехам, отличающимся от волн PS по своим кинематическим и динамическим характеристикам, относятся поверхностные и поперечные (отраженные и преломленные) волны. Перечисленные волны обладают меньшими кажущимися скоростями и более низкими преобладающими частотами по сравнению с волнами PS (рис. 117). В некоторых случаях они отличаются большой интенсивностью и препятствуют выделению волн PS .

Борьба с указанными помехами в методе обменных волн по существу ничем не отличается от проводимой в методе продольных волн и состоит в варьировании фильтраций, применении интерференционных систем, изменении систем наблюдений. Отметим, что в ряде случаев благоприятные результаты удается получить, применяя простые варианты группирования сейсмоприемников (при числе приборов $n = 4$).

Волны-помехи, близкие по своим характеристикам к волнам PS . Основные регулярные волны-помехи, которые могут мешать выделению волн PS , а в некоторых случаях могут быть ошибочно идентифицированы как волны PS , следующие: 1) отраженные волны $PPPS$ и $PSSS$, претерпевшие обмен на промежуточных границах; 2) обменные преломленные волны PPS и PSS , соответствующие тем же или другим границам.

Отраженные волны с обменом на промежуточных границах. При наблюдениях на коротких интервалах эти волны трудно отличить от волн PS , но при достаточно протяженных интервалах наблюдений для отделения волн $PPPS$ и $PSSS$ от волн PS можно использовать следующие критерии: отличия в форме годографа и кажущихся скоростях — для волн $PPPS$ кажущиеся скорости больше, чем у волн PS , а у волн $PSSS$ меньше; отличия в интенсивности — вблизи источника интенсивность волны $PSSS$ мала и становится значительной лишь на больших удалениях $x/H > 1,5$ и на коротких интервалах профиля; волна $PPPS$ для рассматриваемых моделей сред всегда имеет малую интенсивность.

При описываемых исследованиях были выделены и прослежены только волны $PSSS$ (рис. 118). Помимо указанных выше признаков, они отличались от волн PS более низкими частотами.

Обменные преломленные волны. При регистрации обменных отраженных волн на значительных интервалах наблюдений возникает вопрос об определении природы волн в запредельной области; относятся они к отраженным или к преломленным волнам. Трудность решения этого вопроса определяется характером скачка на границе.

В случае сильной границы раздела благодаря различиям в кажущихся скоростях и временах пробега волны PS и PPS должны разделяться на записи уже на сравнительно малых удалениях от начальной точки; следовательно, их легко идентифицировать. Экспериментальные исследования, проведенные в таких средах, показали, что до расстояний $x = (3 \div 5)H$ на записи X -приборов нет колебаний с кажущейся скоростью, близкой к скорости продольных волн вдоль границы и, таким обра-

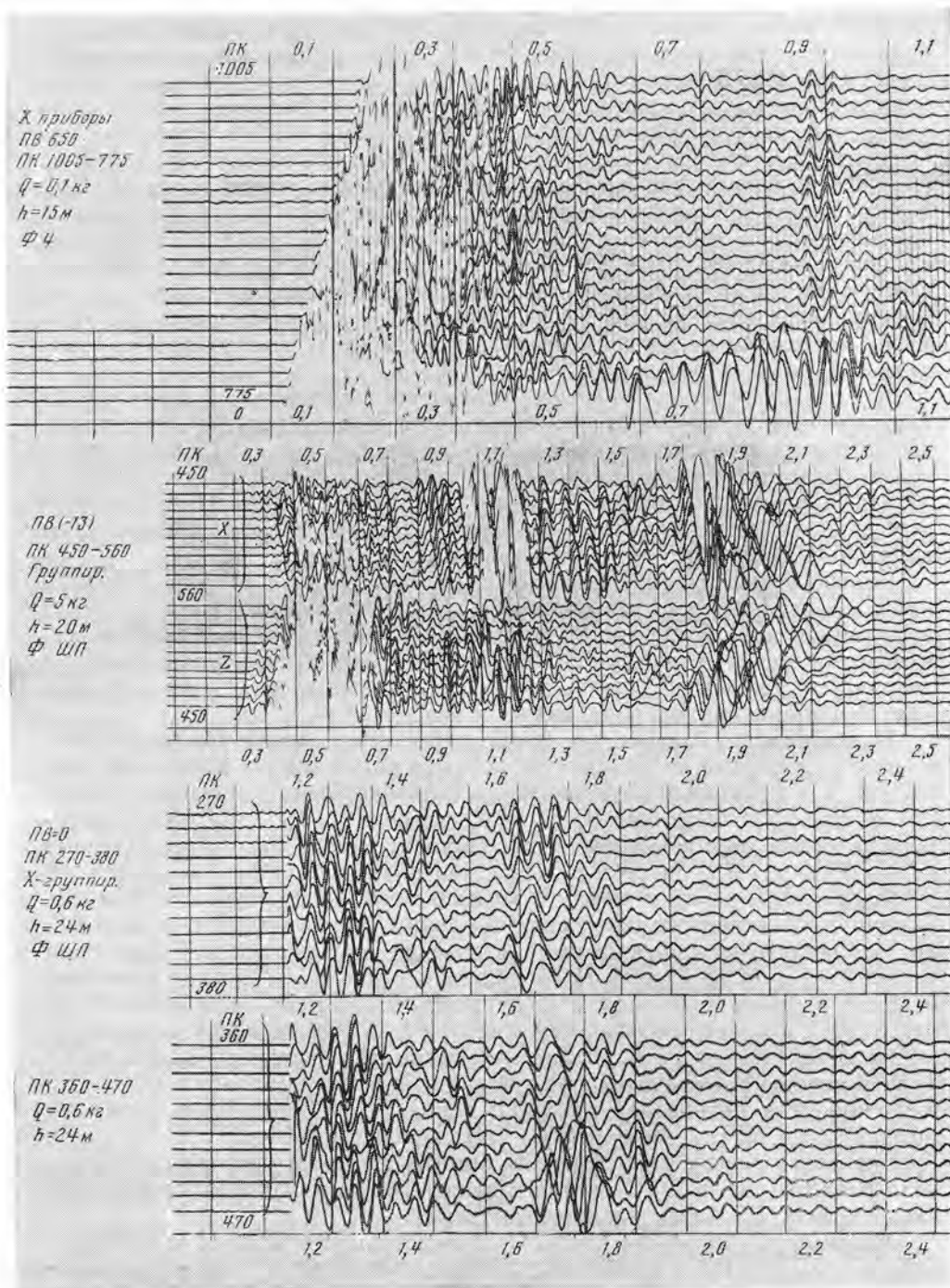


Рис. 117. Волны-помехи с малыми скоростями, мешающие регистрации волн PS , отраженных от глубоких границ

зом, волны PPS на записи отсутствуют. Это согласуется с теоретическими расчетами [27], показавшими, что для подобных параметров сред головные волны имеют значительно меньшую интенсивность, чем отраженные.

Вопрос о типе волны за второй начальной точкой является более сложным, так как годографы волн PS и PSS на протяженных интервалах прак-

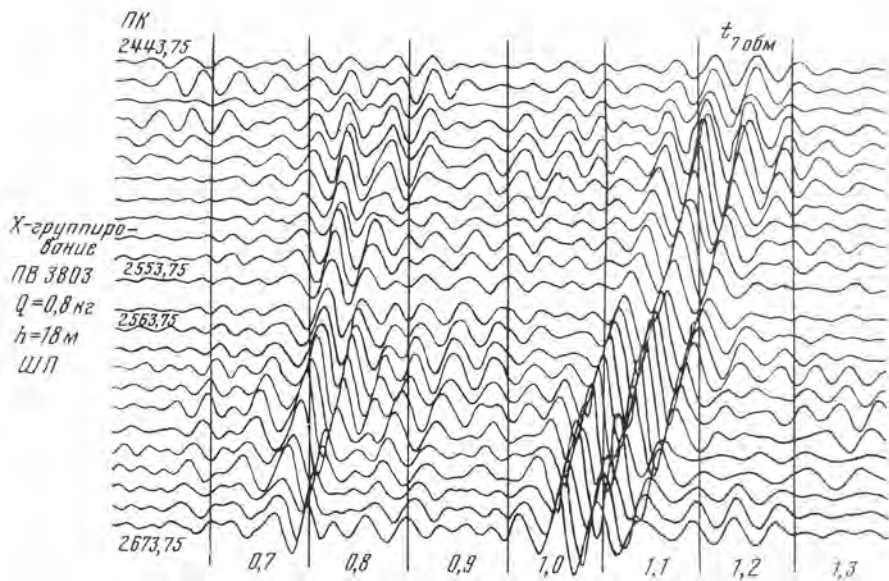


Рис. 118. Запись волны $t_{обм}$ *PSSS*

тически неразличимы. Судя по проведенным для головных волн теоретическим расчетам [27], в колебании за второй начальной точкой также должна преобладать волна *PS*.

