

МЕЖДУВЕДОМСТВЕННЫЙ ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ КОМИТЕТ  
ПРИ ПРЕЗИДИУМЕ АКАДЕМИИ НАУК СССР

ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR  
SOVIET GEOPHYSICAL COMMITTEE



*РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ПО МЕЖДУНАРОДНЫМ ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ПРОЕКТАМ*

И. С. БЕРЗОН, И. П. ПАСЕЧНИК

**СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ  
ПО ДИНАМИЧЕСКИМ  
ХАРАКТЕРИСТИКАМ  
СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН**

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1976

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ПО МЕЖДУНАРОДНЫМ  
ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ПРОЕКТАМ

---

RESULTS OF RESEARCHES  
ON THE INTERNATIONAL  
GEOPHYSICAL PROJECTS



*RESULTS OF RESEARCHES  
ON THE INTERNATIONAL GEOPHYSICAL PROJECTS*

I. S. BERZON, I. P. PASECHNIK

CONSTRUCTION OF EARTH  
BY DYNAMIC CHARACTERISTICS  
OF SEISMIC WAVES

INVESTIGATION OF CRUST AND MANTLE



PUBLISHING HOUSE «NAUKA»

*Moscow 1976*



РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ПО МЕЖДУНАРОДНЫМ ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ПРОЕКТАМ

55.14550.3

И. С. БЕРЗОН, И. П. ПАСЕЧНИК

СТРОЕНИЕ ЗЕМЛИ  
ПО ДИНАМИЧЕСКИМ  
ХАРАКТЕРИСТИКАМ  
СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРЫ И МАНТИИ

1836



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

Москва 1976



**Строение Земли по динамическим характеристикам сейсмических волн.**  
Берзон И. С., Пасечник И. П. М., «Наука», 1976, 236 с.

Книга содержит результаты экспериментального и теоретического изучения коры и мантии Земли с помощью анализа динамических характеристик сейсмических волновых полей различных типов и классов в основном методами, развитыми в сейсморазведке. Рассмотрены модели коры и области ее перехода к мантии, а также тонкослоистая модель переходной зоны от нижней мантии к внешнему ядру Земли. Исследована роль тонкослоистого строения верхней части геологического разреза в сейсмологии и ГСЗ. Развита методы и проведены экспериментальные оценки параметров затухания сейсмических волн в нижней и верхней мантии. Работы выполнены в рамках международных геофизических проектов.

Книга рассчитана на широкие круги геофизиков, сейсмологов, сейсморазведчиков, геологов.

Табл. 8. Илл. 87. Библиогр. 299 назв.

Ответственный редактор

доктор физико-математических наук

И. П. КОСМИНСКАЯ

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время основные усилия сейсмологов и специалистов в области ГСЗ направлены на построение сейсмических моделей коры и переходных зон на границах мантии с корой и внешним ядром.

Данная монография, обобщающая исследования авторов за последние годы, представляет собой попытку разработать эти проблемы с помощью развитых в сейморазведке методов, основанных главным образом на использовании динамических характеристик сейсмических волн.

Монография состоит из двух частей. В части I исследуется вопрос применения динамических характеристик сейсмических волн на различных этапах изучения коры и мантии Земли от получения записей до построения моделей реальных сред. При этом используется опыт сейсмической разведки, в том числе в тонкослоистых средах.

В части II на основе современных представлений о строении реальных сред предложены и опробованы кинематические и динамические критерии для построения и различения толсто- и тонкослоистых моделей коры и переходных зон сейсмических границ мантии Земли.

В связи с тем, что книга может заинтересовать широкие круги читателей, не знакомых детально с динамикой сейсмических волн, в ней (в части I) дана краткая сводка основных понятий, описывающих динамику сейсмических волн.

В тех случаях, когда в основу отдельных параграфов положены работы, выполненные в соавторстве с другими лицами, ссылки на соответствующие публикации даются рядом с названиями этих разделов.

Выражаем благодарность С. Д. Коган, С. Я. Коган и Л. А. Поликарповой за помощь в подготовке монографии.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КОРЫ И МАНТИИ ЗЕМЛИ

---

## ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о сейсмических моделях земной коры и мантии является центральным в изучении строения Земли. В последние годы на большом экспериментальном материале установлено, что наиболее полное представление о моделях строения коры и мантии, особенно об основных границах, в них, можно получить, используя одновременно кинематические и динамические характеристики сейсмических объемных волн различных типов и классов. Подобный подход к интерпретации данных ГСЗ и сейсмологических наблюдений, особенно при осесимметрических источниках, оказался весьма плодотворным, и в настоящее время на основе такого комплексного анализа экспериментальных данных и многочисленных теоретических расчетов волновых полей доказаны блоковая структура коры и большое разнообразие основных типов ее моделей. Для различных районов построены модели с большим или меньшим числом слоев, с волноводами и без них [60, 75]. Наряду с определением крупных черт моделей коры уделяется большое внимание детальному изучению строения границ в мантии, в первую очередь наиболее четкой и устойчивой границе М [11, 43].

Представления о тонкослойной структуре сейсмических границ получили в последнее время распространение и для анализа строения еще более глубоких сейсмических границ, в частности области перехода от мантии к ядру Земли [19].

Повышение детальности сейсмических исследований, в том числе исследований тонкослойной структуры границ в коре и мантии, требует наряду с увеличением точности данных о временах пробега волн также получения неискаженных амплитудных спектров, коэффициентов отражений, параметров затухания, знаков первых вступлений, характера поляризации волн и других их динамических характеристик. Однако определение динамических характеристик волн затруднено рядом факторов. Поэтому возникает необходимость устранить или ослабить их воздействие.

Поставленная проблема может быть решена быстрее, если мы изучим физическую природу явления и выявим факторы, которые создают искажения записей сейсмических волн. Условно их можно подразделить на две группы. К первой следует отнести те, которые обусловлены природой самого явления и которые мы не в силах изменить, такие, как спектральный состав возбуждаемых колебаний, зависящий от механизма источника, его интенсивности и глубины, асимметрия излучения, изменчивость свойств среды на пути распространения волн, по-разному влияющих на динамические параметры продольных, поперечных и поверхностных волн, и некоторые другие.

Ко второй группе можно отнести те факторы, которые в той или иной степени можно изменить или учесть: параметры аппаратуры, условия установки сейсмографов, выбор районов их расположения, выбор оптимальных методов обработки и т. д. В настоящей работе рассматривается вопрос о том, как использование динамических характеристик полезных волн и

волн-помех позволяет произвести такой учет, повысить тем самым детальность и точность сейсмического метода и составить более полные сейсмические модели коры и мантии Земли.

Выбор параметров аппаратуры и способов обработки записей — вопросы, относительно хорошо разработанные в сейсмике. Сложнее обстоит дело с влиянием поглощения среды и сейсмогеологической структуры в районе пункта наблюдения, особенно с влиянием его верхней части. В решении этих вопросов в сейсмологии целесообразно использовать опыт сейсмической разведки [7]. При интерпретации волн, в особенности соответствующих большим глубинам, приходится делать различные предположения относительно возможных физических свойств среды и природы сейсмических границ. Сейсмические методы разведки поставлены в преимущественное положение по сравнению с другими модификациями сейсмических исследований, так как при сравнительно небольших глубинах исследований ( $H \leq 2-3$  км) можно непосредственно изучать скоростные параметры среды в скважинах. Сочетание методов изучения волновых полей на дневной поверхности с непосредственным детальным изучением скоростного разреза в скважинах позволяет выяснить, какие неоднородности реальной среды оказывают главное влияние на волновые поля, определить природу сейсмических границ, построить модели среды, более близкие к реальным, и разработать применительно к ним новые методы интерпретации.

Исследования, которые проводятся в этом направлении, показали, что строение реальной среды значительно сложнее, чем это представлялось еще сравнительно недавно. Методом акустического каротажа установлено, что в литологически однородной среде имеются тонкие квазиоднородные и тонкие неоднородные в скоростном строении пачки слоев. Экспериментальное изучение сейсмических волновых полей и теоретические расчеты показали, что с тонкими пачками  $l/\lambda_{\text{пр}} \approx 0,15-0,25$  (где  $l$  — толщина пачки,  $\lambda_{\text{пр}}$  — преобладающая длина волны в ней), со скоростями, заметно отличающимися от скоростей в окружающих средах, может быть связано образование интенсивных продольных отраженных и обменных отраженных и проходящих волн.

Использование методов сейморазведки в сейсмологии может быть перспективным еще и потому, что в последние годы в сейсмологии возросло использование мощных искусственных взрывных источников и нашли применение профильные и площадные системы наблюдений.

Часть I книги состоит из шести глав и выводов. В главе 1 дана краткая сводка основных понятий, описывающих динамику сейсмических волн. В главе 2 проанализированы современные методы получения и интерпретации воспроизводимых сейсмических записей, в том числе на сейсмологических станциях группирования; даны рекомендации для выбора параметров аппаратуры, мест установки станций группирования, методов интерпретации сейсмических данных как на аналоговых, так и на цифровых ЭВМ, широко применяемых в сейморазведке и перспективных при обработке данных сейсмологических станций группирования. В главе 3 на основании данных сейморазведки и сейсмологии обобщены данные по определению поглощения сейсмических волн в реальных средах различного строения и определяется добротность  $Q_p$  мантии для продольных волн.

В последних трех главах анализируется роль тонкослоистого строения верхней части геологического разреза. В главе 4 обсуждаются сейморазведочные методы исследования ее строения и методы анализа волновых полей разных частот в таких средах. Глава 5 посвящена влиянию верхней части разреза на динамические характеристики сейсмических волн в связи с двумя проблемами: а) выбора районов для установки сейсмических станций и б) сейсмической безопасности при землетрясениях и крупных промышленных взрывах. Еще одному аспекту, связанному с тонкослоистой структурой верхней части разреза, посвящена глава 6, в которой исследуется роль его строения при изучении коры и мантии Земли методом обменных проходящих волн.

## ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ФИЗИЧЕСКАЯ ТРАКТОВКА ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

### § 1. Основные определения

Динамическими характеристиками сейсмических волн называется совокупность зависимостей, определяющих характер колебаний частиц среды во времени и в пространстве при распространении волн. Основные динамические характеристики волны, используемые в настоящее время при сейсмических исследованиях, следующие:

1) форма волны, т. е. зависимость величины смещения частиц среды (или какой-нибудь производной смещения — скорости, ускорения и т. д.) от времени  $t^1$ ;

2) амплитудные и фазовые спектры волны; спектральные характеристики волны связаны с формой волны, т. е. с временными зависимостями, известными соотношениями Фурье [104];

3) амплитуды волн;

4) траектории движения частиц среды в пространстве или характер поляризации волны.

**Измерения истинных динамических характеристик волн и характеристик волн, зарегистрированных сейсмоприемным каналом.** Для изучения истинного характера движения почвы под воздействием волны, т. е. для определения формы колебаний, абсолютных величин смещений и истинной траектории движения частиц среды, необходимо применение неискажающей аппаратуры. В сейсмологии такого рода исследования проводятся при помощи широкополосной аппаратуры (например, [78]). Поскольку любая широкополосная аппаратура является в известной степени фильтрующей, то для определения истинного характера движения почвы в полученные записи вводятся поправки.

При сейсморазведочных исследованиях, а в последнее время и в сейсмологии обычно используется фильтрующая аппаратура, позволяющая лучше выделять полезные волны на фоне различных помех и в ряде случаев лучше разрешать быстро следующие друг за другом волны, чем аппаратура широкополосная. В последние годы при сейсмических исследованиях также начала применяться относительно широкополосная аппаратура [5, 13, 78, 133], представляющая собой фильтрующую аппаратуру со значительно расширенной полосой пропускания. Но записям волн, полученным на фильтрующей аппаратуре, определяются динамические характеристики волн, искаженные сейсмоприемным каналом. Определение по этим характеристикам истинного характера движения почвы представляет весьма сложную задачу.

При исследовании динамических характеристик волн в сейсмической разведке и при моделировании сейсмических волновых процессов ограничиваются изучением динамических характеристик волн, зарегистрированных сейсмоприемным каналом. Частотные характеристики каналов при

<sup>1</sup> В дальнейшем для краткости говорится о смещениях, но имеется в виду, что это может относиться к какой-нибудь другой функции времени  $t$ , например, к производной от смещений и т. п.

этом известны, и обычно их можно варьировать в значительных пределах. Это дает возможность сопоставлять динамические характеристики зарегистрированных волн при различных свойствах сейсмоприемных каналов и сравнивать между собой характеристики волн, зарегистрированных при неизменных свойствах канала в различных сейсмогеологических условиях.

**Динамические характеристики зарегистрированных волн, изучаемые при сейсмических исследованиях.** При исследованиях динамических характеристик волн наряду с изучением характеристик отдельной волны широко используется сравнительное изучение динамических характеристик различных волн, возбуждаемых в одних и тех же точках наблюдения при одном и том же источнике и зарегистрированных одним и тем же сейсмоприемным каналом.

Для указанных ранее четырех динамических характеристик волн приводятся следующие определения:

1) формы записи волны и ее изменения с расстоянием, различий в форме записи разных волн;

2) амплитудных спектров зарегистрированных волн без определения и с определением абсолютных амплитуд различных спектральных составляющих, соотношений спектров различных волн;

3) изменений с расстоянием амплитуд различных волн, отношения амплитуд разных волн;

4) направления движения частиц без определения истинной формы траектории частицы и абсолютной величины смещения или его производных.

В отличие от сейсмологических, при сейсморазведочных исследованиях динамических характеристик волн измерения абсолютных величин амплитуд волн не проводятся. Следует отметить также, что изучение формы записи волны пока проводилось лишь в небольшом объеме. В большинстве случаев изучалось лишь изменение формы записи волны вдоль линии или плоскости наблюдений и в меньшей степени — при площадной расстановке сейсмоприемников в сейсмологических группах.

**Факторы, влияющие на динамические характеристики сейсмических волн.** Динамические характеристики волн зависят от ряда факторов, причем некоторые из них одновременно влияют на различные характеристики волн, а некоторые — только на одну из них. На форму записи, спектры и амплитуды волн одновременно влияют три следующих основных фактора: а) условия возбуждения колебаний; б) фильтрующие свойства реальных сред, обусловленные их поглощением, наличием тонких слоев, а также рассеянием волн на различных неоднородностях малого масштаба; в) фильтрующие свойства приемной аппаратуры, включая и свойства колебательной системы сейсмограф — почва. Скоростная дифференциация среды существенно влияет на амплитуды отраженных и преломленных волн. Ее влияние на форму и спектры различно для волн разных типов. Если среда состоит из толстых слоев, то при углах падения волн на их границы, меньших, чем предельный, скоростная дифференциация не влияет на форму и спектры волн. Это связано с тем, что при указанных условиях коэффициенты отражения и преломления волн на границах раздела представляют собой действительные величины и не зависят от частоты; фазовый сдвиг отраженной волны по отношению к падающей равен нулю или  $180^\circ$ . В результате (если отвлечься от влияния неидеальной упругости среды) форма отраженной и проходящей волн не отличается от формы падающей волны и не изменяется с изменением угла падения.

При углах падения волны на границу толстого слоя, больших, чем предельный, коэффициент отражения представляет собой комплексную величину. Модуль коэффициента отражения и в этом случае не зависит от частоты. Аргумент  $\chi$  коэффициента отражения отличен от нуля и от

180°; величина  $\mathcal{U}$  изменяется с изменением угла падения, причем пределы ее изменения зависят от скоростной дифференциации среды. Поэтому при углах, больших, чем предельный, изменение с расстоянием формы волны, отраженной от толстого слоя, зависит от скоростной дифференциации среды.

Для преломленных (слабо рефрагированных) волн, соответствующих толстым слоям, форма и спектры отличаются от формы и спектра падающей волны, но эти отличия не зависят от скоростной дифференциации среды [34, 35].

В этой главе рассматриваются только основные особенности динамических характеристик волн и их зависимости от свойств среды. Подробный анализ характеристик волн в различных средах и влияние на динамические характеристики волн фильтрующих свойств аппаратуры даны в следующих главах книги.

## § 2. Форма волны

**Форма волны вблизи источника.** Форма волны, возбуждаемой источником на границе зоны упругих деформаций, до настоящего времени почти не исследована. Это в меньшей степени относится к применяемым в сейсморазведке, ГСЗ, а в последнее время и в сейсмологии взрывным источникам. Основные экспериментально установленные особенности формы волн на малых расстояниях от источника (см., например, [6, 50, 117, 136]) следующие: 1) импульс на малых расстояниях от источника обычно короткий и характеризуется более высокой преобладающей частотой и меньшей длительностью, чем на больших удалениях от источника; 2) преобладающая частота импульса возрастает, а его длительность уменьшается с увеличением скорости распространения продольных волн в среде, в которой возбуждается взрыв.

**Фильтрующие свойства реальных сред.** Вопрос о поглощающих свойствах реальных сред и их влияний на форму и спектральный состав колебаний рассмотрен в главе 3 и в [57, 58]. Здесь же отметим только некоторые основные особенности изменения формы записи за счет поглощения энергии сейсмических волн, связанного с неидеальной упругостью среды. Коэффициент поглощения  $\alpha$  сейсмических волн возрастает с частотой. При увеличении расстояния от источника преобладающая на записи частота волны понижается за счет преимущественного ослабления высокочастотных составляющих спектра и запись становится более длительной. При взрывных источниках для отраженных, прямых рефрагированных и преломленных волн, соответствующих слоям и средам, характеризующимся не слишком большими коэффициентами поглощения (в диапазоне рабочих частот), форма записи обычно медленно изменяется с расстоянием и часто в пределах больших интервалов профиля остается практически неизменной. На этих свойствах формы записи сейсмических волн в средах с не слишком сильным поглощением и базируются методы корреляции волн на сейсмограммах, разработанные в корреляционном методе преломленных волн [41], в методе отраженных волн [92] и при корреляционном изучении землетрясений (ГМИЗ) [39].

В средах со значительным поглощением — обычно в рыхлых осадочных отложениях или в коре выветривания кристаллических пород — форма записи может резко изменяться даже при небольших расстояниях между сейсмоприемниками.

**Аппроксимация наблюдаемых импульсов теоретическими кривыми.** При регистрации сейсмических волн аппаратурой с различными частотными характеристиками преобладающие частоты импульса и длительность его колебаний значительно изменяются, но некоторые количественные особенности сейсмических импульсов для простых волн сохраняются неизменными при использовании любых характеристик аппаратуры.

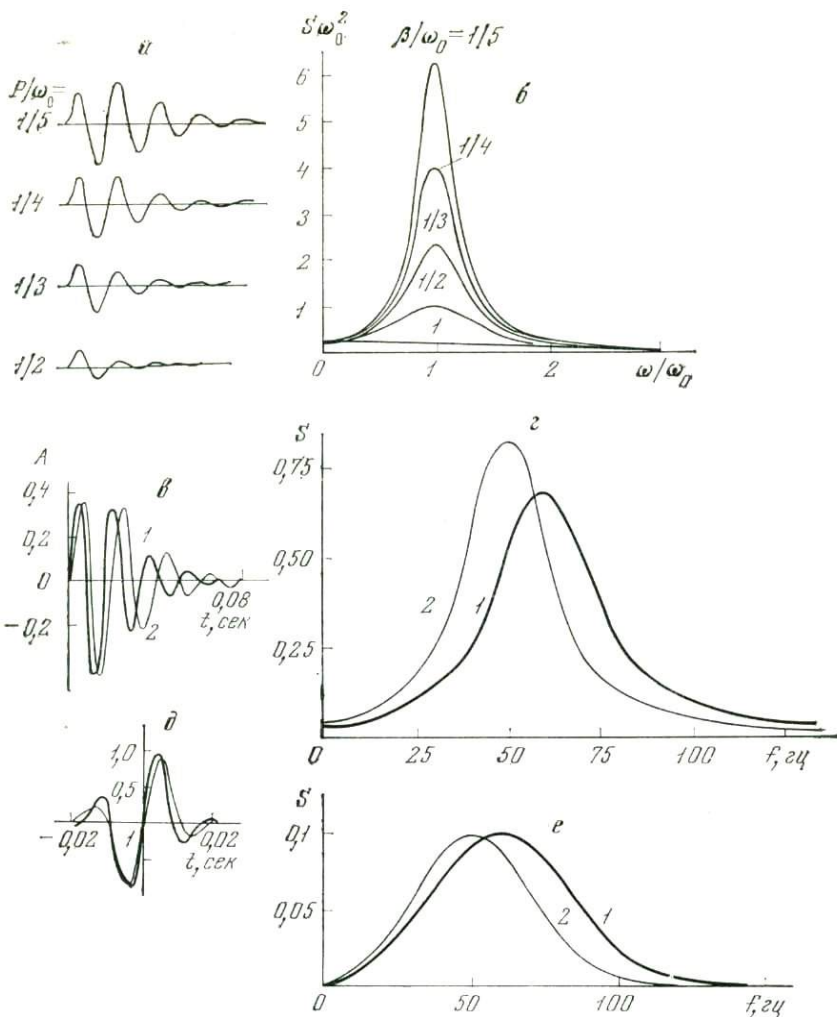


Рис. 1. Форма импульсов Берлага (1.1) при различных величинах  $\beta/\omega_0$  (а) и их спектры (б), импульсы Берлага (в) с преобладающими частотами 60 гц (1) и 50 гц (2) и их спектры (г), небольшие изменения формы импульса (д) и соответствующие изменения спектра (е)

Форма импульсов интерференционных волн может быть весьма разнообразной. Основные особенности формы импульса для интерференционных волн рассмотрены в работах [6, 13, 41, 92].

Основные особенности импульсов простых волн, отмеченные в работах различных авторов [41, 92 и др.], следующие: 1) длительность колебаний импульсов не превышает длительности двух-трех преобладающих периодов волн; 2) импульсы имеют плавную огибающую, причем начальная и конечная фазы слабее, чем центральные; 3) сейсмические импульсы преимущественно характеризуются плавным нарастанием первого отклонения, т. е. начальная скорость смещения равна нулю, а ускорение или производные от смещения еще более высокого порядка претерпевают скачок; следовательно, для сейсмических импульсов порядок разрыва непрерывности функции  $F(t)$  ( $F$  — смещение) преимущественно  $n \geq 2$ .

Форма наблюдаемых импульсов разнообразна [6, 41, 92 и др.].

В работе [48] показана возможность аппроксимации наблюдаемых импульсов следующими импульсами, описываемыми достаточно простыми выражениями.

### 1. Импульс Берлага

$$F(t) = a_0 t e^{-\beta t} \sin \omega_0 t. \quad (1.1)$$

Отношения амплитуд различных максимальных фаз импульса зависят от величины  $\beta$ : чем меньше  $\beta$ , тем больше отношение амплитуды второго максимума к амплитуде первого максимума. На рис. 1, а показаны импульсы, вычисленные по формуле (1.1) при различных величинах  $\beta/\omega_0$ , а на рис. 1, б — их спектры.

### 2. Затухающий синусоидальный импульс

$$F(t) = a_0 e^{-\beta' t} \sin \omega_0 t. \quad (1.2)$$

Импульс данного вида обычно хуже аппроксимирует импульсы, наблюдаемые на сейсмограммах, чем первый, так как он не удовлетворяет условиям, отмеченным в пункте 1. Однако в некоторых случаях наблюдаемые импульсы, в частности регистрируемые в сейсмологии, с известной степенью приближения можно аппроксимировать импульсами вида (1.2).

Помимо перечисленных типов импульсов в сейсмической разведке и сейсмологии при теоретических расчетах используются и другие импульсы [13], а также реальные оцифрованные импульсы без промежуточного этапа их аппроксимации аналитическими выражениями.

## § 3. Спектры волн

**Связь между спектром волны и формой записи.** Спектры сейсмических волн и форма записи связаны известными соотношениями Фурье. Комплексный спектр  $\bar{S}(\omega)$  импульсного колебания выражается формулой

$$\bar{S}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (1.3)$$

где  $\omega$  — круговая частота, а  $F(t)$  — форма импульса.

Форма импульса  $F(t)$  выражается формулой

$$F(t) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \bar{S}(\omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (1.4)$$

Комплексный спектр  $\bar{S}(\omega)$  можно представить в виде

$$\bar{S}(\omega) = S(\omega) e^{-j\Phi(\omega)}, \quad (1.5)$$

где модуль спектра  $S(\omega)$  представляет собой амплитудный спектр рассматриваемого временного процесса, а аргумент спектра  $\Phi(\omega)$  — фазовый спектр временного процесса. Таким образом, определение спектров сейсмических волн сводится к определению двух вещественных функций  $S(\omega)$  и  $\Phi(\omega)$ .

В зависимости от того, регистрирует ли аппаратура смещение, скорость смещения или производные более высоких порядков, определяют спектры соответствующих величин. Зная спектр для одной из временных функций (для смещений или какой-нибудь из его производных), можно вычислительным путем определить спектры любой другой временной функции, пользуясь известными соотношениями [104] между спектрами функции, ее производной и ее интегралом. Если задана функция  $F(t)$ , спектр которой имеет вид  $\bar{S}(\omega)$ , то комплексные спектры функций, представляющих собой соответственно первую производную  $F'(t)$ ,  $n$ -ю производную  $F^{(n)}(t)$  и интеграл  $\int_{-\infty}^t F(\tau) d\tau$  от функции  $F(t)$ , будут иметь

вид:

$$\bar{S}_1(\omega) = j\omega \bar{S}(\omega), \quad (1.6)$$

$$\bar{S}_n(\omega) = (j\omega)^n \bar{S}(\omega), \quad (1.7)$$

$$\bar{S}_{-1}(\omega) = (1/j\omega) \bar{S}(\omega). \quad (1.8)$$

Выражения для амплитудных и фазовых спектров примут вид

$$S_1(\omega) = \omega S(\omega), \quad \Phi_1(\omega) = \Phi(\omega) - \pi/2, \quad (1.9)$$

$$S_n(\omega) = \omega^n S(\omega), \quad \Phi_n(\omega) = \Phi(\omega) - n\pi/2, \quad (1.10)$$

$$S_{-1}(\omega) = (1/\omega) S(\omega), \quad \Phi_{-1}(\omega) = \Phi(\omega) + \pi/2. \quad (1.11)$$

Поскольку в сейсморазведке и в сейсмологии пока используют преимущественно амплитудные спектры волн, то в дальнейшем мы ограничимся их рассмотрением и для краткости будем называть их спектрами.

Из выражений (1.7) и (1.10) следует, что чем выше порядок производной смещения, регистрируемый аппаратом, тем больше будет смещен спектр волны в область высоких частот.

**Зависимость между спектром волны и спектральными характеристиками среды.** Спектр  $S(\omega)$  отраженной или проходящей волны можно представить в виде следующего произведения:

$$S(\omega) = Q(\omega)\Psi(\omega)P(\omega), \quad (1.12)$$

где  $Q(\omega)$  — спектр взрыва,  $\Psi(\omega)$  — спектральная характеристика поглощения,  $P(\omega)$  — функция, определяющая зависимость от частоты произведения коэффициентов преломления и отражения волн на границах различных слоев.

Спектр взрыва, или спектр на границе зоны упругих деформаций, изучен до настоящего времени весьма слабо. Спектры волн, зарегистрированных на небольших расстояниях от источника [13], имеют ширину, большую, чем на значительных удалениях от него, и отчетливый максимум.

Амплитуда плоской монохроматической волны, распространяющейся в поглощающей среде, убывает с расстоянием по экспоненциальному закону. Основываясь на этом, можно представить спектральную характеристику поглощения в определенной среде в виде

$$\Psi(\omega) = e^{-\alpha\omega(x)}, \quad (1.13)$$

где  $x$  — расстояние от источника, а  $\alpha = \alpha(\omega)$  — амплитудный коэффициент поглощения, являющийся монотонно возрастающей функцией частоты. В связи с этим для каждого фиксированного расстояния  $x$  спектральная характеристика поглощения представляет собой монотонно спадающую функцию частоты.

При отсутствии тонких слоев в рассматриваемой среде функция  $P(\omega)$  не зависит от частоты. В этом случае изменения спектра волны с расстоянием определяются только поглощающими свойствами среды и формой спектра взрыва. За счет поглощения преобладающие в спектре частоты понижаются, и в некоторых случаях возможно появление новых, более низких преобладающих частот, накладывающихся на более высокие. Эти изменения спектра выражены тем сильнее, чем больше поглощение в среде и чем шире спектр взрыва.

При наличии в среде тонких слоев функция  $P(\omega)$  может иметь несколько экстремумов, в результате чего спектры волн, регистрируемых в такой среде, могут иметь сложную форму.

**О чувствительности амплитудных спектров к изменениям формы импульса.** Спектры волн весьма чувствительны к изменениям формы импульса. Рассмотрение этого вопроса в общем виде для импульсов различ-

ной формы не представляется возможным; мы остановимся только на одном частном случае.

Рассмотрим изменение спектра при трансформации импульса по оси времени. Пусть изменяется преобладающая частота импульса и соответственно изменяется его длительность, а амплитуды различных фаз и, следовательно, их отношения остаются неизменными. Если первоначальный импульс обозначить  $F(t)$ , то импульс с частотой, в  $n$  раз большей, можно представить в виде

$$F_1(t) = F(nt). \quad (1.14)$$

Длительность импульса  $F_1(t)$  в  $n$  раз меньше длительности импульса  $F(t)$ . Амплитудный спектр  $S_1(\omega)$  и фазовый спектр  $\Phi_1(t)$  импульса  $F_1(t)$  связаны со спектрами  $S(\omega)$  и  $\Phi(\omega)$  импульса  $F(t)$  соотношениями [104]

$$\begin{aligned} S_1(\omega) &= (1/n) S(\omega/n), \\ \Phi_1(\omega) &= \Phi(\omega/n). \end{aligned} \quad (1.15)$$

Из (1.15) видно, что в рассматриваемом случае изменения формы импульса спектр расширяется в сторону высоких частот, частота максимума и абсолютная ширина спектра возрастают в  $n$  раз, относительная ширина спектра сохраняется неизменной, а его амплитуды уменьшаются в  $n$  раз. Отметим, что небольшие изменения преобладающей частоты записи, не сопровождающиеся изменениями амплитуд, при визуальном просмотре сейсмограмм (без специальных измерений периодов) часто могут быть пропущены; по спектрам же эти изменения легче заметить, так как одновременно изменяются и форма, и амплитуда спектров. Кроме того, при существующих методах спектрального анализа частота максимума спектра определяется с большей точностью, чем преобладающие на записи частоты. Погрешность  $\Delta f$  в определении преобладающей на записи частоты имеет вид

$$\Delta f = \pm \Delta T/T^2,$$

где  $T$  — преобладающий на записи период, а  $\Delta T$  — погрешность в его определении. При  $T = 0,02$  сек ( $f = 50$  гц) и  $\Delta T = \pm 0,001$  сек величина  $\Delta f = \pm 2,5$  гц. Частота максимума спектра может быть определена с точностью  $\pm 1$  гц и даже большей.

В качестве иллюстрации чувствительности спектров к небольшим изменениям формы записи показаны два импульса Берлаге, удовлетворяющие условию (1.1) (рис. 1, *в*), и соответствующие им спектры (рис. 1, *г*). Как видно из приведенного примера, различия в форме импульса визуально сравнительно мало заметны на записи. Различия в преобладающих периодах равны 0,003 с·к, т. е. лишь немного превышают возможную погрешность в определении периодов по записям среднечастотных волн. Различия спектров волн видны отчетливо — изменяются частота и амплитуда максимума и абсолютная ширина спектра, при этом отличия в частотах максимумов значительно превышают возможные погрешности их определения.

**Спектры импульсов, аппроксимирующих наблюдаемые в сейсмической разведке.** Рассмотренные в § 2 импульсы обладают одним общим свойством: если принять, что отношение  $\beta/\omega_0 = \text{const}$ , то импульс можно рассматривать как функцию произведения  $\omega_0 t$ . В самом деле, внезапно начинающийся синусоидальный импульс можно представить в виде

$$F(t) = e^{-\beta t} \sin \omega_0 t = e^{-k\omega_0 t} \sin \omega_0 t = \varphi(\omega_0 t), \quad (1.16)$$

где  $k = \beta/\omega_0$ . Импульс (1.1) можно представить в виде

$$F(t) = (1/\omega_0) \varphi(\omega_0 t). \quad (1.17)$$

Пользуясь условием (1.15), можно представить амплитудный и фазовый спектр импульса  $\varphi(\omega_0 t)$  в виде

$$\begin{aligned} S_1(\omega) &= (1/\omega_0) S(\omega/\omega_0), \\ \Phi_1(\omega) &= \Phi(\omega/\omega_0). \end{aligned} \quad (1.18)$$

Следовательно, для каждого заданного значения  $\beta/\omega_0 = \text{const}$  спектры импульсов рассматриваемого типа можно представить в виде функции безразмерной величины  $\omega/\omega_0$ . Для импульса вида (1.2) эту функцию нужно разделить на  $\omega_0$ , а для импульса вида (1.1) — на  $\omega_0^2$ . Задаваясь различными значениями  $\beta/\omega_0$ , можно построить семейство кривых  $S$  и  $\Phi$ . Ниже приводятся выражения для комплексных  $\bar{S}$  и амплитудных  $S$  спектров импульса вида (1.1)

$$\bar{S}(\omega) = - \frac{2 [(\beta/\omega_0) + j(\omega/\omega_0)]}{\omega_0^2 [1 + (\beta/\omega_0)^2 - (\omega/\omega_0)^2 + 2j(\beta/\omega_0) \cdot (\omega/\omega_0)]^2}, \quad (1.19)$$

$$S(\omega) = \frac{2 \sqrt{(\beta/\omega_0)^2 + (\omega/\omega_0)^2}}{\omega_0^2 [1 + (\beta/\omega_0)^2 - (\omega/\omega_0)^2]^2 + 4(\beta/\omega_0)^2 (\omega/\omega_0)^2}. \quad (1.20)$$

На рис. 1, б показаны графики спектров  $S\omega_0^2$  для импульсов типа (1.1). Видно, что спектры импульса вида (1.1), за исключением очень коротких, имеют один максимум, что согласуется с основной особенностью наблюдаемых спектров простых волн. Аналогичная закономерность проявляется и для других аппроксимирующих импульсов.

Различия в спектрах часто выражены отчетливее, чем различия в форме записи. На рис. 1, д приведен пример изменения формы импульса одного из типов, рассмотренных в работе [13], а на рис. 1, е — соответствующие изменения спектра. Масштаб по оси времен умышленно преувеличен по сравнению с обычно применяющимся на практике, для того чтобы можно было рассмотреть все особенности записи. Из рис. 1, д видно, что разность  $\Delta t$  времен между двумя максимальными фазами (второй и третьей) весьма мала и амплитуды их практически совпадают. Отмечается небольшое различие в периодах (0,003 сек) обеих волн за счет различий во временах более слабых экстремумов (первого и четвертого) и различия в отношении амплитуд слабых и сильных фаз волны. При обычной скорости движения бумаги этих различий при визуальном рассмотрении сейсмограмм можно не заметить. Различия же в спектрах — в частоте максимума и абсолютной ширине спектра — видны отчетливо.

**Основные особенности амплитудных спектров сейсмических волн.** Спектры простых волн — отраженных и преломленных, регистрируемых при сейсмических исследованиях в сейсморазведке — большей частью имеют один максимум, расположенный преимущественно в диапазоне частот от 20 до 80 *гц*. В некоторых случаях имеются дополнительные максимумы на частотах, более высоких, а иногда и более низких, чем частота основного максимума, причем они преимущественно обладают меньшими амплитудами, чем основной максимум. Относительная ширина спектра изменяется в широких пределах — обычно от 30 до 100%.

В случае интерференционных волн, в частности для волн, отраженных от слоев промежуточной мощности (отношение мощности слоя  $l$  к длине волны  $\lambda_2$  в слое равно или больше 0,75—1,0), в диапазоне рабочих частот спектр может иметь несколько максимумов.

Эти особенности спектров волн в полной мере характерны и для других диапазонов частот (ГСЗ и сейсмология) с той лишь разницей, что максимумы спектра лежат в диапазоне частот, соответственно равных единицам и долям герц.

**Спектры интерференционных волн.** Волны, регистрируемые в сейсмологии, ГСЗ и сейсморазведке, зачастую являются интерференционными. Это связано с прохождением волн через тонкие слои, со значительными

размерами очага при землетрясениях, с глубиной очага при землетрясениях и взрывах, наконец, просто со сложением волн, распространяющихся по разным траекториям. Соотношения амплитуд таких волн могут быть весьма различными, хотя их спектры близки или совпадают.

Пусть интерферируют две волны, амплитудные спектры которых имеют вид  $S_1(\omega)$  и  $S_2(\omega)$ , а фазовые спектры соответственно  $\Phi_1(\omega)$  и  $\Phi_2(\omega)$ ; вторая волна запаздывает по отношению к первой на время  $\tau$ . Спектр интерференционной волны в этом случае можно представить в виде [104]

$$S(\omega) = \{S_1^2(\omega) + S_2^2(\omega) + 2S_1(\omega) \times S_2(\omega) \cos [\Phi_2(\omega) - \Phi_1(\omega) + \omega\tau]\}^{1/2}. \quad (1.21)$$

Если фазовые спектры  $\Phi_1(\omega)$  и  $\Phi_2(\omega)$  равны, то

$$S(\omega) = \{S_1^2(\omega) + S_2^2(\omega) + 2S_1(\omega) \times S_2(\omega) \cos \omega\tau\}^{1/2}. \quad (1.22)$$

Форма спектра интерференционной волны зависит от формы спектров обеих волн и от величины временного сдвига  $\tau$ . Для того чтобы оценить, как изменяется форма спектра интерференционной волны при изменении временного сдвига между волнами, рассмотрим простейший случай, когда интерферирующие волны имеют одинаковую форму и амплитуду записи и соответственно одинаковые спектры  $S_1(\omega)$ . В этом случае спектр  $S(\omega)$  примет вид

$$S(\omega) = 2S_1(\omega) |\cos \omega\tau/2|. \quad (1.23)$$

Из (1.23) следует, что спектр интерференционной волны представляет собой произведение спектра простой волны на косинусоиду. Искажения спектра простой волны за счет интерференции определяются ходом косинусоиды (рис. 2). В том случае, если временной сдвиг  $\tau$  между обеими волнами — очень малая величина, то  $\omega\tau/2$  даже при достаточно больших значениях  $\omega$  также малая величина, поэтому  $\cos \omega\tau/2$  близок к единице. В этом случае интерференционная волна практически близка к простому

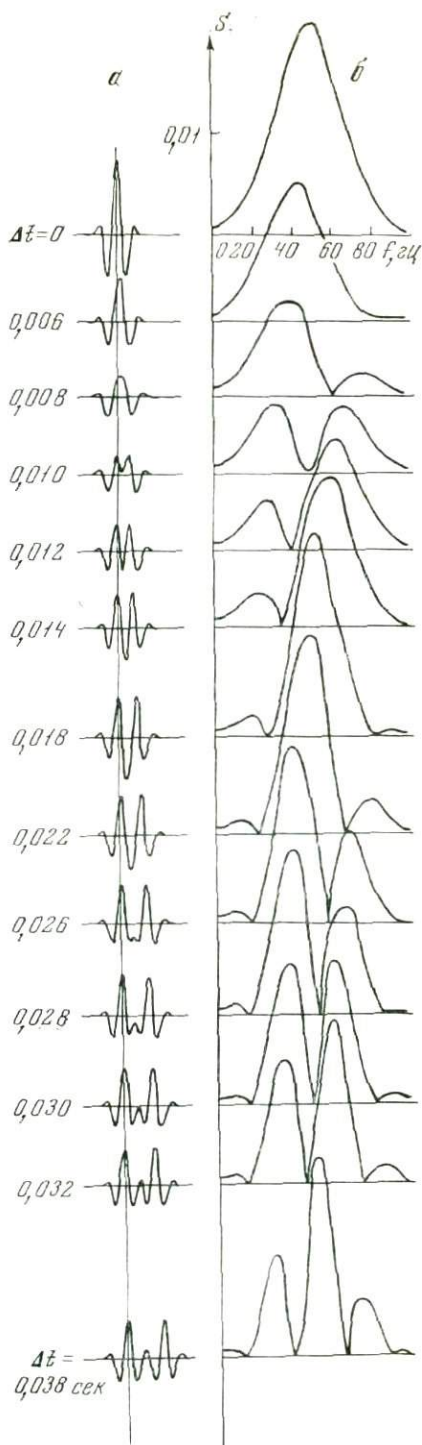


Рис. 2. Форма записи (а) и спектр (б) интерференционных волн

наложению двух волн без фазового сдвига и спектр ее соответственно близок к арифметической сумме спектров обеих волн. При больших временных сдвигах  $\tau \cos \omega\tau/2$  монотонно убывает с частотой до первого нулевого значения при частоте  $\omega_1 = \pi/\tau$  или  $f_1 = 1/2\tau$ ; следующее нулевое значение должно быть при  $f_2 = 3/2\tau$  и т. д. Если диапазон частот, в котором функция  $\cos \omega\tau/2$  значительно изменяется и может достигать нулевых значений, находится внутри диапазона частот спектра  $S(\omega)$ , то спектр интерференционной волны может значительно отличаться от спектра простой волны. Можно считать, что  $\cos \omega\tau/2$  заметно изменится при  $\cos \omega\tau/2 \leq 0,707$ , т. е. при  $\omega\tau/2 \geq \pi/4$ . Отсюда следует, что

$$f \geq 1/4\tau. \quad (1.23a)$$

Если левая граничная частота спектра  $f_1$  равна или меньше частоты  $f$ , определяемой из неравенства (1.23), то спектр интерференционной волны будет резко отличаться от спектра простой волны. Как известно, форма интерференционной волны значительно изменяется при изменении фазовых сдвигов, но изменения спектров выражены еще сильнее (рис. 2, а, б), т. е. для интерференционных волн справедливы те же закономерности, что и для простых волн. Эта чувствительность спектров к небольшим изменениям формы записи и их изменчивость при изменении фазовых сдвигов интерферирующих волн позволяют использовать их для выявления зон интерференции. Следует, однако, иметь в виду, что изменчивость спектров может быть обусловлена не только интерференцией регулярных волн, но и интерференцией регулярной волны с помехами. Определение причин сложной формы спектров облегчается при помощи корреляции спектров, полученных на различных удалениях от источника. При закономерном изменении спектров с расстоянием возможно определение спектров простых волн, образующих интерференционную волну [13].