Определение типа волны, связанной со слабой границей, за предельным углом по кинематическим признакам во многих случаях не может быть проведено однозначно из-за близости на протяженных интервалах годографов волн *PS* и *PPS*. Привлечение динамики волн часто позволяет решить эту задачу.

Динамические критерии распознавания волн, зарегистрированных за предельным углом, рассмотрены в работе [27].

В некоторых случаях помехами при прослеживании волн *PS* являются обменные преломленные волны, соответствующие другим границам раздела. Так, корреляция волн *PS*, отраженных от слабых границ раздела, на больших удалениях ($x > 4H$) нарушалась из-за их интерференции с волнами, имеющими несколько большую кажущуюся скорость и прямолинейный годограф. По-видимому, это головные или слабо рефрагированные волны типа *PPS* или *SPS*. Возникновение волн *SPS* считается возможным в связи с тем, что по данным торпедирования скважин [10] в области источника образуются интенсивные поперечные волны. Близкие кажущиеся скорости и видимые частоты полезных волн и указанных волн-помех не позволили очистить запись от мешающих колебаний и проследить волны *PS* на расстояниях, больших $4H$.

Критерии для распознавания обменных отраженных волн в процессе корреляции. Из изложенного в настоящем параграфе следует, что идентификация зарегистрированных волн как волн *PS* не всегда может быть произведена на этапе корреляции. Иногда для этого необходимо построение различных систем амплитудных графиков, проведение теоретических расчетов отношения амплитуд волн *PS*, *PPS*, *PSS*, *PPPS*, *PSSS* или количественная интерпретация годографов. Перечислим только те критерии, которые позволяют идентифицировать зарегистрированную волну как волну *PS* на этапе корреляции: 1) волны регистрируются горизонтальными приборами и отсутствуют или обладают слабой интенсивностью на записи вертикальных, т. е. являются поперечными в зоне выхода; 2) имеют

характерную для отраженных волн криволинейную форму годографов; 3) прослеживаются почти от самого пункта взрыва, где любая из волн, изменивших тип колебаний на промежуточной границе, имеет во много раз меньшую интенсивность, чем волна *PS*. Этот критерий применим в основном для сред с сильной дифференциацией скоростей.

§ 5. Идентификация волн *PP* и *PS*, соответствующих одним и тем же границам раздела

Волны *PP* и *PS*, отраженные от границ раздела с сильной дифференциацией скоростей продольных и поперечных волн, как правило, доминируют на записи, уверенно коррелируются на протяженных интервалах, имеют характерные особенности амплитудных графиков. Поэтому их отождествление на сейсмограммах обычно не представляет особых трудностей. Примеры записей волн *PP* и *PS*, отраженных от сильных границ раздела, приведены на рис. 102 и 119. Контролем правильности отождествления

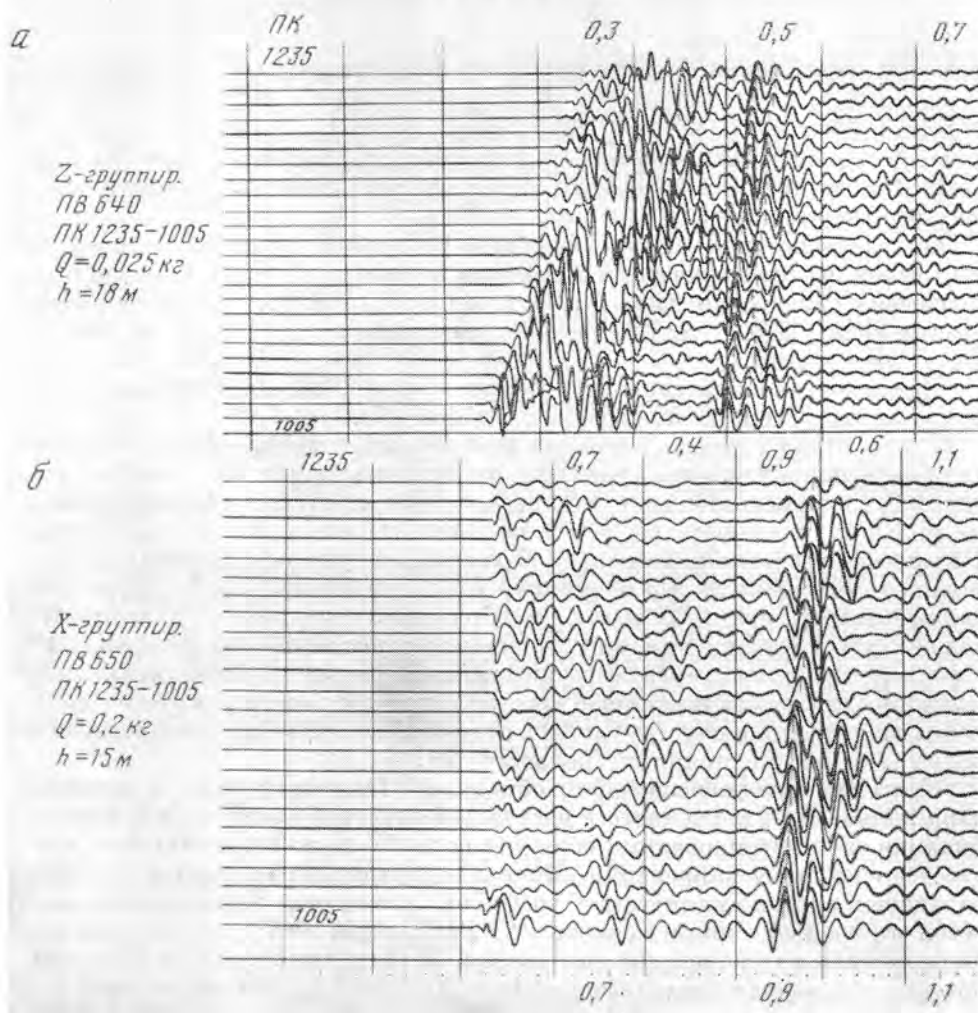


Рис. 119. Волны *PP* и *PS*, отраженные от одной и той же границы раздела (участок VI)

волн PP и PS служит практическое совпадение результатов независимой количественной интерпретации годографов волн PP и PS .

Однако нередко, особенно при изучении сред со слабой дифференциацией скоростей, на записях X - и Z -приборов регистрируется ряд волн примерно равной интенсивности, причем число волн на X - и Z -приборах может не совпадать. Тогда отождествление волн PP и PS на записи усложняется. Если скоростной разрез известен достаточно точно и волны PS и PP регистрируются вблизи источника, для их отождествления можно пользоваться соотношением времен пробега

$$\frac{t_{0PS}}{t_{0PP}} = \frac{V_P/V_S + 1}{2}.$$

Если точные сведения о скоростях поперечных волн в разрезе отсутствуют, то возможны различные сочетания волн PP и PS , не противоречащие разумному соотношению скоростей V_P/V_S в среде. В этих случаях отождествление волн проводится уже после количественной интерпретации их годографов.

Так, например, на рис. 102, б на записи Z -приборов регистрируются две отраженные волны, на записи X -приборов — три, любое сочетание волн не противоречит возможному соотношению V_P/V_S в среде. Только проведенная количественная интерпретация позволила установить, что первые две волны на записи X -приборов не имеют аналогов на записи Z -приборов, так как связаны с очень мелкими границами раздела. Волна PS на времени $t = 0,6$ с соответствует волне PP на записи Z -приборов на времени $t = 0,25$ с.

При регистрации волн PS только в запредельной области отождествление волн PP и PS не может быть осуществлено непосредственно по сейсмограммам и производится по сопоставлению разрезов, построенных по годографам волн обоих типов.

§ 6. Транспозиционная корреляция волн PS

Транспозиционная корреляция волн PS — один из наиболее сложных и пока мало разработанных вопросов корреляции обменных отраженных волн.

Как известно, критерий увязки времен во взаимных точках в общем случае не применим. Правда, когда границы раздела практически горизонтальны и резкие изменения скоростей продольных и поперечных волн вдоль линии профиля отсутствуют, времена прихода волн PS в квазивзаимные точки должны быть очень близкими. В большинстве экспериментов, рассмотренных в данной книге, при внесении поправок за глубину скважины и учете обращения фаз на встречных системах времена $t_{из}$ практически совпадали (невязки не превышали 0,003 с). Примеры таких годографов с внесенными в них поправками приведены на рис. 120, а. В редких случаях внесение поправок не приводило к увязкам во взаимных точках. Тогда отдельные годографы интерпретировались независимо, а затем сопоставлялись и увязывались отрезки построенных по ним границ. Часто эти отрезки были практически горизонтальными и только были смещены друг относительно друга по вертикали. Это обычно связано с погрешностями при внесении поправок за глубину скважины или за разность между фазой и вступлением волны.

В других случаях оказывалось, что невязки объяснялись наклоном отражающей границы. Примеры годографов волн PS для наклонной границы приведены на рис. 120, б. Невязки во «взаимных» точках достигают 0,03 с. Характер изменения амплитуд волны PS с расстоянием существенно различен при ориентировке профиля по падению и по подъему границы раздела.

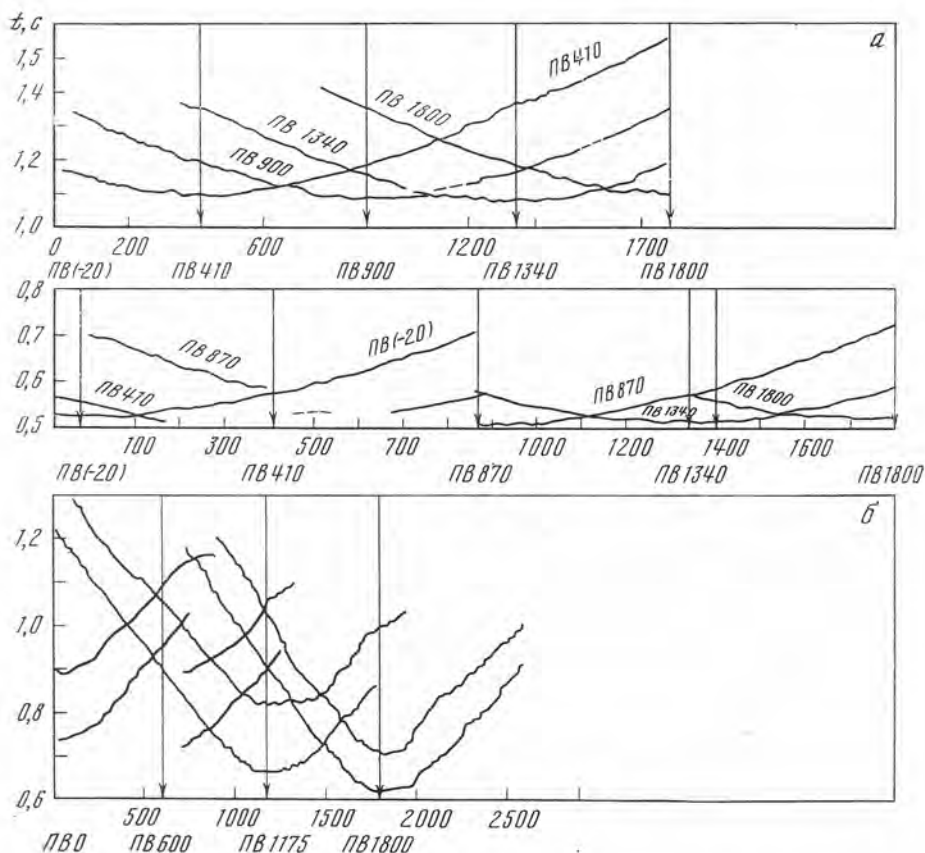


Рис. 120. Наблюдаемые годографы волн PS для горизонтальной (участок VI) (а) и наклонной (участок IV) (б) границ раздела

Пока практически не разработаны критерии, которые позволили бы однозначно проводить транспозиционную корреляцию волн. Это обстоятельство требует особенно тщательных дополнительных наблюдений при регистрации волн PS , в частности торпедирования взрывных скважин с целью получения надежных данных о характере изменения скоростей в верхней части разреза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последнее десятилетие в области сейсмических методов разведки произошел коренной переворот. Этот переворот обусловлен, во-первых, появлением новых методов экспериментальных исследований, существенно изменивших и обогативших прежние представления о строении реальных сред и о свойствах сейсмических волновых полей (к ним в первую очередь следует отнести акустический каротаж скважин, вертикальное сейсмическое профилирование и внедрение в практику регистрирующей аппаратуры с магнитной записью); во-вторых, широким использованием как при исследовательских, так и при производственных работах цифровых и аналоговых вычислительных машин, что открыло новые возможности создания методов расчетов волновых полей для сложных моделей сред, решения задач выделения слабых сигналов на фоне помех и задач интерпретации сейсмических данных.

Строение реальных сред. Акустический каротаж значительно изменил и расширил наши представления о скоростных разрезах реальных сред и в особенности о природе так называемых сейсмических границ, с которыми связаны основные волны, используемые при интерпретации и в сейсморазведке, и при глубинных исследованиях. АК скважин, пробуренных как в осадочных, так и в изверженных и метаморфических породах, показал их тонкослойное строение по скоростям распространения упругих волн. Сейсмические границы в такой среде, которые ранее трактовались преимущественно как границы толстых слоев с разными свойствами, в действительности представляют собой сложные пачки тонких слоев с различной структурой и прослеживаемостью по площади. В строении тонкослойной среды сочетаются хорошо выдержанные компоненты, которые можно рассматривать как детерминированные, и быстро изменяющиеся компоненты, которые можно рассматривать как случайные. На тонкую скоростную слоистость среды часто накладывается монотонное возрастание скорости с глубиной, наиболее отчетливо выраженное в терригенных породах и в верхней части разреза кристаллических пород.

Отмечается огромное разнообразие скоростных разрезов сред в разных районах, с чем связано и разнообразие наблюдаемых волновых полей, и необходимость большой гибкости в выборе методов их изучения и интерпретации.

Существование прослеживающихся неоднородных зон в кристаллических и метаморфических породах позволяет объяснить возникновение волн в кристаллической толще коры на малых и больших глубинах. Эти волны регистрируются при рудной сейсморазведке и в методе глубинного сейсмического зондирования. Идеи значительной вертикальной и горизонтальной неоднородностей среды в настоящее время начинают использоваться для все более глубоких оболочек земли. В сейсмологии сейчас все больше завоевывают признание сложные неоднородные модели верхней и нижней мантии, внешнего и внутреннего ядра.

Свойства волновых полей. Простые задачи и районы с простым строением сред — это уже пройденный этап сейсморазведки.