**Интерференция доминирующей волны с более слабой.** Пусть во всем рассматриваемом диапазоне частот  $S_2(\omega) \ll S_1(\omega)$ . Тогда спектр интерференционной волны с достаточной точностью можно представить в виде

$$\begin{aligned} S(\omega) &\simeq S_1(\omega) \sqrt{1 + 2(S_2(\omega)/S_1(\omega) \cos [\Phi_2(\omega) - \Phi_1(\omega) + \omega\tau])} \simeq \\ &\simeq S_1(\omega) + S_2(\omega) \cos [\Phi_2(\omega) - \Phi_1(\omega) + \omega\tau]. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Следовательно, спектр интерференционной волны представляет собой сумму спектра  $S_1(\omega)$  доминирующей волны и спектра  $S_2(\omega)$  менее интенсивной волны, умноженную на косинусоиду. Поскольку  $S_1(\omega) \gg S_2(\omega)$ , то в спектре интерференционной волны доминирующим будет спектр  $S_1(\omega)$  доминирующей волны.

**Интерференция волн с существенно различными спектрами.** Пусть спектр волны  $S_1(\omega)$  задан в диапазоне частот  $\omega < \omega_x$ , а спектр волны  $S_2(\omega)$  — в диапазоне частот  $\omega > \omega_x$ . Тогда в диапазоне частот  $\omega < \omega_x$   $S_2/S_1 = 0$  и  $S = S_1(\omega)$ ; в диапазоне частот  $\omega > \omega_x$   $S_1/S_2 = 0$  и  $S = S_2(\omega)$ . Следовательно, выражение для спектра во всем рассматриваемом диапазоне частот примет вид

$$S(\omega) = S_1(\omega) + S_2(\omega), \quad (1.25)$$

т. е. в этом случае временной сдвиг интерферирующих волн не играет роли и спектр интерференционной волны равен сумме спектров интерферирующих волн.

#### § 4. Амплитуды сейсмических волн

Амплитуды сейсмических волн зависят от ряда факторов, из которых основными являются три указанных в конце § 1, а также следующие два: 1) дифференциация скоростей и плотностей на границах раздела и 2) особенности формы отражающих и преломляющих границ.

**Условия возбуждения колебаний.** Влияние условий возбуждения колебаний на амплитуды сейсмических волн до настоящего времени слабо изучено. По экспериментальным исследованиям [48 и др.] определена следующая эмпирическая зависимость амплитуды волн от величины заряда:

$$A = kQ^m, \quad (1.26)$$

где  $Q$  — заряд,  $k$  — коэффициент пропорциональности. Показатель степени  $m$ , по данным различных авторов, изменяется в пределах от 0,2 до 1,0.

В некоторых работах отмечается, что для различных диапазонов величин зарядов показатель  $m$  различен. Так, в работе [129] на основании теоретического рассмотрения, подтвержденного экспериментом, указывается, что при небольших зарядах (порядка десятков килограммов) амплитуда продольных волн с частотами  $f < 100$  гц возрастает пропорционально величине заряда ( $m = 1$ ), а для больших зарядов (порядка сотен килограммов) — пропорционально корню кубическому из величины заряда ( $m = 1/3$ ). Как показано в работах [78, 96], аналогичная зависимость ( $m = 1/3$ ) сохраняется и для больших взрывов, мощности от единиц килотонн до мегатонн. При постоянной  $m < 1$  с увеличением заряда амплитуда волны вначале возрастает быстро, а затем медленно.

Зависимость амплитуды волн от величины заряда для различных частот также обсуждается в работе [129]. Указывается, что для высоких частот (порядка 300—400 гц) в выражении (1.26) показатель степени  $m = 1/3$  даже при малых зарядах  $q$ .

Приведенные выводы теоретических и экспериментальных работ качественно подтверждаются многочисленными данными сейсморазведочных работ, показывающими, что при увеличении заряда сверх некоторой предельной величины амплитуда волны практически не изменяется в диапазоне частот выше 20 гц.

Связь амплитуд волн с физико-механическими свойствами пород, в которых производится взрыв, теоретически почти не изучена. Из работ [48, 136] следует, что амплитуда продольных волн обратно пропорциональна модулю сдвига  $\mu$ ; следовательно амплитуда обратно пропорциональна квадрату скорости  $V_p$  продольных волн и плотности  $\rho$ . Экспериментальные данные подтверждают, что при взрывах в кристаллических или метаморфических породах с большими величинами  $V_p$  и  $\rho$  амплитуда волн значительно меньше, чем при взрывах в осадочных породах с меньшими значениями  $V_p$  и  $\rho$ . Однако зависимости амплитуды от свойств пород, в которых производится взрыв, значительно сложнее, и количественно они пока не изучены. Известно, что наиболее благоприятной средой для возбуждения интенсивных среднечастотных волн (преобладающие частоты  $f = 30 \div 50$  гц) являются пластичные глины, но влияние влажности, пластичности и связности грунтов на амплитуды волн специально пока не изучали. Для возбуждения высокочастотных волн (частоты  $f = 100 \div 200$  гц) благоприятны твердые породы (известняки, сланцы), а также влажные пески.

Влияние физико-механических свойств пород имеет те же тенденции и для частот 0,5—10 гц, характерных для больших взрывов [96].

**Дифференциация скоростей и плотностей на границах раздела.** В реальных средах отношение скоростей  $p = V_i/V_k$  продольных волн на границах раздела преимущественно изменяется в пределах от 0,5 до 0,9. Только в случае кристаллического фундамента, залегающего на небольшой глубине ( $H \leq 200$  м), возможны значения  $p < 0,5$ , в том числе и такие небольшие значения, как  $p = 0,1$  (см., например, [13]).

В осадочных породах — карбонатных и песчано-глинистых, а также в различных метаморфических сланцах иногда наблюдается весьма слабая дифференциация скоростей ( $p = 0,95 \div 0,97$ ).

Дифференциация плотностей на границах раздела обычно значительно меньше, чем дифференциация скоростей — отношение плотностей  $m = \rho_1/\rho_2$  преимущественно колеблется в пределах  $m = 0,8 \div 1,0$ . Только в некоторых особых случаях, например на границе лед — морена или лед — кристаллические породы на ледниках,  $\rho_1/\rho_2$  значительно уменьшается — до величины, равной 0,3—0,4 (см., например, [13]).

Поскольку решающее значение в изменении отношения акустических жесткостей на границах раздела имеет отношение скоростей, мы ограничимся краткими сведениями о влиянии на амплитуды волн дифференциации скоростей на отражающей или преломляющей границе. Более подробное рассмотрение этого вопроса на основании теоретического изучения и анализа экспериментальных данных приведено в [13].

**Влияние дифференциации скоростей на отражающей или преломляющей границе на амплитуды волн.** Дифференциация скоростей на границах раздела оказывает различное влияние на амплитуды отраженных и преломленных волн. В идеально упругих средах, состоящих из толстых слоев, чем сильнее скоростная дифференциация среды, тем больше амплитуды отраженных волн, регистрируемых до первого предельного угла, и тем меньше амплитуды головных волн, регистрируемых на заданном расстоянии от источника<sup>1</sup>.

Для волн, отраженных от тонких слоев, коэффициент отражения зависит от отношения мощности слоя к длине волны в нем. При нормальном падении волны на тонкий слой амплитуды отраженной волны для каждого заданного  $l/\lambda_2$  тем больше, чем больше дифференциация скоростей на границах слоя [13]. Следовательно, для отраженных волн, образующихся при небольших углах падения, основные закономерности изменения амплитуд с изменением скоростной дифференциации среды аналогичны для сред с толстыми и тонкими слоями.

Для преломленных волн, соответствующих тонким слоям, теоретическое рассмотрение вопроса о зависимости амплитуд от скоростной дифференциации среды пока не проведено. Экспериментальные данные, полученные на моделях, показывают, что для волн, соответствующих очень тонким слоям ( $l/\lambda_2 = 0,02 \div 0,10$ ), существует оптимальная величина  $V_1/V_2 = 0,63$ , при которой амплитуда максимальна.

Изменение с расстоянием амплитуд волн, отраженных от толстых слоев в идеально упругих средах, в основном определяется поведением модуля  $K$  коэффициента отражения (см. [13]). Наличие поглощения в среде существенно изменяет ход графиков амплитуд отраженных волн по сравнению со случаем идеально упругих сред.

Амплитуды преломленных волн, соответствующих горизонтальным границам как в идеально упругой, так и в поглощающей среде, монотонно убывают с расстоянием.

**Поглощающие свойства среды.** Поглощающие свойства среды обуславливают уменьшение амплитуды сейсмических волн. Если допустить в первом приближении, что поглощение обуславливает только изменение амплитуды волны без изменения ее формы, то член, описывающий уменьшение амплитуды за счет поглощения, примет вид

$$\Psi = \sum_i e^{-\alpha_i x_i}, \quad (1.27)$$

где  $i$  — число сред с различными коэффициентами поглощения, в которых проходит волна;  $x_i$  и  $\alpha_i$  — соответственно длина пути волны в каждой из сред и амплитудный коэффициент поглощения на частоте, равной преобладающей частоте волны на записи.

<sup>1</sup> Рассматривается область расстояний, где справедливы асимптотические формулы [13] для зависимости амплитуды преломленных волн от расстояния.

При увеличении расстояния  $\Delta$  от источника колебаний увеличивается длина пути волны или во всех средах, которые она проходит (например, в случае отраженных волн в горизонтально-слоистой среде), или в части этих сред (например, в случае преломленных волн в горизонтально-слоистой среде). В результате амплитуды волн за счет поглощения уменьшаются. Более подробное рассмотрение этого вопроса дано в [13, главы 3 и 5]. Здесь отметим только, что наличие поглощения волн в реальных средах существенно меняет характер изменения амплитуд каждой из волн с расстоянием и соотношения амплитуд волн, соответствующих различным границам раздела по сравнению с теми, которые должны были бы наблюдаться в идеально упругих средах [13].

**Особенности формы отражающих и преломляющих границ.** В случае криволинейных границ при пересечении лучей отраженных или преломленных волн, вышедших из различных точек границы раздела, возможно образование петель годографов. В таких зонах возможны значительные изменения и формы и амплитуды записи, поскольку регистрируемые волны являются волнами интерференционными. При отсутствии пересечения лучей изменения формы волны отсутствуют, но амплитуды волн могут значительно отличаться от амплитуд в случае плоских границ. При фокусировке лучей (в случае вогнутых границ) амплитуды волн значительно возрастают за счет уменьшения площади сечения лучевой трубки, а при рассеянии (в случае выпуклых границ) амплитуды уменьшаются [102]. При заданной форме границы эффекты фокусировки и рассеяния лучей проявляются тем сильнее, чем больше глубина границы раздела [102]. В тех случаях, когда исследуемая граница (или границы) практически горизонтальна, но над ней находится промежуточная криволинейная граница, амплитудные особенности волны, соответствующей исследуемой границе, могут быть значительно искажены влиянием выше лежащих криволинейных границ.

Особенно существенно влияние на амплитуды волн вышележащих криволинейных границ, на которых отмечается сильный скачок скоростей: к таким границам в сейсморазведке относится, например, поверхность карбонатных или гипсоносных пород, покрытых терригенными отложениями, а в сейсмологии — наклонно залегающая граница М.

В случае шероховатых границ раздела, на которых имеются периодически или квазипериодически расположенные неровности с амплитудами, соизмеримыми с длиной волны, также возможны искажения амплитуд волн за счет наложения побочных волн, аналогичных дифракционным спектрам в оптике.

## § 5. Поляризация сейсмических волн

**Поляризация простых волн.** Сейсмические волны разных типов обладают различной поляризацией. Продольные волны линейно-поляризованы — направление колебаний частицы при их распространении совпадает с направлением распространения волны, т. е. с направлением сейсмического луча (в изотропной среде)<sup>1</sup>. Поперечные волны во внутренних точках среды также волны линейно-поляризованные, но в отличие от продольных волн направление движения частицы в этом случае перпендикулярно к направлению сейсмического луча. Поверхностные волны, а также поперечные волны, распространяющиеся вдоль свободной поверхности, — эллиптически поляризованные волны; колебание частицы, обусловленное этими волнами, происходит по эллипсам, причем плоскости эллипсов и направления движения частицы для поверхностных волн раз-

<sup>1</sup> В некоторых случаях значительная часть энергии волны распространяется вне лучевых трубок и направление вектора смещений не совпадает с направлением луча. Эти случаи здесь не рассматриваются.

личных классов могут быть различными. Так, например, для волны Релея, распространяющихся вдоль свободной поверхности, плоскость поляризации совпадает с вертикальной плоскостью, проходящей через источник и приемник колебаний. Направление движения частицы на поверхности происходит в направлении, противоположном направлению движения часовой стрелки. При увеличении глубины соотношение осей эллипса

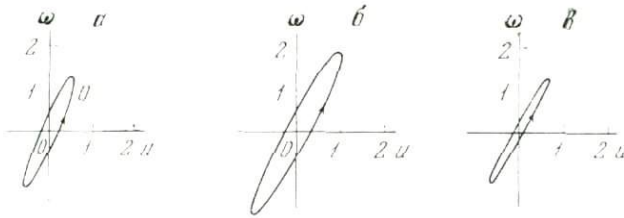


Рис. 3. Траектории движения частицы в случае интерференции двух гармонических волн с разными направлениями подхода и фазовым сдвигом  $\Phi_0 = \pi/2$

$a - \varphi_1 = 15^\circ, \varphi_2 = 30^\circ, A_2/A_1 = 1$ ;  $б - \varphi_1 = 15^\circ, \varphi_2 = 30^\circ, A_2/A_1 = 2$ ;  $в - \varphi_1 = 25^\circ, \varphi_2 = 30^\circ, A_2/A_1 = 1$

изменяется, эллипс становится более вытянутым в вертикальном направлении; на некоторой глубине направление движения изменяется на обратное и происходит по часовой стрелке [13]. Для некоторых классов поверхностных волн, например для волн  $M-2$  [13], движение частицы по эллиптической траектории происходит по часовой стрелке.

**Поляризация интерференционных продольных волн.** При интерференции двух или нескольких продольных волн движение частицы может происходить по сложным траекториям, форма которых зависит от различий в направлении подхода волн, от фазовых сдвигов между ними и от соотношения амплитуд и преобладающих частот интерферирующих волн. Для иллюстрации рассмотрим следующий простой пример.

Пусть интерферируют две продольные волны с одинаковыми частотами  $\omega$ , но с различными амплитудами  $A_1$  и  $A_2$ , различными углами подхода  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  и со сдвигом фаз, равным  $\Phi_0$ . Для простоты будем считать, что лучи обеих волн лежат в одной вертикальной плоскости и что колебание частицы для каждой из волн происходит по синусоидальному закону. Тогда вертикальные  $w$  и горизонтальные  $u$  компоненты смещения для первой и второй волн можно представить в виде

$$w_1 = A_1 \sin \omega t \cos \varphi_1, \tag{1.28}$$

$$u_1 = A_1 \sin \omega t \sin \varphi_1,$$

$$w_2 = A_2 \sin (\omega t + \Phi_0) \cos \varphi_2, \tag{1.29}$$

$$u_2 = A_2 \sin (\omega t + \Phi_0) \sin \varphi_2.$$

Вертикальная и горизонтальная составляющие суммарного колебания выражаются зависимостями

$$w = w_1 + w_2 = A_1 \sin \omega t \cos \varphi_1 + A_2 \sin (\omega t + \Phi_0) \cos \varphi_2, \tag{1.30}$$

$$u = u_1 + u_2 = A_1 \sin \omega t \sin \varphi_1 + A_2 \sin (\omega t + \Phi_0) \sin \varphi_2.$$

Отношение обеих компонент

$$\frac{w}{u} = \frac{A_1 \sin \omega t \cos \varphi_1 + A_2 \sin (\omega t + \Phi_0) \cos \varphi_2}{A_1 \sin \omega t \sin \varphi_1 + A_2 \sin (\omega t + \Phi_0) \sin \varphi_2}. \tag{1.31}$$

Если углы подхода волн  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  равны или если углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  не равны, но  $\Phi_0 = 0$ , т. е. отсутствует фазовый сдвиг между обоими колебаниями, то

$$w/u = \text{const}$$

и, следовательно, суммарное колебание остается линейно-поляризованным.

Если  $\varphi_1 \neq \varphi_2$  и  $\Phi_0 \neq 0$ , то  $w/u \neq \text{const}$  и, следовательно, суммарное колебание не будет линейно-поляризованным. На рис. 3 показаны примеры траекторий движения частицы, рассчитанных для случая интерференции двух синусоидальных продольных волн с различными углами подхода и с фазовым сдвигом  $\Phi_0 = \pi/2$ . В этом случае траектория частицы имеет вид вытянутого эллипса.

При исследовании продольных волн определение их поляризации позволяет отделить продольные волны от волн других классов, в первую очередь от обменных волн, распространяющихся в последней части пути в качестве поперечных [37 и др.]. Кроме того, в некоторых случаях изучение поляризации волн помогает разделить продольные волны на простые и интерференционные. Следует, однако, отметить, что поскольку траектория движения частиц определяется в отдельных точках наблюдений по записям, полученным с трехкомпонентными или с многоканальными азимутальными установками, сложные траектории могут быть получены не только за счет интерференции регулярных волн, но и за счет интерференции регулярной волны с любой, даже не коррелирующей по профилю случайной помехой. Поэтому сложные траектории движения частицы можно использовать как индикатор интерференционной волны только в том случае, если они получены в ряде точек профиля.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ АППАРАТУРЫ, МЕТОДОВ ВЫДЕЛЕНИЯ И ОБРАБОТКИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ЗАПИСЕЙ

### § 1. Искажения динамических характеристик сейсмических волн за счет фильтрующих свойств аппаратуры

При сейсмических наблюдениях в сейсморазведке и сейсмологии обычно применяется фильтрующая аппаратура. Даже так называемая широкополосная аппаратура [13], используемая при некоторых исследовательских работах, также является фильтрующей, но обладает более широкой полосой пропускания частот.

Использование фильтрующей аппаратуры при регистрации сейсмических волн обуславливает искажение всех динамических характеристик волн.

**Изменения формы и амплитуды импульса.** Для определения формы импульса на выходе регистрирующего канала, представляющего собой линейную систему, необходимо знать импульс на входе и свойства канала. Определение формы импульса можно проводить либо методом Фурье, либо методом интеграла Дюамеля [104]. При применении метода Фурье форма импульса на выходе регистрирующего канала представляет собой действительную часть выражения

$$F_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{S}(\omega) \bar{H}(\omega) e^{j\omega t} d\omega, \quad (2.1)$$

где  $\bar{S}(\omega)$  — комплексный спектр сигнала на входе;  $\bar{H}(\omega)$  — комплексная частотная характеристика аппаратуры. При использовании метода интеграла Дюамеля выражение для импульса на выходе канала следующее:

$$F_{\text{вых}}(t) = \int_0^t F(t-\tau) g(\tau) d\tau, \quad (2.2)$$

где  $g(\tau)$  — функция собственных колебаний канала или его временная характеристика, или его реакция на  $\delta$ -функцию;  $F(t)$  — форма импульса на входе канала. Комплексная частотная характеристика канала  $\bar{H}(\omega)$  и временная характеристика  $g(t)$  связаны зависимостью

$$\bar{H}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (2.3)$$

т. е.  $\bar{H}(\omega)$  есть спектр временной характеристики  $g(t)$  канала.

Анализ искажения импульсов сейсмоприемным каналом в общем виде, как это видно из рассмотрения выражений (2.1) и (2.2), провести невозможно без дополнительных ограничений.

В настоящее время для изучения влияния фильтрующих свойств аппаратуры на запись сейсмических волн используются следующие методы [83]: 1) метод расчетов по формуле (2.1) или (2.2); 2) аппаратный метод, основанный на регистрации колебаний широкополосным каналом на станции промежуточной магнитной записи с последующим воспроизведением на различных фильтрациях.

**Искажения изменений формы и амплитуды волны с расстоянием.** При использовании фильтрующей аппаратуры для изучения изменений формы и амплитуды волны с расстоянием вводятся искажения в записи, полученные на различных удалениях от источника. Если форма волны на входе аппаратуры практически не изменяется с расстоянием, то во все записи вводятся одинаковые искажения. В результате на записях, полученных с фильтрующей аппаратурой, форма будет отличаться от формы записи на входе, но она будет сохраняться неизменной при изменении расстояния.

В реальных средах форма волны всегда претерпевает некоторые изменения с расстоянием за счет поглощения и других причин, но эти изменения часто настолько малы, что на больших интервалах расстояний от источника они практически не могут быть замечены. При таких малых изменениях формы волны на записях, полученных с фильтрующей аппаратурой, также не будет или почти не будет отмечено изменений формы. При значительных изменениях формы волны на выходе аппаратуры, обусловленных различными причинами (сменами волн, особенностями границ раздела и др.), на записях также будут наблюдаться смены волн. Только при очень узкополосных характеристиках аппаратуры (относительная ширина полосы пропускания равна или меньше 30—40%) благодаря длительным собственным процессам в аппаратуре изменения формы записи, связанные с изменением формы волны на входе, могут остаться незамеченными. По этой же причине на записях, полученных с узкополосной характеристикой, нельзя выявить различия в форме волн, соответствующих разным границам раздела, хотя на записях широкополосной аппаратуры форма этих волн может значительно различаться.

Амплитуды волн в каждой точке наблюдений также искажаются при регистрации волн фильтрующей аппаратурой. При изучении изменения с расстоянием амплитуды волны, обладающей постоянной или практически постоянной формой, в записи, полученные на разных удалениях от источника, вводятся одни и те же искажения. При дальнейшей интерпретации графиков изменения амплитуд с расстоянием эти искажения, одинаковые для всех точек наблюдения, исключаются так же, как исключаются и другие постоянные множители, например член, зависящий от силы взрыва.

Если форма волны несколько изменяется с расстоянием, то аппаратные искажения будут в различной степени влиять на амплитуды записи. В этом случае для интерпретации амплитудных графиков целесообразно использовать не начальную фазу записи, которая сильнее всего искажена переходными процессами, а максимальную фазу, где процесс можно считать установившимся. Отметим также, что при изучении амплитудных характеристик волн — изменения амплитуд с расстоянием и соотношений амплитуд различных волн — не следует применять фильтрующую аппаратуру с очень узкой полосой пропускания ( $\Delta f/f = 30 \div 40\%$ ). Применение узкополосной аппаратуры может сильно исказить истинные отношения амплитуд волн. Так, если две волны обладают близкими амплитудами на записи широкополосной аппаратуры, то на записях, полученных по спектральному составу, то на записях, полученных с узкополосной аппаратурой, отношение их амплитуд будет сильно преувеличено в пользу волны, область максимума спектра которой находится в пределах полосы пропускания узкополосной аппаратуры.

**Искажения спектров сейсмических волн сейсмоприемным каналом.**  
Из всех динамических характеристик сейсмических волн наиболее легко поддаются исследованию искажения сейсмоприемным каналом амплитудных спектров сейсмических волн.

Амплитудный спектр колебаний  $S_1(\omega)$  на выходе линейной системы имеет вид

$$S_1(\omega) = S(\omega)H(\omega), \quad (2.4)$$

где  $S(\omega)$  — спектр колебаний на входе системы;  $H(\omega)$  — амплитудно-частотная характеристика системы (в дальнейшем для краткости будем

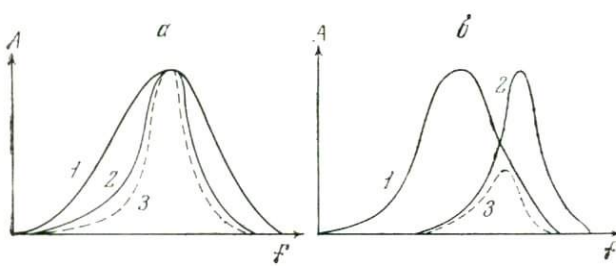


Рис. 4. Искажения спектров волн на выходе аппаратуры с узкополосной характеристикой при совпадении (а) и при несовпадении (б) частот

1 — максимум спектра волны на входе;  
2 — характеристика аппаратуры;  
3 — спектр волны на выходе аппаратуры

называть ее частотной характеристикой системы). Частотная характеристика избирательной аппаратуры обычно имеет резонансную форму с максимумом, расположенным в диапазоне рабочих частот. При слабом фоне помех частота максимума характеристики выбирается равной или близкой к частоте максимума спектра волны, а при значительном фоне помех частота максимума выбирается с таким расчетом, чтобы отношение полезного сигнала и помехи было максимальным.

Из (2.4) следует, что если максимумы спектра и частотной характеристики аппаратуры совпадают, то частота максимума спектра импульса на выходе аппаратуры останется неизменной, а ширина спектра уменьшится по сравнению с шириной на выходе аппаратуры. Если частоты максимумов спектра  $S(\omega)$  и характеристики аппаратуры  $H(\omega)$  не совпадают, то преобладающая частота в спектре  $S_1(\omega)$  будет промежуточной между частотами максимумов функций  $S(\omega)$  и  $H(\omega)$ . Следовательно, использование высокочастотных характеристик  $H(\omega)$  приведет к некоторому увеличению частоты максимума спектра на выходе по сравнению с частотой максимума на входе системы; применение низкочастотных характеристик обусловит понижение частоты максимума спектра  $S_1(\omega)$  по сравнению со спектром  $S(\omega)$ .

Если характеристика аппаратуры узкополосная, то спектр  $S_1(\omega)$  также будет отличаться малой шириной (рис. 4, а) и преобладающая частота в спектре  $S_1(\omega)$  будет близка к частоте максимума  $H(\omega)$  даже в том случае, когда частоты максимумов функций  $S(\omega)$  и  $H(\omega)$  не совпадают. В этом случае, если регистрируется несколько волн с существенно различными спектрами, использование узкополосной фильтрации приводит к сглаживанию различий в спектрах зарегистрированных волн и соответственно к сглаживанию частотных различий волн на сейсмограмме. Амплитудные соотношения волн в этом случае также резко искажаются; волна, максимум спектра которой сдвинут относительно максимума узкополосной частотной характеристики аппаратуры (рис. 4, б), будет характеризоваться на записи малой амплитудой. Следовательно, использование узкополосных характеристик приводит к унификации частотных особенностей волн на сейсмограмме и к значительному искажению истинных отношений амплитуд различных волн. Поэтому нежелательно применение узкополосных характеристик аппаратуры при изучении и использовании для интерпретации динамических характеристик волн.

Наиболее целесообразным для указанных целей является использование широкополосной аппаратуры (ШП), однако это не всегда осуществимо по следующим причинам: 1) из-за наличия различных помех, в особенности при регистрации отраженных волн (поверхностные и другие волны); 2) из-за того, что волны на записи ШП характеризуются низкими частотами, близкими к частоте основного максимума спектров волн; в результате волны с близкими временами прихода образуют на записи интерференционное колебание, что затрудняет исследование динамики отдельной волны.

В тех случаях, когда для изучения динамических характеристик волн более целесообразно использовать фильтрующую аппаратуру, следует по возможности выбирать характеристики с наиболее широкой полосой пропускания.

**Искажение траекторий движения частицы сейсмических волн.** Для определения поляризации волн также используется фильтрующая аппаратура. Можно показать [13], что при применении такой аппаратуры направление движения частицы определяется правильно, независимо от того, регистрируется ли смещение или какая-нибудь его производная или их линейная функция.

**Искажения магнитуд.** Интенсивность источника сейсмических явлений определяют по отношению максимальных амплитуд колебаний к периоду, измеренных в волнах  $P$ ,  $PP$ ,  $S$  и  $L_R$ . Делаются попытки производить соответствующие оценки по волнам  $L_g$ . Ни у кого не вызывает сомнений, что оценку энергии источника лучше производить не по одиночному значению отношения амплитуды к периоду, а по всему потоку сейсмической энергии, зарегистрированному в данном пункте.

К сожалению, перейти на энергетические оценки мы сейчас не можем главным образом из-за того, что точно не известно ни расхождение, ни поглощение вдоль путей распространения волн как за счет неидеальной упругости среды, так и за счет преломления, а также обмена волн на границах и различного рода неоднородностях внутри Земли. Неизвестна также зависимость поглощения от частоты на различных участках пути пробега волн. При оценках энергии через магнитуду все указанные выше неизвестные зависимости учитываются в экспериментально установленных калибровочных шкалах и соответствующих соотношениях между магнитудой и энергией. Очевидно, что энергетические методы оценки интенсивности источников будут разработаны не скоро. Поэтому пока надо улучшать магнитудный метод оценки энергии сейсмических волн и на его основе совершенствовать методы классификации явлений.

К сожалению, существующее положение с определением магнитуд различными сейсмическими службами и отдельными станциями удовлетворить практику не может. Значения магнитуд для одного и того же явления по определениям различных служб и станций сильно различаются. Так, например, расхождения в значениях магнитуды  $m_b$ , определенные по данным службы США и по данным европейских станций, например для мелкофокусных японских землетрясений, достигают более 3 единиц магнитуды. Специальные статистические исследования японских сейсмологов на примере 85 указанных выше землетрясений дают следующую картину. Отклонения значений магнитуды, по данным станций США, от средних значений лежат в пределах от  $-0,3$  до  $-1,7$  единицы магнитуды, а по данным европейских станций, — от  $+0,3$  до  $+1,7$ . К таким же результатам пришли сейсмологи и других стран. Значения магнитуд  $m_b$ , определяемые по данным станций группирования США, оказываются систематически заниженными по сравнению со значениями, определяемыми по записям широкополосной аппаратуры в среднем на 0,7 единицы магнитуды. Расхождения, существующие в определениях магнитуд, ухудшают сопоставимость сейсмических данных различных служб, затрудняют использование накопленных ранее статистических данных,

характеризующих сейсмичность Земли в целом и отдельных ее регионов, снижают эффективность критерия  $M_S : m_b$  при классификации явлений и приводят к ряду других осложнений. Поэтому проблема магнитуд привлекла всеобщее внимание. Ее решение может быть найдено, если правильно выбрать параметры аппаратуры, условия установки сейсмографов и т. п. [132, 133]. В этой главе мы рассмотрим только один аспект проблемы: вопрос об искажениях объемных волн узкополосной аппаратурой.

Стремясь снизить уровень шумов и таким образом обеспечить возможность регистрации малоинтенсивных явлений с  $m_b \leq 4$ , на сейсмических станциях стали применять узкополосную короткопериодную аппаратуру с максимумом увеличения на периодах порядка  $0,7-1,0$  сек. На ряде станций, в том числе на ЛАСА и НОРСАР максимум увеличения располагается на еще меньших периодах —  $0,2$  сек. В то же время максимумы спектров для подавляющего числа землетрясений с  $m_b > 5$  лежат в пределах  $4-8$  сек и более.

В результате оказалось, что полоса спектра регистрируемых колебаний лежит за пределами полосы пропускания аппаратуры. Это приводит к большим искажениям амплитуды и периода колебаний регистрируемых объемных волн. Из-за этого очень трудно, а во многих случаях просто невозможно восстановить истинное движение почвы.

Таким образом, сейсмологи в своем стремлении повысить эффективную чувствительность аппаратуры с целью снижения магнитудного порога регистрируемых явлений пошли на искажение записей. Однако одновременно с этим не были разработаны надлежащие методы, которые бы обеспечили правильное определение истинного движения почвы.

Так возникла проблема магнитуд. Как же разрешить эту проблему? Наиболее радикальным решением явился бы переход на регистрацию сейсмических колебаний широкополосной аппаратурой с большим динамическим диапазоном порядка  $100-120$  db, что вполне реально при использовании цифровой записи на магнитную ленту. Процесс же выделения полезного сигнала на фоне помех в этом случае можно будет перенести на стадию обработки записей на цифровых электронно-вычислительных машинах, где возможно использование методов, не столь сильно искажающих записи, как узкополосная аппаратура (например, метод цифровой фильтрации, вычитания помех и ряд других). Для осуществления такой обработки перспективно применение станций группирования (см. следующий параграф), оборудованных широкополосными приборами. По-видимому, в недалеком будущем такие станции будут созданы. В настоящее время желательнее определять магнитуды по записям относительно широкополосных приборов, если это возможно, и не использовать для этой цели данные станций, в том числе станций группирования США, сильно занижающих значения магнитуд. При этом следует выбрать в различных странах с наиболее широкополосной аппаратурой ряд станций и их данные использовать при рутинных определениях магнитуд в международных сейсмологических центрах. Для таких станций необходимо установить соответствующие станционные поправки, которые возможно будут несколько варьировать для различных диапазонов эпицентральных расстояний, что обусловлено изменением спектральных характеристик среды в зависимости от угла выхода сейсмических волн, азимута подхода и ряда других факторов.

## § 2. Группирование сейсмоприемников в сейсмологии

В последние годы в сейсмологии широко используются методы регистрации сейсмических волн группами сейсмоприемников, располагаемых как по пересекающимся взаимно перпендикулярным профилям, так и по площади.

Группирование сейсмоприемников при сейсмологических наблюдениях впервые было предложено и осуществлено Г. А. Гамбурцевым при исследованиях сейсмичности северного Тянь-Шаня и юго-западной Туркмении в 1951 и 1952 гг. [39]. Такой способ регистрации получил название корреляционного метода изучения землетрясений (КМИЗ). В этих исследованиях использовались различные схемы расстановки сейсмоприемников, в том числе простейший вариант — группа вертикальных короткопериодных сейсмоприемников, расположенных по двум пересекающимся взаимно перпендикулярным профилям и одного трехкомпонентного сейсмоприемника, устанавливаемого обычно в точке пересечения профилей. Регистрация показаний всех сейсмоприемников производилась на одну сейсмограмму специальным многоканальным светолучевым осциллографом. Число сейсмоприемников в группе и расстояние между ними, а также амплитудно-частотная характеристика группы и характеристика направленности выбирались исходя из величин периодов, кажущихся скоростей, ожидаемых направлений подхода волны и условий их коррелируемости.

Суммирование записей отдельных сейсмоприемников и регистрация их на одном канале производились только в отдельных случаях. Однако в сейсморазведке метод суммирования показаний отдельных сейсмоприемников, устанавливаемых на различных расстояниях от источника возбуждения колебаний, с введением разных временных задержек — так называемый метод регулируемого направленного приема (РНП) — к этому времени уже получил распространение [97]. Применение РНП давало возможность выделить волны, отраженные от круто падающих границ, отличающиеся по значениям кажущихся скоростей, от волн с другими значениями скоростей. Позднее, в 60-е годы, с развитием методов и аппаратуры для получения воспроизводимых записей на магнитную ленту как в аналоговом, так и в цифровом виде метод группирования сейсмоприемников получил широкое распространение и при сейсмологических исследованиях. Первоначально в Англии, Канаде, а затем и в ряде других стран по типу станций КМИЗ были созданы сейсмологические станции группирования с небольшим количеством — порядка 20—25 — короткопериодных вертикальных сейсмоприемников. Длина пересекающихся профилей не превышала 20—22 км. Запись показаний всех сейсмоприемников на магнитную ленту в аналоговом виде производится на этих станциях раздельно от каждого сейсмоприемника. Обработка показаний всех сейсмоприемников, в основу которой был положен принцип выделения волн, применяемый в РНП, была автоматизирована и проводилась на аналого-цифровых, так называемых гибридных ЭВМ. На конечной стадии обработки определялись координаты эпицентров, времена в очаге, магнитуды и характер зарегистрированного сейсмического явления [138]. Схема расстановки сейсмоприемников в крестообразной группе показана на рис. 5, в.

Практически одновременно с созданием сейсмологических станций группирования с крестообразной расстановкой короткопериодных сейсмоприемников в США, а затем в других странах были построены сейсмологические станции группирования с расположением сейсмоприемников по площади. Вначале базы, или, как их принято называть в американской литературе, апертуры, были небольшими порядка 20 км, а затем увеличены до 100 км, например на станциях Тонтофорест в США, НОРСАР в Норвегии, и до 200 км на станции ЛАСА в штате Монтана, США. Число сейсмоприемников в группах на станции НОРСАР было увеличено до 132, а на станции ЛАСА — до 525 [114]. Схемы расположения сейсмоприемников в группах для трех станций показаны на рис. 5, а — в.

Первоначально станции группирования предназначались для повышения отношения сигнал/помеха и снижения порога магнитуды регистрируемых сейсмических явлений. Снижение уровня короткопериодных микро-

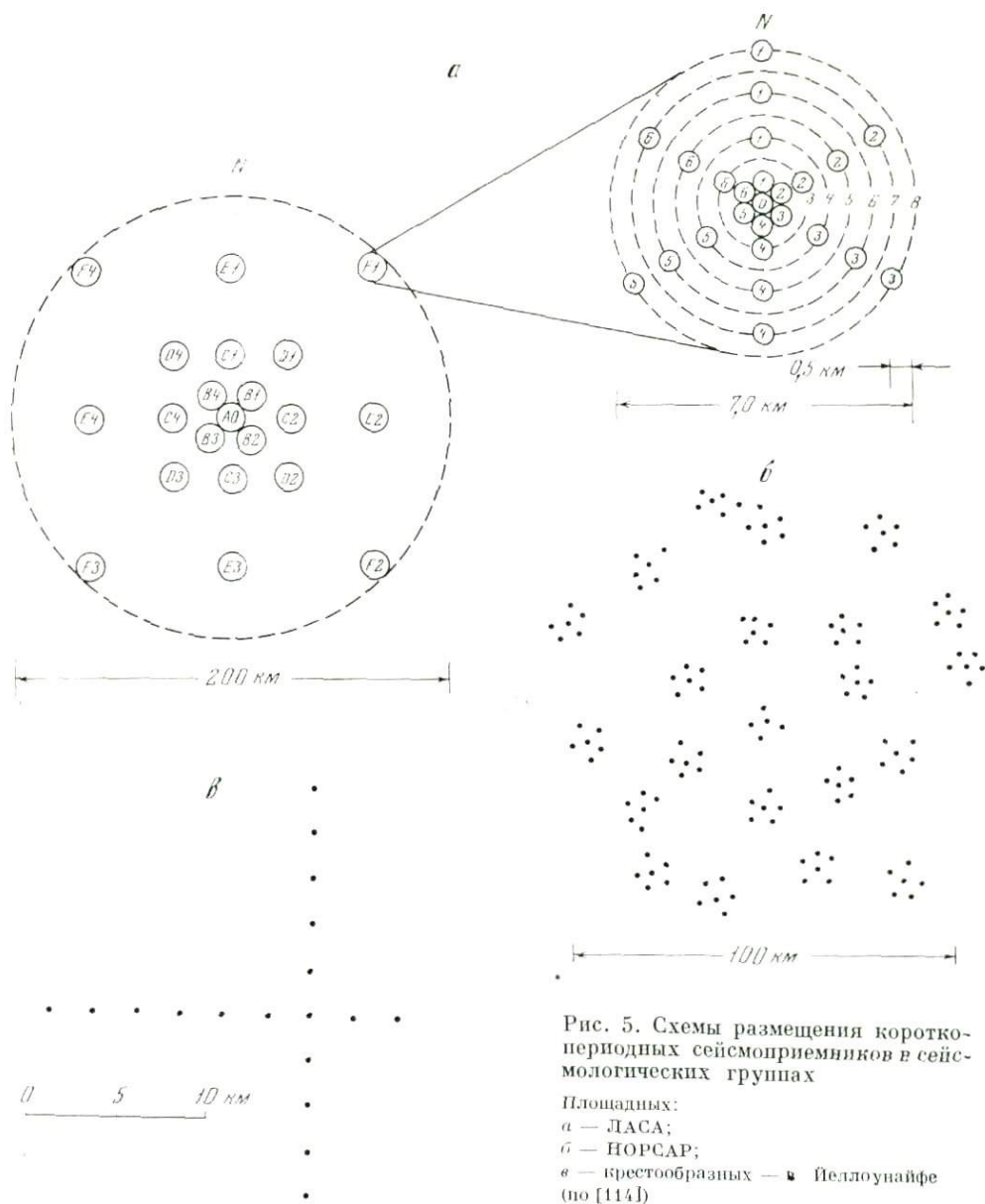


Рис. 5. Схемы размещения короткопериодных сейсмоприемников в сейсмологических группах  
 Площадных:  
 а — ЛАСА;  
 б — НОРСАР;  
 в — восторобразных — Yellowknife (по [114])

сейсм естественного происхождения на больших сейсмологических группах короткопериодных сейсмоприемников ЛАСА и НОРСАР иллюстрируют данные, приведенные в табл. 1.