Перед ней теперь стоят значительно более сложные задачи изучения больших глубин (4—7 км и более) и сред с разнообразной и сложной гео-

метрий границ. Ушли в прошлое простые красивые сейсмические записи, на которых непосредственно были видны отдельные четкие волны, и вместе с ними в значительной мере закончилась эра визуальной корреляции самих исходных сейсмограмм.

В сложных средах сами полезные волны, как отраженные, так и преломленные, являются интерференционными волнами; они очень чувствительны к изменениям условий взрыва и свойств среды. Тонкая слоистость среды обуславливает возникновение большого числа различных волновых помех, в особенности кратных продольных волн, маскирующих полезные сигналы, которые нередко невозможно выделить без привлечения специальных методов подавления помех.

Для анализа и дальнейшей интерпретации суммарного волнового поля важно по возможности расчленить его на отдельные компоненты. Для решения этой задачи эффективен комплекс методов, включающий акустический каротаж скважин, теоретические расчеты волновых полей для сложных моделей среды, построенных по данным АК, вертикальное сейсмическое профилирование, наземные наблюдения по различным системам.

При помощи метода вертикального сейсмического профилирования в ряде районов при наблюдениях в скважинах удалось выявить полезные волны, связанные с различными пачками в разрезе, изучить их характеристики, определить природу и свойства различных волновых помех. В более сложных типах сред суммарное поле помех и во внутренних точках среды не удастся расчленить на отдельные компоненты. В таких ситуациях для изучения структуры сложного волнового поля и разработки рациональных методов его интерпретации особенно большое значение приобретает сочетание экспериментальных исследований с теоретическими расчетами волновых полей для моделей сред, близких к реальным.

Усложнение представлений о моделях реальных сред потребовало дальнейшего развития методов теоретических расчетов волновых полей. Аппарат для приближенного решения прямых кинематических и динамических задач в средах с пачками тонких слоев сейчас создан и реализован в виде комплекса программ для расчетов на ЭВМ волн различных типов при детерминированной и случайной структуре пачек слоев. Большой объем расчетов, проведенных при помощи этой методики применительно к задачам сейсморазведки, глубинного сейсмического зондирования и сейсмологии показал, что она является эффективным средством анализа и прогноза свойств волнового поля в тонкослойной среде.

Выделение полезных сигналов на фоне помех. Эта проблема является общей для всех модификаций сейсмических исследований. По мере увеличения глубинности сейсморазведки, все более широкого использования докритических отраженных волн в глубинном сейсмическом зондировании и регистрации отраженных волн от границ в мантии и ядре она будет становиться все более острой, так как уровни энергий полезных сигналов с глубиной границ уменьшаются, а уровень поля помех, связанных с вышележащей толщей возрастающей мощности, повышается.

Качественный скачок в решении проблемы выделения полезных сигналов на фоне помех произошел благодаря широкому использованию регистрирующей аппаратуры с магнитной записью и обрабатывающих машин — аналоговых и особенно цифровых, пока главным образом в сейсмическом методе отраженных волн. Появились огромные возможности реализации новых, значительно более эффективных методов выделения полезных сигналов, в основном уже не на этапе регистрации колебаний, а на стадии обработки и интерпретации материалов, что существенно ускоряет и удешевляет разведку. В последние годы сейсморазведка методом отраженных волн работает в столь сложных условиях, что на исходных записях часто визуально невозможно выделить записи волн. Поэтому классическая модификация метода отраженных волн с наблюдениями у пункта взрыва уступила место новой модификации — методу многократных систем пере-

крытий с последующей обработкой магнитограмм на машинах, при которой осуществляются различные операции интерференционного приема — главным образом суммирование трасс (иногда 12—24), соответствующих общей точке отражающей границы. Результаты выдаются в виде временных или глубинных разрезов. Операции выделения полезных сигналов и решения задачи интерпретации, т. е. построения разрезов, совмещены в едином цикле.

По мере увеличения глубины исследования недостаточно применить одну какую-либо процедуру выделения волн, необходимо применять различные многоступенчатые комплексы цифровой обработки, последовательно снимая или ослабляя различные типы помех.

В настоящее время при помощи такой новой модификации метода отраженных волн получены и обработаны материалы на тысячах километров профилей при сухопутной и морской разведке и получены результаты на многих площадях и диапазонах глубин, которые при прежних работах оставались слепыми и недоступными для разведки. По данным сейсморазведки открыты многочисленные структуры, оказавшиеся нефтеносными и газоносными.

Для сложных типов сред с криволинейными границами и тектоническими нарушениями, в особенности при больших глубинах, продвижение пока еще менее существенно, чем для сред с пологими границами. Для решения этих и ряда других задач начато применение методов непосредственного преобразования сейсмических данных в изображение среды (методы сейсмической голографии). Разведка сложно построенных структур сдерживается отсутствием машин с большой памятью и быстродействием и значительно более слабым продвижением теоретических и экспериментальных исследований волновых полей в таких средах.

Сейсмические методы разведки достигли большого развития и огромного размаха. Но впереди еще более сложные задачи, связанные с переходом на еще большие глубины и более сложные среды. Сейсмические методы обладают огромными, еще неиспользованными резервами, из которых особенно важными являются динамические характеристики волн. Для разработки путей их использования предстоит большая работа и для нынешнего, и для подрастающих поколений геофизиков.

И. П. Пасечник

ЛИТЕРАТУРА

1. *Авербух А. Г., Горбач Л. М., Су-
мерина З. П.* О физической при-
роде волн, регистрируемых в пер-
вых вступлениях при наблюдениях
КМПВ.— В кн. «Прикладная геофи-
зика», вып. 36. М., «Недра», 1963.
2. *Авербух А. Г.* Распространение сей-
смического импульса в среде с ли-
нейной зависимостью коэффициента
поглощения от частоты.— В кн.
«Прикладная геофизика», вып. 61.
М., «Недра», 1970.
3. *Алексеев А. С., Гельчинский Б. Я.*
О лучевом методе вычисления полей
волн в неоднородных средах с кри-
волинейными границами раздела.—
В кн. «Вопросы динамической тео-
рии распространения сейсмических
волн», вып. 3. Изд-во ЛГУ, 1959.
4. *Баранов В., Кюнец Ж.* Сивтетиче-
ские сейсмограммы с многократны-
ми отражениями.— В кн. «Пробле-
мы сейсмической разведки». М.,
Гостоптехиздат, 1962.
5. *Берденникова Н. И., Жадин В. В.,
Рудаков А. Г.* К вопросу о методике
сейсмокаротажных наблюдений.—
В кн. «Вопросы динамической тео-
рии распространения сейсмических
волн», вып. 2. Изд-во ЛГУ, 1959.
6. *Берденникова Н. И., Куличкина
Т. И.* Изучение кинематических и
динамических характеристик попереч-
ных и продольных волн в сква-
жинах.— В кн. «Эксперименталь-
ные исследования поперечных и об-
менных волн». Новосибирск, Изд-во
СО АН СССР, 1962.
7. *Берзон И. С.* Высокочастотная сей-
смика. М., Изд-во АН СССР, 1957.
8. *Берзон И. С.* Определение спектра
коэффициента отражения продоль-
ных волн, отраженных от тонких
слоев.— Изв. АН СССР, сер. гео-
физ., 1959, № 5.
9. *Берзон И. С.* Анализ спектральных
характеристик тонкослойных па-
чек.— В кн. «Модели реальных сред
и сейсмические волновые поля».
М., «Наука», 1967.
10. *Берзон И. С.* Некоторые резуль-
таты изучения сейсмических волн
при торпедировании скважин.—
Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1964,
№ 9.
11. *Берзон И. С.* О развитии физиче-
ских основ сейсмических методов
разведки.— Изв. АН СССР, сер.
геофиз., 1964, № 5.
12. *Берзон И. С.* Об учете поглощения
при расчете теоретических сейсмо-
грамм в реальных средах.— Геофиз.
сборник АН УССР, № 44. Киев,
«Наукова думка», 1971.
13. *Берзон И. С., Боканенко Л. И.,
Исаев В. С.* Сейсмические исследо-
вания на леднике Туюк-Су.— Ин-
форм. сборник о работах по Между-
нар. геофиз. году, № 5. Изд-во МГУ,
1960.
14. *Берзон И. С., Васильев Ю. И., Стар-
одубровская С. П.* О преломленных
волнах, соответствующих водосон-
ным пескам. II.— Изв. АН СССР,
сер. геофиз., 1959, № 2.
15. *Берзон И. С., Вейцман П. С., Па-
сечник И. П., Ратникова Л. И.* Сей-
смические волновые поля для тон-
кослойных моделей области пере-
хода от коры к мантии.— Геофиз.
сборник АН УССР, № 31. Киев,
«Наукова думка», 1969.
16. *Берзон И. С., Гамбурцев А. Г.* и др.
Физические основы сейсмического
метода отраженных волн в плат-
форменных условиях. М., «Наука»,
1974.
17. *Берзон И. С., Епинатьева А. М.* и
др. Динамические характеристики
сейсмических волн в реальных сре-
дах. М., «Наука», 1962.
18. *Берзон И. С., Епинатьева А. М.* и
др. Методика комплексных назем-
ных и скважинных сейсмических
исследований.— В кн. «Состояние
и задачи разведочной геофизики».
М., «Недра», 1970.
- 18а. *Берзон И. С., Кац С. А., Ратникова
Л. И.* Особенности плоских волн,
отраженных от пачек слоев со слу-
чайной структурой в квазиоднород-
ной среде.— В кн. «Рудная сейсмо-
разведка». Л., «Недра», 1972.
19. *Берзон И. С., Митронова В. А.,
Ратникова Л. И.* Отраженные и
рефрагированные обменные волны
в слабоградиентной среде с тонким
слоем.— Изв. АН СССР. Физика
Земли, 1969, № 3.
20. *Берзон И. С., Митронова В. А.,
Ратникова Л. И.* Составление
расчетных и экспериментальных
волновых полей, соответствующих
тонкому слою с повышенной ско-