Ниже приведены аналогичные характеристики по магнитудам:

а) пороговые значения  $m$  (на  $\Delta = 30-80^\circ$ ) для ЛАСА (345 кпс) составляют 3,9, НОРСАР (132 кпс) — 4,1;

б)  $M_S$  для АЛПА (19 дпс) равны 2,6; ЛАСА (21 дпс) — 3,1; НОРСАР (22 дпс) — 3,0.

Из этих данных следует, что за счет статистического осреднения показаний сейсмоприемников и введения фильтрации уровень микросейсм с периодом в 1 сек на выходе группы уменьшается до 10 раз по сравнению с их уровнем на входе единичного сейсмоприемника. Это позволяет выделять на записях полезные сигналы с превышением их над уровнем шумов в три раза: на ЛАСА — с амплитудой в 0,9 ммк и на НОРСАРе — в 1,45 ммк. Соответствующие минимальные пороговые значения магни-

Амплитуды максимальных колебаний на периодах  $T = 1$  сек

Сигнал	ЛАСА (345 кпс)	НОРСАР (432 кпс)
Микросейсмы на входе одиночного сейсмоприемника, ммк	$\pm 2,6$	$\pm 4,5$
Микросейсмы на выходе группы сейсмоприемников, ммк	$\pm 0,3$	$\pm 0,45$
Амплитуда продольной волны, ммк	0,9	1,35

туд, регистрируемые указанными станциями в диапазоне эпицентральных расстояний от 30 до 80°, составляют 3,9 для станции ЛАСА и 4,1 для НОРСАР.

Успешный опыт применения групп короткопериодных сейсмоприемников для регистрации объемных волн способствовал созданию аналогичных групп длиннопериодных сейсмоприемников с максимальным увеличением на периодах  $T = 40$  сек, предназначенных для регистрации поверхностных волн Релея и Лява. В центрах групп короткопериодных сейсмоприемников на станциях ЛАСА и НОРСАР установлены также трехкомпонентные длиннопериодные сейсмоприемники. Более того, в США была построена специальная группа длиннопериодных сейсмоприемников на Аляске — АЛПА, включая 19 трехкомпонентных сейсмоприемников, размещенных по площади через 20 км (по углам шестиугольников). Создаются также новые станции в Южной Корее и в Иране с меньшим числом сейсмоприемников, чем на АЛПА.

Об эффективности регистрации поверхностных волн Релея на станциях ЛАСА, НОРСАР и АЛПА можно судить по низким значениям магнитуд  $M_S$ , минимальные пороговые значения которых приведены выше. Столь высокая эффективность регистрации и выделения поверхностных волн группами наряду с суммированием с задержками и фильтрацией обеспечивается также формированием лепестка направленности характеристики.

Станции группирования обеспечивают также возможность разделения интерферирующих волн, как объемных, так и поверхностных. С этой точки зрения станции с расположением сейсмоприемников по площади более эффективны, чем станции с крестообразным расположением.

Как правило, на станциях группирования с площадной расстановкой сейсмоприемников применяется цифровая магнитная запись, а вся обработка данных проводится на быстродействующих цифровых ЭВМ в реальном времени. Методы и алгоритмы обработки данных станций группирования описаны в многочисленных опубликованных работах [114, 138 и др.]

В последние годы выяснилось, что станции группирования не только представляют собой мощный инструмент для обнаружения и классификации сейсмических явлений, но они также весьма эффективны для изучения строения Земли в целом и ее отдельных оболочек, для выяснения регионального строения в районах расположения станций и для решения других задач строения Земли. Наиболее яркой иллюстрацией в этом отношении могут служить обнаружение и выделение на записях станций группирования США волны типа  $PKPdPKP$ , отраженных под Антарктикой от границ в верхней мантии, залегающих на глубинах 400, 650, 920 км и др. [106]. Использование данных станций группирования открывает широкие возможности изучения мелкомасштабных горизонтальных неоднородностей в строении верхней мантии по записям короткопериодных сейсмоприемников. Развиваемая методика с успехом может быть использована также и для изучения крупномасштабных горизонтальных неоднородностей в верхней мантии по записям длиннопериодных сейсмоприемников всей сети станций страны или континента, если такие сети рассматривать как одну большую группу.

### § 3. Комплексное применение фильтрации, группирования и регулируемого направленного приема

В настоящее время в сейсморазведке и сейсмологии в основном перешли на получение воспроизводимых записей с последующим их анализом. С этой целью широко используется магнитная запись, которая позволяет затем осуществлять перезаписи с введением различных вариантов фильтрации и группирования. Таким образом, часть процесса выделения волн переносится с сейсмической станции в лабораторию. Обработка и анализ записей затем производится как на цифровой, так и на аналоговой вычислительной аппаратуре. Широкое применение получили методы обработки цифровых магнитных записей.

В качестве примера использования аналоговой аппаратуры для улучшения условий выделения и корреляции волн в работе [7] приведены записи обменной отраженной волны  $PS$  ( $x$ -компонента), соответствующей тонкой пачке слоев с повышенной скоростью, залегающей на глубине  $H \approx 1350$  м, зарегистрированной на широкополосной фильтрации. Выделению волны  $PS$  мешали интенсивные нерегулярные помехи с несколько более высокими частотами. Поэтому при перезаписи была использована более низкочастотная фильтрация, что позволило получить более регулярную, но все же недостаточно интенсивную запись. При перезаписи на аналоговой аппаратуре с сочетанием низкочастотной фильтрации и одновременного группирования по четырем каналам вдоль оси синфазности волны результат оказался лучше. В этом случае имеется четкая и регулярная запись волн  $PS$  с амплитудой, в несколько раз превышающей амплитуду фона.

Применение такой аппаратуры открывает большие возможности. Прежде всего можно уменьшить количество комплектов аппаратуры с разными частотными характеристиками, так как, имея только широкополосную запись, с большим — порядка 100 дБ — динамическим диапазоном, можно получить при воспроизведении сейсмограммы на различных фильтрациях. При обработке магнитных записей используются так называемые гибридные ЭВМ. На них часть операций (суммирование с временными задержками и т. д.) производится с аналоговыми записями, а затем аналоговые записи в ЭВМ преобразуются в цифровой код, а уже последующие операции (такие, как спектральные преобразования, свертка, векторное перемножение и др.) — в цифровом виде. Подобные методы приняты для обработки записей станций группирования короткопериодных сейсмографов при расстановке сейсмоприемников по пересекающимся профилям, в частности на станциях группирования Англии, Канады, Индии, Австралии и др. Данные групп с площадной расстановкой как короткопериодных, так и длиннопериодных сейсмоприемников, таких, как ЛАСА, АЛПА, НОРСАР и другие, получают в цифровом виде и обрабатываются на цифровых ЭВМ [114].

**Методы выделения сигнала на фоне помех.** При классификации сейсмических явлений по динамическим и кинематическим характеристикам зарегистрированных волн сейсмологи в своей повседневной практике сталкиваются с рядом задач. Первой и основной из них является обнаружение и выделение полезных сигналов — сейсмических волн — на фоне помех. Затем, на последующих этапах, определяются координаты эпицентра очага явления, времена в эпицентре и очаге, глубины очага, магнитуды, соотношения интенсивностей волн различных типов, главным образом по соотношению значений магнитуд  $m_b$  и  $M_s$ , спектральных и поляризационных характеристик волн и ряда других. От успешного решения первой — основной — задачи зависит успех решения всех остальных.

Сейсмические помехи — это микросейсмы различного происхождения, а также и волны, порожденные тем же источником, который создал полезный сигнал, либо другими сейсмическими явлениями. В зависимости

от типа помех, их спектрального состава, скорости распространения, степени коррелированности с полезным сигналом и т. д. для их подавления используются те или иные способы приема и регистрации колебаний, а также различные методы обработки наблюдаемых данных.

В настоящее время классификация явлений проводится как по записям станций, оборудованных одним трехкомпонентным комплектом сейсмоприемников, именуемых в дальнейшем одноканальными системами приема, так и по данным станций группирования, именуемых в дальнейшем многоканальными системами. Естественно, эффективность многоканальных систем — станций группирования — намного выше, чем одноканальных систем, но поскольку первых пока мало — всего немногим больше 15—20, а вторых много — более 2 тыс., то классификация проводится с привлечением данных станций, оборудованных единичными сейсмоприемниками.

Как бы ни совершенствовались одноканальные системы, они по своей эффективности не могут конкурировать с многоканальными. Системы одноканального приема не могут решить задачи обнаружения сигналов при отношении сигнал/помеха, меньших единицы. С помощью таких систем практически не разрешима задача выделения вступлений малоинтенсивных объемных и поверхностных сейсмических волн на фоне нестационарных помех. Такими нестационарными помехами могут являться волны других типов, связанные с данным явлением, например, проходящие обменные волны с границами обмена вблизи очага или пункта приема, моноканальные многократно отраженные волны от границ в коре и в фундаменте, волны типа  $pP$ ,  $sP$  или же волны, связанные с другими землетрясениями и т. д. При наложении таких помех на полезные волны их спектры перекрываются спектрами полезных сигналов, а автокорреляционные функции могут быть близкими по форме, т. е. помехи и сигналы оказываются нестационарными и нестационарно связанными как во времени, так и в пространстве. Специально проведенные эксперименты показывают, что нестационарность процесса по времени может достигать до 30%, по пространству — до 50%. Сигналы и помехи в рассматриваемых случаях оказываются корреляционно связанными, и применение оптимальной фильтрации в одноканальных системах не приводит к желаемому положительному результату. В силу указанных выше причин сейсмологи вынуждены были перейти к использованию станций группирования, где возможно применение декорреляционных фильтров, суммирование с временными задержками и других методов выделения сигналов.

При создании станций группирования использовался опыт сейсмической разведки, базирующейся на одновременной многоканальной (до 60—100 каналов) регистрации сейсмических колебаний, где группирование сейсмоприемников применяется уже свыше 30 лет. В настоящее время практически все работы при сейсмической разведке проводятся с применением группирования, простейшей схемой которого, применяемой с самого зарождения метода, является смешение, т. е. одновременное и разновременное суммирование записей соседних сейсмоприемников; например, широко используется включение на один приемный канал группы из нескольких сейсмоприемников: от 10 до 60 и более.

Мобильность, присущая сейсмической разведке, и приспособленность аппаратуры для быстрой расстановки сейсмоприемников на новом месте с любой желаемой геометрией позволяют использовать наиболее совершенные методические приемы для выделения полезных сигналов на фоне помех как при получении записей, так и в процессе их обработки на современных вычислительных средствах.

Наиболее обширный арсенал методических приемов при регистрации сейсмических волн с применением группирования сейсмоприемников и при обработке наблюдаемых данных на ЭЦВМ накоплен в методе отраженных волн — основном методе сейсмической разведки. При этом наи-

больший эффект получен при сочетании методических приемов регистрации колебаний (подбор расстояний взрыв — прибор, геометрии расстановки, использование подгрупп и др.) и соответствующих методов машинной обработки данных на аналоговых и особенно цифровых электронных вычислительных машинах.

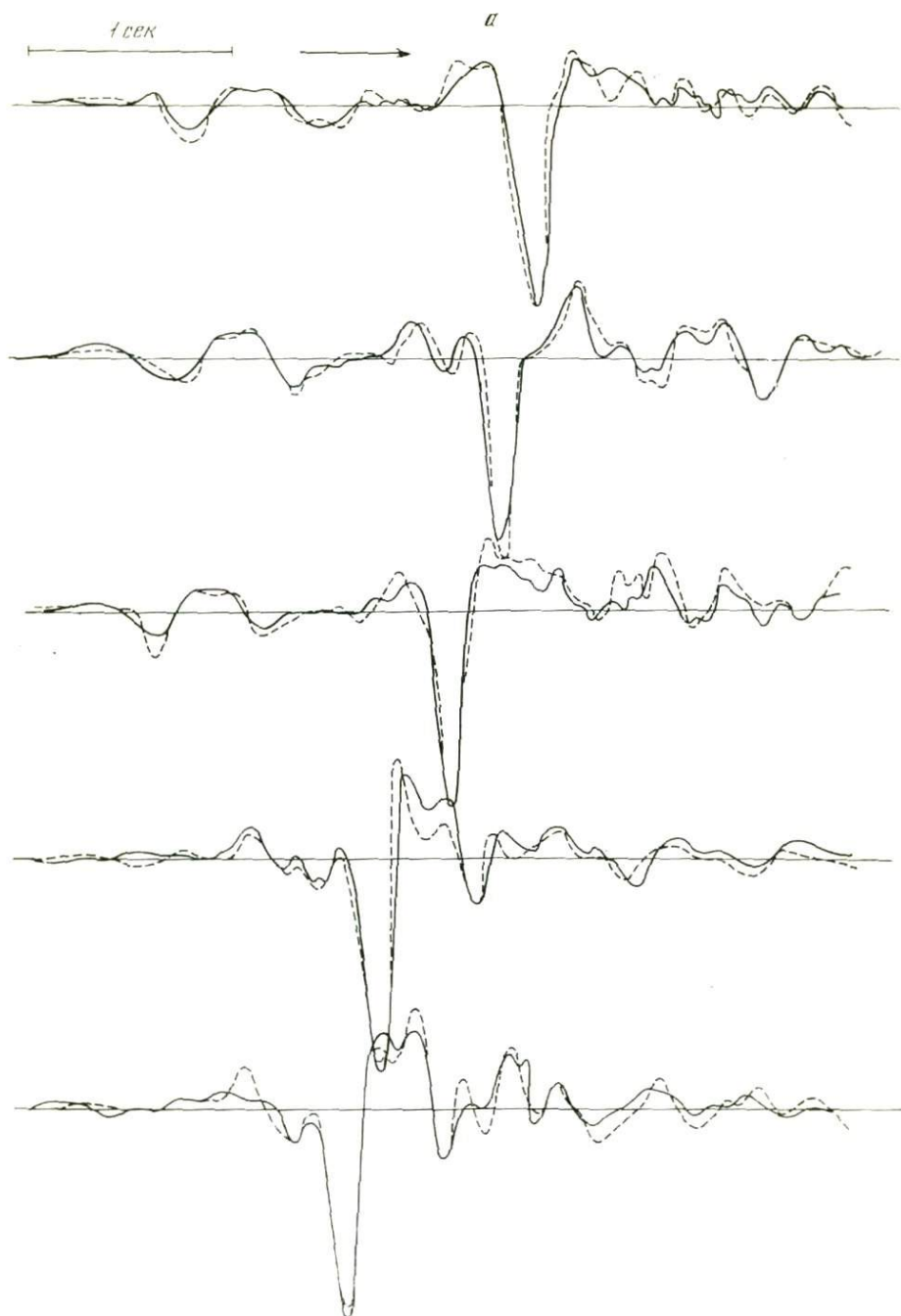


Рис. 6. Фрагменты записей (а) с интерференцией волн, связанных с земной корой (показаны сплошными линиями)

Записи получены вдоль профиля сейсмографов, установленных через 5 км. Пунктиром показаны результаты суммирования четырех волн  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ ,  $S_4$ , выделенных методом вычитания (б);  $m_4$  — волновое число

**Метод синфазного суммирования.** Многоканальные системы наблюдений позволяют широко применять методы синфазного суммирования, т. е. суммирования с различными временными задержками. Применение этого метода дает возможность провести анализ волнового поля — выделить регулярные волны с различными кажущимися скоростями, регистрируемые в одном и том же временном интервале. В тех случаях, когда в интервале времен регистрации полезного сигнала нет других регулярных волн, операция синфазного суммирования улучшает выделение полезного сигнала за счет подавления нерегулярных помех (шума). В тех же случаях, когда на временах регистрации полезного сигнала регистрируются другие регулярные волны с кажущимися скоростями  $V_1^*$ , отличающимися от  $V_2^*$  полезного сигнала, то выделение полезного сигнала только путем синфазного суммирования часто становится невозможным, особенно при большой интенсивности волн-помех. В этих случаях необходимо проводить вычитание регулярных волн-помех.

**Метод последовательного вычитания помех (МПВП).** Этот метод, по-видимому получивший наиболее широкое применение в Советском Союзе [49, 65], может быть с успехом применен на действующих станциях группирования. Математическое его обоснование дано в работах [71, 72]. МПВП наиболее успешно применяется в тех случаях, когда из интерференционного колебания необходимо выделить отдельные волны, существенно различающиеся по кажущимся скоростям. С этой целью после синфазного суммирования с разными временными задержками переходят к последовательному вычитанию волн, начиная с наиболее интенсивной. Эта волна, выделенная при синфазном суммировании, после нормирования по амплитуде последовательно вычитается с соответствующим временным сдвигом из каждой трассы исходной сейсмограммы. Таким образом, при этой операции на исходной сейсмограмме подавляется наиболее интенсивная волна-помеха. При наличии на сейсмограмме, полученной после вычитания помехи, других интенсивных волн-помех, описанная процедура вычитания повторяется. Указанным выше способом можно выделить волны, амплитуды которых во много раз меньше, чем амплитуды мешающих волн. Одновременно с вычитанием волн-помех применяется также фильтрация колебаний и другие операции. Описанный процесс вычитания волн осуществляется как на аналоговых, так и на цифровых электронно-вычислительных машинах.

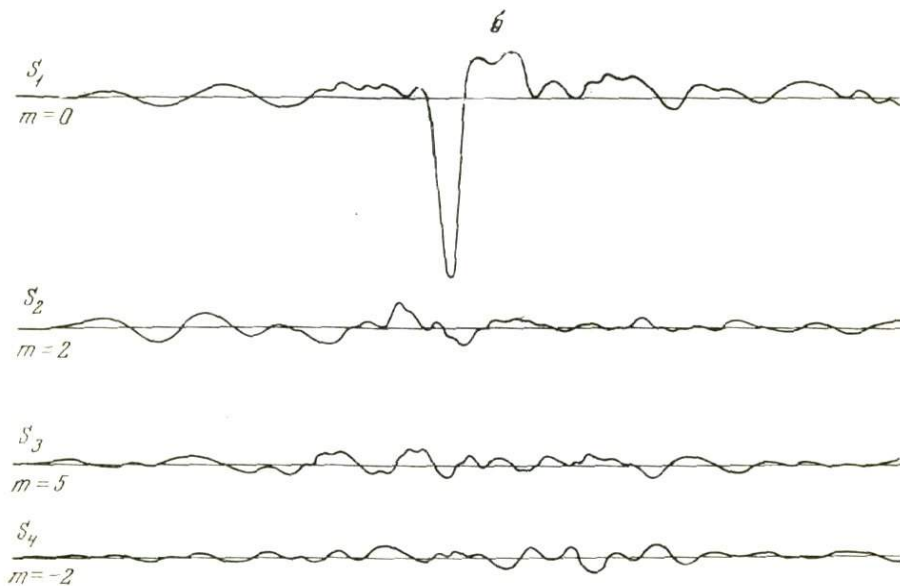


Рис. 6 (окончание)

Метод вычитания был также применен для выделения интерферирующих волн, связанных с границами в земной коре. Фрагмент с исходными записями этих волн пятью широкополосными сейсмоприемниками, разнесенными по профилю на 5 км друг от друга, показан на рис. 6, а. Волны, выделенные методом вычитания, показаны на рис. 6, б. Были выделены четыре волны, наиболее интенсивная из них с энергией до 90% от всей суммарной энергии на записи относится к запердельно отраженной волне от границы М — волне  $P_{отр}^M$ . Ее кажущаяся скорость 7,7 км/сек. Волны, показанные на трассах  $S_2$ ,  $S_3$ ,  $S_4$  (рис. 6, б), относятся соответственно к волнам  $P_n$ ,  $P^*$ ,  $\bar{P}$ . Энергия каждой из этих волн не превышает 3—4% от энергии наиболее интенсивной волны. Результат последующего суммирования трасс четырех выделенных волн показан пунктиром на рис. 6, а. Их удовлетворительное совпадение с исходными трассами свидетельствует о корректности проведенной операции выделения волн методом последовательного вычитания. Применение метода вычитания весьма эффективно дополняет широко известный в сейсмической разведке метод общей глубинной точки [22, 66].

**Многоступенчатые комплексы обработки.** Для обработки данных сейсмологических станций группирования эффективно применение различных многоступенчатых комплексов обработки, развитых в сейморазведке [103]. В качестве одного из таких комплексов можно предложить синфазное суммирование с различными временными задержками для определения волнового состава записи, вычитание регулярных волн-помех с последующим синфазным суммированием по полезному сигналу и фильтрацией в спектральном окне. При последующих взрывах и в одном и том же пункте или землетрясениях, возникающих в одной и той же очаговой зоне, целесообразно суммирование записей, полученных при последующих явлениях. При такой обработке отношение энергии сигнал/помеха возрастает примерно в  $mn$  раз, где  $m$  — число приборов в группе, а  $n$  — число явлений. При  $m = 20$ , а  $n = 5 \div 10$  увеличение достигает 100—200. Это позволяет выделить слабые сигналы, которые невозможно выделить на записях одиночных приборов. В частности, можно рассчитывать, что таким путем удастся выделить наиболее информативные отраженные волны на близких эпицентральных расстояниях, в том числе волны  $PcP$  и  $P_{отр}^M$ , что даст возможность определить тонкую структуру областей перехода от мантии к ядру и от коры к мантии.

## ПОГЛОЩЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Поглощение энергии сейсмических волн, связанное с неидеальной упругостью среды, обуславливает уменьшение амплитуд волн при их распространении. Более высокочастотные компоненты колебаний, как следует из теоретических и экспериментальных работ, поглощаются сильнее, чем низкочастотные. В результате этого при удалении от источника спектры волн становятся более низкочастотными, что должно обусловить изменения формы волны.

Это затрудняет использование динамических характеристик. Существует ряд геофизических задач, таких, как изучение структуры переходных зон в коре и мантии, при решении которых необходимо учитывать влияние поглощения на характеристики как прямых рефрагированных, так и отраженных от этих границ волн. Более того, сами величины коэффициентов поглощения являются физической характеристикой изучаемой среды: коры, верхней и нижней мантии. По ней можно стратифицировать указанные области. К сожалению, экспериментальные методы определения значений параметров поглощения сред недостаточно точны. Это обстоятельство, а также сложность строения коры и мантии не позволяют выявить влияние отдельных факторов на затухание волн, например, эффекта отражения и преломления на границах раздела, тонкослоистого строения и ряда других от эффекта поглощения, обусловленного неидеальной упругостью среды. Поэтому, по нашему мнению, применительно к сложной построенным средам правильнее характеризовать среду параметрами затухания волн различных типов и классов. Такой подход развит в настоящей работе при оценке добротности верхней и нижней мантии по волнам  $P$ .

Излагаемый метод определения параметров затухания в двух- и трехкомпонентных средах, таких, как водо- и газонасыщенные пески, может быть применен при изучении затухания в районах проявления современного магматизма, в которых расплавленная магма, насыщенная газообразными веществами, внедряясь в трещины, может образовывать трехкомпонентные среды. Однако во избежание разночтения мы пользуемся общепринятым термином поглощения.

**Параметры поглощения.** Выбор параметров поглощения базируется на предположении о том, что амплитуда гармонической волны убывает в однородной поглощающей среде по закону

$$A_x = A_0 e^{-\alpha (f) x/x^n}, \quad (3.1)$$

где  $A_0$  — амплитуда волны в некоторой фиксированной точке  $M$ ;  $A_x$  — амплитуда волны на расстоянии  $x$  от точки  $M$ ;  $\alpha$  — амплитудный коэффициент поглощения, представляющий собой один из основных параметров поглощения;  $n$  — показатель степени функции расхождения. Из (3.1) следует, что параметр  $\alpha$  можно представить [13] в виде

$$\alpha = \frac{\ln(A_0/A_x)}{x}. \quad (3.2)$$

Величина  $\alpha$  имеет размерность  $m^{-1}$ . В некоторых работах ее выражают в децибелах на метр ( $\partial\delta/m$ ). Связь между обеими указанными размерностями  $\alpha$  следующая:

$$\alpha\partial\delta/m = 8,68 m^{-1}. \quad (3.3)$$

Из (3.2) видно, что величина, обратная  $\alpha$ ,

$$x_i = 1/\alpha \quad (3.4)$$

представляет собой расстояние, на котором амплитуда плоской гармонической волны уменьшается в  $e$  раз.

Второй основной параметр поглощения — декремент поглощения  $\vartheta$  — равен произведению коэффициента поглощения  $\alpha$  на длину волны  $\lambda$

$$\vartheta = \alpha\lambda. \quad (3.5)$$

Декремент  $\vartheta$  характеризует уменьшение амплитуды на расстоянии, равном одной длине волны. Декремент поглощения  $\vartheta$  — величина безразмерная.

В этой главе кратко излагаются спектральные методы определения зависимости коэффициента поглощения от частоты для преломленных и отраженных волн (см. § 1). Более подробное изложение приведено в [13]. Затем эти методы применяются для определения поглощения в дискретных средах (см. § 2) и в мантии Земли (см. § 3). В § 4 обсуждаются способы учета поглощения при построении теоретических сейсмограмм.

## § 1. Зависимость коэффициентов поглощения от частоты

### 1. Определение зависимости от частоты показателя степени $n$ функции расхождения, граничного $\alpha_r$ и среднего $\bar{\alpha}$ коэффициентов поглощения

Определение зависимостей  $n = n(f)$ ,  $\alpha_r = \alpha_r(f)$  может быть произведено по изменению с расстоянием спектров преломленных волн, а зависимости  $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}(f)$  — по изменению с расстоянием спектров отраженных волн. Способы определения можно разделить на две группы: 1) определения абсолютных значений  $n$ ,  $\alpha_r$  и  $\bar{\alpha}$ ; 2) определения разности  $\Delta\alpha_r$  или  $\Delta\bar{\alpha}$  коэффициентов поглощения для различных частот.

**Абсолютные определения  $n$ ,  $\alpha_r$  и  $\bar{\alpha}$ .** Если вдоль линии наблюдений получены спектры преломленной или отраженной волны, то можно построить графики зависимости от расстояния амплитуд спектральных составляющих для различных частот  $f$ , т. е. графики  $A(x; f)$ , где  $f$  — параметр. В тех случаях, когда спектры вдоль профиля получены на встречных или нагоняющих системах, можно для каждой заданной частоты построить систему амплитудных графиков. К каждой системе графиков, соответствующих фиксированной частоте  $f$ , применимы способы интерпретации систем графиков амплитуд преломленных и отраженных волн, изложенные в [13]. Проводя определения величин  $\alpha_r$  и  $n$  (для преломленных волн) или  $\bar{\alpha}$  (для отраженных волн) по системам амплитудных графиков, построенных для различных значений частоты  $f$ , можно определить величины  $\alpha_r$  и  $n$  или  $\bar{\alpha}$ , соответствующие различным частотам, и построить графики зависимостей  $n = n(f)$ ,  $\alpha_r = \alpha_r(f)$  или  $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}(f)$ .

Если для интерпретации используются графики, построенные на расстояниях, где справедливы асимптотические формулы, то для толстого преломляющего слоя показатель  $n$  не зависит от частоты. Если же преломляющий слой тонкий, то в общем случае величины  $n$ , определяемые на различных частотах, могут быть различными. Это связано с тем, что для сравнительно низких частот, т. е. для малых величин отношения мощности  $l$  слоя к длине  $\lambda_2$  волны в нем, асимптотическое значение  $n = 0,5$ ,

а для высоких частот, т. е. при больших  $l/\lambda_2$  асимптотическое значение  $n = 2,0$ .

Основной трудностью применения методов определения зависимости от частоты абсолютных значений  $n$ ,  $\alpha_r$  и  $\bar{\alpha}$  является сложность увязки величин амплитуд спектральных составляющих в различных точках наблюдения, в особенности если расстояния между этими точками достаточно велики. Поэтому данный способ может быть применим на практике в сравнительно редких случаях.

**Определение зависимости от частоты разности коэффициентов поглощения  $\Delta\alpha_r$  и  $\Delta\bar{\alpha}$ .** Способы основаны на рассмотрении изменения с расстоянием отношения амплитуд  $A(f_k)/A(f_i)$  спектральных составляющих, соответствующих разным частотам  $f_k$  и  $f_i$ . При этом используется изменение с расстоянием не самих амплитуд спектральных составляющих, а отношений амплитуд различных составляющих, т. е. в конечном счете изменение формы спектров с расстоянием.

Способы основаны на предположении о том, что функция расхождения волн, коэффициенты конверсии и коэффициенты отражения не зависят от частоты. При этом предположении график изменения с расстоянием отношения амплитуд двух спектральных составляющих преломленной волны, соответствующих частотам  $f_1$  и  $f_2$ , примет вид

$$\ln \frac{A(f_2)}{A(f_1)} = -\Delta\alpha_r x \frac{\cos(i+\varphi)}{\cos i} - \Delta\bar{\alpha} x \frac{\sin \varphi}{\cos i} + \ln \frac{A_0(f_2)}{A_0(f_1)}, \quad (3.6)$$

где

$$\Delta\alpha_r = \alpha_r(f_2) - \alpha_r(f_1); \quad \Delta\bar{\alpha} = \bar{\alpha}(f_2) - \bar{\alpha}(f_1),$$

$i$  — угол падения луча, выходящего из источника на границу;  $\varphi$  — угол наклона границы. Для отраженных волн аналогичный график примет вид

$$\ln \frac{A(f_2)}{A(f_1)} = -\Delta\bar{\alpha} r + \ln \frac{A_0(f_2)}{A_0(f_1)}, \quad (3.7)$$

где  $r$  — длина пути отраженной волны.

Как видно из (3.6) и (3.7), в обоих случаях исключается влияние функции расхождения, а в случае отраженных волн — также и коэффициентов отражения и конверсии. В общем случае отношение  $A_0(f_2)/A_0(f_1)$  является функцией координат точки наблюдения. Графики разности отношений амплитуд соответственно для преломленных и отраженных волн в двух пунктах наблюдений имеют вид

$$\ln \frac{\overrightarrow{A}(f_2)}{A(f_1)} - \ln \frac{\overrightarrow{A}(f_2)}{A(f_1)} = 2[\alpha_r(f_2) - \alpha_r(f_1)]x \cos \varphi + C_1, \quad (3.8)$$

$$\ln \frac{\overrightarrow{A}(f_2)}{A(f_1)} - \ln \frac{\overrightarrow{A}(f_2)}{A(f_1)} = [\bar{\alpha}(f_2) - \bar{\alpha}(f_1)](r_2 - r_1) + C_2. \quad (3.9)$$

Техника определения  $\Delta\alpha_r = \alpha_r(f_2) - \alpha_r(f_1)$  и  $\Delta\bar{\alpha} = \bar{\alpha}(f_2) - \bar{\alpha}(f_1)$  аналогична технике определения  $\alpha_r$  и  $\bar{\alpha}$ , описанной в [13].

Если можно пренебречь изменением  $A_0(f_2)/A_0(f_1)$  вдоль линии профиля, т. е. если характеристика установки сейсмографа постоянна и изменение амплитуд за счет неоднородностей в верхней части разреза не зависит от частоты, то при интерпретации спектров отраженных волн данным способом отпадает необходимость в получении встречных систем. Разность  $\Delta\bar{\alpha} = \bar{\alpha}(f_2) - \bar{\alpha}(f_1)$  определяется по одиночной кривой [см. формулу (3.7)].

При интерпретации спектров преломленных волн при  $A_0(f_2)/A_0(f_1) = \text{const}$  использование одиночных графиков  $\ln [A(f_2)/A(f_1)]$  возможно только в случае горизонтальной границы раздела, поскольку в выражение (3.6) входит разность коэффициентов поглощения  $\Delta\bar{\alpha} = \Delta\alpha(f)$  в порывающей среде.

Используя системы встречных графиков отношения амплитуд различных спектральных составляющих или одиночные графики, можно определить разности коэффициентов поглощения  $\alpha_r(f_k) - \alpha_r(f_i)$  или

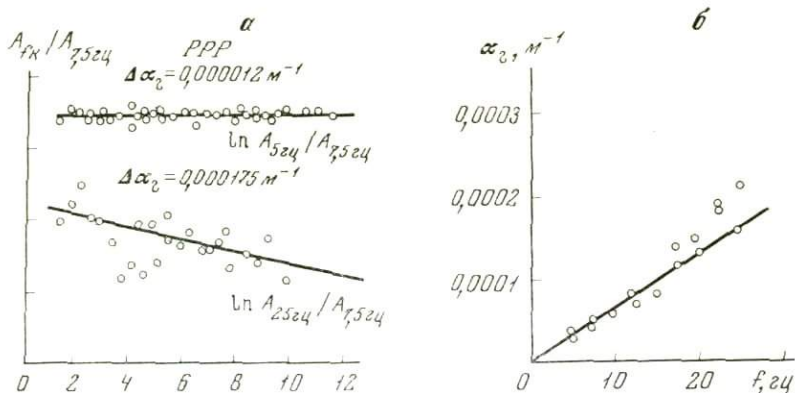


Рис. 7. Изменения с расстоянием величины  $\ln [A(f_k)/A(f_i)]$  ( $f_i = 7,5 \text{ z4}$ ), иллюстрирующие определение разности  $\Delta\alpha_r$  граничных коэффициентов поглощения по изменению спектров продольных преломленных волн с расстоянием ( $x$  в км), данные для гранитов ( $H=50 \text{ м}$ ) (а) и построенная по этим данным зависимость  $\alpha_r$  от частоты  $f$  (б)

$\bar{\alpha}(f_k) - \bar{\alpha}(f_i)$ , соответствующие различным частотам  $f_k$  и некоторой фиксированной частоте  $f_i$ . Пример определения  $\Delta\alpha_r = \alpha_r(f_k) - \alpha_r(f_i)$  приведен на рис. 7, а. По полученным данным можно построить график  $\Delta\alpha = \Delta\alpha(f)$ ; ( $\alpha = \alpha_r, \bar{\alpha}$ ). В тех случаях, когда зависимость  $\Delta\alpha$  от  $f$  можно аппроксимировать простыми функциями, например линейной или степенной, можно от разностей  $\Delta\alpha$  перейти к абсолютным значениям  $\alpha$ . Для этого значения  $\Delta\alpha = \Delta\alpha(f)$  аппроксимируются графиком выбранной функции, которая отсекает на оси ординат отрезок  $\Delta\alpha_0 = \alpha(0) - \alpha(f_i)$ . Учитывая, что при  $f = 0$  коэффициент поглощения  $\alpha(0) = 0$ , находим величину  $\alpha(f_i) = -\Delta\alpha_0$ ; следовательно, для перехода к абсолютным значениям  $\alpha$  достаточно сместить график параллельно вдоль оси ординат так, чтобы он проходил через начало координат. Пример определения зависимости  $\alpha_r$  от частоты  $f$  по графикам, показанным на рис. 7, а, представлен на рис. 7, б.

Способ определения разности коэффициентов поглощения (граничных или средних) легко применим на практике благодаря тому, что он не требует увязки абсолютных величин амплитуд спектральных составляющих.

## 2. Определение зависимости от частоты пластового коэффициента поглощения $\alpha_{п}$

Способы определения зависимости от частоты пластовых коэффициентов поглощения по спектрам волн являются развитием способов определения коэффициентов поглощения для фиксированной частоты [13] по отношению амплитуд прямой волны в двух точках или по отношению амплитуд двух волн (отраженных или преломленных).

Способы определения зависимости  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$  по спектрам преломленных или отраженных волн основаны на использовании отношения спектров двух волн, соответствующих границам толстых слоев. В этом случае коэффициенты отражения и преломления на границах слоев не зависят от частоты и определяется зависимость  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$  на том участке пути, который одна волна проходит дополнительно по сравнению с другой.

Для определения  $\alpha_{п}(f)$  возможно использование различных типов волн. Ниже подробно рассматривается определение  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$  по отношению спектров однократных отраженных волн, а затем указываются особенности определения  $\alpha_{п}$  по спектрам волн некоторых других классов.

**Определение  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$  по спектрам двух однократных отраженных волн.** Отношение спектров двух однократных отраженных волн, обра-

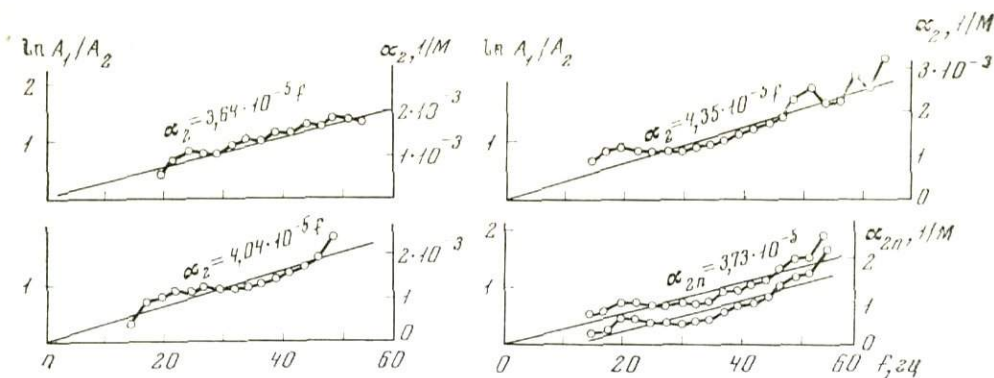


Рис. 8. Графики, иллюстрирующие определение зависимости от частоты пластового коэффициента поглощения  $\alpha_{2n}$  по отношению спектров двух однократных продольных отраженных волн. Данные получены для мергелей, залегающих на глубинах 1100—1500 м

зующихся при нормальном падении волны на границы двух горизонтальных толстых слоев, можно описать формулой

$$\frac{A_1(f)}{A_2(f)} = \frac{k_1}{k_2(1-k_1^2)} \left( 1 + \frac{H_2 V_2}{H_1 V_1} \right) e^{2\alpha_{2n}(f)H_2}, \quad (3.10)$$

где  $H_1, H_2$  — толщины слоев со скоростями  $V_1, V_2$ ;  $k_1, k_2$  — коэффициенты отражения. Поскольку по условию отражающие слои толстые, то можно представить (3.10) в виде

$$\ln \frac{A_1(f)}{A_2(f)} = 2\alpha_{2n}(f)H_2 + C \quad (3.11)$$

или в виде

$$\ln \frac{A_1(f)}{A_2(f)} = \bar{\alpha}_{2n}(f)(r_2 - r_1) + C, \quad (3.12)$$

где  $r_2$  и  $r_1$  — разность длины пути обеих отраженных волн, постоянная  $C = \ln \frac{k_1}{k_2(1-k_1^2)} \left( 1 + \frac{H_2 V_2}{H_1 V_1} \right)$  не зависит от частоты. Ход зависимости  $\ln [A_1(f)/A_2(f)]$  от частоты  $f$ , как видно из (3.12), определяется только зависимостью  $\alpha_{2n}$  от частоты, но положение графика относительно оси ординат зависит от величин  $k_1, k_2, H_1, H_2, V_1$  и  $V_2$ . По полученным графикам  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$  в некоторых случаях могут быть определены абсолютные значения  $\alpha_{2n} = \alpha_{2n}(f)$  и всегда может быть вычислена разность  $\Delta\alpha_{2n}(f) = \alpha_{2n}(f_k) - \alpha_{2n}(f_i)$  коэффициентов поглощения для текущей частоты  $f_k$  и некоторой фиксированной частоты  $f_i$ .

**Определение абсолютных значений  $\alpha_{2n} = \alpha_{2n}(f)$ .** Определение абсолютных значений  $\alpha_{2n} = \alpha_{2n}(f)$  может быть произведено в двух случаях.

1. Если известны  $k_1, k_2, H_1, H_2, V_1, V_2$ , то можно вычислить постоянную  $C$  и графически вычесть ее из кривой  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$ . В результате будет получена зависимость произведения  $2\alpha_{2n}(f)H_2$  от частоты  $f$ . Уменьшая отметки шкалы ординат в  $2H_2$  раза, получим график  $\alpha_{2n} = \alpha_{2n}(f)$ . Этот способ обычно дает невысокую точность, так как величины  $k_1$  и  $k_2$  могут быть оценены лишь приближенно, поскольку реальный скоростной разрез обычно известен недостаточно подробно и, как правило, значительно сложнее, чем простая схема строения среды, выбранная для его аппроксимации.

2. Кривые  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$  можно аппроксимировать графиком простой функции, например степенной или линейной (рис. 8). В этом

случае определяется отрезок, отсекаемый графиком аппроксимирующей функции на оси ординат (рис. 8, верхний чертеж), и поскольку при  $f = 0$ ,  $\alpha_{2н} = 0$ , график смещается на величину этого отрезка так, чтобы его продолжение проходило через начало координат. Переход к величинам  $\alpha_{2п}$  производится так, как указывалось в случае 1.

В настоящее время для определения  $\alpha_{2п} = \alpha_{2п}(f)$  применяется только второй способ. Его существенное преимущество перед первым заключается в том, что отпадает необходимость заранее знать величины  $k_1$  и  $k_2$ . Сравнивая способы определения пластовых коэффициентов поглощения по отношению амплитуд отраженных волн фиксированной частоты и по отношению спектров этих волн, можно отметить, что в последнем случае не только появляется возможность определения зависимости  $\alpha_{2п}$  от частоты  $f$ , но во многих случаях отпадает необходимость знать заранее коэффициенты отражения  $k_1$  и  $k_2$ . Возможность исключения из рассмотрения коэффициентов отражения и функции расхождения позволяет применить способ определения  $\alpha_{п}(f)$  по отношению спектров отраженных волн и в тех случаях, когда падение волны на границы слоев отлочно от нормального. В этом случае выражение для отношения спектров усложняется и принимает вид

$$\frac{A_1(f)}{A_2(f)} = \frac{\bar{R}(H_1, H_2, \gamma)}{2H_1/\cos\beta} \frac{k_1}{k_2 Pd_j} \times \\ \times \frac{[\omega(\beta)]}{[\omega(\gamma)]} e^{2\alpha_{2п}(f) H_2/\cos\theta + 2\alpha_{1п}(f) H_1 \left( \frac{1}{\cos\gamma} - \frac{1}{\cos\beta} \right)}, \quad (3.13)$$

где  $\bar{R}$  — функция расхождения для волны, отраженной от более глубокой границы, имеющая вид

$$\frac{1}{\bar{R}} = \frac{1}{\sqrt{\left[ \frac{H_1}{\cos\gamma} + \frac{H_2}{\cos\theta} \frac{V_3}{V_1} \right] \left[ \frac{H_1}{\cos\gamma} + \frac{H_2}{\cos\theta} \frac{\cos^2\gamma}{\cos^2\theta} \frac{V_2}{V_1} \right]}}, \quad (3.14)$$

$[\omega(\beta)]$  и  $[\omega(\gamma)]$  — коэффициенты конверсии;  $Pd_j$  — произведение коэффициентов преломления на верхней границе на пути волны от источника к окружающей границе и на пути от границы к приемнику. Углы  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $\theta$  показаны на рис. 9.

Представим (3.13) в виде

$$\ln \frac{A_1(f)}{A_2(f)} = C + 2\alpha_{2п}(f) \frac{H_2}{\cos\theta} + 2\alpha_{1п}(f) H_1 \left( \frac{1}{\cos\gamma} - \frac{1}{\cos\beta} \right). \quad (3.15)$$

Определение зависимости  $\alpha_{2п}(f)$  возможно, если известна зависимость  $\alpha_{1п}(f)$  либо если удовлетворяется неравенство

$$\alpha_{1п}(f) H_1 \left( \frac{1}{\cos\gamma} - \frac{1}{\cos\beta} \right) \ll \frac{\alpha_{2п}(f) H_2}{\cos\theta}.$$

Исключая последний член в (3.15), если он мал (в частности, при близких углах  $\gamma$  и  $\beta$ , что возможно в случае сильной дифференциации скоростей  $V_1$  и  $V_2$ ), или учитывая его, если зависимость  $\alpha_{1п}(f)$  известна, можно определить  $\alpha_{2п}(f)$ . Для этого следует воспользоваться указанными ранее способами аппроксимации графика  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$  графиками простых функций. Очевидно, что в данном случае учет всех коэффициентов  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $d_j$ ,  $[\omega(\beta)]$  и  $[\omega(\gamma)]$  нецелесообразен, поскольку в выборе каждого из них могут быть допущены значительные ошибки.

**Определение разности коэффициентов поглощения  $\Delta\alpha_{2п} = \Delta\alpha_{2п}(f)$ .** Если величины, входящие в постоянную  $C$ , в формулах (3.12) и (3.15) неизвестны и графики  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$  не могут быть аппроксимированы графиками простых функций, то определение зависимости от частоты абсолютных величин  $\alpha_{2п}$  становится невозможным. В этом случае можно вычислить только разности значений  $\alpha_{2п}$  для текущей частоты  $f_k$

и некоторой фиксированной частоты  $f_i$

$$\Delta\alpha_{2n}(f_k) = \frac{1}{2H_2} \left[ \ln \frac{A_1(f_k)}{A_2(f_k)} - \ln \frac{A_1(f_i)}{A_2(f_i)} \right]. \quad (3.16)$$

Техника определения  $\Delta\alpha_{2n}(f)$  заключается в том, что график  $\ln [A_1(f)/A_2(f)]$  перемещается вдоль оси ординат так, чтобы при  $f = f_i$  его ордината была равна нулю, и отметки шкалы  $\ln [A_1(f)/A_2(f)]$  уменьшаются в  $2H_2$  раза при  $\theta = 0^\circ$  или в  $2H_2/\cos \theta$  раз при  $\theta \neq 0$ .

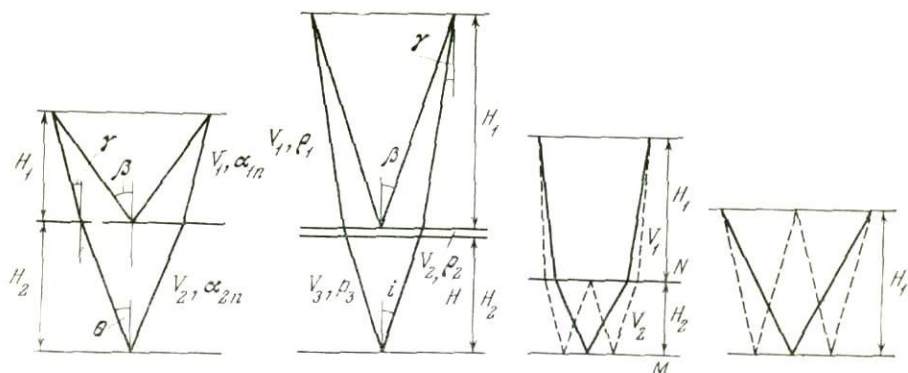


Рис. 9. Схемы строения сред и траекторий лучей однократных и многократных отраженных волн

**Определение  $\alpha_{2n} = \alpha_{2n}(f)$  и  $\Delta\alpha_{2n}(f)$  по отношению спектров других волн.** Аналогичные способы определения зависимости  $\alpha_{2n}$  или  $\Delta\alpha_{2n}$  от частоты  $f$  применимы для спектров волн других типов. Ниже приводятся расчетные формулы для определения  $\alpha_{2n}$  по отношению спектров некоторых других типов волн, регистрируемых при изучении реальных сред. При этом выбраны только такие сочетания волн, для которых интерпретация отношения спектров может быть проведена наиболее просто.

**Однократные и многократные отраженные волны, соответствующие одной и той же границе раздела.** Для данных типов волн уравнение графика  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$  при  $\theta = 0^\circ$  имеет вид (3.12), а при  $\theta \neq 0^\circ$  — (3.15), но выражение для постоянной  $C$  отличается от приведенного ранее для отношения спектров двух однократных отраженных волн.

В случае  $\theta = 0^\circ$  для частично кратных волн

$$C = \ln \frac{H_1 + 2H_2(V_2/V_1)}{H_1 + H_2(V_2/V_1)} - \ln k_2 k_1, \quad (3.17)$$

а для двукратных волн

$$C = \ln 2 - \ln k_2 k_1, \quad (3.18)$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — соответственно коэффициенты отражения на основной и промежуточной границах. Для углов падения  $\theta \neq 0$  формулы для постоянной  $C$  усложняются, и мы их выписывать не будем.

Примеры определения  $\alpha_{2n} = \alpha_{2n}(f)$  по отношению спектров одно- и двукратной волны приведены в [13]. При использовании двукратных волн, определив отрезок  $C$ , отсекаемый аппроксимирующей прямой или кривой на оси ординат, можно оценить величину произведения  $k_1 k_2$  коэффициентов отражения на обеих отражающих границах. При использовании частично кратных волн определение  $k_1 k_2$  возможно, если известны величины  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $V_1$  и  $V_2$ .

**Однократная и многократная преломленные волны, соответствующие одной и той же границе раздела.** Многократные волны — отраженно-преломленные или преломленно-отраженные — регистрируются часто,

особенно в районах с неглубоким залеганием кристаллического фундамента или поверхности карбонатных пород. Поэтому возможно использование их спектров совместно со спектрами однократных преломленных волн для определения зависимости  $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}(f)$  или  $\Delta\bar{\alpha} = \Delta\bar{\alpha}(f)$  в покрывающей среде. Для простоты рассматривается случай, когда отражение происходит на свободной поверхности. Отношение спектров обеих волн имеет вид

$$\ln \frac{A_{\text{одн}}(f)}{A_{\text{мн}}(f)} = \ln \frac{\bar{R}_2(x)}{\bar{R}_1(x)} - \ln k_1 k_2 + \frac{2H}{\cos i} [\bar{\alpha}(f) - \alpha_r(f) \sin i], \quad (3.19)$$

где  $1/\bar{R}_1(x)$  и  $1/\bar{R}_2(x)$  — функции расхождения соответственно для однократной и для многократной волн;  $\bar{\alpha}(f)$  и  $\alpha_r(f)$  — соответственно коэффициенты поглощения в покрывающей среде и вдоль преломляющей границы.

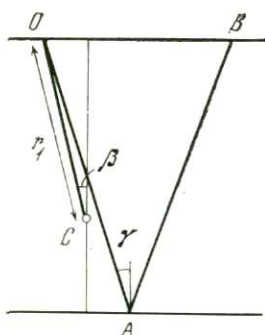


Рис. 10. Траектории лучей прямой (ОС) и отраженной (ОАВ) волн

Если спектры получены на расстояниях от пункта взрыва, при которых  $\bar{R}_1(x) = \bar{R}_2(x) = x^n$ , то первый член в формуле (3.19) исключается. Зависимость  $\alpha_r = \alpha_r(f)$  может быть определена по спектрам однократной преломленной волны, полученным из встречных систем ([13]). Суммируя графики  $\ln [A_{\text{одн}}(f)/A_{\text{мн}}(f)] = \varphi_1(f)$  и  $2H \operatorname{tg} i \alpha_r(f) = \varphi_2(f)$ , можно по результирующему графику  $\varphi_3(f) = \varphi_1(f) + \varphi_2(f)$  определить  $\bar{\alpha}(f)$  или  $\Delta\bar{\alpha}(f)$  таким же способом, как было описано ранее.

В некоторых случаях, в частности если кристаллические или метаморфические породы залегают под терригенными отложениями,  $\alpha_r(f) \ll \bar{\alpha}(f)$ . Тогда отпадает необходимость в учете зависимости  $\alpha_r(f)$  и зависимость  $\bar{\alpha}(f)$  определяется непосредственно по графику  $\ln [A_{\text{одн}}(f)/A_{\text{мн}}(f)] = \varphi_1(f)$ .

**Отраженная и прямая волны.** В настоящее время проводятся работы по совместному использованию данных, полученных при наблюдениях на поверхности Земли и в скважинах, и в связи с этим целесообразна разработка способов совместной интерпретации спектров прямых и отраженных волн.

Пусть при одном и том же взрыве определен спектр волн, отраженной от толстого слоя ( $A_{\text{отр}}$ ), и спектр прямой волны ( $A_{\text{п}}$ ), зарегистрированной на некотором расстоянии  $r_1$  от источника.

При дальнейшем рассмотрении полагаем, что коэффициент поглощения для каждой заданной частоты одинаков во всех частях среды — и в той, где распространялась прямая волна, и в той, где распространялась отраженная волна. Отношение спектров вертикальной составляющей смещений (или какой-нибудь из его производных) для прямой и отраженной волны выражается формулой (3.14), где

$$C = \ln \frac{r_2}{r_1} \frac{1}{k} \frac{\cos \beta}{[\omega(\gamma)]}, \quad (3.20)$$

$r_2$  и  $r_1$  — длина пути соответственно отраженной и прямой волн, углы  $\beta$  и  $\gamma$  показаны на рис. 10.

**Об определении  $\alpha_{\text{п}} = \alpha_{\text{п}}(f)$  при наличии промежуточных границ раздела.** Изложенные в настоящем параграфе способы определения  $\alpha_{\text{п}} = \alpha_{\text{п}}(f)$  базируются на предположении об отсутствии границ раздела в той части среды, для которой производятся эти определения. Если же в среде имеются промежуточные границы раздела слоев, то в этом случае определяется зависимость от частоты эффективных коэффициентов поглощения, обусловленных совместным действием неидеальной упругости и слоистости среды. Зависимости  $\alpha_{\text{п.эф}} = \alpha_{\text{п.эф}}(f)$  используются при

интерпретации для оценки отношения амплитуд различных волн. Вместе с тем для изучения поглощающих свойств реальных сред представляет интерес от зависимости  $\alpha_{п.эф} = \alpha_{п.эф}(f)$  перейти к зависимости истинного пластового коэффициента поглощения  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$ .

**Определение  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$  в случае толстых промежуточных слоев.** Промежуточные толстые слои не влияют на форму графиков  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$ . При применении метода аппроксимации наблюдаемых графиков отношения спектров двух волн графиками простых функций коэффициенты преломления волн на границах этих слоев исключаются вместе с другими величинами ( $k_1, k_2$  и др.), не зависящими от

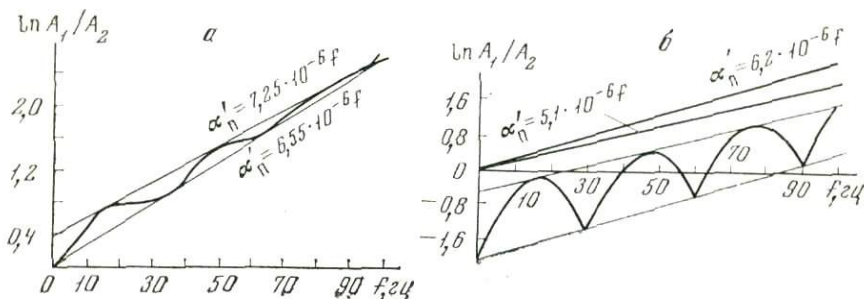


Рис. 11. Определение  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$  по способу ограничивающих линий

*а* — в среде имеется два промежуточных слоя; *б* — тонкий слой, которому соответствует спектр  $A_1 = A_1(f)$ , и имеется еще один промежуточный тонкий слой. Пластовый коэффициент поглощения в среде изменяется по закону  $\alpha_{п} = 6 \cdot 10^{-6} f \text{ м}^{-1}$

частоты. В результате абсолютные значения коэффициентов поглощения принципиально могут быть определены правильно. Отметим, что в рассматриваемом случае определение  $\alpha = \alpha(f)$  путем аппроксимации наблюдаемых графиков  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$  графиками простых функций имеет преимущества перед способом вычисления и исключения постоянной  $C$ . Для правильного определения  $C$  нужно знать коэффициенты преломления на промежуточных границах, в противном случае коэффициенты  $\alpha_{п}$  будут определены неверно. Для применения же способа аппроксимации не нужно знать даже о самом существовании промежуточных границ толстых слоев.

**Определение  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$  в случае тонких промежуточных слоев.** Если в рассматриваемой области среды имеются промежуточные тонкие слои, то задача определения  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$  значительно усложняется. В этом случае форма графика  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$  может существенно отличаться от формы графика при отсутствии промежуточных слоев; в связи с этим зависимость  $\alpha_{п.эф} = \alpha_{п.эф}(f)$  также может сильно отличаться от зависимости  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$ . В настоящее время можно предложить способ оценки зависимости  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$  только в случае, если рассматриваемые тонкие слои представляют собой слои промежуточной мощности и для них выполняется условие  $l/\lambda_2 \gg 1$ . В этом случае на графиках  $\ln [A_1(f)/A_2(f)]$  будет отмечаться периодическое или квазипериодическое (при наличии нескольких слоев с различными параметрами  $\tau = 2l/V_2$ ) чередование относительных максимумов. При строго периодическом чередовании экстремумов линии, соединяющие соответственно минимальные или максимальные значения графика  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$ , параллельны графикам  $\alpha_{п} = \alpha_{п}(f)$ ; если расположение экстремумов не строго периодическое, то сохраняется приближенная параллельность указанных линий.

На рис. 11 приведен пример графика  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$ , вычисленного для случая, когда в среде имеются два тонких промежуточных слоя с различными параметрами  $\tau = 2l/V_2$ ; пластовый коэффициент поглощения изменяется по линейному закону. Зависимости  $\alpha'_п = \alpha'_п(f)$ ,

определенные по наклону ограничивающих линий, близки к истинной зависимости  $\alpha_{\Pi} = \alpha_{\Pi}(f)$ . Данный способ применим также и в том случае, если слой, которому соответствует спектр  $A_1(f)$  или  $A_2(f)$ , тонкий. На рис. 11, б приведены примеры графика  $\ln [A_1(f)/A_2(f)] = \varphi(f)$  для случая, когда спектр отраженной волны  $A_1(f)$  соответствует тонкому слою и между обоими отражающими слоями имеется еще один промежуточный тонкий слой. Для удобства сопоставления графиков  $\alpha_{\Pi}(f)$ , определяемых по двум ограничивающим линиям (по минимумам и максимумам), на рис. 11, б приведены параллельные им линии, проходящие через начало координат, и на них надписаны зависимости  $\alpha'_{\Pi}(f)$ . Определенные таким способом зависимости сравнительно близки к истинной зависимости  $\alpha_{\Pi}(f)$ . Следует подчеркнуть, что по линиям, соединяющим экстремальные точки графика, можно определить только основные черты хода графиков  $\alpha_{\Pi} = \alpha_{\Pi}(f)$ . Поведение графиков  $\alpha_{\Pi} = \alpha_{\Pi}(f)$  в диапазоне частот, расположенном между частотами экстремальных точек, таким путем не может быть определено.

### 3. Оценка частотной зависимости эффективного коэффициента затухания $\alpha_S$ поперечных волн в среде, покрывающей отражающую границу<sup>1</sup>

Методы определения граничного коэффициента поглощения и его зависимости от частоты, изложенные в п. 1 и 2 этого параграфа, позволяют поставить и решить задачу о частотной зависимости коэффициента поглощения поперечной волны, появляющейся в результате отражения продольной волны от границы слоя, и о влиянии поглощения на спектр и интенсивность обменных волн.

В этом разделе предложен способ определения эффективных параметров затухания по отношению экспериментальных и теоретических спектров отраженной волны. Способ не требует предварительного выбора вида функции затухания.

Заданы форма записи отраженной волны  $PS$ , полученная по экспериментальным данным, и теоретическая форма записи для идеально упругой модели среды при известной форме падающего импульса. Предполагаются известными параметры отражающего слоя, функции, аппроксимирующие законы изменения скоростей  $V_P$  и  $V_S$  и плотности  $\rho$  в покрывающей среде. Предполагается, что отличия в экспериментальных и теоретических сейсмограммах обусловлены только неучтенным при расчетах затуханием в среде, покрывающей отражающую границу.

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

$$S_a/S_T = \Psi_P(\alpha_P, l_P) \Psi_S(\alpha_S, l_S), \quad (3.21)$$

где  $\Psi_P$  и  $\Psi_S$  — функции, описывающие затухание волны на участках, где она распространяется соответственно как продольная и как поперечная;  $\alpha_P$  и  $\alpha_S$  — эффективные коэффициенты затухания соответственно для волн  $P$  и  $S$ , 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  $\Psi$  можно представить в виде экспоненциальных зависимостей

$$\Psi_P(\alpha_P, l_P) = e^{-\alpha_P(f) l_P}, \quad (3.22)$$

$$\Psi_S(\alpha_S, l_S) = e^{-\alpha_S(f) l_S}. \quad (3.23)$$

<sup>1</sup> Стр. 46—49 написаны совместно с В. А. Митроновой [14].

Если одна из функций  $\Psi_P$  или  $\Psi_S$  известна, то нетрудно определить вторую. Из (3.21)–(3.23) можно получить следующее выражение для  $\alpha_S(f)$ :

$$\alpha_S(f) = - \frac{\ln(S_3/S_T) + \alpha_P(f)l_P}{l_S}. \quad (3.24)$$

Однако отношение экспериментального и теоретического спектров обычно можно получить только с точностью до постоянного множителя. Нормируя отношения спектров при частоте  $f = f_0$  максимума этого отношения, можно представить нормированное отношение спектров  $(S_3/S_T)_H$  в виде

$$(S_3/S_T)_H = k (S_3/S_T). \quad (3.25)$$

Подставляя значение  $S_3/S_T$  в (3.24) и учитывая, что при  $f = f_0(S_3/S_T) = 1$ , определим постоянную  $\ln k$

$$\ln k = \alpha_S(f_0)l_S + \alpha_P(f_0)l_P. \quad (3.26)$$

Подстановка (3.26) в (3.24) приводит к выражению

$$\alpha_S(f) - \alpha_S(f_0) = - \frac{\ln(S_3/S_T)_H + [\alpha_P(f) - \alpha_P(f_0)]l_P}{l_S}. \quad (3.27)$$

Следовательно, при помощи данного способа может быть определена зависимость от частоты разности коэффициентов поглощения  $\alpha_S(f)$  — на текущей частоте  $f_i$  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, полученных на различных расстояниях  $x$  от источника, то по каждой из них может быть вычислена кривая вида (3.27), причем в общем случае значение  $f_0$  для каждой кривой различно. Осредняя всю совокупность кривых (3.27), 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  $\alpha_S(f) - \alpha_S(f_i)$  можно аппроксимировать степенной функцией вида  $rf^n + b$ , то, определив постоянную  $b$  и учитывая, что при  $f = 0$   $\alpha_S = 0$ , можно оценить абсолютные величины  $\alpha_S = rf^n$ .

**Пример.** На рис. 12 приведены примеры [16] экспериментальных и теоретических сейсмограмм волны  $PS$ , отраженной от тонкого слоя (мощность  $h = 11$  м), залегающего на глубине  $H = 280$  м, соответствующие им амплитудные спектры и их отношение. По пяти парам экспериментальных и теоретических спектров вычислены зависимости  $\ln(S_3/S_T)_H$  от частоты. В эти зависимости в соответствии с формулой (3.27) введены поправочные члены, обусловленные коэффициентом затухания  $\alpha_P$  продольной волны; зависимость  $\alpha_P = \alpha_P(f)$  взята из [56]. Полученные зависимости  $\Delta\alpha_S = \alpha_S(f) - \alpha_S(f_0)$  показаны на рис. 13. Осредненная зависимость  $\Delta\alpha_S(f)$  аппроксимируется функцией вида  $\Delta\alpha_S = 4,66f^{1,33} \cdot 10^{-5} - 0,00246$ . Следовательно, абсолютные величины  $\alpha_S$  аппроксимируются зависимостью  $\alpha_S = 4,66f^{1,33} \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ . Полученный график  $\alpha_S = \alpha_S(f)$  показан на рис. 14, где для сравнения приведен также график  $\alpha_P = \alpha_P(f)$  из работы [56].

Величины  $\alpha_S(f)$ , как видно из рис. 14, примерно на порядок больше величины  $\alpha_P$ . Полученные величины  $\alpha_S$  и отношения  $\alpha_S/\alpha_P$  близки к значениям, полученным различными авторами [30] при прямых измерениях коэффициентов поглощения в терригенных породах, залегающих на аналогичных глубинах. Действительно, из имеющихся в настоящее время экспериментальных данных [31] и некоторых теоретических оценок [13] следует, что отношение  $\alpha_S/\alpha_P$  в горных породах может варьировать в ши-

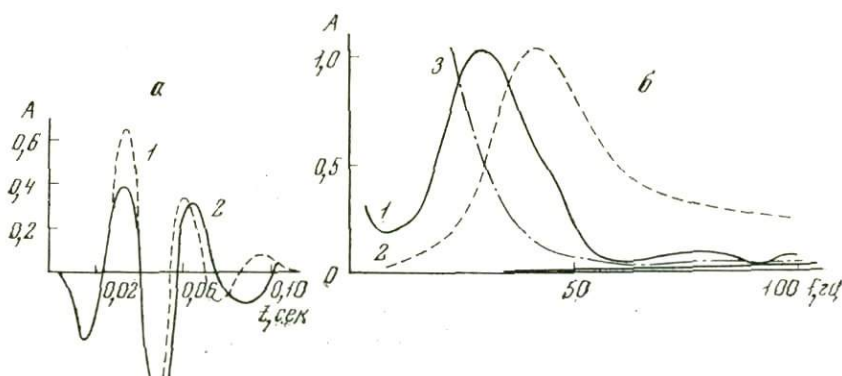


Рис. 12. Теоретическая (1) и экспериментальная (2) сейсмограммы волн PS (а), их амплитудные спектры (б): экспериментальный (1) и теоретический (2) и кривая отношения спектров (3). Расстояние от пункта взрыва  $x = 500$  м

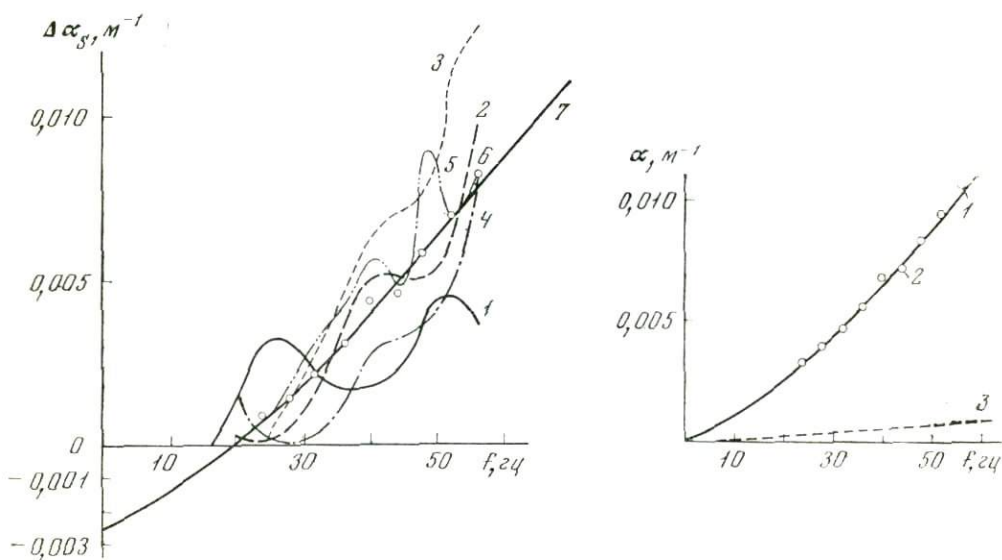


Рис. 13. Графики  $\Delta\alpha_s = \alpha_s(f) - \alpha_s(f_0)$  (1—5), построенные по пяти парам экспериментальных и теоретических спектров, полученных на различных расстояниях  $x$  от источника, осредненные значения  $\Delta\alpha_s$  (6) и аппроксимирующая их кривая вида  $4,66 f^{1,33} \cdot 10^{-5} - 0,00246$  м<sup>-1</sup> (7)

Рис. 14. График зависимости  $\alpha_s = 4,66 f^{1,33} \cdot 10^{-5}$  м<sup>-1</sup> (1), аппроксимирующий осредненные экспериментальные значения (2), и график  $\alpha_p = \alpha_p(f)$ , полученный в работе [56]

роких пределах. Наиболее значительные различия в величинах  $\alpha_s$  и  $\alpha_p$  отмечаются в водонасыщенных терригенных породах. Так, в работе [13] для глинистых сланцев, залегающих на глубинах 80—250 м, получены следующие зависимости коэффициентов поглощения от частоты:

$$\alpha_s = 3,5 \cdot 10^{-4}, \text{ м}^{-1}, \quad \alpha_p = 4 \cdot 10^{-5}, \text{ м}^{-1},$$

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 величины  $\alpha_s/\alpha_p \approx 22$  и  $\vartheta_s/\vartheta_p \approx 4,2$ .

В сухих рыхлых породах отношение декрементов поглощения близко к единице [31].

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 [13]  $\alpha_S/\alpha_P \approx 3$  и  $\vartheta_S/\vartheta_P = 2,5$ . В гранитах  $\vartheta_S/\vartheta_P$  изменяется в пределах  $0,4-0,7$ , что для фиксированной частоты  $f$  соответствует величине  $\alpha_S/\alpha_P = 0,7 \div 1,3$ . Поскольку интенсивные обменные волны преимущественно регистрируются от границы рыхлых терригенных пород с плотными (карбонатными или кристаллическими), то значительное поглощение поперечных волн в терригенных породах существенно влияет на динамические характеристики волн  $PS$ .

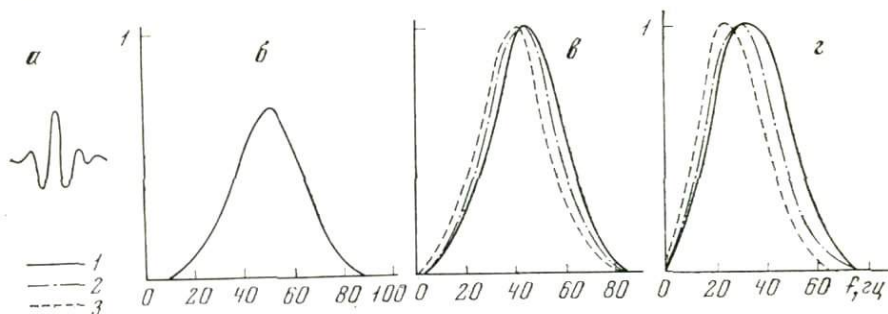


Рис. 15. Импульс (а) и спектр (б) падающей волны, спектры волн  $PP$  (в) и  $PS$  (г) в поглощающей среде

Кривые 1, 2, 3 — для  $x/H = 0; 1; 2,5$  соответственно

**Влияние поглощения на спектры обменных волн.** 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  $\alpha_P$  и  $\alpha_S$ . В этом случае спектр обменной волны существенно отличается от спектров падающей и отраженной волны по частоте максимума и по граничным частотам.

На рис. 15 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  $a \exp(-\beta^2 t^2) \sin(\omega_0 t + \Phi_0)$ , причем в данном случае  $\beta/\omega_0 = 1/5$ ,  $\Phi = 90^\circ$ . Принятые при расчетах величины  $\alpha_P = 2 \cdot 10^{-5} f$  1/м,  $\alpha_S = 1 \cdot 10^{-4} f$  1/м,  $\vartheta_{1S}/\vartheta_{1P} = 0,3$  соответствуют рыхлым глинистым или водонасыщенным породам [14, 56]. Оба спектра нормированы по амплитуде максимума, так что сравнивается только их форма и положение на оси частот.

Как видно из рис. 15, даже при регистрации волн вблизи источника ( $x/H = 0$ ) за счет резкого различия в величинах  $\alpha_P$  и  $\alpha_S$  спектр волны  $PS$  заметно отличается от спектра волны  $PP$ . 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 спектра 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 волн  $PP$  и  $25$  гц для  $PS$ . Этот эффект должен обусловить закономерное понижение видимых частот

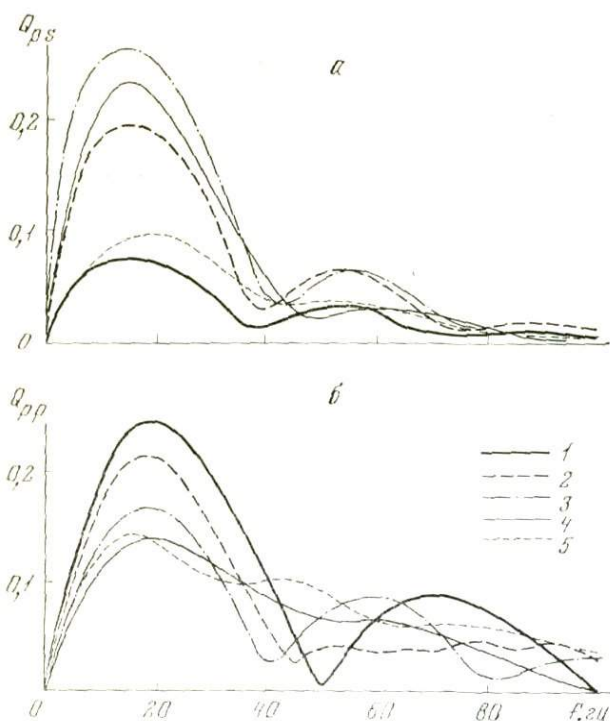


Рис. 16. Спектральные характеристики среды для волн  $PS$  (а) и  $PP$  (б), отраженных от тонкого слоя, покрытого поглощающей средой

Параметры среды:  $V_{2P}/V_{1P} = V_{2P}/V_{3P} = 1,43$ ;  $V_{1S}/V_{1P} = V_{3S}/V_{3P} = 0,33$ ;  $V_{2S}/V_{2P} = 0,577$ ;  $\rho_2/\rho_1 = \rho_2/\rho_3 = 1,05$ ;  $a_{1S}/a_{1P} = V_{1P}/V_{1S} = 3,0$ ;  $a_{1P} = 0,01$  ф. Кривые 1–5 — для углов  $\theta_{1P}$ , равных 5, 15, 25, 35, 45° соответственно

обменных волн на зависях при удалении на значительные расстояния от источника.

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

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

где  $\eta(f)$  — спектральная характеристика идеально упругой тонкослойной 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  $k_{PS} = k_{PS}(f)$  слоя для волны  $PS$ . Форма спектральных характеристик  $Q_{PS}(f)$  существенно зависит от формы характеристики  $k_{PS}(f)$ . Если характеристика  $k_{PS}(f)$  имеет резонансную форму, то за счет влияния поглощения максимум ее должен сместиться в область более низких частот. При монотонно (или почти монотонно) возрастающих характеристиках  $k_{PS}(f)$  характеристика  $Q_{PS}(f)$  за счет влияния поглощения может приобрести резонансную форму. На рис. 16 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  $\alpha_S$  и  $\alpha_P$ , принятые при расчетах, близки к минимальным из возможных.

Из рис. 16 видно, что влияние поглощения обуславливает следующие отличия спектральных характеристик  $Q(f)$  от спектральных характеристик  $k(f)$ .

1. Сглаживаются различия в форме спектральных характеристик среды в допредельной и запредельной областях, 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 характеристиками  $k_{PS}$  и  $k_{PP}$ , что связано с большим поглощением высокочастотных компонент коле-

баний. Относительная интенсивность последующих максимумов характеристик  $Q_{PS}$  меньше, чем у характеристик  $Q_{PP}$ .

3. Максимальные амплитуды характеристик  $Q_{PS}$  отмечаются при меньших углах падения волны  $\theta_{1P}$ , чем у характеристик  $k_{PS}$ . Это должно обусловить более сильное убывание с расстоянием амплитуды волн  $PS$ , отраженных от тонких слоев, в случае поглощающей верхней среды по сравнению с идеально упругой средой.

**Влияние поглощения на интенсивность обменных волн.** Наличие поглощения приводит к появлению дополнительного множителя в формулах для интенсивности обменных волн, монотонно убывающего с ростом  $x/H$ . Поскольку этот множитель зависит от частоты, форма сигнала и амплитуды его максимальных фаз должны непрерывно изменяться с расстоянием. Для точного учета этого эффекта необходимо ввести дополнительные члены как в амплитудный, так и в фазовый спектр импульса, регистрируемого в идеально упругой модели, а затем путем обратного преобразования Фурье восстановить форму импульса в среде с затуханием и дисперсией.

## § 2. Определение поглощения сейсмических волн в дискретных средах [10]

В сейсмической разведке вопросы физики распространения волн в дискретных средах особенно важны при поисках водоносных песков, при инженерно-геологических изысканиях под различные крупные сооружения, при морской разведке, когда донные осадки представляют собой водонасыщенные породы, а также при интерпретации данных непрерывного сейсмического каротажа скважин в осадочных породах, прямых поисков нефти и газа и др.

### 1. Состояние вопроса

Работы по исследованию особенностей распространения волн в песках можно разделить схематически на следующие три группы: 1) теоретические; 2) экспериментальные лабораторные; 3) экспериментальные полевые. В теоретических и лабораторных работах рассматриваются вопросы распространения в песках только прямых волн; вопросы же распространения преломленных (головных) волн, представляющие основной интерес для обсуждения экспериментальных данных, приведенных в настоящей работе, пока не рассмотрены.

Большинство работ, относящихся ко всем трем группам, посвящено изучению скоростей распространения волн в дискретных средах; вопросы поглощения волн в указанных средах изучались в значительно меньшей степени. В дальнейшем изложении мы не будем пытаться дать полный обзор работ по распространению волн в дискретных средах, а остановимся только на некоторых работах, в которых получены результаты, наиболее интересные для анализа экспериментальных данных, приведенных в настоящем параграфе.

Вопрос о дисперсии скоростей и поглощении продольных волн в двухкомпонентных средах рассмотрен в ряде акустических работ, из которых [107] наиболее удобна для использования в сейсмике. В указанной работе получено выражение для постоянной распространения низкочастотной продольной волны в двухкомпонентной среде, состоящей из твердых частиц — сфер равного диаметра, взвешенных в вязкой жидкости. С использованием этого выражения в [130] получены формулы для зависимости коэффициента поглощения и скорости в рассматриваемой среде от частоты. Оценка дисперсии скоростей, сделанная в статье [130] на основании этой формулы, показывает, что в широком диапазоне частот, значительно превышающем диапазон частот, используемых в сейсморазведке, дисперсия скоростей отсутствует. Если пренебречь членом, зависящим

от частоты, то формула в [107] для скорости распространения волны тождественна формуле Вуда. Коэффициент поглощения продольных волн, согласно работам [111, 107], пропорционален квадрату частоты.

**Экспериментальные лабораторные исследования.** Измерение коэффициента поглощения в водонасыщенном песке проведено в работе [105] на частоте  $f = 150$  кГц, и получено значение  $\alpha = 0,18$  см<sup>-1</sup>, отмечается, что точность определения коэффициентов поглощения низка и ошибка может достигать 100%.

В работе [116] приведено большое количество данных по изучению поглощения в пробах водонасыщенных песков (пористость 45—55%) и ила (пористость до 70%), взятых с морского дна (глубины  $h \leq 30$  м). Определение коэффициентов поглощения, так же как и определения скоростей, производилось резонансным методом на частотах 26,6—35 кГц. Полученные величины коэффициентов поглощения для песка на указанных частотах колеблются в пределах от 1 до 3,5 м<sup>-1</sup>. Авторы перечисленных работ отмечают, что пока еще трудно установить закономерную связь между величинами коэффициентов поглощения и параметрами среды.

Экспериментальные полевые исследования касаются только скоростей распространения волны, но не поглощения.

В этом параграфе изложены результаты изучения кинематических и динамических характеристик преломленных волн, соответствующих водоносным пескам, полученные при исследованиях по корреляционному методу преломленных волн, проведенных Институтом физики Земли АН СССР.

## 2. Описание экспериментальных материалов

**Сейсмогеологические условия.** Экспериментальные исследования проводили на участке, где под четвертичными суглинками на глубине от 5 до 50 м залегает слой водоносного мелкозернистого песка полтавского яруса (Pg<sup>3</sup> Pt). Слой песка на участке наблюдений был вскрыт несколькими глубокими балками. Мощность его на участке работ, определенная по данным трех буровых скважин, расположенных на большом расстоянии друг от друга (5—8 км), меняется от 7 до 30 м. Из-за малого количества данных на участке исследований не удается установить закономерности в изменении мощности и глубины залегания слоя песка, под которым находятся плотные, вязкие глины мощностью 20—60 м. Ниже на глубинах  $H = 40 \div 150$  м залегают кристаллические и метаморфические породы архейского возраста.

Наблюдения вели на пересеченной местности. Разность отметок поверхности наблюдений на участке съемки достигает 30 м. Углы наклона поверхности наблюдений вдоль каждого профиля не превышают 1°.

Преломленные волны, рассматриваемые в настоящей работе, соответствуют кровле слоя песка полтавского яруса.

При работах использовали высоко- и среднечастотную станцию; наблюдения производили на продольных и поперечных профилях. На некоторых участках получены полные корреляционно увязанные системы продольных годографов для волны  $t_{II}$ , соответствующих кровле песка, и была проведена их количественная интерпретация — определены граничные скорости и построены сейсмические разрезы. На других участках получены неполные системы продольных годографов — одиночные или нагоняемые и нагоняющие.

**Записи волны  $t_{II}$ .** Волна  $t_{II}$  зарегистрирована на сейсмограммах на расстояниях от 30—60 до 1800 м от пункта взрыва.