- ростью.— Геофиз. сборник АН УССР, № 30. Киев, «Наукова думка», 1969.
- 20а. *Берзон И. С.* Сейсмические волновые поля в различных моделях реальных сред.— В кн. «Состояние и задачи разведочной геофизики». М., «Недра», 1970.
 21. *Берзон И. С., Митронова В. А., Ратникова Л. И.* Влияние внутренней структуры отражающих пачек на характеристики отраженных волн.— В кн. «Интерпретация и обнаружение сейсмических волн в неоднородных средах». М., «Наука», 1971.
 22. *Берзон И. С., Митронова В. А.* К оценке частотной зависимости эффективного коэффициента затухания поперечных волн в среде, покрывающей отражающую границу.— В кн. «Интерпретация и обнаружение сейсмических волн в неоднородных средах». М., «Наука», 1971.
 23. *Берзон И. С., Пасечник В. И.* Дисперсия фазовых скоростей продольных сейсмических волн в тонкослоистых средах.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1968, № 9.
 24. *Берзон И. С., Пасечник В. И.* О соотношении скоростей высокочастотных и низкочастотных сейсмических волн в некоторых моделях реальной среды.— В кн. «Сейсморазведка и акустический каротаж на рудных месторождениях». Л., «Недра», 1969.
 25. *Берзон И. С., Ратникова Л. И., Рац-Хизгия М. И.* Изучение обменных отраженных волн в средах со слабой дифференциацией скоростей.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1963, № 9.
 26. *Берзон И. С., Ратникова Л. И.* Приближенные расчеты отраженных волн в многослойных тонкослоистых средах.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1971, № 10.
 27. *Берзон И. С., Ратникова Л. И., Рац-Хизгия М. И.* Сейсмические обменные отраженные волны. М., «Наука», 1966.
 28. *Берзон И. С., Ратникова Л. И., Митронова В. А.* Обменные волны, отраженные от тонких слоев с повышенными скоростями.— В кн. «Модели реальных сред и сейсмические волновые поля». М., «Наука», 1967.
 29. *Берзон И. С., Стародубровская С. П., Митронова В. А.* Эффективность способа общей глубинной точки.— ОНТИ ВИАМС. Региональная, разведочная и промысловая геофизика. М., 1972.
 30. *Берзон И. С., Стародубровская С. П., Митронова В. А.* Причины нарушений корреляции отраженных волн в тонкослоистых средах.— В кн. «Сейсмические волны в тонкослоистых средах». М., «Наука», 1973.
 31. *Беспятов Б. И.* Методические основы повышения эффективности сейсморазведки методом отраженных волн. Изд-во Саратовск. ун-та, 1972.
 32. *Беспятов Б. И., Левяйт В. Б.* и др. Современное состояние методики и техники сейсморазведки МОВ в Нижнем Поволжье.— В кн. «Методика, техника и результаты геофизической разведки». М., «Недра», 1967.
 33. *Беспятов Б. И., Юрченко В. Г., Решетник В. В.* Методика определения волнового состава сейсмических колебаний и параметризации группирования.— В кн. «Геофизическая разведка в Нижнем Поволжье». Труды НВНИИГГ, 1968, вып. 7.
 34. *Бреховский Л. М.* Волны в слоистых средах. Изд-во АН СССР, 1957.
 35. *Боголюбов Н. П., Митропольский Ю. А.* Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Физматгиз, 1963.
 36. *Булдин Н. К.* Определение глубины складчатого фундамента при помощи обменных проходящих волн типа *PS*, регистрируемых при землетрясениях.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1960, № 6.
 37. *Васильев А. А., Севальнев А. В.* и др. Аппаратура для изучения сейсмических волновых полей во внутренних точках среды.— В кн. «Прикладная геофизика», вып. 60. М., «Недра», 1970.
 38. *Васильев Ю. И.* Изучение обменных преломленных волн при сейсмической разведке.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1957, № 3.
 39. *Васильев Ю. И.* Две сводки констант затухания упругих колебаний в горных породах.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1962, № 5.
 40. *Васильев Ю. И., Гуревич Г. И.* О соотношении между декрементами затухания и скоростями распространения продольных и поперечных волн.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1962, № 12.
 41. *Васильев Ю. И., Иванова Т. Г.* О фильтрующих свойствах тонких слоев.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1961, № 10.
 42. *Гальперин Е. И.* Опыт детального изучения скоростной модели верхней части разреза в условиях слабой скоростной дифференциации.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1964, № 4.
 43. *Гальперин Е. И.* Об интенсивности головных и запредельно-отраженных волн по данным вертикального сейсмического профилирования.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1966, № 10.
 44. *Гальперин Е. И.* Вертикальное сейсмическое профилирование. М., «Недра», 1971.
 45. *Гальперин Е. И., Руденко Г. Е., Фролова А. В.* О причинах отсутствия на наземных сейсмограммах отраженных волн, связанных с отложениями терригенного девона