При расстояниях от  $\Delta = 30$ —60 м до  $\Delta \geq 350$  м от пункта взрыва волна  $t_{II}$  регистрируется в качестве первой; на участках с пониженным поверхностным рельефом волна  $t_{II}$  иногда регистрируется при расстояниях  $\Delta < 30$  м. При расстояниях  $\Delta > 350$  м волна  $t_{II}$  обычно регистрируется

в качестве последующей волны. В некоторых случаях волна  $t_{II}$  затухает с расстоянием до перехода в область последующих вступлений. В других случаях рассматриваемая волна в области последующих вступлений имеет сравнительно большую интенсивность и прослеживается на больших удалениях от пункта взрыва. Волна  $t_{II}$  на записях, полученных как при высокочастотной, так и при среднечастотной аппаратуре, представлена самостоятельной группой колебаний, состоящей из 2—3 периодов.

**Частотные особенности волны  $t_{II}$ .** Преобладающие частоты волны  $t_{II}$  различны при регистрации колебаний на высоко- и среднечастотной аппаратуре. По сейсмограммам было произведено около 500 определений частоты волны  $t_{II}$ , зарегистрированной на различных участках и при различных удалениях от пункта взрыва, и построен график распределения частот при регистрации колебаний на станциях СЧ и ВЧ (рис. 17). Из рис. 17 следует, что преобладающие частоты волны  $t_{II}$ , зарегистрированной на аппаратуре СЧ, равны 120 гц, а на аппаратуре ВЧ — 200 гц.

Волна  $t_{II}$  является наиболее высокочастотной из всех волн, зарегистрированных на сейсмограммах как среднечастотной, так и высокочастотной станцией. Так, например, на сейсмограммах станции СЧ при максимуме частотной характеристики канала  $f_{max} = 90$  гц преобладающая частота волны  $t_{II}$  равна 120 гц, в то время как преобладающие частоты волн  $t_r^*$  и  $t_k$ , соответствующих кровле слоя глин и поверхности кристаллических пород, равны соответственно 70 и 50—70 гц. На сейсмограммах ВЧ наблюдаются еще более резкие различия в частотах волн; преобладающая частота волны  $t_{II}$  равна 200 гц, в то время как частота волны  $t_k$  равна 80—100 гц, а частота волны  $t_r$  — 100 гц. Особенно большой интерес представляют различия в преобладающих частотах волн  $t_{II}$  и  $t_r$ , соответствующих пескам и глинам, так как кажущиеся скорости этих волн близки. В данном случае величины преобладающих частот являются тем динамическим критерием, который позволяет отличить волны, соответствующие водоносным пескам, от волн, соответствующих глинам.

Рассмотрение записей, полученных на различных удалениях от пункта взрыва от 30 до 1600 м, показывает, что преобладающая частота волны  $t_{II}$  практически не изменяется с расстоянием. Если бы в спектре волны компоненты с частотами  $f < 100$  гц обладали достаточной интенсивностью, то можно было бы ожидать монотонного или ступенчатого изменения преобладающих частот с расстоянием, аналогичного наблюдаемому в других районах при малых глубинах залегания преломляющих границ.

Совокупность всех полученных данных о частотных особенностях волны  $t_{II}$  подтверждает, что эта волна характеризуется высокочастотным и сравнительно узким спектром, приуроченным к полосе частот  $f = 100—200$  гц; и в других районах также наблюдалось, что преломленные волны, соответствующие водоносным пескам, характеризуются более высокими частотами, чем волны в других породах.

Высокочастотный характер записи волн, соответствующих водоносным пескам, отмеченный в разных районах при различных мощностях слоев песка и при больших величинах отношения мощности слоя к преобладающей длине преломленной волны, достигающих 4—15, свидетель-

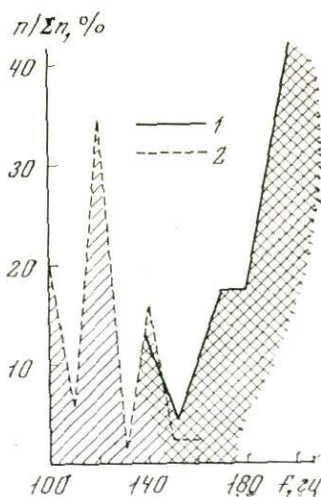


Рис. 17. Распределение преобладающих частот волны  $t_{II}$ , определенных по записям ВЧ (1) и СЧ (2)

ствуется о том, что частотные особенности волны не обусловлены малой мощностью слоя, а присущи самим водоносным породам.

**Сопоставление особенностей записей волны  $t_{II}$  на различных удалениях от пункта взрыва.** Характер записей волн  $t_{II}$  почти не изменяется с удалением от пункта взрыва; наблюдается только отчетливое затухание начальных фаз волны, и поэтому при больших удалениях от источника на записи выделяются более поздние фазы волны, чем при близких расстояниях. Однако записи, полученные на разных удалениях, весьма похожи. Сопоставление показывает, что все особенности записей (частота, затухание начальных фаз) повторяются на сейсмограммах, полученных на разных расстояниях от пункта взрыва. Следует отметить, что такая однотипность особенностей записей волны  $t_{II}$  наблюдается повсеместно и поэтому волну  $t_{II}$  легко идентифицировать при наблюдениях на разобщенных профилях.

**Коррелируемость волны  $t_{II}$ .** Благодаря устойчивости формы записи и преобладающих частот волны  $t_{II}$  она хорошо прослеживается на продольных и поперечных профилях при использовании как высокочастотной, так и среднечастотной аппаратуры. Интервалы прослеживания волн на различных участках были разными, определялось это главным образом различиями в степени затухания волн с расстоянием. На участках, где волна затухала с расстоянием медленно, ее можно было непрерывно проследить на отрезках профиля протяженностью от 500 до 1500 м. На участках с резким затуханием волна регистрировалась на коротких отрезках протяженностью  $\Delta x = 100-150$  м. Учитывая, что начальные фазы волны  $t_{II}$  значительно затухают с расстоянием, при корреляции следует переходить на более поздние фазы волны.

**Годографы волны  $t_{II}$ .** Годографы волны  $t_{II}$  на продольных профилях практически прямолинейны и параллельны нагоняющим годографам. Годографы различных фаз волны  $t_{II}$  также параллельны друг другу. На поперечных профилях годографы волны  $t_{II}$  в большинстве случаев имели форму, близкую к гиперболической. Указанные особенности формы годографов свидетельствуют о том, что преломляющая граница плоская и большей частью практически горизонтальная.

### 3. Граничные скорости

**Способы определения скоростей.** По продольным профилям граничная скорость  $V_r$  определялась по встречным системам методом разностного годографа, что обеспечивало достаточную точность при малой глубине залегания и при практической горизонтальности преломляющей границы. Кроме того, на тех продольных профилях, где не было встречных годографов, были проведены определения кажущихся скоростей  $V^*$  по одиночным годографам. В случае практически горизонтальной преломляющей границы и поверхности наблюдений (угол наклона поверхности наблюдений  $\xi \ll 1^\circ$ ) величины  $V^*$  близки к величинам  $V_r$ . Для сопоставления были определены значения  $V^*$  на тех же участках, где граничная скорость  $V_r$  определялась по встречным системам.

Сопоставление показало, что расхождения в величинах  $V^*$  и  $V_r$  не превышают 2—3%. Поэтому при анализе величин скоростей, определенных по встречным профилям, были также использованы данные о величинах граничных скоростей  $V_r$  на участках, где имеются только одиночные годографы. Протяженность участков  $l$ , на которых  $V_r$  и  $V^*$  вычисляли по продольным профилям, изменялась от 100 до 900 м.

На поперечных профилях в тех случаях, когда волна регистрировалась на больших отрезках  $\Delta = 1000-1300$  м, граничная скорость определялась путем подбора теоретических годографов. В случаях, когда на поперечных профилях волна регистрировалась на отрезках профиля  $\Delta < 400$  м, скорость  $V_r$  вычислялась путем построения наблюдаемого

годографа в системе координат  $(t, \sqrt{(x - x_0)^2 + R^2})$ , где  $R$  — расстояние от пункта взрыва до профиля,  $x_0$  — абсцисса точки минимума годографа. По углу наклона аппроксимирующих прямых определялось значение граничной скорости.

**Точность определения скоростей.** Точность определения граничной или кажущейся скорости зависит от длины интервала  $l$ ; поэтому до обсуждения значений  $V_r$  и  $V^*$  следует оценить ошибки в  $V_r$ , вызванные небольшой длиной участков  $l$ . Ошибки в определении скоростей не превышают  $\pm 3\%$ .

При определении  $V_r$  могут быть внесены дополнительные ошибки за счет неточного определения времени пробега, неточного построения годографов и т. д., которые обычно не превышают  $\pm 1-2\%$ . Поэтому можно считать, что максимально возможная погрешность в определении граничной скорости будет не больше, чем  $\pm 4-5\%$ . Преобладающими являются значения скоростей, равные 1700—1800 м/сек (свыше 60% всех определений). Значительно меньшее число определений падает на значения  $V_r = 1500$  м/сек (около 20%), еще меньшее — на величины 1650 и 1800—1900 м/сек. В [9] полученные величины  $V_r$  нанесены на схему расположения профилей. Из этой схемы можно видеть, что не наблюдается определенных закономерностей в распределении скоростей по площади.

#### 4. Коэффициенты поглощения

**Способы определения коэффициентов поглощения и показателя расхождения.** Для определения значения коэффициента поглощения  $\alpha_2$  в преломляющем слое использовали данные, полученные главным образом на продольных и в меньшей степени на поперечных профилях. В обоих случаях производится определенная трансформация графиков наблюдаемых амплитуд путем исключения влияния расхождения [13]. В результате этого строятся графики приведенных амплитуд в системе прямоугольных координат, вдоль одной оси которой откладываются значения  $\ln A + n \ln r$ , где  $n$  — показатель степени функции расхождения, а вдоль другой оси — значения  $r$  (расстояния от пункта взрыва до точки профиля). По полученным графикам определяется коэффициент поглощения  $\alpha_2$ .

Большую часть полученных значений  $\alpha_2$  составляют кажущиеся значения коэффициента поглощения  $\alpha_2^*$ , найденные по одиночным графикам. Поскольку преломляющая граница, которой соответствует волна  $t_{II}$ , практически горизонтальна, то на участках с приблизительно горизонтальной поверхностью наблюдений кажущиеся значения  $\alpha_2^*$  должны быть близки к истинным. При этом предполагается, что микронеоднородности покрывающей среды и условия установки не влияют существенно на ход амплитудных графиков. В отдельных случаях на продольных профилях имелись встречные графики амплитуд и для определения  $\alpha_2$  применялся способ разности, позволяющий исключить влияние микронеоднородностей покрывающей среды.

На участках с наклонной поверхностью, как указывалось ранее, угол наклона обычно не превышает  $1^\circ$ . В связи с этим величины  $\alpha_2^*$  и  $\alpha_2$  близки между собой; близки также и величины  $\alpha_2^*$ , определенные по графикам, построенным для одного и того же пункта взрыва в направлении подъема и падения поверхности наблюдений. Значения  $n$ , необходимые для нахождения  $\alpha_2$ , определялись по нагоняющим амплитудным кривым при помощи способа, предложенного в [13].

**Значения показателя степени  $n$  функции расхождения.** Величины  $n$ , полученные в результате обработки всех имеющихся данных, изменяются в основном от 1,5 до 2,0. При определении  $\alpha_2$  принималось одно постоянное значение  $n = 1,5$ . Возможно, что в некоторых случаях оно является несколько заниженным, что может привести к преувеличению величин  $\alpha_2$ .

Ошибки в  $\alpha_2$  за счет неправильного выбора величины  $n$ , как показывают оценки, приведенные в [13], и сопоставление значений  $\alpha_2$ , полученных на одном и том же участке профиля по пагоняющим системам, могут достигать при малых расстояниях от пункта взрыва величины порядка  $0,001 \text{ м}^{-1}$ .

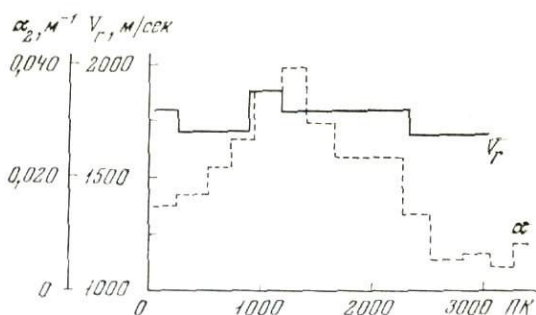
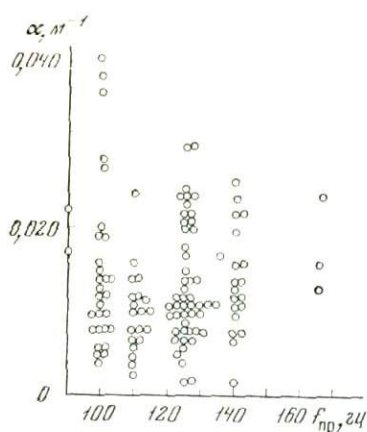


Рис. 18. Зависимость коэффициента поглощения  $\alpha_2$  от преобладающей частоты  $f_{\text{пр}}$  волны

Рис. 19. Изменение коэффициента поглощения  $\alpha_2$  и граничной скорости  $V_r$  по одному из профилей

**Значения коэффициентов  $\alpha_2$  и декрементов  $\vartheta_2$  поглощения.** Всего было проведено около 100 определений  $\alpha_2$  по продольным профилям и около 50 по поперечным. Значения  $\alpha_2$  и  $\alpha_2^*$  для одной и той же волны  $t_{\text{п}}$  изменяются на разных участках от  $0,002-0,004$  до  $0,040 \text{ м}^{-1}$ , т. е. в 10–20 раз. Эти изменения вдоль по профилю происходят в большинстве случаев постепенно и не могут быть отнесены за счет ошибок определения указанного параметра.

Декремент поглощения волн выражается формулой

$$\vartheta_2 = \alpha_2 \lambda_2,$$

где  $\lambda_2$  — преобладающая длина волны в преломляющем слое.

Величина  $\vartheta_2$  изменяется в пределах от 0,03 до 0,6. Заметим, что декременты поглощения, вычисленные по значениям коэффициентов поглощения, полученным в образцах водонасыщенных песков [137] на ультразвуковых частотах, изменяются от 0,05 до 0,18. Следовательно, порядок величин декремента поглощения волн в песках, полученных на сравнительно низких частотах (100–200 гц) и на высоких частотах (до 35 кгц), близок, хотя при полевых измерениях был отмечен больший диапазон изменения величины  $\vartheta_2$ .

**Зависимость  $\alpha_2$  от частоты.** Для выяснения причин значительных изменений величины  $\alpha_2$  представляет интерес сопоставить полученные величины  $\alpha_2$  со значениями преобладающих частот волн, так как коэффициенты поглощения сейсмических волн обычно возрастают с частотой. Как отмечалось выше, преобладающая частота  $f_{\text{пр}}$  волны  $t_{\text{п}}$  на записях изменялась в пределах от 100 до 200 гц. Однако анализ всех полученных данных показал, что нет закономерной связи между значениями  $\alpha_2$  и величинами преобладающих частот  $f_{\text{пр}}$ . В качестве иллюстрации на рис. 18 показана зависимость  $\alpha_2 = \alpha_2(f_{\text{пр}})$ , построенная по всем данным. Из этого рисунка следует, что одному и тому же значению  $f_{\text{пр}}$  соответствуют величины  $\alpha_2$ , отличающиеся друг от друга на один порядок. Следова-

тельно, изменения величин  $\alpha_2$  связаны не с изменением частоты, а с какими-то другими причинами.

**Сопоставление величин  $\alpha_2$  и  $V_r$ .** Граничные скорости изменяются в значительно меньших пределах, чем коэффициенты поглощения, — пределы изменения  $V_r$  равны 1500 и 1900 м/сек, причем большая часть определений дает значения 1700—1800 м/сек; величины же  $\alpha_2$  на площади исследований изменяются в 10—20 раз. В качестве примера на рис. 19 показаны изменения величин  $\alpha_2$  и граничных скоростей  $V_r$  по одному из продольных профилей. Коэффициенты поглощения вдоль профиля изменяются от 0,005 до 0,040 м<sup>-1</sup>, а граничные скорости — от 1700 до 1900 м/сек.

Сопоставление значений коэффициентов поглощения и граничных скоростей по всем профилям подтверждает отсутствие корреляции между указанными величинами.

**О возможных причинах изменения величины  $\alpha_2$ .** Для выяснения причин, обусловивших столь значительный диапазон изменения коэффициентов поглощения, необходимо сделать некоторые замечания о физической сущности рассматриваемого параметра.

1. Прежде всего коэффициент  $\alpha_2$ , определяемый даже по встречным графикам амплитуд, не является истинным коэффициентом поглощения  $\alpha_{2\text{ист}}$ , зависящим только от физических свойств пород преломляющего слоя. Он зависит также и от доли энергии, излучаемой из преломляющего слоя в окружающую среду

$$\alpha_2 = \alpha_{2\text{ист}} + k,$$

где  $k$  — некоторый коэффициент, учитывающий это излучение.

2. Коэффициент  $\alpha_2$  является функцией частоты волны

$$\alpha_2 = \alpha_2(f).$$

В случае монохроматических колебаний, характеризующихся определенным спектром частот, коэффициент поглощения является функцией преобладающей на записи частоты  $f_{\text{пр}}$ , для которой и определяется данное конкретное значение  $\alpha_2$ . При этом от частоты зависит как величина  $\alpha_{2\text{ист}}$ , так и величина  $k$ .

3. Величина  $\alpha_{2\text{ист}}$  зависит от физических свойств пород, по которым распространяется волна (собственно поглощение).

4. Величина  $k$  зависит, по-видимому, прежде всего от соотношения мощности  $h$  преломляющего слоя и длины распространяющейся в нем волны, а также, вероятно, и от соотношения скоростей в слое и в окружающей слой среде.

Таким образом, определяемый нами параметр, называемый условно коэффициентом поглощения, является по существу сложной функцией ряда величин

$$\alpha_2 = \alpha_2(\alpha_{2\text{ист}}, f, h, V_1/V_r, V_3/V_r), \quad (3.28)$$

где  $V_1$  и  $V_3$  — скорости в покрывающей и подстилающей средах вблизи преломляющего слоя.

Приведенные выше экспериментальные данные свидетельствуют о том, что какой-то заметной связи коэффициента  $\alpha_2$  с частотой не наблюдается. Следовательно, в рассматриваемом нами случае частота  $f$  не может являться основным фактором, влияющим на изменение величины  $\alpha_2$ . Сопоставляя значения  $\alpha_2$  с формой поверхностного рельефа, можно отметить, что между ними существует определенная зависимость. Коэффициенты поглощения увеличиваются вблизи глубоких оврагов, пересекающих площадь исследований, и уменьшаются на водораздельных участках. Заметим, что кровля слоя песка, которому соответствует волна  $t_{\text{п}}$ , имеет отметку около 150 м.

Вернемся снова к выражению (3.28). Нет оснований связывать изменение мощности  $h$  преломляющего слоя или скоростей  $V_1$  и  $V_3$  в средах, покрывающих и подстилающих слой песка с характером поверхностного

эрозионного рельефа. Величина же  $V_T$ , как было показано ранее, мало изменяется по площади, и ее изменения не коррелируются с изменениями величины  $\alpha_2$ . Таким образом, приходится считать, что не только  $f$ , но и  $h$ ,  $V_1/V_T$  и  $V_3/V_T$  не могут в данном случае являться основными факторами, влияющими на изменение  $\alpha_2$ .

Следовательно, таким основным фактором является коэффициент  $\alpha_{2\text{ист}}$ , величина которого целиком определяется физическими свойствами пород преломляющего слоя. Наиболее вероятно предположить, что в зависимости от поверхностного рельефа могла бы изменяться влажность песков или их пористость и механический состав в связи с выносом более мелких частиц из слоя вблизи оврагов.

В пониженных частях рельефа, где уменьшается глубина залегания песков, водонасыщенность песков может быть неполной и часть пор может быть заполнена воздухом. В этом случае исследуемая среда должна рассматриваться не как двухкомпонентная, а как трехкомпонентная. Для проверки допустимости предположения о неполной водонасыщенности песков на участках с пониженным поверхностным рельефом остановимся на теоретическом рассмотрении поведения скоростей низкочастотных продольных волн в случае трехкомпонентной среды и сопоставим расчетные данные с наблюдаемыми значениями скоростей.

### 5. Скорости в трехкомпонентной среде

Рассмотрим два случая: а) когда давление на рассматриваемую среду отсутствует и определяется скорость при залегании песка на поверхности; б) когда среда находится под действием собственного веса и определяется скорость на некоторой глубине  $Z$ . Оба эти случая не являются точным воспроизведением реальных условий залегания песков, но они позволяют сделать оценку поведения скоростей соответственно при поверхностном залегании песка и при его залегании на глубине  $Z$ . Основанием для возможности использования этих оценок является то, что скорости, вычисленные при аналогичных допущениях в случае двухкомпонентной среды, близки к определенным экспериментально [142, 105].

**Скорость на поверхности.** Для определения скорости в трехкомпонентной среде используем тот же путь, который был применен Вудом [143] для нахождения скорости в двухкомпонентной среде. Скорость  $V_{S_0}^{(3)}$  в трехкомпонентной среде можно представить в виде

$$V_{S_0}^{(3)} = 1/\sqrt{m_S \rho_S}, \quad (3.29)$$

где  $m_S$  и  $\rho_S$  — соответственно средняя сжимаемость и средняя плотность трехкомпонентной среды, связанная с величинами сжимаемостей  $m_1$ ,  $m_2$  и  $m_3$  и плотностей  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  и  $\rho_3$  для каждой из компонент следующими зависимостями:

$$m_S = f_1 m_1 + f_2 m_2 + f_3 m_3, \quad (3.30)$$

$$\rho_S = f_1 \rho_1 + f_2 \rho_2 + f_3 \rho_3. \quad (3.31)$$

Здесь  $f_i$  — объемные части каждой из компонент и, следовательно,

$$f_1 + f_2 + f_3 = 100\%.$$

Величины  $m_i$  можно выразить через плотность  $\rho_i$  и скорость  $V_i$  распространения продольных волн в каждой компоненте следующим образом:

$$m_i = 1/\rho_i V_i^2. \quad (3.32)$$

Подставляя в (3.29) формулы (3.30) — (3.32), получим следующее выражение для  $V_{S_0}^{(3)}$ :

$$V_{S_0}^{(3)} = V_1 \frac{1 + a/f_1}{\sqrt{\left(1 + \frac{f_2}{f_1} \frac{\rho_2}{\rho_1} + \frac{f_3}{f_1} \frac{\rho_3}{\rho_1}\right) \left[1 + \frac{f_2}{f_1} \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2 + \frac{f_3}{f_1} \frac{\rho_1}{\rho_3} \left(\frac{V_1}{V_3}\right)^2\right]}}, \quad (3.33)$$

где  $a = f_2 + f_3$  — объем пор, заполненных жидкостью и газом, или суммарная пористость среды.

Величина  $V_{S_0}^{(3)}$ , так же как и величина скорости в двухкомпонентной среде [143], зависит от соотношений плотностей, скоростей и объемов компонент. Даже при весьма значительном объеме пор, заполненных воздухом  $f_3 = a - f_2 = 0,1 - 0,2\%$ , т. е. когда песок близок к состоянию водонасыщенности, скорость в песке остается сверхмалой и близкой по величине к скорости в песке, поры которого целиком заполнены воздухом. Только при полной водонасыщенности скорость резко возрастает до величины скорости в двухкомпонентной среде с порами, полностью заполненными водой. Заметим, что ход теоретических кривых  $V_{S_0}^{(3)}(f_2)$  качественно похож на ход экспериментальных кривых, полученных в работе [145] при изучении зависимости скорости в песчаннике с заданной пористостью от водонасыщенности.

**Скорость на глубине  $Z$ .** Воспользуемся формулой из работ [142, 105] для скорости распространения воли в двухкомпонентной среде в случае кубической упаковки твердых зерен и представим ее в виде

$$V_{S_z}^{(2)} = \sqrt{[V_{S_0}^{(2)}]^2 + \frac{5,78 \sqrt[3]{Z(\rho_1 - \rho_0)} E^2 / (1 - \sigma^2)^2}{\rho_1 f_1 + \rho_0 f_0}}, \quad (3.34)$$

где  $Z$  — глубина;  $E$  и  $\sigma$  — соответственно модуль Юнга и коэффициент Пуассона для твердых частиц;  $\rho_1$  и  $\rho_0$  — соответственно плотности твердых частиц и жидкости, а  $f_1$  и  $f_0$  — их объемные части; величина  $V_{S_0}^{(2)}$  — скорость на глубине  $Z = 0$  имеет вид

$$V_{S_0}^{(2)} = V_1 \frac{1 + f_2/f_1}{\sqrt{\left(1 + \frac{f_2}{f_1} \frac{\rho_2}{\rho_1}\right) \left[1 + \frac{f_2}{f_1} \frac{\rho_1}{\rho_2} \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2\right]}}. \quad (3.35)$$

Для перехода к трехкомпонентной среде в формуле (3.34) нужно заменить величину плотности  $\rho_0$  через плотности  $\rho_2$  и  $\rho_3$  жидкой и газовой компонент, объемные части  $f_2$  и  $f_3$  этих компонент и суммарную пористость  $f_0 = f_2 + f_3 = a$ . В результате получим

$$\rho_0 = \rho_3 + (\rho_2 - \rho_3)(f_2/a). \quad (3.36)$$

Подставляя выражение (3.36) в (3.34) и заменяя  $V_{S_0}^{(2)}$  на величину  $V_{S_0}^{(3)}$ , определяемую формулой (3.33), получим следующее выражение для скорости в трехкомпонентной среде на глубине:

$$V_{S_z}^{(3)} = \sqrt{[V_{S_0}^{(3)}]^2 + \frac{5,78 \sqrt[3]{z \left[ \rho_1 - \rho_3 - \frac{(\rho_2 - \rho_3) f_2}{a} \right]} E^2}{\rho_1 f_1 + \rho_2 f_2 + \rho_3 f_3} \frac{1}{(1 - \sigma^2)^2}}. \quad (3.37)$$

На рис. 20 показана кривая зависимости скорости  $V_{S_z}^{(3)}$  от объема  $f_2$  пор, заполненных жидкостью, при глубине  $Z = 50$  м, суммарной пористости  $a = f_2 + f_3 = 47,6\%$ , соответствующей случаю кубической упаковки твердых сферических зерен [142],  $E = 6,25 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>,  $\sigma = 0,18$ ; остальные параметры среды приняты равными:  $V_1 = 5000$  м/сек,  $V_2 = 1500$  м/сек,  $V_3 = 330$  м/сек,  $\rho_1 = 2,7$ ,  $\rho_2 = 1,0$ ,  $\rho_3 = 1,0 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup>. Для

сравнения на этом же графике построена кривая для  $V_{S_0}^{(3)} = V(f_2)$ , вычисленная при таком же значении  $a = 47,6\%$  при  $Z = 0$ .

Из сопоставления двух кривых видно, что в обоих случаях скорость мало изменяется с изменением  $f_2$ , за исключением весьма небольшой области значений  $f_2$ , близких к  $a$ , т. е. когда песок близок к состоянию полного насыщения водой. При  $f < a$  скорости при  $Z = 50$  м значительно больше, чем при  $Z = 0$ , но даже эти значения  $V_{S_z}^{(3)}$  значительно меньше, чем величины граничных скоростей  $V_r = 1500-1900$  м/сек, определенные по экспериментальным данным (см. [10] § 3). Следует подчеркнуть, что глубина  $Z = 50$  м является максимальной из возможных глубин залегания слоя песка на участке исследования. При меньших глубинах, как видно из формулы (3.37), следует ожидать еще меньших значений скоростей.

Величины скоростей, определенные по годографам преломленных волн, близки к величинам, вычисленным по формулам (3.34) и (3.37) для песка, полностью насыщенного водой ( $f_3 = 0$ ), и значительно больше, чем скорости в песке, у которого часть пор заполнена воздухом. Таким образом, рассмотрение величин скоростей заставляет отклонить предположение о том, что на участках с пониженным поверхностным рельефом песок представляет собой трехкомпонентную среду, состоящую из твердых частиц, воды и воздуха. Основываясь на данных о скоростях, можно сделать вывод о том, что песок следует рассматривать как двухкомпонентную среду, поры которой полностью заполнены водой. Следовательно, объяснение наблюдаемых значений изменений коэффициентов

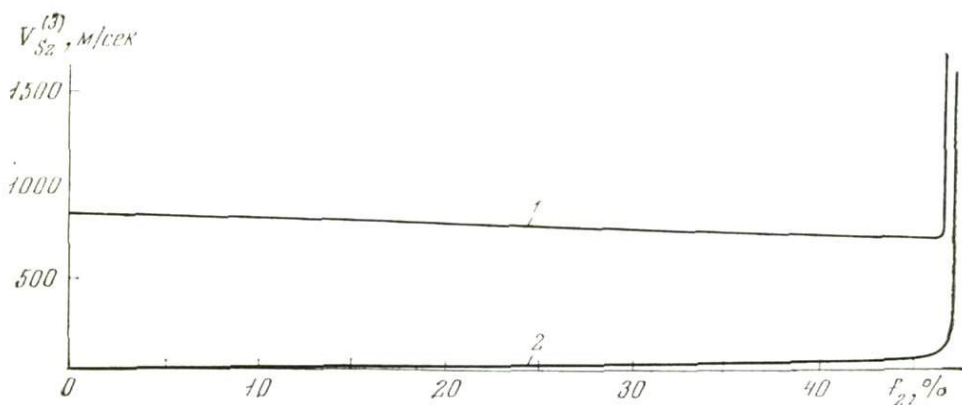


Рис. 20. Зависимость скорости  $V_{S_z}^{(3)}$  и  $V_{S_0}^{(3)}$  в трехкомпонентной среде от объема пор, заполненных водой (суммарная пористость  $a = 47,6\%$ )

1 — кривая  $V_{S_z}^{(3)}$  при  $z = 50$  м; 2 — кривая  $V_{S_0}^{(3)}$

поглощения и небольших изменений скорости следует искать в свойствах двухкомпонентной среды. Рассмотрим влияние изменения пористости двухкомпонентной среды на величины скоростей и коэффициентов поглощения.

## 6. Зависимости скорости в двухкомпонентной среде от пористости

В двухкомпонентной среде, состоящей из твердых частиц и жидкости, скорость с достаточной степенью точности описывается формулой (3.34) [105, 142, 143], тождественной формуле (3.37) при  $f_3 = 0$ . Результаты теоретических расчетов по формулам (3.34) и (3.37), а также результаты лабораторных экспериментов [105, 143, 145] показали, что давление прак-

тически не влияет на величину скорости в водонасыщенном песке и поэтому его можно не учитывать при расчетах.

Из формулы (3.35) следует, что при заданных значениях скоростей и плотностей в обеих компонентах среды скорость  $V$  в водонасыщенном песке зависит только от его пористости. На рис. 21 представлена кривая зависимости отношения  $V_{S_0}^{(2)}/V_2$  скорости  $V_{S_0}^{(2)}$  во влажном песке к скорости

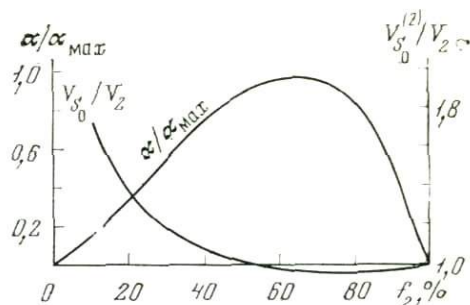


Рис. 21. Зависимость отношения  $V_{S_0}^{(2)}/V_2$  скорости в двухкомпонентной среде к скорости  $V_2$  в воде и отношения  $\alpha/\alpha_{\max}$  коэффициента поглощения к его максимальной величине от пористости среды  $f_2$

$V_2$  в воде от пористости  $f_2$ . При расчетах приняты такие же значения скоростей и плотностей в каждой из компонент, как и при расчете рис. 20. Из рис. 21 видно, что при пористости  $f_2 < 30\%$  величина скорости в двухкомпонентной среде может отличаться от скорости в воде более чем на 20%. При дальнейшем возрастании пористости  $f_2$  скорость во влажном песке мало изменяется; при  $f_2 > 40\%$  величина  $V_{S_0}^{(2)}$  отличается от скорости в воде не более чем на 8%, причем при больших величинах пористости возможны значения  $V_{S_0}^{(2)}$  меньшие, чем величины скорости в воде (так называемые «сверхмалые» скорости). Таким образом, при достаточно высокой пористости  $f_2$  при условии, что все поры насыщены водой, величина скорости в двухкомпонентной среде близка к скорости в воде и мало изменяется с изменением пористости. Величины скоростей  $V_{S_0}^{(2)}$ , определяемые по рис. 21 для значений пористости  $f_2 = 30 \div 50\%$ , обычно встречающихся в песках, — порядка 1500—1800 м/сек. Эти величины очень хорошо согласуются со значениями граничных скоростей, определенными по экспериментальным данным (п. 3 § 2). Результаты теоретических расчетов показывают, что по величинам скоростей практически нельзя судить об изменении пористости двухкомпонентных сред, так как различия в величинах скоростей, обусловленные изменением пористости, находятся в пределах возможных ошибок определения  $V_{S_0}$ .

## 7. Зависимость коэффициента поглощения в двухкомпонентной среде от пористости и от размера зерен

Формула для коэффициента поглощения в двухкомпонентной среде, представленная в [130] на основании работы [107], имеет вид

$$\alpha = \frac{4\pi^2}{9\eta} \frac{f_1 f_2}{V_{S_0}^{(2)} \rho_{S_0}^{(2)}} (\rho_2 - \rho_1)^2 r^2 f^2, \quad (3.38)$$

где  $\eta$  — вязкость жидкости,  $r$  — радиус зерен песка,  $f$  — частота в герцах.

Из формулы (3.38) видно, что коэффициент поглощения обратно пропорционален величинам скорости  $V_{S_0}^{(2)}$  и плотности  $\rho_{S_0}^{(2)}$  в двухкомпонентной среде и пропорционален квадрату частоты, квадрату радиуса зерен и объемным частям твердой и жидкой фракций.

Рассмотрим зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$  от пористости  $f_2$ . Поскольку величины  $V_{S_0}^{(2)}$  и  $\rho_{S_0}^{(2)}$  зависят от величин  $f_2$  и  $f_1 = 1 - f_2$ ,

выражение (3.38) можно представить в виде

$$\bar{\alpha} = M f_2 (1 - f_2) \sqrt{\frac{V_1^2 \rho_1 f_2 + V_2^2 (1 - f_2) \rho_2}{f_2 \rho_2 + (1 + f_2) \rho_2}}, \quad (3.39)$$

где

$$M = \frac{4\pi^2}{9\eta} F^2 (\rho_2 - \rho_1)^2 r^3 (1/V_1 V_2 \sqrt{\rho_1 \rho_2}).$$

Из формулы (3.39) видно, что при  $f_2 = 0$  (среда, состоящая только из твердых частиц) и при  $f_2 = 100\%$  (вода) коэффициент поглощения равен нулю. При  $0 < f_2 < 100\%$  кривая  $\alpha = \alpha(f_2)$  должна иметь по крайней мере один экстремум. На рис. 21 показана кривая зависимости  $\alpha/\alpha_{\max}$  от пористости  $f_2$ . Из сравнения этой кривой с кривой зависимости  $V_{S_0}^{(2)}/V_2$ , представленной на рис. 21, видно, что коэффициент поглощения более чувствителен к изменению пористости, чем скорость. Так, например, при изменении пористости от 25 до 50% скорость изменяется на 25%, в то время как коэффициент поглощения изменяется на 107%.

Из формулы (3.39) следует, что коэффициент поглощения пропорционален квадрату радиуса зерен песка. Следовательно, увеличение радиуса частиц в два раза должно обусловить возрастание коэффициента поглощения в четыре раза. Увеличение пористости часто связано с удалением наиболее мелких частиц и, следовательно, с увеличением среднего радиуса зерен. В частности, на участках, где рельеф понижается, можно ожидать, что изменение пористости связано именно с таким процессом выноса наиболее мелких частиц. Из этого следует, что при величинах пористости  $f_2 \leq 50\%$ , обычно встречающихся в песках, оба фактора — увеличение пористости и увеличение среднего радиуса частиц — влияют в одну и ту же сторону, а именно — в сторону увеличения коэффициента поглощения. Отметим, что согласно расчетам К. Оффисера [130], в диапазоне частот, значительно более широком, чем диапазон, используемый в сейсмической разведке, скорость в песке не зависит от размеров зерен.

Как следует из рассмотренного выше, величина коэффициента поглощения более чувствительна к изменениям свойств песка — его пористости и размеров зерен, чем величина скорости. Наблюдаемые значительные изменения коэффициента поглощения при малых изменениях скорости (п. 3 § 2) качественно могут быть объяснены изменениями пористости и механического состава водонасыщенных песков при изменении поверхностного рельефа. Для непосредственного сопоставления величин  $V_r$  и  $\alpha$  с величинами пористости и размерами зерен необходимо изучение механических свойств песков. В данной работе эти исследования не производили.

### § 3. Определение параметров затухания волны в мантии Земли [20]

Методы, разработанные в § 1, могут быть привлечены для определения добротности и коэффициента поглощения в мантии Земли. Эта задача является одной из центральных задач сейсмологии, и вплоть до настоящего времени в полном объеме она не решена.

В обширной литературе по изучению параметров затухания сейсмических волн в мантии Земли [108, 109, 121—123, 126, 135] лишь немного работ посвящено прямым определениям параметров затухания продольных волн [121, 126]. В большинстве статей, в том числе и в фундаментальных работах [109, 108, 120], приведены результаты определений параметров затухания поперечных волн и по ним рассчитаны параметры затухания продольных волн. При расчетах предполагалось, что добротности продольных и поперечных волн  $Q_P$  и  $Q_S$  прямо пропорциональны друг другу и их отношение не зависит от глубины, т. е.  $Q_P/Q_S = \eta = \text{const}$ ,

причем величины  $\eta$  у разных авторов существенно различные. Так, например, в работе [108]  $\eta = 2,0 \div 2,5$ , а в работе [120]  $\eta = 1,0$ .

Прямые определения параметров затухания продольных волн в мантии Земли, приведенные в работах [115, 121], базируются на небольшом объеме записей землетрясений и взрывов. Большой объем записей землетрясений использован в статье [126]. Значительные различия параметров затухания продольных волн в мантии, определенных различными авторами, вероятно, связаны как с изменчивостью свойств среды, так и с ограниченным объемом исходных данных при практическом отсутствии оценок точности определения параметров затухания.

В настоящем параграфе приводятся результаты определений параметров затухания продольных волн в мантии Земли по данным, полученным на сравнительно большом экспериментальном материале в широком диапазоне эпицентральных расстояний  $\Delta = 1100 \div 11800$  км.

**Способы определения параметров затухания продольных волн.** Определение затухания продольных волн в мантии Земли проводилось по изменению формы амплитудных спектров волны  $P$  при увеличении эпицентрального расстояния. Использовались две модификации этого способа.

Первая модификация подробно описана в § 1. Сущность ее заключается в том, что по наблюдаемым данным строятся графики зависимости логарифма отношения амплитуд спектральных составляющих волн  $P$  для различных частот  $f_i$  и фиксированной частоты  $f_k$  от длины  $L$  сейсмического луча, рассчитанной для различных эпицентральных расстояний при заданном распределении скоростей с глубиной. По наклону прямых, аппроксимирующих эти графики, определяются разности коэффициентов затухания  $\Delta\alpha_P(f_i) = \alpha_P(f_i) - \alpha_P(f_k)$  для различных частот  $f_i$  и фиксированной частоты  $f_k$ . Затем, используя условие равенства нулю коэффициента затухания на частоте  $f_i = 0$ , можно найти абсолютные значения коэффициента затухания  $\alpha_P$  и его зависимость от частоты  $f$ . При линейной зависимости коэффициента затухания  $\alpha_P$  от частоты  $f$

$$\alpha_P = kf \quad (3.40)$$

добротность  $Q_P$  имеет вид

$$Q_P = \pi/k\bar{V}_P, \quad (3.41)$$

где  $\bar{V}_P$  — среднеинтервальная скорость продольных волн в интервале глубин, для которых определяются параметры затухания. Приблизительно этот интервал можно считать совпадающим с интервалом глубин проникновения лучей волны  $P$ .

Вторая модификация данного способа отличается от первой тем, что по горизонтальной оси откладываются наблюдаемые времена пробега  $t_P$  продольных волн  $P$  от источника. В этом случае не требуется знания распределения скоростей с глубиной. Наклон прямой, аппроксимирующей график, построенный для некоторой частоты  $f_i$ , характеризует разность величин

$$\Delta\alpha_P(f_i)\bar{V}_P = [\alpha_P(f_i) - \alpha_P(f_k)]\bar{V}_P, \quad (3.42)$$

причем среднеинтервальную скорость  $\bar{V}_P$  в рассматриваемом диапазоне глубин не нужно знать или задавать заранее. По результатам определения  $\Delta\alpha_P(f_i)\bar{V}_P$  для различных частот строится график зависимости  $\Delta\alpha_P(f_i)\bar{V}_P$  от частоты  $f$ . По наклону аппроксимирующей его прямой определяется независящий от частоты декремент затухания  $\vartheta_P$

$$\vartheta_P = \delta[\alpha_P(f)\bar{V}_P]/\delta f \quad (3.43)$$

или добротность

$$Q_P = \Delta\delta f/\delta[\Delta\alpha_P(f)\bar{V}_P]. \quad (3.44)$$

Вторая модификация способа имеет преимущество перед первой в том отношении, что она базируется только на использовании наблюдаемых величин — времен пробега и амплитудных спектров волны  $P$  и не требует знания распределения скоростей с глубиной  $V_P = V_P(H)$  или среднеинтервальной скорости  $\bar{V}_P$  при оценке добротности  $Q_P$ . Величину  $\bar{V}_P$  нужно знать только в том случае, если по найденной величине  $Q_P$  хотят определить зависимость  $\alpha_P = \alpha_P(f)$ .