- на Волгоградском Правобережье.— В кн. «Разведочная геофизика», вып. 37. М., «Недра», 1970.
46. *Гальперин Е. И., Фролова А. В.* Изучение обменных волн методом вертикального сейсмического профилирования.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1966, № 9.
 47. *Гамбурцев А. Г.* Экспериментальное определение параметров верхней части разреза сейсмическими методами.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1968 № 3.
 48. *Гамбурцев А. Г.* О затухании и дисперсии сейсмических волн в зоне малых скоростей.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1968, № 4.
 49. *Гамбурцев А. Г., Кондратьев О. К.* и др. Некоторые возможности использования вертикального сейсмического профилирования в методе ОГТ.— ОНТИ ВИЭМС. Региональная, разведочная и промысловая геофизика. М., 1973.
 50. *Гамбурцев А. Г., Кузнецов В. В.* и др. Аппаратура и методика вертикального сейсмического профилирования при помощи многоканального зонда.— В кн. «Сейсмические волны в товкостойстых средах». М., «Наука», 1973.
 51. *Гамбурцев Г. А.* Основы сейсморазведки. М., Гостоптехиздат, 1959.
 52. *Гельчинский В. Я., Караев Н. А.* и др. Теоретико-модельные исследования полей волн, оразившихся от криволинейных границ.— В кн. «Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн», вып. 9. Л., «Наука», 1968.
 53. *Гогоенков Г. Н.* Расчет и применение синтетических сейсмограмм. М., «Недра», 1972.
 54. *Гогоенков Г. Н., Антипин Ю. Г.* Эффективные модели реальных товкостойстых сред.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1970, № 9.
 55. *Гогоенков Г. Н., Сивков Н. Р.* Некоторые свойства реальных акустических разрезов.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1967, № 12.
 56. *Гогоенков Г. Н., Шлячкин П. Д.* О сейсмических свойствах кристаллического фундамента по данным изменений в глубокой скважине.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1969, № 8.
 57. *Гретенер П. И.* Анализ наблюдаемых различий времен между стандартным и непрерывным каротажем при исследовании скважин. (Пер. с англ.).— В кн. «Проблемы сейсмической разведки». Гостоптехиздат, 1962.
 58. *Гурвич И. И.* Об отражениях от тонких пластов в сейсморазведке.— В кн. «Прикладная геофизика», вып. 9. Гостоптехиздат, 1952.
 59. *Гурвич И. И.* Анализ отражений от тонких пластов.— В кн. «Прикладная геофизика», вып. 15. Гостоптехиздат, 1956.
 60. *Гурвич И. И., Яновский А. К.* Сейсмические импульсы от взрыва в однородной поглощающей среде.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1967, № 10.
 61. *Дерягин Б. В.* О затухании и дисперсии сейсмических волн.— Геофизика, 1931, 1, № 1—2.
 62. *Епицатьева А. М.* Многократные волны-спутники.— В кн. «Сейсмические многократные отраженные волны». М., «Наука», 1964.
 63. *Епицатьева А. М., Карус Е. В.* Головные волны от тонких слоев (по полевым исследованиям).— В кн. «Модель реальных сред и сейсмические волновые поля». М., «Наука», 1967.
 64. *Епицатьева А. М., Куценко Э. Я.* Сейсмические волны в реальных средах с малым градиентом скорости.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1968, № 5.
 65. *Епицатьева А. М., Михайлова Н. Г.* Определение типов многократных отраженных волн по их кинематическим и динамическим характеристикам.— Изв. АН СССР, сер. геофиз. 1959, № 7.
 66. *Епицатьева А. М., Михайлова Н. Г., Смоленова Е. М.* О возможности регистрации обменных отраженных волн в районах с интенсивными продольными многократными волнами.— В кн. «Сейсмические многократные отраженные волны». М., «Наука», 1964.
 67. *Жадин В. В.* Об исследовании поглощения продольных и поперечных волн способом сейсмического каротажа.— Геология и геофизика, 1960, № 3.
 68. *Жадин В. В.* Трехкомпонентные измерения амплитуд и скоростей распространения продольных и поперечных волн в глубокой скважине.— Геология и геофизика, 1960, № 10.
 69. *Жадин В. В.* Измерения поглощения продольной и поперечной волн в каменной соли.— Геология и геофизика, 1963, № 5.
 70. *Ивакин Б. Н.* Микроструктура и макроструктура упругих волн в одномерных непрерывных неоднородных средах.— Труды Геофиз. ин-та, 1958, № 39 (166).
 71. *Ивакин Б. Н., Аверьянов А. Г.* Моделирование сейсмических волн в слоисто-неоднородных средах на двумерных дичрчатых моделях.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1963, № 6.
 72. *Иванова Т. Г.* Об обменных волнах, образующихся на тонком слое.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1965, № 12.
 73. *Караев Н. А., Рабинович Г. Я.* Скорости распространения упругих волн в породах и факторы, их определяющие (на примере Рудного Алтая).— В кн. «Сейсморазведка и акустический каротаж на рудных

- месторождениях». Л., «Недра», 1969.
74. Карус Е. В. Геоакустические исследования механических свойств горных пород, вскрытых скважинами. Автореф. докт. дис. М., ИФЗ АН СССР, 1966.
 75. Карус Е. В., Сакс М. В. Ультразвуковой каротаж.— Вестник АН СССР, 1961, № 5.
 76. Карус Е. В., Сакс М. В. Сопоставление ультразвукового каротажа и результатов сейсмических наблюдений.— В кн. «Геоакустика». М., «Наука», 1966.
 77. Карус Е. В., Сакс М. В. Скоростная характеристика северных районов Краснодарского края по данным ультразвукового каротажа.— В кн. «Модели реальных сред и сейсмические волновые поля». М., «Наука», 1967.
 78. Кастерин Н. П. О распространении волн в неоднородной среде, ч. 1. Звуковые волны. М., Университетская типография, 1903.
 79. Кац С. А., Еринова Т. Н., Шубик Б. М. Интерпретация энергограммы.— ОНТИ ВИЭМС, № 16. Региональная разведочная и промысловая геофизика. М., 1973.
 80. Кац С. А., Егшова Т. Н., Шубик Б. М. Методика и результаты определения отношения сигнал/помеха.— В кн. «Прикладная геофизика», № 72. М., «Недра», 1973.
 81. Кац С. А., Кондратович Ю. В. и др. Влияние случайной структуры пакки слоев на динамические характеристики отраженной волны.— В кн. «Прикладная геофизика». М., «Недра», 1969.
 82. Кац С. А., Кузнецов В. В. и др. Вопросы надежного выделения полезных волн в методе ВСП.— В кн. «Сейсмические волны в тонкослоистых средах». М., «Наука», 1973.
 83. Кац С. А., Стародубровская С. П. Об оценках параметров сейсмических волн, искаженных помехами с неизвестными статистическими характеристиками.— В кн. «Интерпретация и обнаружение сейсмических волн в неоднородных средах». М., «Наука», 1971.
 84. Кац С. А., Стародубровская С. П. О сопоставимости экспериментальных и теоретических сейсмограмм.— В кн. «Прикладная геофизика», вып. 58, М., «Недра», 1970.
 85. Коган С. Я. О влиянии поглощения на форму сейсмического импульса.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1961, № 9.
 86. Коган С. Я. Краткий обзор теорий поглощения сейсмических волн.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1966, № 11.
 87. Кондратьев О. К., Гамбурцев А. Г. Сейсмические исследования в прибрежной части Восточной Антарктиды. М., Изд-во АН СССР, 1963.
 88. Кондратьев О. К. Универсальная программа для расчета синтетических сейсмограмм.— В кн. «Вычислительная сейсмология», вып. 4. Л., «Наука», 1968.
 89. Кондратьев О. К. Тонкослоистые модели реальных сред.— В кн. «Интерпретация и обнаружение сейсмических волн в неоднородных средах». М., «Наука», 1971.
 90. Крауклис П. В., Перельман А. Л., Рабинович Г. Я. Об одном способе определения скоростей поперечных волн при акустическом каротаже.— В кн. «Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн», вып. 11. Л., «Наука», 1971.
 91. Кузнецов В. В., Гамбурцев А. Г. Методика регистрации прямых продольных волн на поверхности и во внутренних точках среды.— В кн. «Модели реальных сред и сейсмические волновые поля». М., «Наука», 1967.
 92. Кун В. В. Динамические характеристики продольных отраженных волн, соответствующих неоднородным тонким слоям с повышенной скоростью.— В кн. «Модели реальных сред и сейсмические волновые поля». М., «Наука», 1967.
 - 92а. Лапина М. И. Вычисление спектров ускоренным методом Филона.— В кн. «Численные методы обработки и интерпретации геофизических полей». Деп. в ВИНТИ, № 7584—73. М., 1973.
 93. Левинт В. Б., Жари З. И. и др. Вопросы теории и методики способа общей глубинной точки.— ОНТИ ВИЭМС. «Региональная, разведочная и промысловая геофизика». М., 1970.
 94. Левшин А. Л. Определение уровня грунтовых вод сейсмическими методами.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1964, № 9.
 95. Левшин А. Л. Поверхностные и каналовые волны. М., «Наука», 1973.
 96. Ляховицкий Ф. М., Володарский Р. Ф. К вопросу о связи скорости продольных волн с плотностью горных пород.— В кн. «Геофизические исследования». Изд-во МГУ, 1966.
 97. Малиновская Л. П. К методике расчета динамических особенностей сейсмических волн.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1957, № 4.
 98. Меламуд А. Я., Курдюков А. С. Универсальный барабанный магнитный регистр.— В кн. «Модели реальных сред и сейсмические волновые поля». М., «Наука», 1967.
 99. Меламуд А. Я., Кузнецов В. В., Юдин И. П. О временных сдвигах, вызванных фазовыми характеристиками сейсморегистрирующей аппаратуры.— В кн. «Разведочная геофизика», вып. 43. М., «Недра», 1971.
 100. Мешбей В. И. Способ глубинной точки в сейсморазведке МОВ.— ОНТИ ВИЭМС. «Региональная, раз-