**Исходные экспериментальные данные.** Для исключения влияния механизма очага на амплитудные спектры волны  $P$  использованы только записи волн, возбужденных поверхностными осесимметричными источниками. Записи получены сетью сейсмических станций СССР, расположенных в азиатской и европейской частях страны.

Для определения параметров затухания использованы две совокупности данных.

1. Записи, полученные на приборах типа СВКМ [78] с частотными характеристиками для смещений, имеющими максимум увеличения на частоте  $f = 1$  гц. Использовано 288 записей от 19 явлений с магнитудами  $m_b = 5,5 \div 6,5$  в диапазоне эпицентральных расстояний  $\Delta = 1100 \div 11800$  км. В амплитудные спектры волн вносилась коррекция за частотную характеристику аппаратуры. Определение  $\alpha_P$  и  $Q_P$  проводилось в диапазоне частот  $f = 0,2 \div 1,67$  гц (диапазон периодов  $T = 0,6 \div 5$  сек).

2. Записи, полученные на приборах типа СВКМ [78] с широкополосными характеристиками для смещений в диапазоне частот от 0,1 до 5 гц. Всего использовано 88 записей от 7 явлений с магнитудами  $m_b = 6,5 \div 7,3$  в диапазоне эпицентральных расстояний  $\Delta = 3200 \div 10\ 400$  км.

Вторая совокупность записей была отобрана с целью расширения диапазона частот, в котором можно определять параметры затухания волн. Однако эта цель не была достигнута, что, видимо, связано со сравнительно высокочастотным спектральным составом колебаний источника.

Обработка материалов первой совокупности данных проводилась по первой модификации способа, а второй совокупности — обеими модификациями и было показано, что они дают практически тождественные результаты.

#### 1. Результаты обработки данных, полученных с фильтрующей аппаратурой (1-я совокупность)

Амплитудные графики для различных спектральных составляющих. На рис. 22 показаны изменения с расстоянием  $L$  величин  $\ln(A(f_i)/A(f_k))$  для различных частот  $f_i$  и фиксированной частоты  $f_k = 0,63$  гц. Из этого рисунка видно, что имеется значительный разброс экспериментальных точек, обусловленный рядом факторов, которые трудно учесть: влиянием различных горизонтальных неоднородностей на пути распространения волны, различными станционными условиями, некоторыми различиями в спектральном составе источника и др. Очевидно, что в этом случае возможно определение лишь осредненных закономерностей затухания волны  $P$  без учета региональных особенностей строения среды.

Несмотря на разброс точек, видна отчетливая тенденция более сильного затухания с расстоянием высокочастотных компонент волны  $P$  по сравнению с низкочастотными компонентами.

Для нахождения разностей коэффициентов затухания для различных частот  $f_i$  и фиксированной частоты  $f_k = 0,63$  гц было опробовано осреднение всей совокупности точек в целом и различные варианты ее разделения на интервалы значений  $L$  с разными величинами  $\Delta\alpha_P(f_i)$ . Наименьший разброс точек был получен при разделении наблюдаемых данных на следующие два участка значений  $L$  с разными  $\Delta\alpha_P(f)$ .

1.  $L = 1140 \div 3510$  км, что соответствует глубинам проникания лучей волны  $P$   $H = 100 \div 760$  км (число точек  $n = 43$ ).

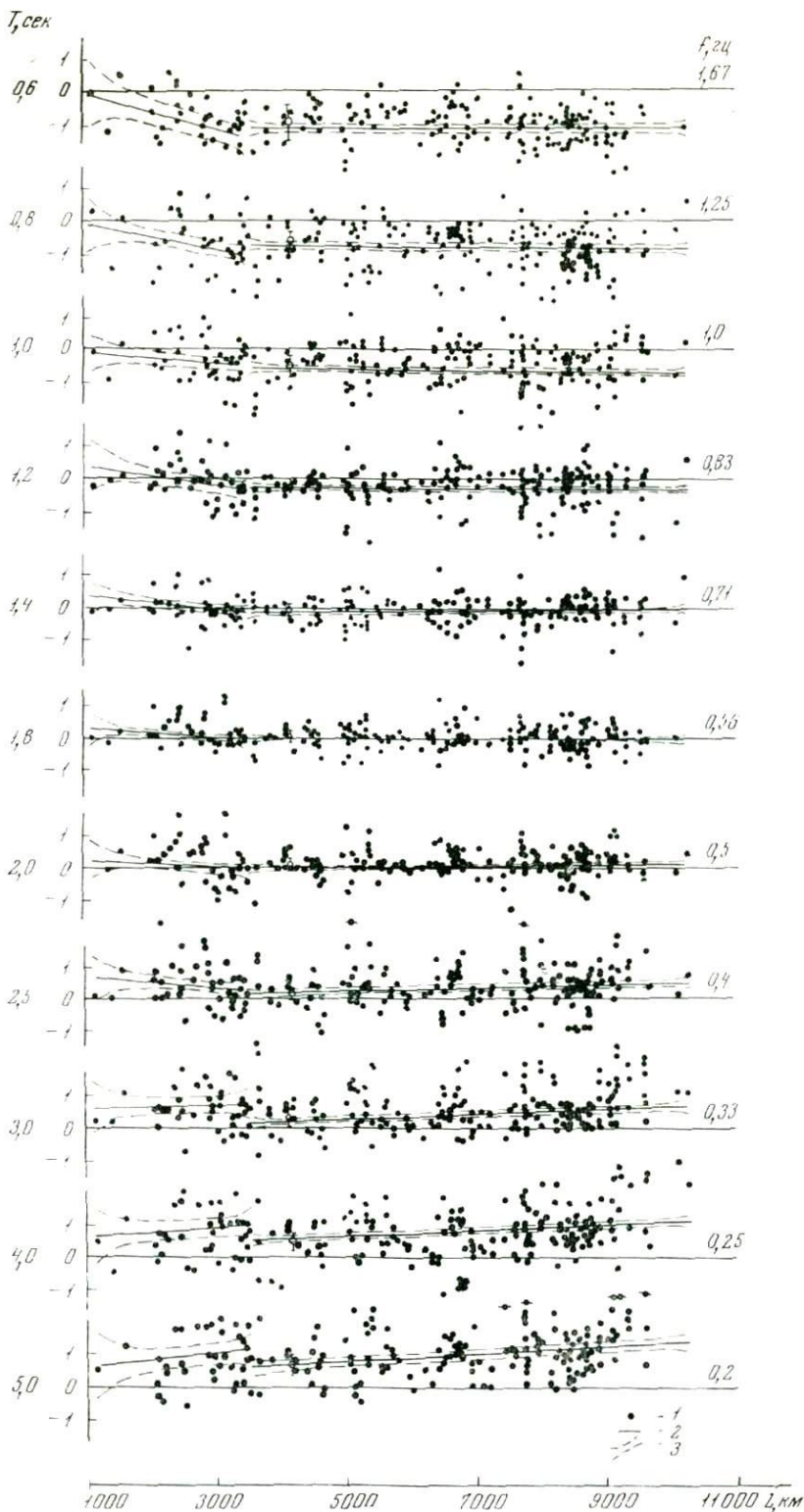


Рис. 22. Зависимость натурального логарифма  $\ln(A(f_i)/A(f_k))$  амплитуды  $A(f_i)$  спектральных составляющих с различными частотами  $f_i$  к амплитуде составляющей  $A(f_k)$  с частотой  $f_k = 0,63$  гц от длины  $L$  пути пробега волны  $P$

1 — экспериментальные значения; 2 — линии регрессии, наклон которых дает осредненные значения  $\Delta \alpha_P(f_i) = \alpha_P(f_i) - \alpha_P(f_k)$  для интервала глубин проникания волны  $P$  от 100 до 760 км и от 760 до 2900 км; 3 — доверительные интервалы для линий регрессии на 90%-ном уровне доверия

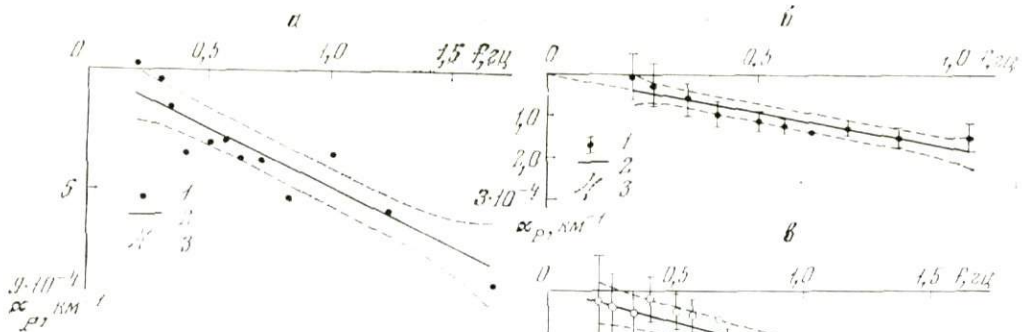


Рис. 23. Зависимость от частоты  $f$  коэффициента поглощения для волны  $P$ , распространяющейся в верхней мантии в диапазоне глубин от 100 до 760 км (а), и в нижней мантии в диапазоне глубин 760—2900 км (б) и зависимость  $\Delta\alpha_P$  (в)  $V_P$  (г)

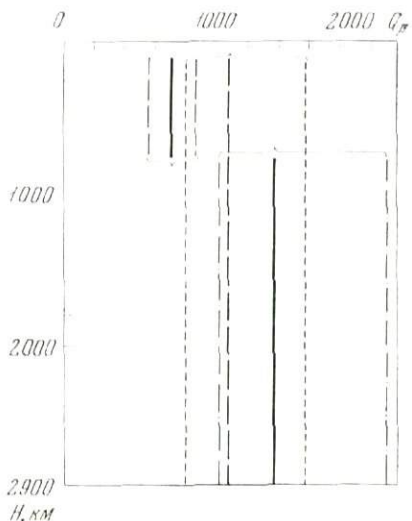
1 —  $H = 100 \div 760$  км, экспериментальные значения;  
 2 —  $H = 760 \div 2900$  км осредняющая прямая, в случае (б) угол ее наклона равен декременту затухания  $\nu_P$ ;  
 3 — доверительная область для линии регрессии на 90%-ном уровне доверия

$$\nu_P = (2,63 \pm 1,16) \cdot 10^{-3}$$

$$\Delta\alpha_P (f) \cdot V_P, \text{сек}$$

Рис. 24. Средние значения  $Q_P$  в интервале глубин от 100 до 760 км, от 760 до 2900 км и среднее значение  $Q_P$  в интервале глубин от 100 до 2900 км

Пунктиром показаны доверительные области на 90%-ном уровне доверия



2.  $L = 3510 \div 10244$ , что соответствует интервалу глубин  $H = 760 \div 2900$  км. Глубина  $H = 760$  км сравнительно близка к глубине границы между верхней и нижней мантией. На рис. 22 показаны осредняющие графики с доверительными интервалами на 90% уровне доверия.

Зависимость  $\alpha_P$  от частоты  $f$ . По полученным средним значениям  $\Delta\alpha_P(f_i)$  для каждого из указанных интервалов глубин определена линейная зависимость  $\alpha_P$  от частоты  $f$  с доверительными интервалами на 90% уровне доверия (рис. 23, а). Уравнения осредняющих линий регрессии имеют следующий вид:

$$\text{для } H = 100 \div 760 \text{ км } \alpha_P = (4,88 \pm 1,31) f \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1} \text{ (рис. 23, а), (3.45)}$$

$$\text{для } H = 760 \div 2900 \text{ км } \alpha_P = (1,82 \pm 0,63) f \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1} \text{ (рис. 23, б), (3.46)}$$

Из рис. 22 и 23, а, б видно, что точность определения  $\alpha_P$  для верхней мантии ниже, чем для нижней, что связано в основном со значительно меньшим объемом экспериментальных данных. Возможно, что известную роль играет также большая горизонтальная неоднородность верхней мантии по сравнению с нижней.

Осредненная зависимость  $\alpha_P$  от  $f$  для всего исследованного интервала глубин  $H = 100 \div 2900$  км, вычисленная по зависимостям (3.45) и (3.46), имеет вид

$$\alpha_P = (2,54 \pm 0,79) f \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1} \text{ (рис. 23, в). (3.47)}$$

Средние величины добротности  $Q_P$ . Для расчета  $Q_P$  по формуле (3.41) вычислялись величины  $\bar{V}_P$  для изменения  $V_P$  с глубиной, приведенного в работе [119]. По зависимостям (3.45) и (3.47) получены значения  $Q_P$  в различных диапазонах глубин (рис. 24) с соответствующими доверительными интервалами. Из рис. 24 видно, что в верхней мантии  $Q_P$  меньше, чем в нижней, и затухание соответственно больше. Доверительные интервалы для значений  $Q_P$  в верхней и нижней мантиях не перекрываются. На этом же рисунке показано также среднее значение  $Q_P = 1080$  во всем исследованном интервале глубин 100—2900 км, вычисленное по данным, полученным для верхней и нижней мантий.

## 2. Результаты обработки данных, полученных с широкополосной аппаратурой (2-я совокупность)

**Амплитудные графики для различных спектральных составляющих.** На рис. 25 показаны изменения с временем пробега  $t_P$  величин  $\ln[A(f_i)/A(f_k)]$  для различных частот  $f_i$  и фиксированной частоты  $f_k = 0,63$  гц. Диапазон глубин, соответствующий использованному интервалу эпицентральных расстояний, практически совпадает с интервалом глубин, отнесенным в первой совокупности данных к нижней мантии.

На рис. 25 нанесены прямые, аппроксимирующие экспериментальные значения и доверительные интервалы на 90%-ном уровне доверия. Определенные по наклону этих прямых значения  $\Delta\alpha_P(f) \bar{V}_P$  в функции частот  $f$  с соответствующими доверительными интервалами показаны на рис. 23, в. По средним значениям  $\Delta\alpha_P(f) \bar{V}_P$  определена линия регрессии, по наклону которой вычислена величина

$$\theta_P = (2,63 \pm 1,16) \cdot 10^{-3} \text{ (см. рис. 23, в).}$$

Следовательно,

$$Q_P = 1200 \begin{cases} +960 \\ -370. \end{cases}$$

Полученная величина  $Q_P$  близка к определенной по первой совокупности данных для такого же интервала эпицентральных расстояний.

**Сопоставление с литературными данными.** В табл. 2 приведено сравнение полученных значений  $Q_P$  с результатами различных авторов, использовавших другие методы определения  $Q_P$ . В таблицу включены данные

Таблица 2

Сравнение значений  $Q_P$  в мантии

Диапазон глубин, км	Принятые значения $\bar{V}_P$ , км/сек	Данная работа		Д. Л. Андерсон и др. [108]	Х. Канадори		Т. Микумо, Т. Курита [126]	
		1-я совокупность	2-я совокупность		[120]	[121]	М-5	М-14
100—760	9,04	710 ± 150		380	165			
760—2900	12,48	1380 ± $\begin{smallmatrix} 730 \\ 360 \end{smallmatrix}$	1200 ± $\begin{smallmatrix} 960 \\ 370 \end{smallmatrix}$	3210	1210		1690	4900
100—2900	11,45	1080 ± $\begin{smallmatrix} 420 \\ 285 \end{smallmatrix}$		990	420			
0—100	7,62	220		230	100			
0—760	8,91	530 ± 150		345	150		120	274
0—2900	11,16	845 ± $\begin{smallmatrix} 420 \\ 260 \end{smallmatrix}$		850	375	510—630	292	702
0—900						180—240		
900—2900						1600—6000		

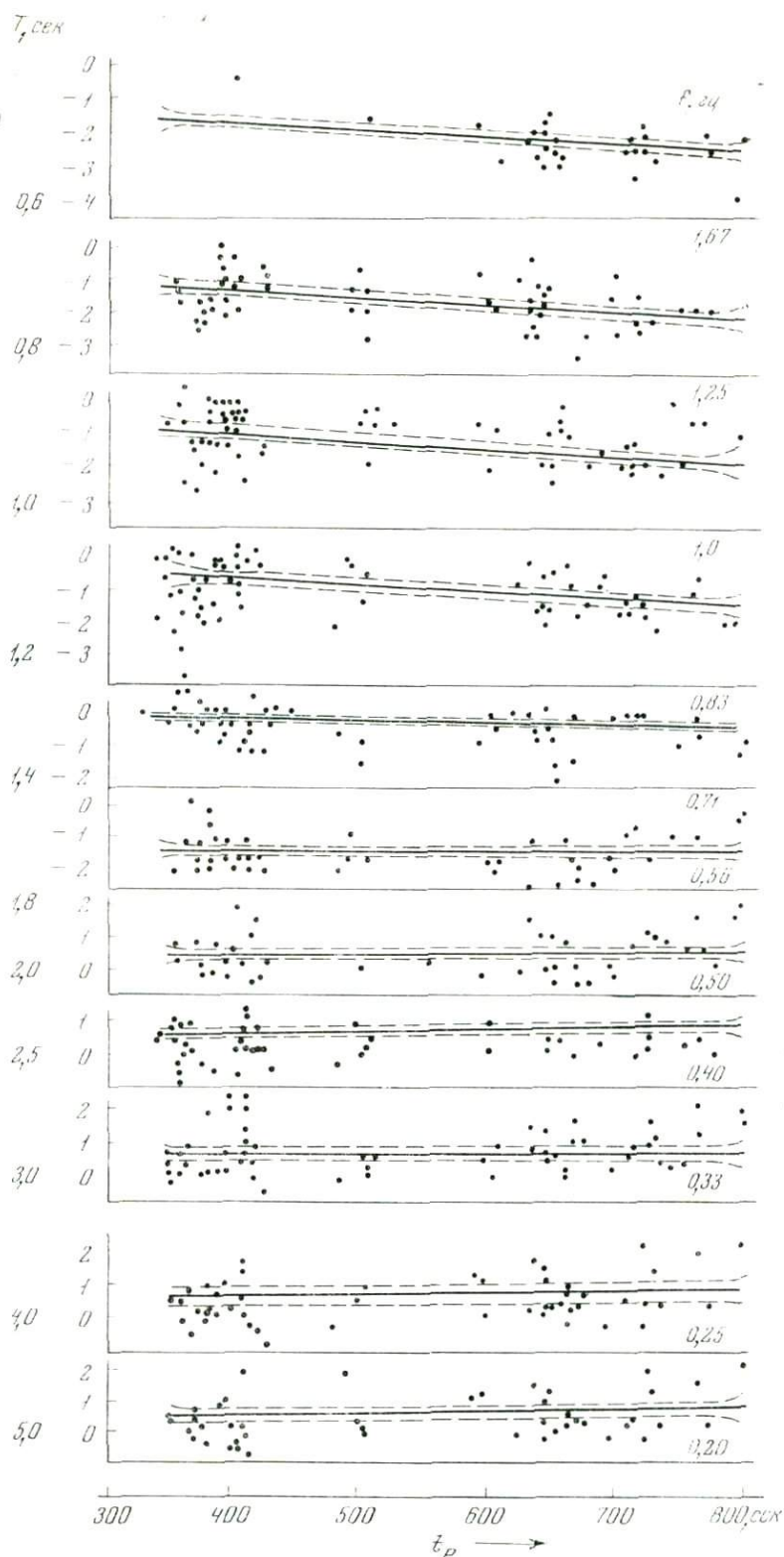


Рис. 25. Зависимость логарифма отношения  $A(f_i)/A(f_k)$  — амплитуды  $A(f_i)$  спектральных составляющих с различными частотами  $f_i$  к амплитуде составляющей с частотой  $f_k = 0,63$  гц от времени пробега  $t_p$  волны  $P$

1 — экспериментальные значения  $\ln[A(f_i)/A(f_k)]$ ; 2 — линия регрессии, по наклону которой определяются средние значения  $\Delta\alpha_P(f_i)V_P$  на интервале глубин проникания волны  $P$ ; 3 — доверительная область для линии регрессии на 90%-ном уровне доверия

Т. Микумо и Т. Курита [126], Х. Канамори [121] и осредненные значения  $Q_P$  для различных интервалов глубин, вычисленные нами для моделей ММ8 Д. Л. Андерсона и др. [108] и Х. Канамори [120].

Для расчета затухания в интервале глубин, включающем всю верхнюю мантию и земную кору, необходимо учесть затухание в диапазоне глубин  $H = 0 \div 100$  км. Согласно экспериментальным данным [78], нами принято значение  $Q_P = 220$ , близкое к рассчитанной для модели Андерсона и др. [108].

Из табл. 2 видно, что значение  $Q_P$  в верхней мантии по нашим данным больше, чем в моделях других авторов. Полученное нами значение  $Q_P$  сравнительно близко к значению  $Q_P = 480 \div 800$ , полученному Л. П. Винником и Г. Г. Дашковым [32] по отношению амплитуд волн  $PP$  и  $P$  вдоль луча, проникающего на несколько большую глубину  $H = = 1100$  км.

Значения  $Q_P$ , полученные нами для нижней мантии, меньше, чем в моделях Андерсона, Микумо и Курита, и близки к минимальным значениям в моделях Канамори. Наши данные о  $Q_P$  в нижней мантии близки также к значению  $Q_P = 1400 \div 2300$ , полученному К. Фрезером и др. [115] для луча, зарегистрированного на эпицентральной расстоянии  $72^\circ$  и прошедшего большую часть пути в нижней мантии. Дифференциация значений  $Q_P$  в верхней и нижней мантиях, по нашим данным, более слабая, чем определенная другими авторами.

Отмеченные отличия значений  $Q_P$ , приведенных в данной работе, от ранее полученных, вероятно, связаны со значительными различиями в исходных данных и с различиями в способах их обработки. Существенную роль, возможно, играют также различия в диапазоне использованных частот. В работах [121, 126] применяли записи  $P$  волн от землетрясений с более низкими частотами 0,03—0,12 *ц*, чем записи нами. Такие же или еще более низкие частоты использовали в работах [108, 135], в которых параметры  $Q_P$  рассчитывали по параметрам  $Q_S$  для объемных поперечных и поверхностных волн Релея и Лява. В дальнейшем для повышения точности оценки добротности  $Q_P$  в мантии необходимо расширить диапазон частот, в котором проводится ее определение. Для этого целесообразно привлечение данных по регистрации волн землетрясений с близкими механизмами очага.

В заключение отметим, что мы не сочли возможным произвести более детальное расчленение мантии по величинам  $Q_P$  из-за значительного разброса экспериментальных данных. Однако примененный нами способ в принципе позволяет решать эту задачу, и по мере накопления наблюдаемых данных можно будет повысить детальность расчленения мантии по величинам  $Q_P$ .

#### § 4. Учет поглощения при расчетах теоретических сейсмограмм в слоистых средах

Все предыдущие параграфы этой главы были посвящены решению так называемой «обратной» задачи — определению поглощающих свойств реальной среды по сейсмограммам волн, полученным на различных расстояниях от источника в исследуемой среде. Для многих вопросов сейсморазведки и сейсмологии необходимо уметь решать «прямую» задачу: зная поглощающие свойства среды, определить форму импульса, распространяющегося в такой среде, т. е. рассчитать теоретическую сейсмограмму.

В настоящее время разработаны приближенные методы расчета теоретических сейсмограмм отраженных и рефрагированных волн в многослойных идеально упругих средах, содержащих пакки тонких слоев, разделенные однородными или градиентными толстыми слоями [95]. Результаты

сопоставления теоретических и экспериментальных сейсмограмм, полученных при некоторых удалениях от источника [15, 56], и сопоставления синтетических сейсмограмм с экспериментальными при нормальном падении волны на границы слоев [56] показали существование систематических различий. Различаются преобладающие периоды волн, форма записи и характер изменения амплитуд с расстоянием. Это обусловлено тем, что при расчетах не учитывается поглощение в среде.

Способы учета поглощения и дисперсии волн в среде при расчетах сейсмограмм разработаны для случая однородной поглощающей среды [2, 50, 56, 144]. При определении формы импульса, распространяющегося через такую среду, используется метод интеграла Фурье [2, 144] либо метод интеграла свертки [50, 56]. Для применения первого метода необходимо знать комплексный спектр исходного сигнала и комплексную характеристику поглощающей среды на различных удалениях от источника. При втором методе должны быть известны исходный сигнал и переходная характеристика поглощающей среды.

В настоящем параграфе изложен приближенный способ учета поглощения в неоднородных средах, основанный на методе интеграла Фурье. Он предназначен для введения коррекции за поглощение в расчеты сейсмограмм отдельных волн, проведенные по программе [95] для неоднородных идеально упругих сред при различных углах падения волны на границы слоев.

Для приближенного определения спектральной характеристики поглощения в неоднородной среде сделаны следующие допущения.

1. Предполагается, что можно пренебречь влиянием поглощающих свойств среды на величины коэффициентов отражения и преломления на границах сред с различными параметрами.

2. Поглощение в пачках тонких слоев не учитывается. Вводится поглощение только в толстых однородных или градиентных слоях, залегающих между пачками.

Основанием для первого допущения является то, что небольшие величины коэффициентов поглощения, встречающиеся в реальной среде, как показали оценки, приведенные в работе [99 и др.], не влияют на величины коэффициентов отражения и преломления, соответствующих 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

$$\theta(\omega, x) = e^{-\left[\alpha(\omega) + j \frac{\omega}{c(\omega)}\right] x}, \quad (3.48)$$

где  $\alpha = \alpha(\omega)$  — коэффициенты поглощения,  $c = c(\omega)$  — фазовая скорость,  $\omega$  — 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  $c$  и коэффициент поглощения  $\alpha$  — непрерывные функции глубины  $H$  и частоты  $\omega$ . Если длины волн, распространяющихся в среде, значительно меньше

размеров неоднородностей, выражение для  $\theta(\omega, x)$  примет вид

$$\theta(\omega, x) = e^{-\left[ \int_S \alpha(\omega, H) dS + j \int_S \frac{\omega dS}{c(\omega, H)} \right]}, \quad (3.49)$$

где  $S = S(x)$  — 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

$$\alpha(\omega, H) = A(H)\omega^\nu, \quad (3.50)$$

где показатель степени  $\nu$  заключен в пределах  $0 < \nu < 2$ .

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

$$dt = dS/c(\omega_k, H),$$

где  $c(\omega_k, H)$  — скорость в идеально упругой среде, принятая при расчете годографа и равная скорости в поглощающей среде на фиксированной частоте  $\omega_k$ ;  $\omega_k$  расположена внутри интервала значений  $\omega$ , для которого определена или задана частотная зависимость коэффициента поглощения  $\alpha = \alpha(\omega)$  [77]. Тогда соотношение (3.49) примет вид

$$\theta(\omega, x) = e^{-\left[ \int_t A(H)\omega^\nu c(\omega_k, H) dt + j \int_t \frac{\omega c(\omega_k, H) dt}{c(\omega, H)} \right]}. \quad (3.51)$$

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

$$A(H)c(\omega_k, H) = B(\omega_k) = \text{const}. \quad (3.52)$$

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

$$\nu(\omega_k) = \frac{\alpha(\omega_k, H)c(\omega_k, H)}{\omega_k/2\pi}$$

на фиксированной частоте  $\omega_k$  от глубины  $H^1$ .

При выполнении условия (3.52) амплитудная спектральная характеристика поглощения примет вид

$$|\theta(\omega, k)| = e^{-\int_t A(H)\omega^\nu c(\omega_k, H) dt} = e^{-B(\omega_k)\omega^\nu t}. \quad (3.53)$$

Для нахождения фазовой характеристики поглощения воспользуемся соотношениями, полученными [77] для однородной поглощающей среды, в которой коэффициент поглощения изменяется по закону (3.50) при  $A(H) = \text{const}$

$$\frac{c(\omega_k)}{c(\omega)} = 1 + c(\omega_k)A[\omega^{\nu-1} - \omega_k^{\nu-1}] \text{tg} \frac{\nu\pi}{2}. \quad (3.54)$$

Полагая, что в каждой точке среды со скоростью, непрерывно изменяющейся с глубиной  $H$ , приближенно выполняется соотношение (3.54);

<sup>1</sup> Это предположение справедливо только для коры.

запишем связь между  $c(\omega, H)$  и  $c(\omega_k, H)$  в виде

$$c(\omega, H) = \frac{c(\omega_k, H)}{1 + B(\omega_k) [\omega^{\nu-1} - \omega_k^{\nu-1}] \operatorname{tg} \frac{\nu\pi}{2}}. \quad (3.55)$$

Фазовая характеристика среды

$$\psi(\omega, k) = \int_t \frac{\omega c(\omega_k, H)}{c(\omega, H)} dt \quad (3.56)$$

с учетом формулы (3.54) примет вид

$$\psi(\omega, x) = \omega t \left[ 1 + B(\omega_k) (\omega^{\nu-1} - \omega_k^{\nu-1}) \operatorname{tg} \frac{\nu\pi}{2} \right]. \quad (3.57)$$

Первый член в равенстве (3.57) — фазовая характеристика  $\psi_0$  прохождения волны через среду со скоростью  $c = c(\omega_k, H)$ . Разность фаз ( $\chi = \psi_0 - \psi$ ) относительно фазы, рассчитываемой при  $c = c(\omega_k, H)$ , представляет собой фазовую характеристику поглощения в неоднородной среде

$$\chi(\omega, x) = -B(\omega_k) \omega^\nu t \left[ 1 - \left( \frac{\omega_k}{\omega} \right)^{\nu-1} \right] \operatorname{tg} \frac{\nu\pi}{2}. \quad (3.58)$$

**Многослойная среда.** Для приближенной оценки влияния неидеальной упругости на волны, отраженные от тонкослойных пачек в многослойной среде, можно учесть поглощение и связанную с ним дисперсию скоростей только в интервалах разреза между отражающими пачками, а не в самих пачках. Комплексная спектральная характеристика поглощения в такой упрощенной модели среды умножается на комплексный спектр волны, рассчитанной для идеально упругой среды, и производится обратное преобразование Фурье. В результате получается сейсмограмма волны с учетом поглощения в среде. Формулы (3.53) и (3.58), 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

$$|\theta(\omega, x)| = e^{-\omega^\nu \sum_i B_i t_i}, \quad (3.59)$$

$$\chi(\omega, x) = \omega^\nu \left[ 1 - \left( \frac{\omega_k}{\omega} \right)^{\nu-1} \right] \operatorname{tg} \frac{\nu\pi}{2} \sum_i B_i t_i, \quad (3.60)$$

где  $i$  — номер слоя,  $B_i$  и  $t_i$  — соответственно функции  $B(\omega_k)$  и время пробега в нем.

В частном случае линейной зависимости  $\alpha$  от частоты  $f$  ( $f = \omega/2\pi$ ) формулы (3.59), (3.60) примут вид

$$|\theta(f, x)| = e^{-f \sum_i \Phi_i(f_k) t_i}, \quad (3.61)$$

$$\chi(f, x) = -\frac{2f}{\pi} \ln \frac{f_k}{f} \cdot \sum_i \Phi_i(f_k) t_i,$$

где  $\Phi_i(f_k) = B_i(f_k)$  — логарифмический декремент затухания на частоте  $f_k$ . Если среда характеризуется постоянной величиной декремента  $\Phi(f_k)$  во всех слоях, то формулы (3.61) примут вид

$$|\theta(f, x)| = e^{-\Phi(f_k) ft},$$

$$\chi(f, x) = -\frac{2\Phi(f_k) ft}{\pi} \ln \frac{f_k}{f}. \quad (3.62)$$

Зависимости (3.59) — (3.62) представляют собой пары амплитудных и фазовых спектральных характеристик затухания. 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.

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

1. По программе [95] 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 (3.59), (3.60) (или по формулам (3.61) 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.

Примеры теоретических расчетов и их обсуждение подробно описаны в [23].

**Отраженная волна от тонкого слоя в градиентной среде.** В работах [8, 15] приведены результаты расчетов сейсмограмм X-компоненты продольной отраженной волны от тонкого слоя в градиентной идеально упругой среде. Теоретические сейсмограммы отличались от экспериментальных более высокой преобладающей частотой, большей резкостью вступлений и более медленным убыванием амплитуд с расстоянием.

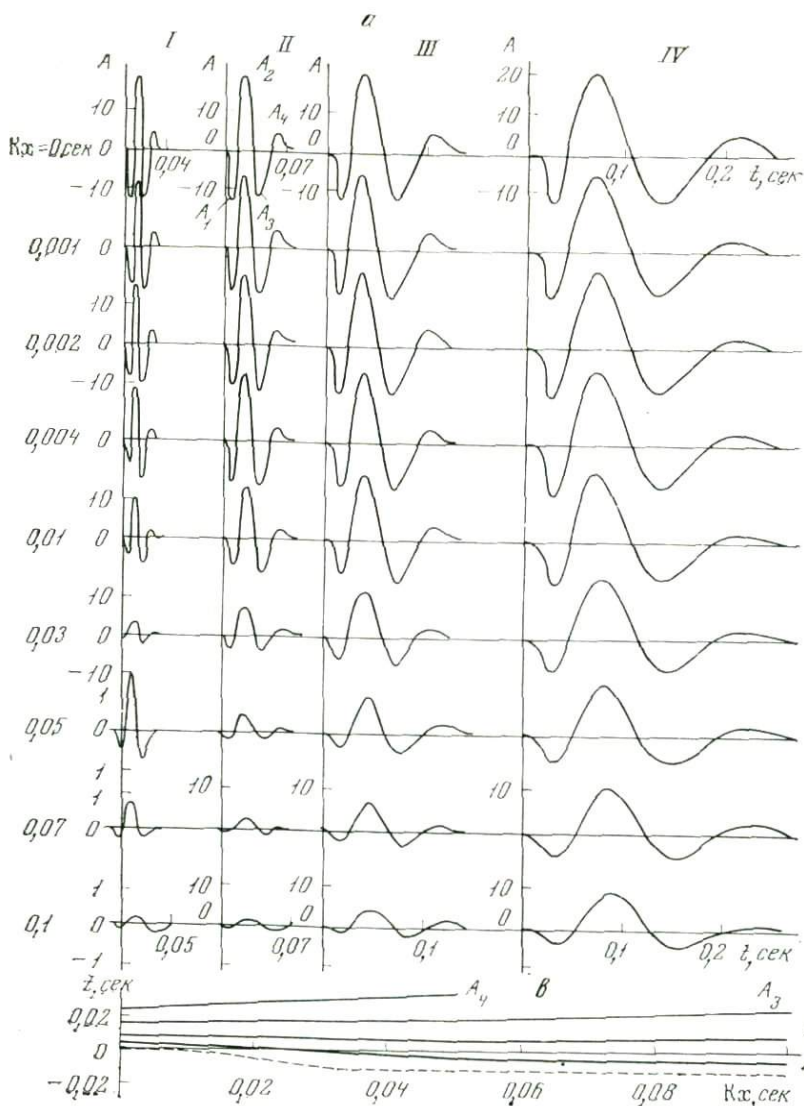
Для улучшения сооставимости амплитудных графиков (расчетного и наблюдаемого) в расчетный график вводилась коррекция за поглощение в виде экспоненциальной функции длины пути волны.

В настоящем разделе коррекция за поглощение введена в расчеты теоретических сейсмограмм. При этом предполагалось, что в градиентной среде, покрывающей тонкий слой, коэффициент поглощения удовлетворяет условию (3.50) и является линейной функцией частоты. Спектральные характеристики поглощения определялись по формулам (3.61).

Основные различия формы волны в поглощающей и идеально упругой средах (рис. 26) 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 вступлений; отношение амплитуд первого максимума и следующего за ним минимума также уменьшилось, хотя и продолжает оставаться большим, чем экспериментальное (рис. 27).

Амплитудный график, построенный по расчетным сейсмограммам (рис. 28), для значения  $\theta(\omega_k) = 0,05$  сравнительно близок к наблюдаемому. Отметим, что амплитудный график, построенный по теоретическим сейсмограммам, спадает с расстоянием медленнее, чем график, вычисленный по экспоненте при  $\alpha = 0,0009$  1/м, хотя при  $\theta(\omega_k) = 0,05$  значение  $\alpha$  для той же преобладающей частоты  $f = 40$  гц даже несколько больше и равно 0,0011 1/м.

**Волны, отраженные от пачек тонких слоев.** Рассмотрим 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. 29 приведены примеры изменения формы волн, рассчитанных при падении, близком к нормальному, при различных значениях эффективных параметров поглощения  $kH = \sum k_i x_i$  ( $k_i = 2\pi A_i$ ) в покрывающей среде.

На рис. 29 видно, что при изменении  $kH$  от нуля до  $3 \cdot 10^{-2}$  сек форма волны мало изменяется с увеличением  $kH$ ; в основном уменьшается только ее амплитуда и сглаживаются высокочастотные осложнения, накладывающиеся на основной период (рис. 29, б). 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 (рис. 29, а). При больших величинах  $kH$  вследствие затухания первой фазы изменяется видимое направление первого вступления (рис. 29, б). Этот пример показывает, что изменение примерно в пять — десять раз поглощающих свойств покрывающей среды может обусловить значительные изменения формы волн, отраженных от пачек тонких слоев и соответственно нарушения их корреляции.

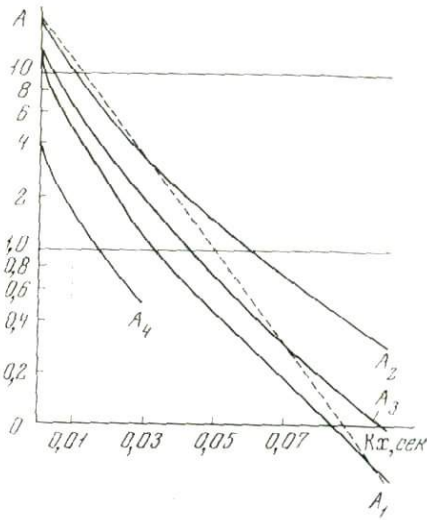


Рис. 26. Изменение параметров сейсмической волны, распространяющейся в поглощающей среде, с увеличением  $Kx$  а — сейсмограммы; б — графики амплитуд фаз импульса  $I$ , показанных на сейсмограмме для импульса  $II$ , и изменений амплитуд, вычисленных по экспоненциальному закону  $y = A_0 \exp[-k(f_{\text{пр}})x]$  (штриховая линия), где  $f_{\text{пр}}$  — преобладающая частота в спектре импульса; в — годографы отклонений соответствующих фаз и первых вступлений (штриховая линия) импульса  $I$  от годографа первых вступлений, вычисленного для идеально упругой среды при постоянной скорости, равной скорости в поглощающей среде на частоте  $f = 50 \text{ гц}$

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. Затухание может быть обусловлено суммарным действием двух факторов: поглощения и рассеяния, связанного с тонкой слоистостью среды между основными пачками.

Для волн, отраженных от девонских отложений, множитель, корректирующий амплитуды за счет затухания в среде, имеет вид

$$y_{\text{Д}} = e^{-2\alpha_{\text{T}}L_{\text{T}}^{\text{Д}}(x) - 2\alpha_{\text{K}}L_{\text{K}}^{\text{Д}}(x)}, \quad (3.64)$$

а для многократных волн

$$y_{\text{М}} = e^{-4\alpha_{\text{T}}L_{\text{T}}^{\text{М}}(x) - 2\alpha_{\text{K}}L_{\text{K}}^{\text{М}}(x)}, \quad (3.65)$$

где  $L_{\text{T}}^{\text{Д}}(x)$  и  $L_{\text{T}}^{\text{М}}(x)$  — длина одного отрезка пути соответственно однократ-

Таким образом, расчеты, проведенные по программе «Поглощение» для линейной зависимости от частоты  $f$ , показали, что существенные изменения формы волны отмечаются только при достаточно больших значениях  $\Sigma A_i L_i = \Sigma \vartheta_i t_i > 5 \cdot 10^{-2} \text{ сек}$  ( $L_i$  — длина пути в  $i$ -м слое). При меньших величинах  $\Sigma \vartheta_i t_i$  отмечаются лишь небольшое изменение периодов колебаний, уменьшение резкости первого вступления и сглаживание высокочастотных компонент волн. Поэтому при малых величинах  $\Sigma \vartheta_i t_i$  допустимо рассматривать влияние затухания только на амплитуды волн. Для этого амплитуды каждой из волн нужно умножить на экспоненциальный множитель вида

$$y = e^{-2\Sigma \alpha_i L_i(x)}, \quad (3.63)$$

где  $\alpha_i$  — коэффициент поглощения на преобладающей частоте  $f$  в каждом из толстых слоев в среде;  $L_i$  — соответственно длина пути волны в нем, являющаяся функцией расстояния  $x$ .

Этот вывод имеет важное значение для разработки физических основ сейсмического метода в платформенных условиях, когда необходимо оценить отношения 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. При оценке отношения энергий однократных волн, отраженных от

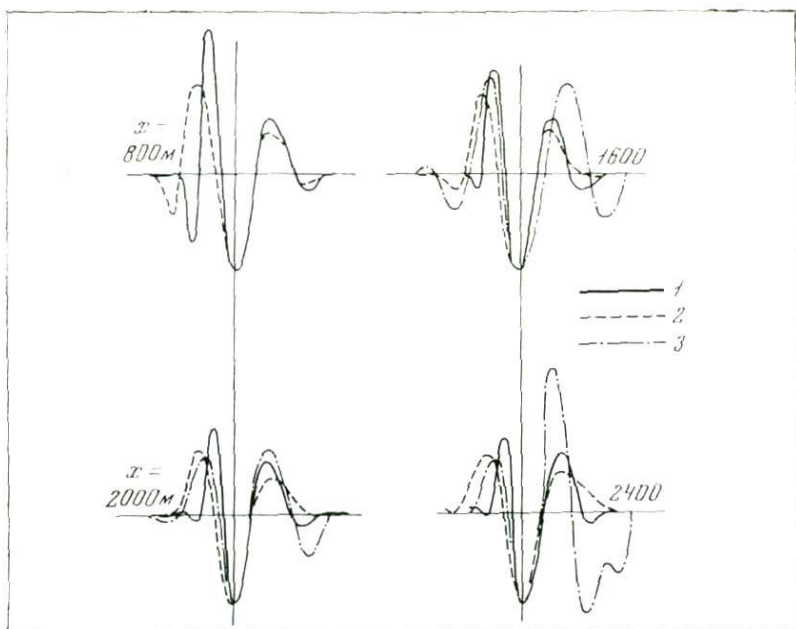


Рис. 27. Расчетные и экспериментальные сейсмограммы волны, отраженной от тонкого слоя, покрытого градиентной средой на различных удалениях от источника

1 — идеально упругая покрывающая среда; 2 — поглощающая среда с декрементом  $\nu = 0,05$ ; 3 — экспериментальные записи

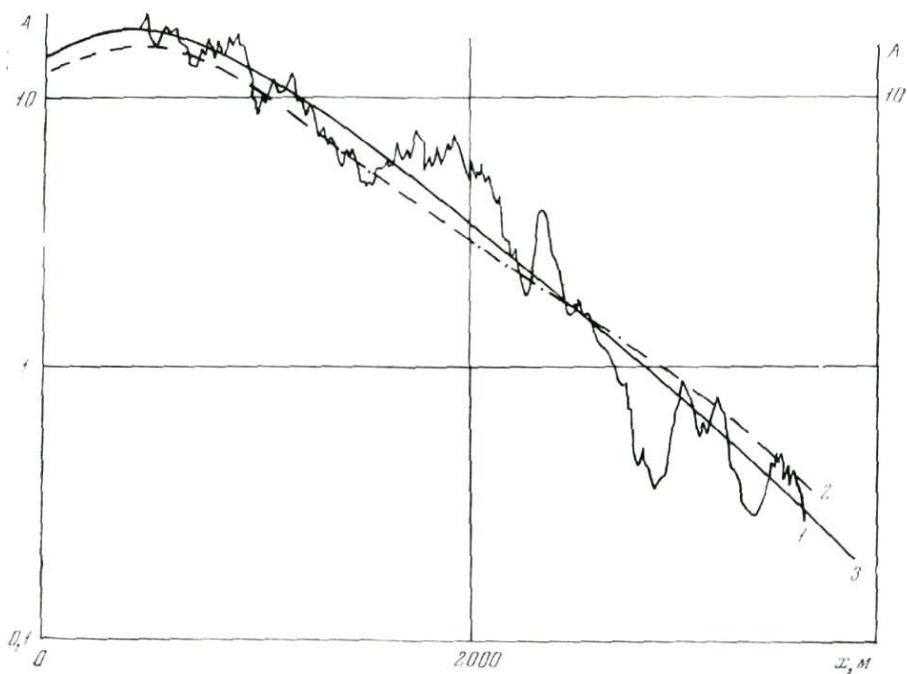


Рис. 28. Сравнение экспериментального графика амплитуд  $x$ -компоненты продольной волны, отраженной от тонкого слоя (1), с теоретическими графиками (2, 3)

2 — график, построенный по теоретическим сейсмограммам волны, распространяющейся в поглощающей среде при  $\nu = 0,05$ ; 3 — то же, распространяющейся в идеально упругой среде, с корректирующим множителем за поглощение в виде экспоненты  $y = \exp(-aL)$ , где  $a$  — коэффициент поглощения для преобладающей частоты  $f_{\text{вп}} = 40$  гц,  $L$  — длина пути волны от источника до приемника

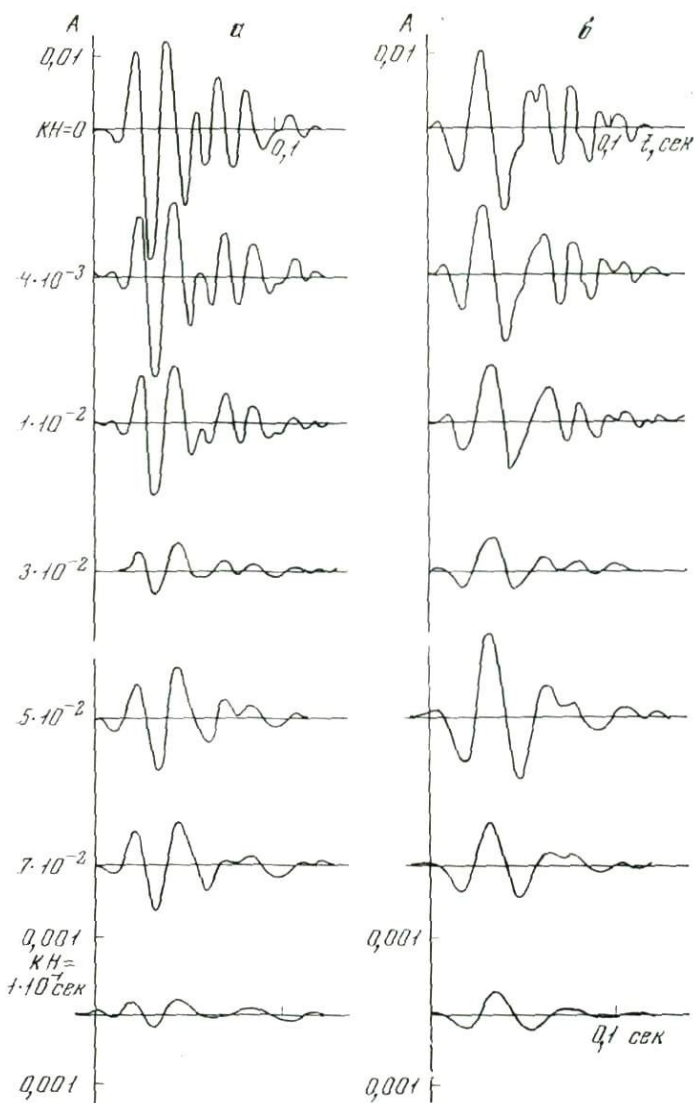


Рис. 29. Сейсмограммы волн с различными преобладающими частотами (*a* и *b*), отраженных от пачек тонких слоев, покрытых многослойной средой, на фиксированном расстоянии от источника в идеально упругой среде (верхняя трасса) и при различных эффективных параметрах поглощения  $K\kappa$

ной и многократной волны в терригенных отложениях, зависящая от расстояния  $x$ ;  $L_R^I(x)$  и  $L_R^M(x)$  — половина длины пути указанных волн в карбонатных отложениях. При значительных отличиях в скоростях в терригенной и карбонатной толщах  $L_T^M(x) \approx L_T^I(x)$ .

Поскольку представляет интерес изменение с расстоянием отношений амплитуд кратных волн и однократной волны, то при расчетах амплитуды однократных волн можно сохранять такими же, как в идеально упругой среде, а амплитуды кратных волн умножать на корректирующий множитель

$$Z = \frac{y_M}{y_D} e^{-2\alpha_T L_T^M(x) - 2\alpha_R [L_R^M(x) - L_R^I(x)]} \quad (3.66)$$

Из уравнения (3.66) видно, что пренебрежение влиянием затухания в среде эквивалентно допущению  $Z = 1$  или

$$\tilde{\alpha}_K/\alpha_T = L_T^M(x)/[L_R^H(x) - L_R^M(x)]. \quad (3.67)$$

При  $\alpha_K/\alpha_T > L_T^M(x)/[L_R^H(x) - L_R^M(x)]$  учет затухания может привести к увеличению отношения амплитуд рассматриваемой кратной волны и однократной по сравнению со случаем идеально упругой среды. При  $\alpha_K/\alpha_T < L_T^M(x)/[L_R^H(x) - L_R^M(x)]$  отношение амплитуд кратной и однократной волн всегда меньше, чем в идеально упругой среде. Следовательно, при оценке соотношений амплитуд (или энергии) поля регулярных кратных волн и однократной волны необходимо учитывать возможные вариации коэффициентов затухания волн в среде.

Необходимо отметить, что изложенная здесь 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 частот выражается зависимостью  $\alpha(f, H) = A(H) f^\nu$ . Сделанное предположение, конечно, грубое, но при современном состоянии развития методов измерения параметров затухания в реальных средах более сложные модели построить практически невозможно.

## МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ СРЕДЫ И ВОЛНОВОГО ПОЛЯ В ТОНКОСЛОИСТЫХ СРЕДАХ

В предыдущих главах было показано, что использование динамических характеристик сейсмических волн позволяет правильно выбрать параметры, аппаратуру и способы выделения и обработки полезных сигналов при сейсмических исследованиях коры и мантии. Применение этих характеристик позволяет подойти к решению важной проблемы — учету влияния верхней части сейсмического разреза на глубинные сейсмические волны. Эта проблема заключается в прогнозе сейсмических полей в пункте наблюдения по известному сейсмическому строению осадочной толщи, на основе чего можно решить ряд важных практических вопросов, дать оценку сейсмической опасности в данном пункте, оценить искажения сейсмических записей, выбрать пункт наблюдений, оценить точности определения глубин залегания сейсмических границ.

Основная причина влияния верхней части сейсмического разреза на характер сейсмических записей — это ее тонкослоистая структура. Для таких сред разработаны (преимущественно советскими сейсморазведчиками) комплексные методы исследования их строения и прогноза волновых полей [103].

Использование этих методов необходимо на стадии построения сейсмической модели верхней части разреза и на стадии прогноза волновых полей, возбуждаемых глубинными сейсмическими волнами.

Экспериментальные исследования сейсмических волн, возникающих в различных средах, во многих случаях показали несопоставимость динамических характеристик волн с результатами теоретических расчетов для простейших моделей среды, принятых в сейсморазведке. К этим моделям относятся толстослоистые среды, состоящие из однородных или градиентных слоев с границами раздела первого порядка, и среды, включающие тонкие однородные слои. Детальные ультразвуковые измерения скоростей в скважинах показали значительно большую неоднородность реальной среды, чем это следовало из ранее полученных данных каротажа на сейсмических частотах. Поэтому в Институте физики Земли АН СССР были проведены исследования с целью детального изучения строения реальных сред и образующихся в них сейсмических волновых полей [103].

При исследованиях свойств среды и волнового поля на Русской платформе, результаты которых изложены в настоящей главе, был применен и в процессе работ значительно усовершенствован следующий комплекс методов, основы которого изложены в [12, 21, 68]: 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 методом — энергетическим анализом сейсмического волнового поля, пред-

ложенным в [103]. Этот метод позволяет определять в заданном временном интервале соотношение энергий полезной однократной волны, различных регулярных волн-помех и нерегулярного шума. Основы метода и результаты его применения для анализа волнового поля изложены в [103].

Ниже кратко изложены задачи, решаемые в условиях платформы этим комплексом методов, и некоторые результаты изучения сейсмических свойств среды.

## § 1. Комплексные скважинные и наземные наблюдения в сейморазведке

### 1. Акустический каротаж (АК)

Основной задачей АК является детальное определение скоростного разреза среды. Для проведения АК в настоящее время используются различные комплекты аппаратуры: СПАР-2, ЛАР-1—3, АКЗ, Звук-1 и др. [103].

Современные модификации аппаратуры АК позволяют определять скорости продольных волн  $V_P$ , превышающие скорости распространения звука в буровом растворе, т. е.  $V_P > 1500$  м/сек. 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/сек. Определение скорости  $V_S$  проводится по записям поперечных (или поверхностных) волн, зарегистрированных в области последующих вступлений. В работе [61] предложен способ определения скоростей 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 сейморазведочной 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 различных волн-помех в разных 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. Для тонкослоистых метод расчета был разработан только для случая нормального падения плоских волн на горизонтальные границы раздела скоростей в многослойной среде [44, 59]. 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 [59], позволяющая варьировать число слоев в широких пределах. Анализ сопоставимости расчетных трасс с экспериментальными показал, что в условиях Русской платформы достаточно ограничиться чис-

лом слоев  $N = 200 \div 300$ . Дальнейшая детализация модели и включение в нее дополнительных тонких слоев практически не влияют 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 тонкослойной среде, недостаточно рассматривать только нормальное падение волны на границы раздела и соответственно область вблизи источника. Необходимо рассматривать свойства волн при различных удалениях от него. 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 — общее глубинная точка (ОГТ), общая точка приема (ОТП), общая точка взрыва (ОТВ). Приближенные методы расчета волн различных типов (отраженных, рефрагированных, кратных — продольных, поперечных и обменных) разработаны Л. И. Ратниковой [93].

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 идеальной упругой среде, изложенная в [93, 59] и реализованная в виде программ ВХ (волновые характеристики) и ВХ-ВСП для машины БЭСМ-4, разработана для моделей реальных сред, удовлетворяющих следующим условиям: 1) в разрезе сохраняется не более 9 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—3 м, что соответствует отношению  $l/\lambda$  ( $l$  — мощность отдельного слоя;  $\lambda$  — длина волны в нем) порядка  $\sim 10^{-2}$ ; 3) в интервалах разреза, разделяющих выделенные пакки, 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 30, они содержат 120—140 слоев.

Для проведения расчетов необходимо, помимо скоростей продольных волн, задавать 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 [13, 21, 44, 56, 59, 61, 103]. При расчетах, приведенных в данной книге, для определения  $V_S$  использовались соотношения между  $V_P$  и  $V_S$ , указанные ниже.

$V_P$ , км/сек	<1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,5	3,5—4,0	>4,0
$V_P/V_S$	1,8	4,0	3,5	3,0	2,5	2,0

Плотности  $\rho$  можно задавать различными в разных слоях. В большей части расчетов из-за недостаточности сведений о распределении плотностей в среде принята постоянная величина  $\rho$  для всего разреза. Для расчетов теоретических сейсмограмм, также как и в методе синтетических сейсмограмм, нужно задать форму падающего импульса.

**Возможности метода расчета волн при различных удалениях от источника.** По данной методике можно рассчитать следующие характеристики отдельных волн: 1) годографы; 2) спектральные характеристики среды по

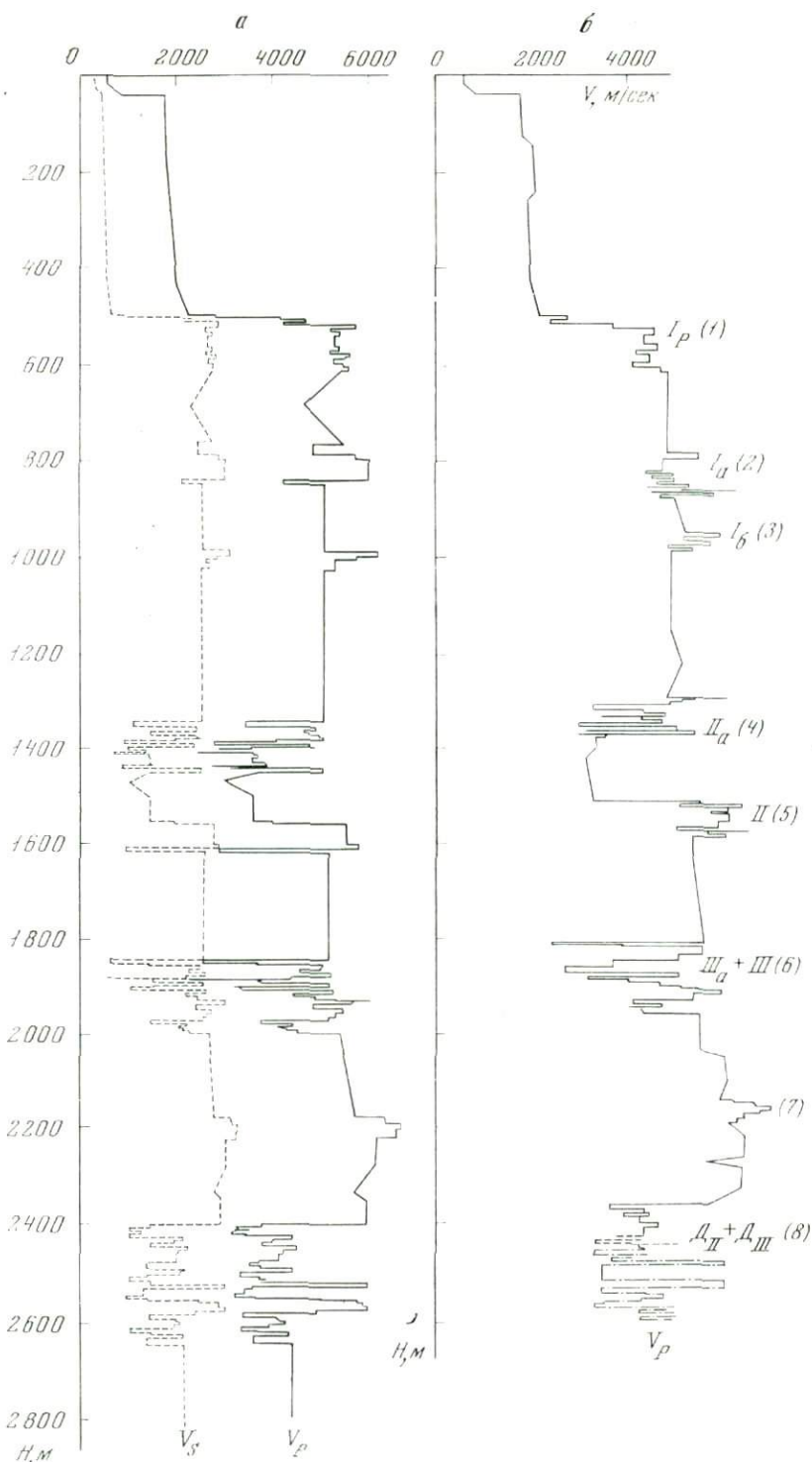


Рис. 30. Модели среды, построенные по данным АК в скв. 24 (а) и скв. 26 (б), расположенных на расстоянии 2 км друг от друга (Саратовская область, Квасниковская площадь).  $I_a$ ,  $P_a$  и др.— индексы волн, (1) — (8) — номера пачек

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» [93].

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.

2. Анализ свойств трасс однократных волн на различных расстояниях от источника и их изменений при изменении разреза.

3. Анализ поля регулярных кратных волн, связанных с основными выдержанными отражающими пачками, и соотношения этого поля с полезной однократной волной, регистрируемой на тех же временах.

Для лучшего сопоставления с экспериментальными данными при расчетах может быть учтено затухание сейсмических волн (см. главу 3).

### 3. Вертикальное сейсмическое профилирование (ВСП)

В рассматриваемом комплексе методов перед ВСП стояли 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 частотах порядка нескольких десятков герц); 4) временная и стратиграфическая привязка волн в тонкослоистых средах.

Исследования методом ВСП проводились в некоторых районах Русской платформы различными авторами [403]. 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 способе обработки полученных данных.

**Определение осредненных значений скоростей  $V_P$  и  $V_S$  в различных частях разреза.** Определение осредненных значений  $V_P$  по данным ВСП в различных интервалах разреза и их сопоставление с данными АК, полученными на более высоких частотах, представляют интерес для построения скоростной модели среды, используемой при теоретических расчетах (см. п. 2), а также для изучения некоторых физических вопросов, в том числе дисперсии волн в тонкослоистых средах [18].

Данные ВСП дополняют данные АК, позволяя определить скорости  $V_S$  в низкоскоростных терригенных разрезах, что пока трудно сделать по диаграммам АК.

**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 [12], 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, используют сочетание ВСП с теоретическими расчетами [103].

#### 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 полевые записи были получены с использованием широкополосной характеристики, а различные фильтрации вводились в процессе лабораторной обработки данных.

В зависимости от поставленных задач принималась различная методика наблюдений. Для изучения общей характеристики волнового поля проводились наблюдения одиночными  $z$ -приборами при малых расстояниях между сейсмоприемниками ( $\Delta x = 10\text{--}20$  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 ( $V^* = 200\text{--}1000$  м/сек) и среднескоростных волн-помех ( $V^* = 1800\text{--}3000$  м/сек) 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/сек 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 проводили на расстояниях 2—3 км от пункта взрыва. Использовались как отдельные удлиненные годографы МОВ, так и фланговые системы годографов, полученные по методу многократных перекрытий. Расстояния между центрами групп и между пунктами взрыва составляли 30—60 м.

**Методика предварительной обработки данных.** На записях, полученных с использованием группирования сейсмоприемников, отраженные волны выделяются в большем диапазоне времен, чем на записях одиночных приборов. Волны от сравнительно неглубоких горизонтов ( $H = 1\text{--}1,5$  км) иногда удается непрерывно проследить до расстояний  $x = 800\text{--}1000$  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 использовали те же методы, что и при ВСП: 1) направленное суммирование (НС);

2) последовательное вычитание помех (ПВП); 3) 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 вычлесть 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 [103], 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. Изменение глубины взрыва может обусловить изменение разности времен между волнами, идущими вниз от источника, и волнами-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 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. Полученный таким образом импульс прямой волны использовался при теоретических расчетах волновых полей в качестве падающего импульса.

## § 2. Горизонтально-слоистые модели осадочной толщи на Русской платформе

Многочисленные работы по сейсмическому каротажу скважины в различных районах Русской платформы позволили установить, что по скоростям продольных волн  $V_p$  среду можно разделить на три комплекса: 1) верхнюю терригенную толщу с  $V_p = 500 \div 2300$  м/сек; 2) карбонатную толщу с  $V_p = 5000 \div 6500$  м/сек, включающую пачки терригенных пород (песчаники, алевролиты и др.) с меньшими скоростями; 3) нижнюю терригенную толщу с  $V_p = 3200 \div 4500$  м/сек.

Акустический каротаж, проведенный в скважинах Русской платформы (см. [103 и др.]), показал, что среда характеризуется тонкослойным 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 или перепадающими скоростями.

Скорости распространения поперечных волн в разрезах Русской платформы изучены значительно слабее, чем скорости распространения продольных волн. Это связано с трудностями определения скоростей  $V_s < 1500$  м/сек в современных модификациях АК. Поэтому в разрезах с величинами  $V_p < 3000$  м/сек, 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  $dV_P/dz \approx \approx 3 \div 4 \text{ сек}^{-1}$  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  $H = 40 \div 100 \text{ м}$ ) и в его низах — вблизи жесткой границы.

В верхней части карбонатной толщи положительный градиент скорости  $dV_P/dz = 1 \div 1,5 \text{ сек}^{-1}$  отмечается в некоторых районах Пермской и Куйбышевской областей. В более глубоких частях карбонатной толщи отмечается положительный градиент, иногда достигающий величины  $0,5—0,7 \text{ сек}^{-1}$ . На коротких участках карбонатной толщи мощностью несколько десятков метров отмечаются большие градиенты скорости как положительные, так и отрицательные.

**Прослеживаемость тонких слоев по площади.** Вопрос о прослеживаемости тонких слоев по площади является основным при разработке методов расчета и изучения волн, распространяющихся в тонкослоистых средах. Для решения этого вопроса применялись различные методы. В работе [44] 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 следующий формальный прием: графики рассекали на слои различной мощности на уровне  $V(z) = 4500 \text{ м/сек}$ . Мощность  $\Delta z$  каждого слоя определялась по точкам пересечения кривой  $V(z)$  с прямой  $V = 4500 \text{ м/сек}$ . Среднепластовое значение скорости  $V_i(z)$  вычислялось по формуле

$$\bar{V}_i(z) = \frac{1}{z_{i+1} - z_i} \int_{z_i}^{z_{i+1}} V(z) dz. \quad (4.1)$$

Для каждого пласта оценивалось среднее значение модуля отклонений пластовых скоростей между тремя скважинами

$$|\Delta V_i| = \frac{|V_{ai} - V_{bi}| + |V_{ai} - V_{ci}| + |V_{bi} - V_{ci}|}{3}, \quad (4.2)$$

где  $a, b, c$  — индексы скважин;  $i$  — индекс пласта. Величина  $|\Delta V_i|$  сопоставлялась со средними для всех скважин различиями в скоростях между соседними пластами с индексами  $i$  и  $i + 1$

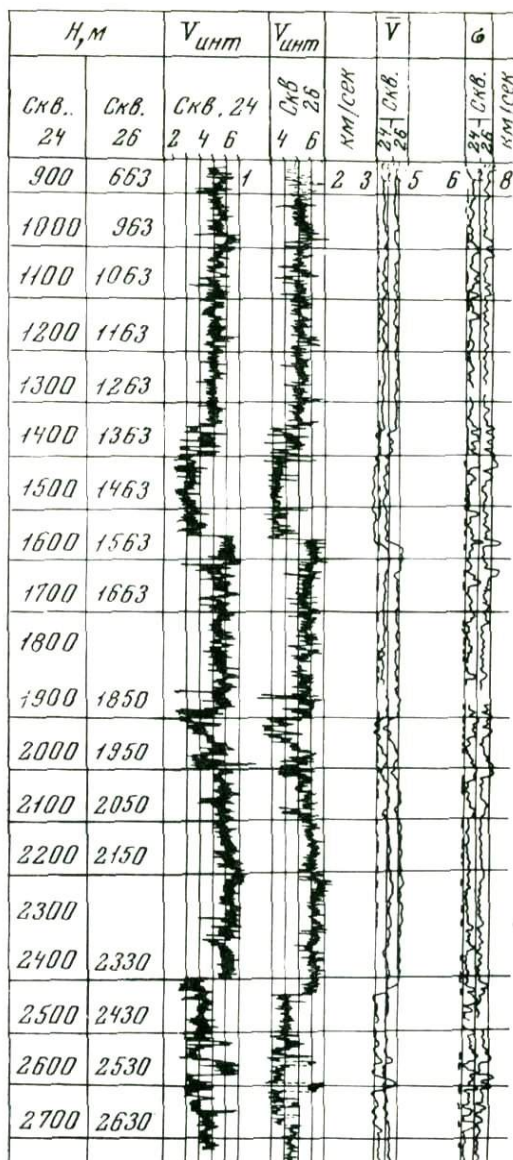
$$\Delta V_{i,i+1} = \frac{(V_i - V_{i+1})_a + (V_i - V_{i+1})_b + (V_i - V_{i+1})_c}{3}. \quad (4.3)$$

Сопоставлялись также среднеквадратические значения  $|\Delta V_i|_{\text{ср}}$  и  $|\Delta V_{i,i+1}|_{\text{ср}}$  для всего разреза. Величины  $|\Delta V_i|_{\text{ср}}$ , как правило, существенно меньше, чем  $|\Delta V_{i,i+1}|$ , а  $|\Delta V_i|_{\text{ср}}$  примерно в 8 раз меньше, чем  $|\Delta V_{i,i+1}|_{\text{ср}}$ .

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  $\Delta z \approx 2—4 \text{ м}$ .

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 величинами скоростей, или их дис-

Рис. 31. Корреляция акустических разрезов (1, 2) в двух скважинах; коэффициенты корреляции  $r = 0,6 \div 1,0$  соответственно для  $\bar{V}(z)$  и  $\sigma_{\bar{V}}(z)$  (3, 6); среднеинтервальные скорости  $\bar{V}(z)$  в окне  $\Delta z = 10$  м (4, 5); средне-квадратическое отклонение  $\sigma_{\bar{V}}$  скоростей  $V(z)$  от  $\bar{V}$  (7, 8) [103]



персий, или сочетанием обоих параметров. 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. Такие 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 (некоррелирующихся по площади тонких слоев между опорными пачками и внутри этих пачек).

В работах [19, 22] при корреляции характеристик опорных пачек использованы величины отношения скоростей на их кровле и подошве, сред-

Сопоставление некоторых параметров пачек в разрезе двух близко расположенных (2 км) скважин, количественно характеризующих сходство их разрезов

Волна и номера пачки в модели	Мощность пачки l, м		Число слоев m		Скорость, см/сек			
					над пачкой		под пачкой	
	24*	26*	24	26	24	26	24	26
$I_p(1)$	115	133	15	12	2,26	2,25	5,50	4,95
$I_a(2)$	84	95	5	14	5,50	4,95	5,15	5,12
$I_c(3)$	38	37	4	5	5,15	5,40	5,10	5,02
$II_a(4)$	107	82	22	20	5,10	4,90	3,80	3,40
$II(5)$	62	73	5	13	3,60	3,30	5,20	5,40
$III_a + III(6)$	151	150	29	18	5,20	5,60	5,45	5,45
$Д_{II} + Д_{III}(8)$	250	258	41	40	6,00	5,72	4,50	4,30

\* Цифры 24 и 26 везде обозначают номера скважин.

непластовое значение  $\bar{V}$ , оцениваемое по формуле (4.1), среднеквадратическое отклонение  $\sigma_{\bar{V}}$  скоростей внутри пачки от среднепластовой скорости, характеризующее дисперсию величин скорости; величина  $\sigma_{\bar{V}}$  рассчитывается по формуле

$$\sigma_{\bar{V}} = \sqrt{\frac{\sum_k l_k (V_k - \bar{V})^2 / (l - 1)}{l}}, \quad (4.4)$$

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. 3. Наибольшие отличия величины  $\bar{V}$  и  $\sigma_{\bar{V}}$  отмечаются для жесткой границы (пачка  $I_p(1)$ ), а также для пачек  $I_a(2)$  и  $II_a(5)$ .

Дальнейшим развитием методики сопоставления акустических разрезов является способ, предложенный в статье [98]. В этом способе предусмотрено определение по скоростному разрезу каждой из скважин в некотором заданном скользящем окне  $\Delta z$  величин среднеинтервальных скоростей  $\bar{V}(z)$  по формуле (4.1) и среднеквадратического отклонения  $\sigma_{\bar{V}}(z)$  по формуле (4.4). Затем определяются коэффициенты корреляции  $r$  соответственно между парой графиков  $\bar{V}(z)$  и парой графиков  $\sigma_{\bar{V}}(z)$  для сопоставляемых скважин. Данный способ реализован в виде программы для машины БЭСМ-4, составленной Н. Г. Михайловой.

Расматриваемый способ дает наиболее объективную количественную характеристику выдержанности отдельных тонких слоев и пачек по площади. Пример применения этого способа для двух скважин Саратовской области (Квасниковская площадь), расположенных на расстоянии 2 км друг от друга, приведен на рис. 30. 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  $\sigma_{\bar{V}}$ . На каждой паре кривых отмечены значения коэффициентов корреляции, заключенные в пределах  $r = 0,6 \div 1,0$ . Оценка значимости коэффициента корреляции  $r$  по  $t$ -критерию показала, что  $r \geq 0,6$  являются значимыми при 5%-ном уровне значимости.

На графиках отчетливо выделяются опорные пачки и видна их корреляция для обеих скважин по совокупности величин  $\bar{V}$ ,  $\sigma_{\bar{V}}$  и  $r$ . Так, например, верейская пачка (интервал глубин в скв. 24  $II = 1340 \div 1450$  м, пачка 4 в модели рис. 31) выделяется по резкому уменьшению среднеинтервальной скорости по сравнению с вышележащими породами и увеличению  $\sigma_{\bar{V}}$  от 0,1 до 1,0 км/сек по сравнению с вмещающими породами.

Отношение скоростей				Пределы значений скорости в пачке, км/сек		Среднепачочная скорость в пачке $\bar{V}$ , км/сек		Среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\bar{V}}$ , км/сек	
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

Коэффициенты корреляции  $r$  как для  $\bar{V}$ , так и для  $\sigma_{\bar{V}}$  почти во всем интервале превосходят порог  $r = 0,6$ .

Породы терригенного девона ( $H \geq 2395$  м, пачка 8 на рис. 31) также характеризуются понижением интервальной скорости  $\bar{V}$  на их кровле и возрастанием величины  $\sigma_{\bar{V}}$ , особенно в интервале глубин  $H = 2550 \div \div 2620$  м (ардатовские слои). В пределах этой пачки значения коэффициента корреляции  $r$  соответственно для пар графиков  $\bar{V}$  и  $\sigma_{\bar{V}}$  преимущественно превосходят порог  $r = 0,6$ .

На участках разреза между опорными пачками среда также тонкослоистая. Однако величины скоростей изменяются в меньших пределах, чем в пачках, о чем свидетельствуют постоянство или монотонное изменение с глубиной величины  $\bar{V}$  и значительно меньшие величины  $\sigma_{\bar{V}}$  (0,6 км/сек), чем в пачках (например, интервалы глубин  $H = 2220 \div 2400$  м). Коэффициенты корреляции для среднеинтервальных скоростей между опорными пачками достигают достаточно больших величин ( $r \geq 0,6$ ), что свидетельствует о выдержанности параметра  $\bar{V}$  по площади. Для пары кривых  $\sigma_{\bar{V}}$  коэффициенты корреляции также достаточно велики на участках малых значений  $\sigma_{\bar{V}}$  и уменьшаются при возрастании значений  $\sigma_{\bar{V}}$  на одной из кривых. 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 прослеживаемых пачек, отличающихся от окружающей среды величинами параметров  $\bar{V}$  и  $\sigma_{\bar{V}}$ . 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.

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 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.

Изложенные выше способы построения скоростных разрезов среды и расчета волновых полей разработаны для исследований в сейсморазведочном диапазоне частот. Какие изменения необходимо в них внести при построении моделей среды на частотах ГСЗ и сейсмологии? Наименьших корректив требует методика теоретических расчетов, фактически только изменения частотного состава падающих импульсов. Наибольшие изменения претерпевает сейсмическая модель среды. Так, если при расчетах волн при различных удалениях от источника в сейсморазведочном диапазоне частот  $f = 30 \div 80$  гц мощности слоев, оставляемых в модели пачки, составляют 2—3 м (отношение  $l/\lambda \approx 10^{-2}$ ), то при переходе на частоты сейсмологии  $f \approx 1$  гц, эти мощности будут порядка 100 м.

**Рекомендации по методике сейсмических наблюдений.** На основании исследований, проведенных в Институте физики Земли при помощи рассматриваемого комплекса, можно рекомендовать некоторые изменения в проведении сейсмических исследований на этапе их проектирования и выполнения опытных работ. Эту же методику можно рекомендовать для рекогносцировочных работ при выборе мест расположения сейсмических станций, кроме различных измерений микросейсмического фона и кратковременной регистрации землетрясений. До настоящего времени при проектировании работ очень мало и редко используются данные ультразвуковых измерений скоростей в скважинах. В то же время почти в каждом районе имеются опорные скважины, в которых необходимо проводить измерения скоростей методом АК. Необходимо до проведения сейсмических исследований в каком-либо районе по скоростным разрезам АК проводить теоретические расчеты волновых полей как на поверхности Земли, так и во внутренних точках среды (ВСП). Результаты этих расчетов должны быть положены в основу проектирования сейсморазведочных работ. Основываясь на них, можно прогнозировать, какие волны и от каких пачек должны быть наиболее интенсивными на различных расстояниях от источника. Можно оценить сравнительную интенсивность различных волн-помех (например, кратных отраженных и различных обменных волн, регистрируемых при наклонном падении).

Имея предварительную характеристику полезных волн и помех, можно дать прогноз относительно выбора систем наблюдений, оптимальных фильтраций и оптимальных условий возбуждения колебаний при проведении опытных работ на поверхности Земли и при ВСП. Естественно, что в процессе проведения экспериментальных работ неизбежны уточнения в методике работ по сравнению с прогнозируемыми. Но несомненно, что прогнозирование волнового поля, основанное на скоростных разрезах АК и разработанном аппарате для расчетов, позволит проектировать работы целенаправленно и сократит средства и время, часто непроизводительно затрачиваемые на слепой эмпирический поиск оптимальной методики работ.

## ВЛИЯНИЕ ТОНКОСЛОЙНОГО СТРОЕНИЯ ВЕРХНЕЙ ЧАСТИ ГЕОЛОГИЧЕСКОГО РАЗРЕЗА ПРИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Методы анализа волновых полей в тонкослойных средах, изложенные в предшествующих главах, можно непосредственно применять для решения ряда следующих сейсмологических задач: 1) влияние всей осадочной толщи пород, залегающей на кристаллическом фундаменте, на интенсивность и форму сейсмических колебаний в продольных и поперечных волнах; 2) усиление интенсивности и длительности колебаний в волнах  $P$  и  $S$  маломощным слоем низкоскоростных пород, залегающих на высокоскоростных породах фундамента; 3) влияние всей коры и области верхней мантии с зоной пониженных скоростей на форму записи волн  $P$  и  $S$ . Учет влияний верхней части разреза на записи особенно важен в тех случаях, когда при интерпретации записей используются динамические характеристики волн.

В данной работе решение указанных вопросов основывается на сопоставлении экспериментальных записей с теоретическими, рассчитываемыми с помощью программ [93, 94] по известным скоростным и плотностным разрезам среды в изучаемых районах и известным импульсам, падающим на подошву толщи рыхлых осадочных пород. При этом строение среды обычно представляется в виде слоистого разреза стратифицированного по значениям  $V_P$ ,  $V_S$  и  $\rho$ , а в качестве падающего импульса берется зарегистрированный на дневной поверхности импульс, в которой с целью устранения влияния верхней тонкослойной толщи введена обратная фильтрация по алгоритму, описанному в [93].

В приводимых ниже примерах в качестве падающих использовались импульсы волн  $P$  и  $S$ , зарегистрированные в соседних с изучаемыми пунктами точках на выходах кристаллических пород. Поэтому введение указанной выше фильтрации в них не производилось.

Рассмотрение начнем с анализа влияния верхней части геологического разреза на сейсмические волны.

### § 1. Искажения магнитуд

На структуру сейсмограмм, как известно, оказывает влияние самая верхняя, наиболее неоднородная часть разреза, ограниченная свободной поверхностью. В сейморазведке при регистрации частот  $f = 30 \div 100$  гц такой особенно неоднородной частью среды является так называемая зона малых скоростей, для ГСЗ и сейсмологии — вся осадочная толща или ее верхняя часть, а при отсутствии осадочной толщи — верхняя часть кристаллических или метаморфических пород, измененная процессами выветривания. При подходе волны к этой неоднородной зоне снизу в ней возникают кратные отраженные волны, в том числе суммарные, отразившиеся от свободной поверхности и от границ различных слоев внутри рассматриваемой толщ. В результате этого из одной простой и компактной волны может образоваться длительная группа волн. Примеры, иллюстри-

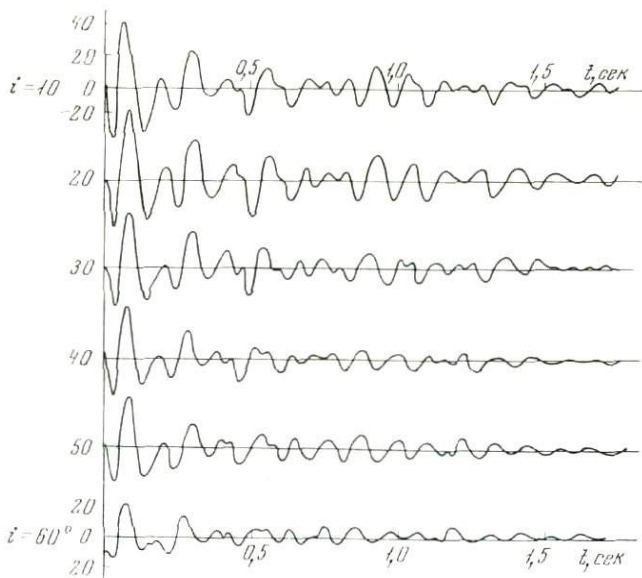


Рис. 32. Теоретические сейсмограммы  $z$ -компоненты смещения на свободной поверхности при падении плоской продольной волны на нижнюю границу неоднородной толщи (модель 3—4) с суммарной мощностью 0,76 км под различными углами  $i$

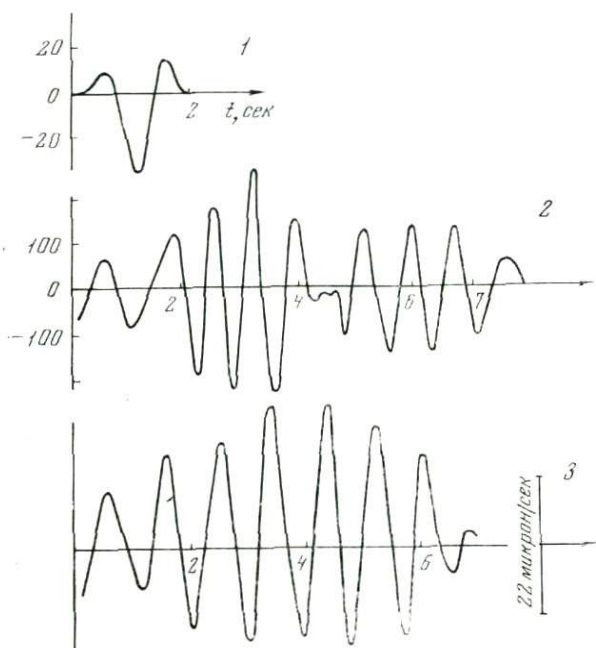


Рис. 33. Пример расчета горизонтальной ( $x$ ) составляющей волны  $SV$  для импульса с частотой 2  $\text{ц}$

1 — падающий импульс;  
 2 — теоретическая сейсмограмма волны  $SV$  для разреза  $V^*$  [128] (см. табл. 4);  
 3 — фрагмент записи поперечной волны  $SV$  — радиальная составляющая, зарегистрированной на  $\Delta = 1000$  км от осесимметричного источника ког откопериодным сейсмоприемником, установленным на низкоскоростном слое (тот же разрез)

рующие влияние верхней части разреза с различным строением на экспериментальные записи и теоретические сейсмограммы продольных  $P$  и поперечных  $SV$  волн, приведены на рис. 32—36.