- ведочная и промысловая геофизика». М., 1970.
101. Митронова В. А. Некоторые результаты изучения обменных отраженных волн, мешающих регистрации продольных отраженных волн.— В кн. «Сейсмические волны в тонкослоистых средах», М., «Наука», 1973.
 102. Митропольский А. К. Техника статистических вычислений. М., Физматгиз, 1961.
 103. Михайлова Н. Г., Парийская Г. Н., Сакс М. В. Частотные характеристики пачек слоев.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1966, № 1.
 104. Модели реальных сред и сейсмические волновые поля. М., изд-во «Наука», 1967.
 105. Молотова Л. В., Васильев Ю. И. О величине отношения скоростей продольных и поперечных волн в горных породах, ч. I, II.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1960, № 7, 8.
 106. Назамкин С. А. Математические алгоритмы вычисления регулярных помех при разделении сейсмических волн, ч. I, II.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1966, № 7, 9.
 107. Назамкин С. А. О новом методе разделения региональных волн в сейсморазведке.— В кн. «Прикладная геофизика», вып. 50. М., «Недра», 1967.
 108. Пасечник В. И. О расчете дисперсии фазовой скорости в поглощающих средах.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1969, № 9.
 109. Петрашень Г. И., Алексеев А. С., Гельчинский Б. Я. Элементарная теория распространения сейсмических волн.— В кн. «Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн», вып. 3. Изд-во ЛГУ, 1959.
 - 109а. Подъяпольский Г. С. Коэффициенты преломления и отражения упругих волн на слое.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1964, № 4.
 110. Пузырев П. И. Интерпретация данных сейсморазведки методом отраженных волн. М., Гостоптехиздат, 1959.
 111. Ратникова Л. И. Методы расчета сейсмических волн в тонкослоистых средах. М., «Наука», 1973.
 112. Ратникова Л. И., Левшин А. Л. Расчет спектральных характеристик тонкослоистых сред.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1967, № 2.
 113. Ратникова Л. И., Левшин А. Л. Вышние гармоники поверхностных волн — помехи при регистрации отражений.— В кн. «Сейсмические волны в тонкослоистых средах». М., «Наука», 1973.
 114. Ратникова Л. И., Яновская Т. Б. Приближенные расчеты волновых полей в средах с тонкими слоями.— В кн. «Вычислительная сейсмология», вып. 4. М., «Наука», 1968.
 115. Ризниченко Ю. В. О распространении сейсмических волн в дискретных и гетерогенных средах.— Изв. АН СССР, сер. геофиз. и геогр., 1949, № 2.
 116. Ризниченко Ю. В. О сейсмической квазианизотропии.— Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1949, № 6.
 117. Руденко Г. Е., Худзинский Л. Л. Результаты сейсмических наблюдений в скважинах при изучении девонских отложений в условиях Волгоградской области.— В кн. «Разведочная геофизика», вып. 50. М., «Недра», 1969.
 118. Ролей Дж. В. Теория звука, т. II. М.—Л., Гостехтеоретиздат, 1955.
 119. Рябинкин Л. А. Регулярный направленный прием сейсмических волн и основы его разрешающей способности.— Труды МИНХ и ГП, 1957, вып. 18.
 120. Рябинкин Л. А., Напалков Ю. В. и др. Теория и практика сейсмического метода РНП.— Труды МИНХ и ГП, 1962, вып. 39.
 121. Сакс М. В. Корреляция акустических скважинных наблюдений.— ОНТИ ВИЭМС. Региональная, разведочная и промысловая геофизика. М., 1973.
 122. Соколов П. Т., Скрябин В. И. Опыт обобщения уравнений теории упругости.— Журн. техн. физ., 1935, 5, 9.
 123. Стародубровская С. П. Влияния различных факторов на сопоставимость экспериментальных и синтетических сейсмограмм.— В кн. «Сейсмические волны в тонкослоистых средах», М., «Наука», 1973.
 124. Стародубровская С. П., Макушкина Т. С., Вилкова Э. В. Физические предпосылки использования динамики отраженных волн для изучения некоторых пачек слоев. М., «Наука», 1967.
 125. Стародубровская С. П., Парийская Г. Н. Использование динамических характеристик отраженных волн для обнаружения и прослеживания слоев переменной мощности.— В кн. «Разведочная геофизика», вып. 2. М., «Недра», 1964.
 126. Стародубровская С. П., Берзон И. С., Митронова В. А. Причины нарушений корреляции отраженных волн в тонкослоистой среде.— В кн. «Сейсмические волны в тонкослоистой среде», М., «Наука», 1972.
 127. Тархов А. Г. К вопросу об анизотропии упругих свойств в горных породах.— Материалы Всесоюз. научн.-исслед. геол. ин-та, Общая серия, 1940, сб. 5.
 128. Телицкий В. А. Метод обращенных годографов отраженных волн.— Материалы конф. семин., совещ. ОНТИ ВИЭМС. М., 1969.
 129. Телицкий В. А., Белов В. М. и др. Геофизические исследования при

- изучении геологического строения отдельных нефтегазоносных районов.— Труды ВНИГРИ, вып. 3. М., Картолитрография, 1971.
130. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., Гостехиздат, 1957.
131. Худзинский Л. Л. Об определении некоторых параметров слоев промежуточной мощности по спектрам отраженных волн.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1961, № 5.
132. Худзинский Л. Л., Максаков В. С. Станция промежуточной магнитной записи ПМЗ-64.— В кн. «Модели реальных сред и сейсмические волновые поля», М., «Наука», 1967.
133. Чекин Б. С. О влиянии изменения параметров упругой среды с глубиной на головные волны.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1966, № 10.
134. Шальнов Б. В., Троянская И. Я. и др. Методика и некоторые результаты изучения волновой картины в центральных районах Русской платформы.— В кн. «Разведочная геофизика», вып. 52. М., «Недра», 1972.
135. Щербакова Б. Е. Опыт применения обменных и преломленных волн для картирования рельефа поверхности кристаллического фундамента.— Нефтегазовая геология и геофизика, 1965, № 4.
136. Экспериментальные исследования поперечных волн. Новосибирск, изд. СО АН СССР, 1962.
137. Юдина Р. И. О закономерностях распределения скоростей поперечных волн в геологических средах.— В кн. «Поперечные и обменные волны в сейсморазведке». М., «Недра», 1967.
138. Courtier W. A., Medenhall H. J. Experience with multiple coverage seismic methods.— Geophysics, 1967, 32, N 2.
139. Delas C., Tariel P. Calcul d'un film synthétique à partir d'un très grand nombre de couches.— Geophys. Prospect., 1965, 13, N 3.
140. Dzierwonsky A., Bloch S., Landisman M. A technique for the analysis of transient seismic signals.— Bull. Seismol. Soc. America, 1969, 59, N 4.
141. D'Erceville J., Kunetz G. Sur l'influence l'un empilement de couches minces en sismique.— Geophys. Prospect., 1963, 11, N 2.
142. Fuchs K. The reflection of spherical waves from transition zones with arbitrary depth-dependent elastic moduli and density.— J. Phys. Earth, 1968, 16, Spec. issue.
143. Futterman W. J. Dispersive body waves.— J. Geophys. Res., 1962, 67, N 13.
144. Gupta J. K. Dispersion of body waves in layered media.— Geophysics, 1966, 31, N 4.
145. Lavschin A. L., Pissarenko V. F., Pogrebinsky G. A. On a frequency-time analysis of oscillations.— Ann. géophys., 1972, 28.
146. Mc Donald E. J., Angona F. A. a. oth. Attenuation of shear and compressional waves in Pierre shale.— Geophysics, 1958, 25, N 3.
147. Mayne H. Common reflection point technique.— Geophysics, 1962, 27, N 2.
148. Meissner R. Wave front diagrams from whole shooting.— Geophys. Prospect., 1961, 9, N 4.
149. Wood A. B. A textbook on sound. London, 1930.
150. Wuenschel P. C. Dispersive body waves — an experimental study.— Geophysics, 1965, 30, N 4.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие		3
Введение		5
Часть I		
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН В ТОНКОСЛОИСТОЙ СРЕДЕ		
Глава 1. Волновые поля в среде, содержащей один тонкий слой		8
§ 1. Коэффициенты отражения волн от однородного тонкого слоя		8
§ 2. О соотношении спектров волн PP и PS , отраженных от однородных тонких слоев		15
§ 3. Влияние тонкой слоистости в покрывающей среде на спектры отраженных волн		17
§ 4. Результаты определения коэффициентов отражения от тонких слоев		20
Глава 2. Расчетные и экспериментальные сейсмические волновые поля, соответствующие тонкому слою с повышенной скоростью		26
§ 1. Некоторые вопросы кинематики волн в градиентных средах с тонкими слоями		26
§ 2. Модель среды и рассматриваемые волны		27
§ 3. Экспериментальные данные		28
§ 4. Теоретические расчеты		37
§ 5. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных		43
Глава 3. Волновые поля в многослойных тонкослойных средах		47
§ 1. Различия характеристик волн, возникающих в тонко- и толстослойных моделях		47
§ 2. Сейсмические волновые поля в градиентных средах, содержащих пачки тонких слоев		48
§ 3. Влияние строения отражающих пачек на динамические характеристики отраженных волн		50
§ 4. Приближенные расчеты сейсмических отраженных волн в многослойных тонкослойных средах		60
§ 5. Особенности плоских волн, отраженных от пачек слоев со случайной структурой в квазиоднородной среде		69
Глава 4. Оценка влияния поглощения сейсмических волн в неоднородных средах		76
§ 1. Зависимость коэффициентов затухания от частоты		76
§ 2. Спектры волн в поглощающей среде		78
§ 3. Отношение спектров волн PP и PS в различных моделях среды		80
§ 4. Экспериментальные данные об отношениях спектров волн PP и PS		83
Глава 5. Об учете поглощения при расчетах теоретических сейсмограмм в неоднородных средах		85
§ 1. Спектральная характеристика неоднородной поглощающей среды		86

§ 2.	Примеры теоретических расчетов формы импульсов в поглощающей среде	88
§ 3.	Способ оценки частотной зависимости эффективного коэффициента затухания в среде, покрывающей отражающую границу	93
Глава 6.	Прохождение продольных сейсмических волн через тонкослоистую среду	96
§ 1.	Дисперсия фазовых скоростей в случае однородного слоя, заключенного между двумя полупространствами	97
§ 2.	Решение задачи о дисперсии фазовых скоростей в случае неоднородного слоя	98
§ 3.	Анализ решения для неоднородного слоя	100
§ 4.	Примеры практического учета дисперсии	102
§ 5.	О соотношениях скоростей низко- и высокочастотных волн в некоторых моделях реальной среды	104
§ 6.	Основные особенности фазовых скоростей проходящих сейсмических волн в тонкослоистых средах при нормальном падении	107

Часть II

КОМПЛЕКСНЫЕ НАЗЕМНЫЕ И СКВАЖИННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ТОНКОСЛОИСТЫХ СРЕДАХ

Глава 7.	Методика комплексных сейсмических исследований	108
§ 1.	Акустический каротаж	108
§ 2.	Теоретические расчеты волновых полей	109
§ 3.	Вертикальное сейсмическое профилирование	112
§ 4.	Наблюдения на наземных профилях	114
Глава 8.	Изучение скоростного разреза среды в районах Русской платформы	116
§ 1.	Основные свойства разреза	116
§ 2.	Об осреднении данных акустического каротажа для расчета сейсмических волновых полей	116
§ 3.	Прослеживаемость тонких слоев по площади	128
Глава 9.	О теоретических расчетах волновых полей в методе ВСП	132
§ 1.	Наблюдаемое волновое поле при наклонном падении	132
§ 2.	Расчеты волновых полей при ВСП для наклонного падения волн на сейсмические границы	133
§ 3.	Сопоставление расчетных и экспериментальных данных	139
Глава 10.	Методы и некоторые результаты изучения свойств среды и волнового поля на Русской платформе	142
§ 1.	Однократные отраженные волны	142
§ 2.	Волны-помехи, связанные с различными частями разреза	148
§ 3.	Среднескоростные волны-помехи и их роль в формировании нерегулярного шума на сейсмограммах	154
§ 4.	О возможности прослеживания отраженных волн на больших удалениях от источника	169
§ 5.	Примеры оценки влияния свойств полезных сигналов и многократных волн на результаты суммирования по способу ОГТ	173

Часть III

РАЗВЕДОЧНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА ОБМЕННЫХ ОТРАЖЕННЫХ ВОЛН

Глава 11.	Регистрация обменных отраженных волн в реальных средах	179
§ 1.	Сейсмологические предпосылки использования обменных волн в сейсмической разведке	179
§ 2.	Разрешающая способность метода обменных отраженных волн	183
§ 3.	Диапазон глубин, исследуемых при помощи обменных отраженных волн	185
§ 4.	Разведочные задачи, решаемые при использовании обменных отраженных волн	186

§ 5. Совместное использование обменных и продольных отраженных волн	193
§ 6. Особенности методики полевых наблюдений при регистрации обменных отраженных волн	194
Глава 12. Корреляция обменных отраженных волн PS	199
§ 1. Корреляция волн PS в допредельной области	199
§ 2. Корреляция волн PS в запредельной области	201
§ 3. Корреляция обменных волн в средах с различной скоростной дифференциацией	204
§ 4. Помехи, мешающие регистрации обменных отраженных волн. Критерии для выделения волн PS на сейсмограммах	206
§ 5. Идентификация волн PP и PS , соответствующих одним и тем же границам раздела	210
§ 6. Транспозиционная корреляция волн PS	211
Заключение	213
Литература	216

Инна Соломоновна Берзон
СЕЙСМОРАЗВЕДКА ТОНКОСЛОИСТЫХ СРЕД

*Утверждено к печати Ордена Ленина Институтом физики Земли им. О. Ю. Шмидта
АН СССР*

Редактор **К. В. Некрасов**. Редактор издательства **Л. Е. Кононенко**
Художественный редактор **Т. П. Поленова**. Художник **Л. С. Кассис**
Технический редактор **И. Н. Жмуркина**. Корректоры **М. М. Баранова**, **Г. Н. Джиоева**

Сдано в набор 4/VI-1976 г. Подписано к печати 30/IX-1976 г. Формат 70×108¹/₁₆. Бумага № 1.
Усл. печ. л. 19,95. Уч.-изд. л. 19,4. Тираж 1450. Т-15590. Тип. зак. 739. Цена 1 р. 37 к.

Издательство «Наука». 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука». 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10