На рис. 32 показан пример записи вертикальной компоненты смещений свободной поверхности, рассчитанной по программе [94] для случая падения волны на нижнюю границу неоднородной осадочной толщи общей мощностью 0,76 км. Импульс падает с небольшой длительностью (0,18 сек), преобладающая частота — 7  $\text{ц}$ . Показаны трассы, рассчитанные при различных углах падения плоской продольной волны. Для отраженных волн увеличение угла падения  $i$  эквивалентно увеличению расстояния от источника. Для рефрагированных волн большим углом падения  $i$  соответствуют меньшие расстояния. Другой пример подобного расчета для горизон-

тальной радиальной ( $x$ ) составляющих волн  $S$  при большой мощности толщ осадочных пород, но для падающего импульса с частотой  $2 \text{ ц}$  приведен на рис. 33.

Из рис. 32 и 33 видно, что вместо короткой падающей волны отмечается длительная группа колебаний, состоящая из ряда волн с различной степенью разрешенности. С уменьшением угла  $i$  в данном случае возрастает динамическая выразительность последующих волн в группе колебаний. Такой характер сейсмограмм с группами длительностью  $0,5-1,5$  и до  $7-8 \text{ сек}$  типичен для сухопутных работ по ГСЗ в ряде районов.

Из приведенных примеров видно, что благодаря тонкослоистому строению среды возможно формирование групп волн в различных ее частях непосредственно в процессе отражения и обмена при прохождении волн через вышележащие слои и пакки слоев и, наконец, в верхней части разреза за счет многократных отражений от различных слоев и от свободной поверхности.

Аналогичные явления существуют и на частотах сейсмологического диапазона. Их анализ необходим для исследования вопросов экспериментальной сейсмологии.

**Влияние осадочной толщи на значения сейсмических магнитуд.** С целью выявления влияния мощной толщи осадочных пород на значения магнитуд  $m$ , определяемых по волнам  $P$ , было проведено сравнение средних их значений для восьми сейсмических явлений с поверхностными очагами со средними значениями, определенными для 35 сейсмических станций СССР [76]. Эти станции располагались в районах с различными сейсмологическими условиями как на кристаллических, так и на осадочных породах. При этом для устранения искажений магнитуд за счет фильтрующих свойств аппаратуры (см. главу 2) использовались записи только широкополосных сейсмографов, зарегистрированные в интервалах эпицентральных расстояний от 4000 до 10 500 км. Видимые максимальные периоды колебаний на записях составляли  $4,5-5,5 \text{ сек}$ . Средние значения магнитуд сейсмических явлений лежали в диапазоне от 5,8 до 6,3.

Было установлено, что отклонения  $\Delta m$  средних значений магнитуд  $m_{\text{ст}}$  для данной станции от найденных средних значений по всем станциям  $m$ , т. е.  $\Delta m = m_{\text{ст}} - m_{\text{ср}}$ , достигали величины порядка от  $+0,3$  до  $+0,52$  единицы магнитуды. Эти отклонения превышали средние квадратичные значения ошибок, составляющих порядка  $0,1$  единицы магнитуды.

При анализе полученных данных установлено, что значительные отклонения магнитуд характерны для станций, расположенных в Средней Азии, в частности таких, как Оби-Гарм, Самарканд, Ашхабад, Андижан, Джергиталь, верхняя часть разреза в которых сложена толщей осадочных пород значительной мощности. На станциях, расположенных на выходах кристаллических пород, отклонения не превышали значений порядка  $\pm(0,1-0,2)$  единицы магнитуды.

Отмеченный факт значительных увеличений магнитуд на станциях, под которыми верхняя часть разреза сложена мощной слоистой осадочной толщей, обусловлен резонансной формой спектральных характеристик среды. К аналогичным выводам пришли авторы работы [94], предложившие методы расчета спектральных характеристик среды и вычислившие их для трех среднеазиатских станций. Искажения записей, подобные рассмотренным выше, имеют место и при использовании узкополосной аппаратуры.

## § 2. Влияние верхней части разреза на условия установки сейсмоприемников и сейсмическую безопасность

При изучении многочисленных экспериментальных записей продольных и поперечных волн и на основе их сравнения с соответствующими теоретически рассчитанными сейсмограммами [17, 15, 9, 21, 11] показано, что

в тех случаях, когда в местах установки сейсмоприемников на коренных породах с высокой скоростью залегают слои с низкой скоростью, записи волн  $P$  и  $S$  сильно искажаются. Это наиболее резко проявляется при регистрации более короткопериодных колебаний — с периодами от 0,1 до 1 сек. Значительные искажения формы записи объемных волн отмечаются и при установке сейсмоприемников на рыхлых осадочных породах мощностью порядка 100—300 м, причем в значительно более широком диапазоне периодов — до 2—3 сек, чем при наличии маломощного слоя на подстилающих высокоскоростных кристаллических породах. Отмеченные искажения учитываются на практике при проведении опытной регистрации землетрясений или калибровочных взрывов [80]. При этом исходят из общих представлений о физической природе явления. В качестве примера можно указать, что в сейсмологических группах с большими базами, таких, как НОРСАР и другие, где необходимо обеспечить получение идентичных записей от всех входящих в группу сейсмоприемников, они располагаются на выходах кристаллических пород в скважинах, пробуренных ниже зоны выветривания.

**Искажения волн  $P$  и  $S$  фильтрующими свойствами рыхлого слоя.** Примеры схематизированных реальных скоростных разрезов, для которых проводились расчеты, приведены в табл. 4. Мощности слоев  $\Delta h$  и соответствую-

Таблица 4

Примеры схематизированных реальных скоростных разрезов

Тип разреза	Мощности слоев $\Delta h$ , км	$V_P$ , км/сек	$V_S$ , км/сек	Плотность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Порода
I	0,02	0,60	0,32	1,8	Суглинки
	0,08	3,05	1,56	2,55	Осадочные породы
	$\infty$	5,00	2,90	2,6	Породы фундамента
II	0,10	0,60	0,32	1,8	Лёсс
	0,10	3,00	1,56	2,55	Известняки
	$\infty$	5,00	2,90	2,60	Породы фундамента
III	4,0	5,00	2,90	2,60	Метаморфические
	$\infty$	6,10	3,50	2,7	Интрузивные
V	0,20	1,80	0,60	2,2	Молодые осадочные породы
	1,00	2,00	1,10	2,4	То же
	$\infty$	5,00	2,90	2,6	Породы фундамента
V*	0,016	0,30	0,075	1,6	Илы
	0,16	1,80	0,60	2,2	Молодые породы
	1,00	2,00	1,11	2,4	То же
	$\infty$	5,00	2,90	2,6	Породы фундамента
X-1	0,3	2,05	0,68	2,0	Осадочные породы
	$\infty$	4,60	2,50	2,7	Породы фундамента
X-4	0,3	2,05	0,68	2,0	Осадочные породы
	3,0	4,60	2,50	2,7	Породы фундамента
	4,0	6,40	3,70	2,8	Породы коры
	$\infty$	8,10	4,58	3,3	Породы мантии
X-5	0,3	2,05	0,68	2,0	Осадочные породы
	3,0	4,60	2,50	2,7	Породы фундамента
	40	6,40	3,70	2,8	Породы коры
	43	8,10	4,58	3,3	Породы мантии
	70	7,80	4,52	3,3	Зона пониженных скоростей
	$\infty$	8,30	4,80	3,3	Породы мантии

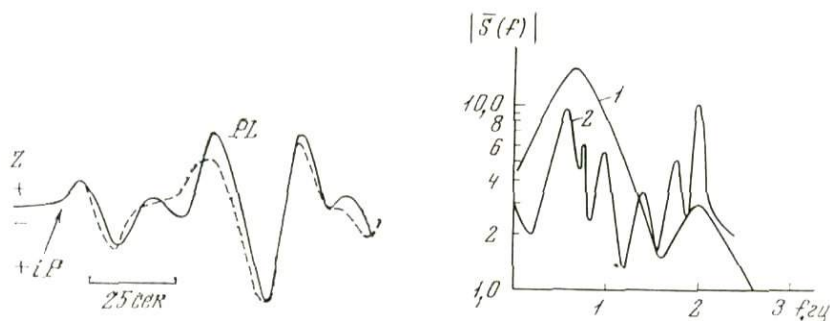


Рис. 34. Запись волны  $P$ , осложненная волной  $PL$ , обусловленной наличием зоны с пониженной скоростью в астеносфере, полученная длиннопериодным вертикальным сейсмоприемником на  $\Delta = 9^\circ$  от осесимметричного источника. Пунктиром показана теоретическая сейсмограмма (по [118]) для разреза, близкого к разрезу X-5 с 70 км зоной пониженных скоростей (см. табл. 4)

Рис. 35. Амплитудный спектр (1) и спектральная характеристика среды волны  $P$  (2) для разреза X-4 (см. табл. 4)

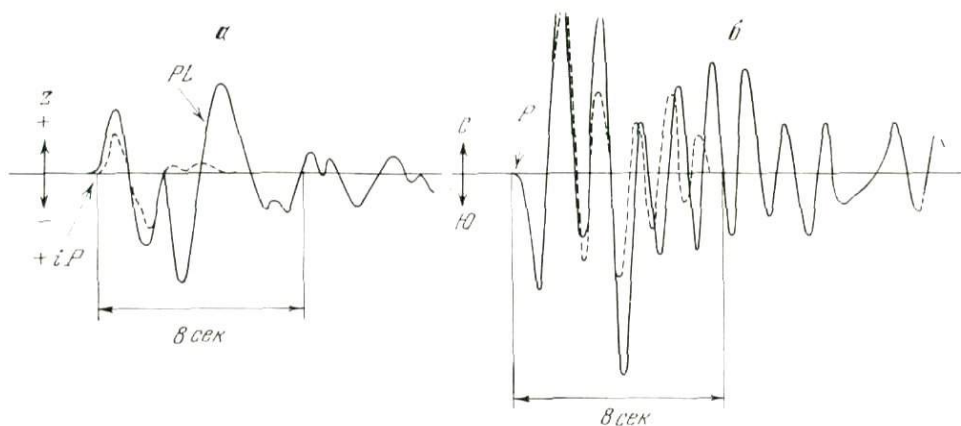


Рис. 36. Записи вертикальным (а) и горизонтальным (б) широкополосными сейсмоприемниками от того же источника, что и запись на рис. 34, но на  $\Delta = 10\ 000$  км

ющие им значения скоростей волн  $P$  и  $S$ , а также плотностей указаны начиная с дневной поверхности сверху вниз. При расчетах продольных волн  $P$  в диапазоне углов выхода  $e$  от  $25$  до  $75^\circ$  (соответственно углы  $i$  от  $65$  до  $15^\circ$ ) в качестве падающих использовались следующие три импульса (см. 1, 2, 3 на рис. 37, б), взятые из реальных сейсмограмм, полученных от осесимметричных источников при установке широкополосных сейсмоприемников на выходах кристаллических пород:

1 — с преобладающей частотой	2 гц;
2 — то же	3,3 гц;
3 — то же	4 гц.

При расчетах сейсмограмм поперечных волн  $S$  брались эти же импульсы, но периоды их были удвоены, что в общем обычно наблюдается на практике (см. [78 и др.]).

Примеры рассчитанных сейсмограмм волн  $P$  и  $SV$ , а также спектральных характеристик для рассматриваемых разрезов приведены на рис. 34—38.

На рис. 37 приведены примеры рассчитанных сейсмограмм волн  $P$  для двух скоростных разрезов, одного, представляющего собой коренные

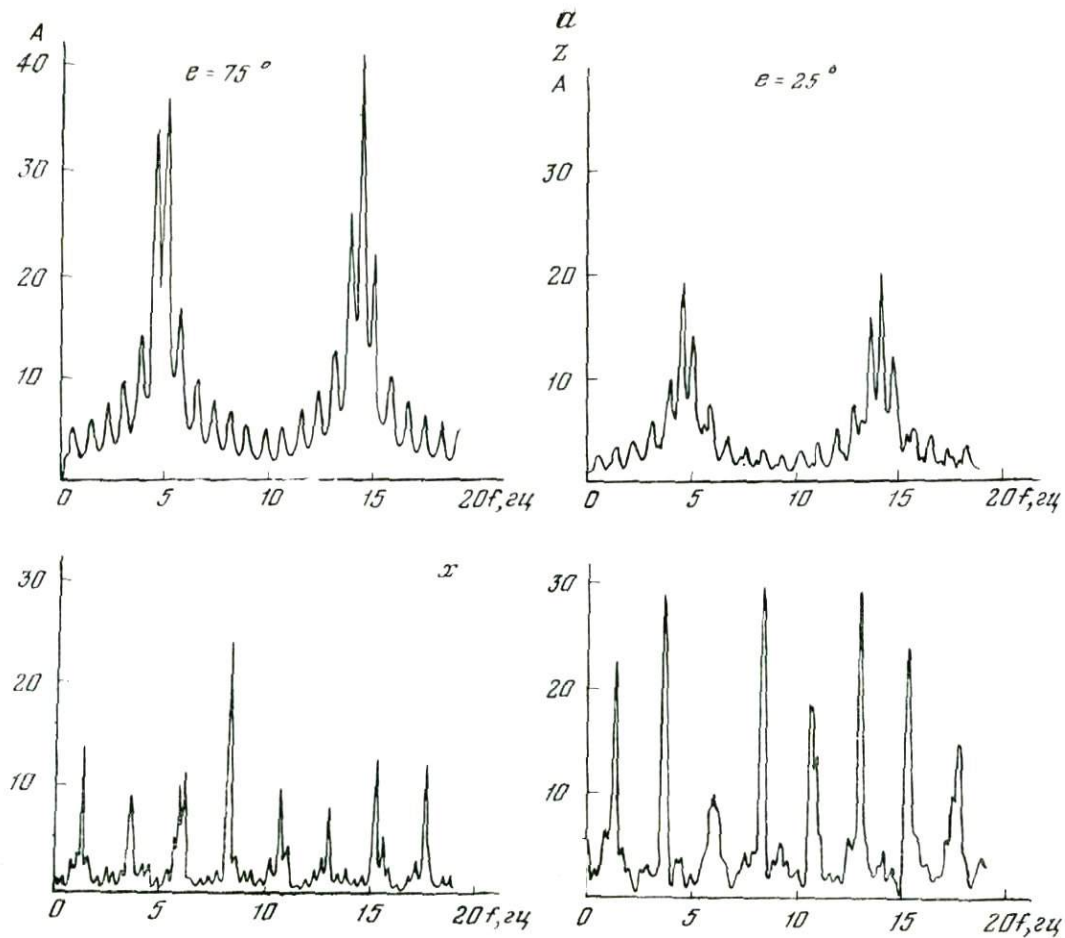


Рис. 37. Спектральные характеристики (а) и теоретические сейсмограммы (б), иллюстрирующие влияние тонкослойной среды (см. разрезы III и V\* в табл. 4) на форму записи волн  $P$  вертикальной —  $z$ -и горизонтальной —  $x$ -компонент на различных эицентральных расстояниях, характеризуемых углом выхода  $e^0$

1—3 — реальные импульсы волны  $P$ , зарегистрированные на выходах кристаллических пород при осесимметричных источниках, использовавшиеся при расчетах теоретических сейсмограмм

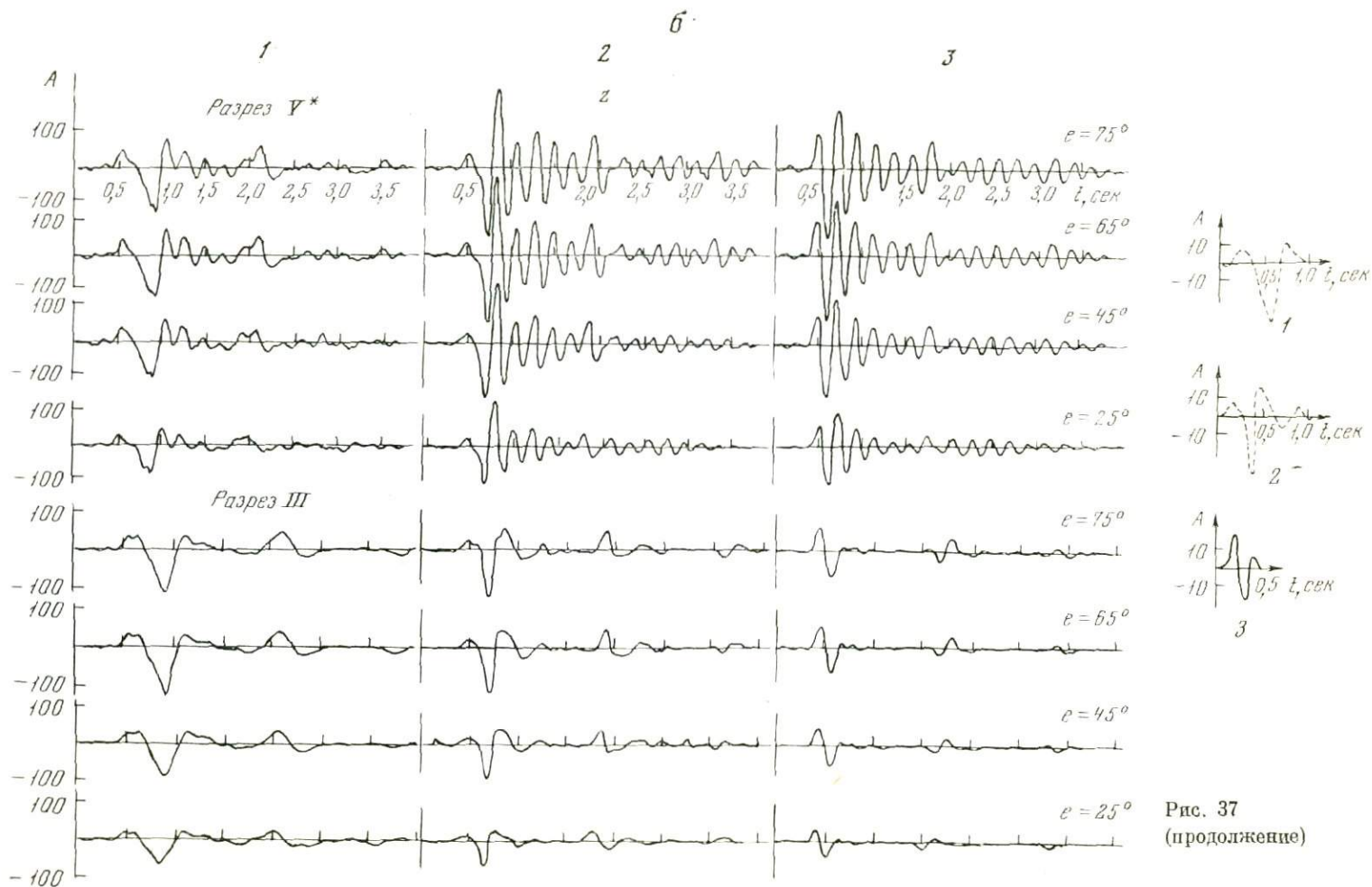


Рис. 37 (продолжение)



породы (разрез III) без низкоскоростного слоя, и другого, со слоем (разрез V\*). Расчеты проведены для смещений почвы для трех (1, 2, 3) видов импульсов волны  $P$ , падающих на границу высоко- и низкоскоростного слоев.

Как видно из рассмотрения монтажей расчетных сейсмограмм для вертикальной и горизонтальной радиальной составляющих волн  $P$ , в случаях установки станций на коренных породах (разрез III), форма записи волны  $P$  в широком диапазоне эпицентральных расстояний (углы выхода от 25 до 75°) сравнительно мало отличается от формы исходных импульсов.

При наличии низкоскоростного слоя форма колебаний как в волнах  $P$ , так и  $S$  (см. рис. 33) сильно искажается. Значительно, до 4—8 раз, возрастают длительности и амплитуды колебаний, изменяется их спектральный состав. Эти искажения обусловлены резонансным характером спектральных характеристик среды. Низкоскоростной слой является своего рода фильтром.

Спектральные характеристики существенно отличаются для вертикальной и горизонтальной компонент смещения почвы. Это приводит к тому, что записи на вертикальных и горизонтальных составляющих различаются. Более того, вид спектральных характеристик изменяется в зависимости от углов выхода, что хорошо видно на рис. 37 и 38.

Сравнение расчетных данных с экспериментальными, в частности для разреза V, показало их удовлетворительную сходимость (см. 2 и 3 на рис. 33 для волны  $SV$ ).

На рис. 38 проведены аналогичные расчеты для волн  $P$  для случая залегания лёссовидного слоя пород мощностью порядка 100 м на породах с большой скоростью (разрез II в табл. 4). Подобный разрез характерен для некоторых районов Средней Азии. Для этого разреза как для волн  $P$ , так и волн  $SV$  характерны те же особенности, что и для разреза V\* (рис. 37), т. е. усиление амплитуд до 4—8 раз на частотах, на которых отмечаются резонансные пики в спектральных характеристиках и значительное увеличение длительности цуга колебаний.

**Волна  $PL$ .** В последнее время сделана попытка объяснить природу волн, вступающих на записях вскоре после вступления волны  $P$  [118], получивших название  $PL$ . Их возникновение связывают с наличием зоны пониженных скоростей в астеносфере. В [118] эти волны выделены при осесимметрическом источнике на записях длиннопериодных сейсмографов на эпицентральных расстояниях до 10°. На записях этих приборов период волн  $P$  составляет порядка 25 сек, а волн  $PL$  — порядка 40 сек. Амплитуды волн  $PL$  обычно несколько больше амплитуд волн  $P$  (см. рис. 34).

Аналогичные волны от одного и того же источника отмечены и на записях многих станций СССР, полученных на широкополосных вертикальных приборах в диапазоне эпицентральных расстояний от 10 до 90° (см. рис. 36, а). Эти приборы имели столбобразную характеристику для смещений в диапазоне 0,2 до 10 сек, а в ряде случаев — до 20 сек.

В результате обработки многочисленных записей установлено, что средние периоды волн  $P$  равны приблизительно 2,0—2,5 сек, а периоды осложняющих их волн  $PL$  составляют около 4,6 сек. Следует отметить, что разность времен прихода волн  $PL$  и  $P$  составляет примерно 2—3 сек и не зависит от эпицентрального расстояния.

В [118] и в настоящей работе были рассчитаны теоретические сейсмограммы волн  $PL$  для разреза X-5 (см. табл. 4) с зоной пониженных скоростей в астеносфере. Эти теоретические сейсмограммы показаны на рис. 35—36. Они достаточно хорошо повторяют форму экспериментально наблюдаемых записей. Интересно отметить, что если при расчетах не ввести слой с пониженной скоростью, то волна  $PL$  на теоретической сейсмограмме не отмечается (см. пунктирную запись на рис. 36, б, полученную для разреза X-4 табл. 4). Наличие волн  $PL$  сильно осложняет записи волн, что

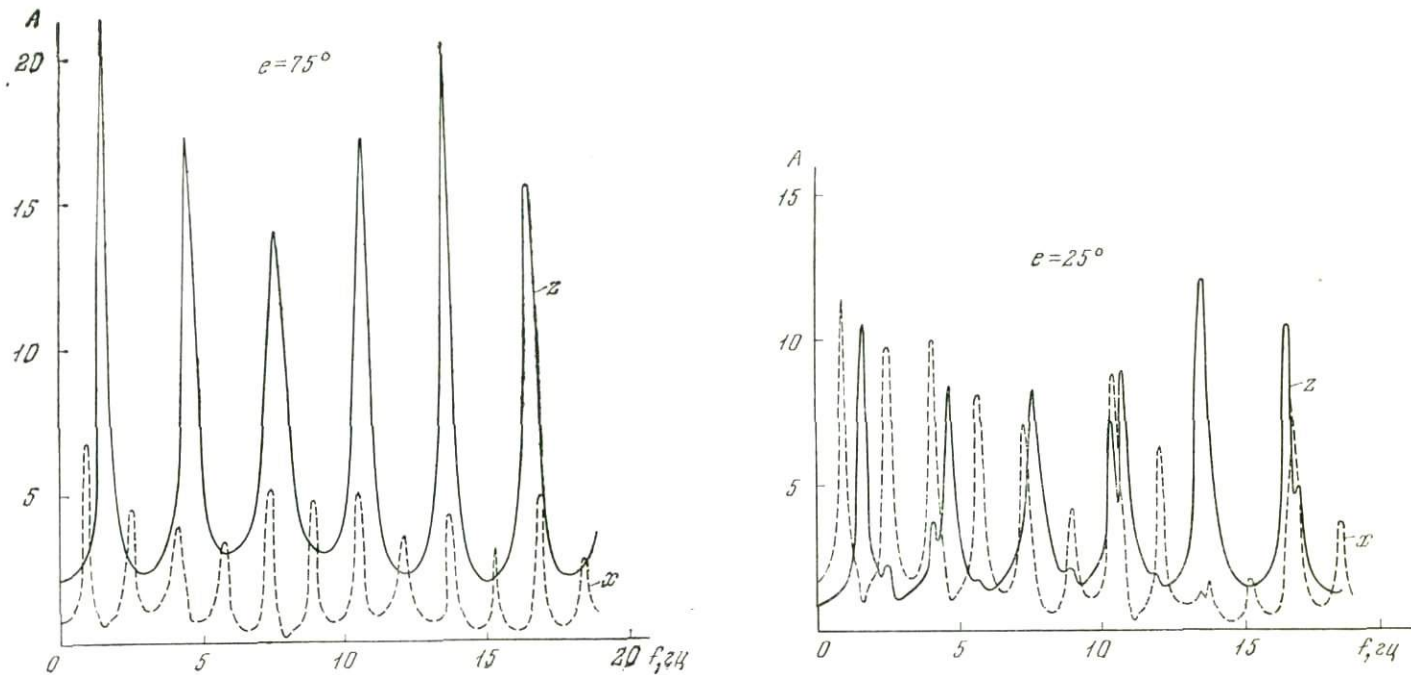


Рис. 38. Спектральные характеристики для волн  $P$  (а) и их теоретические сейсмограммы (б), иллюстрирующие влияние низкоскоростного слоя — толщи лёсса мощностью 100 м с  $V_P = 3$  км/сек

1—4 — падающие импульсы

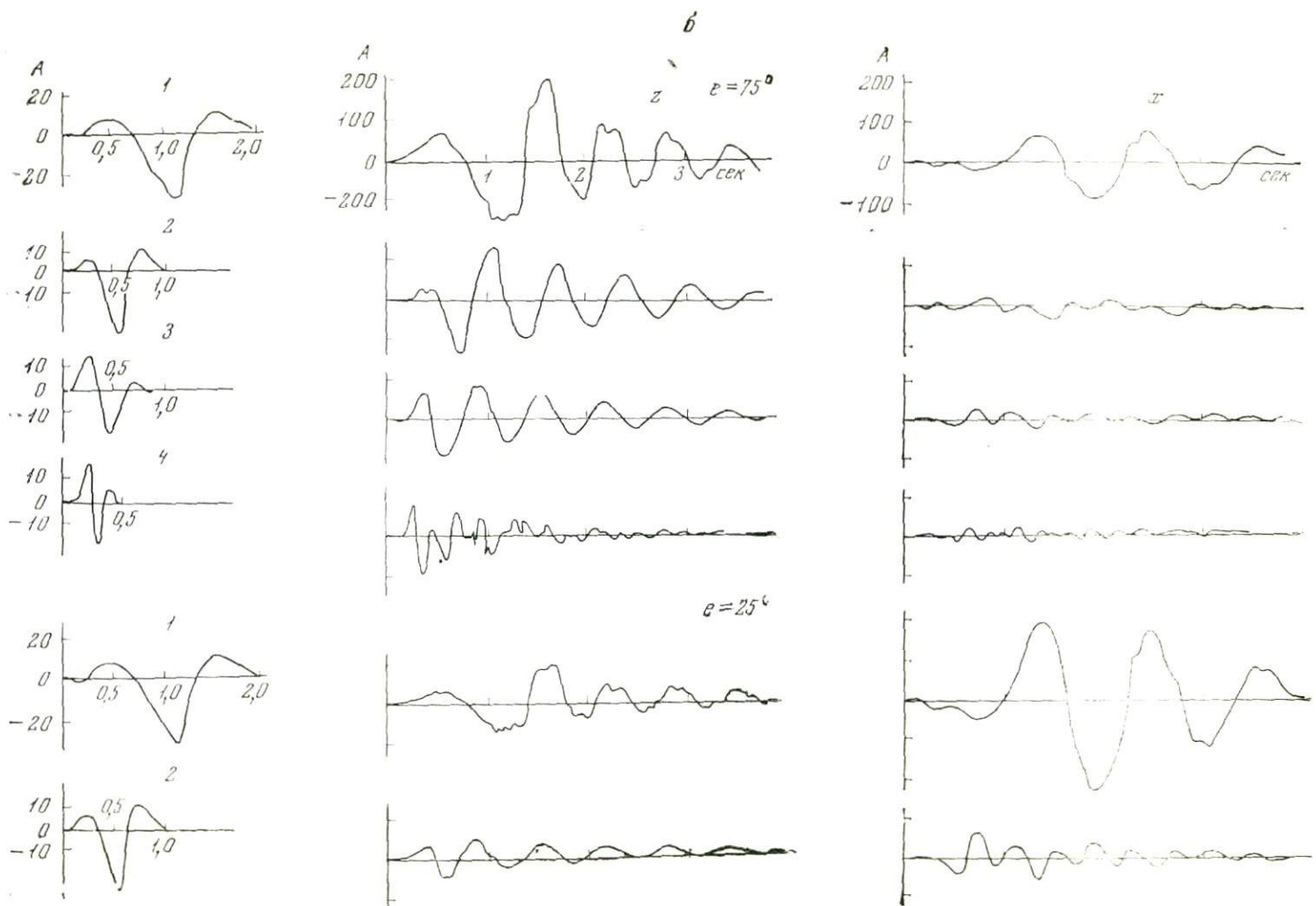


Рис. 38 (окончание)

затрудняет изучение их динамических характеристик. Аналогичные искажения наблюдаются и для волн  $S$ .

**Короткопериодные длительные колебания на записях горизонтальных составляющих.** При определенных соотношениях скоростей  $V_P/V_S > 3$  в верхнем покрывающем слое осадочных пород мощностью в несколько сотен метров, залегающих на породах фундамента (см. например, разрезы X-1, X-4, X-5), записи на горизонтальных составляющих широкополосных приборов в ряде случаев осложнены длительными (свыше 20 мин) колебаниями с периодами порядка 2,4 сек (см. запись на рис. 36, б). Их

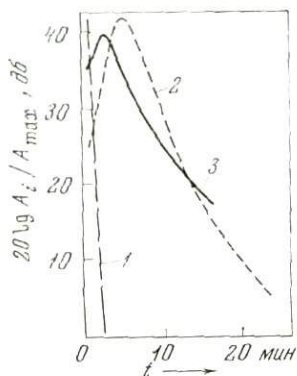


Рис. 39. Сглаженные экспериментальные зависимости длительности сейсмических колебаний от строения верхней части геологического разреза, полученные по записям волн  $P$ ,  $S$  и Релея горизонтальными сейсмографами от осесимметрических источников

1 — для кристаллических пород;  
2 и 3 — для осадочных пород

природа связана в ряде случаев с резонансными явлениями, при совпадении максимума амплитудного спектра с максимумом спектральной характеристики слоя (см. 1 и 2 на рис. 35). Характер спадения интенсивности подобного рода записей показан на рис. 39. На этом рисунке длительность записей (в мин) характеризуется отношениями текущих значений амплитуды  $A$  к ее максимальному значению  $A_{\max}$  (в db): 1 — для волн  $P$ ,  $S$ , поверхностных волн, в том числе релеевских,  $L_R$ , при наблюдениях на выходах кристаллических пород на  $\Delta = 100 \div 200$  км; 2 — то же, что и 1, при наличии низкоскоростной осадочной толщи мощностью порядка 6 км с  $V_P = 2,5 \div 3,0$  км/сек на  $\Delta = 200 \div 500$  км; 3 — то же, что и 1 и 2, только по записям объемных волн при наличии осадочной 300-метровой толщи с  $V_P = 2$  км/сек и  $V_S = 0,6$  км/сек, залегающей на породах фундамента с  $V_P = 4,6$  км/сек. Возможный механизм возникновения необычно длительных колебаний более подробно обсужден в [80].

В заключение следует отметить, что в ряде работ [112] возрастание интенсивности сейсмических волн от землетрясений и взрывов при наличии слоя низкоскоростных рыхлых отложений, залегающих на твердых коренных породах, принято оценивать отношением спектров колебаний, наблюдаемых или рассчитанных на поверхности слоя и коренных пород. В ряде случаев отношения спектров не в полной мере характеризуют возрастание интенсивности колебаний, а следовательно, и возрастание сейсмической опасности.

Поэтому применяемые в настоящее время спектральные методы оценки возрастания сейсмической опасности за счет неблагоприятных сейсмогеологических условий необходимо дополнить оценками, полученными на основе сравнения амплитуд сейсмических волн в слое и на коренных породах. Эта рекомендация обоснована соответствующими теоретическими расчетами и экспериментальными данными, полученными в различных сейсмогеологических условиях в широком диапазоне частот, главным образом при регистрации волн от осесимметричных источников.

## ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ГЛУБИННЫХ ПРОХОДЯЩИХ ОБМЕННЫХ ВОЛН ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СТРОЕНИЯ ОСНОВНЫХ ГРАНИЦ В КОРЕ<sup>1</sup>

Для изучения строения коры и верхней мантии Земли в региональном плане в Советском Союзе наряду с методами МОВ, КМПВ, глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ) и сейсмологическими исследованиями разработана и получила широкое распространение методика обменных проходящих волн  $PS$ , возбуждаемых главным образом удаленными землетрясениями и взрывами.

Регистрация волн  $P$  и  $PS$  в этой методике осуществлялась сетью многоканальных передвижных станций типа «Земля» и других с непрерывной круглосуточной регистрацией либо на магнитную ленту в основном в аналоговом виде, либо на фотобумагу.

Отметим, что в отличие от общепринятых в сейсмологии и сейсморазведке обозначений волн в данной методике символом  $PS$  обозначаются проходящие волны, претерпевшие обмен на одной из границ в осадочной толще, в коре или верхней мантии Земли. Границу обмена обычно обозначают буквенными индексами, например для границ в осадочной толще —  $PS_{ос}$ , фундаменты —  $PS_{ф}$ , Коврада —  $PS_{К}$ , Мохоровичича —  $PS_{М}$  и т. д.

Наряду с исследованиями границ в коре —  $K$  и  $M$  основное применение методика обменных проходящих волн получила при изучении строения фундамента и границ обмена в осадочной толще, а также для изучения сейсмичности и выявления активных разломов по малоинтенсивным местным землетрясениям. В многочисленных работах приведено описание методики наблюдений, методов интерпретации и техники работ со станциями «Земля» и дана краткая характеристика параметров ее аппаратуры [70, 65—67, 88, 89]. Приведены сейсмогеологические результаты и их сопоставление с данными КМПВ, МОВ, ГСЗ и глубокого бурения [26, 42, 43, 90, 91, 89, 87]. Из этих работ следует, что принципиальные физические основы методики для изучения границ обмена в осадочной толще и на фундаменте, с которыми связаны интенсивные обменные волны, в значительной степени обоснованы. Об этом свидетельствует совпадение данных методики обменных проходящих волн с данными других сейсмических методов и бурения, проведенного в отдельных районах.

Однако, несмотря на широкое распространение методики обменных проходящих волн, еще не решены основные методические вопросы по ее обоснованию, особенно при изучении основных границ в коре  $K$  и  $M$  и тем более в верхней мантии. К таким вопросам относятся выделение, корреляция и идентификация обменных волн  $PS$ , являющиеся основой всей дальнейшей интерпретации сейсмических записей станций «Земля».

<sup>1</sup> При составлении текста данной главы кроме цитируемых опубликованных работ использованы также рукописные материалы: а) отзыв И. С. Берзон и П. С. Вейцман, составленный ими в 1969 г. на работы по усовершенствованию методики исследования строения коры с помощью станции «Земля»; б) рукопись тех же авторов «О волнах, идентифицируемых как обменные от глубоких границ раздела при работах со станциями «Земля»; в) экспериментальные данные, полученные на постоянных и временных сейсмических станциях Института физики Земли АН СССР.

Возможность изучения методикой обменных проходящих волн границ обмена в верхней мантии, залегающих ниже границы М, пока весьма проблематична. До настоящего времени по этому вопросу нет достаточно убедительных как экспериментальных, так и теоретических данных. Однако в связи с тем, что зарегистрированы волны *PKPdPKP*, отраженные от границ в мантии, залегающих на глубинах порядка 280, 520, 650 км и др. [106], появились основания проводить специальные исследования по методике обменных проходящих волн для выяснения возможности изучения глубоких границ в верхней мантии.

Вопросы физического обоснования и методики выделения глубинных волн *PS* до настоящего времени еще не решены как по причинам сложного строения и малой изученности природы границ обмена волн, влияния на формирование глубинного волнового поля покрывающей осадочной толщи, так и из-за несовершенства применяемой аппаратуры и ряда других факторов. Это затруднило разработку методов выделения, распознавания и корреляции обменных волн от одних и тех же глубоких границ обмена. Поэтому приводимый ниже критический анализ накопленных данных с привлечением в качестве иллюстраций новых результатов, полученных на широкополосных приборах от известных осесимметрических очагов, представляется нам необходимым и полезным для дальнейшего развития методики обменных преломленных волн. В опубликованных работах, как правило, приводятся наиболее удачные, высококачественные записи. Однако при интерпретации часто используются и менее убедительные и менее качественные записи. Поэтому в данной работе проводится разбор и малоубедительных записей, которые тем не менее подвергались такой же интерпретации, как и убедительные. Частично использованы также исследования авторов по регистрации обменных волн, проведенные на широкополосной калиброванной аппаратуре, регистрирующей смещения, скорости и ускорения частиц среды. Эта аппаратура имеет равномерное увеличение в широком диапазоне частот от 0,01—0,2 до 30—40 гц [78, 80]. Опыты ставились попутно с решением других задач. Записи получены в районах с известным сейсмогеологическим строением при наиболее простых осесимметрических источниках с известными глубинами.

Ниже обсуждаются некоторые вопросы корреляции и определения природы волн *P* и *PS*, зарегистрированных фильтрующей, узкополосной аппаратурой станций «Земля», и рекомендуется программа постановки специальных исследований по физическому обоснованию методики обменных проходящих волн для изучения основных границ в земной коре.

### § 1. Вопросы, требующие обоснования в методике обменных проходящих волн

Кратко сформулируем основные вопросы, не решенные в методике обменных проходящих волн.

1. Природа волн, которые по разности времен  $\Delta t_{PS-P}$  на записях станций «Земля» идентифицируются как обменные волны от основных глубоких границ в коре и верхней мантии, неясна и нуждается в серьезном обосновании. Подобный вывод сделан на основе анализа опубликованных данных и просмотра сейсмограмм с записями обменных проходящих волн от землетрясений и взрывов, некоторых материалов ГСЗ, полученных в тех же районах, выполненных в основном экспедициями ВНИИ Геофизики Министерства геологии СССР, Казгеофизтреста и другими [29, 42, 52, 70, 84—86, 90], а также некоторых расчетов.

2. Записи горизонтальных компонент аппаратурой станции «Земля» характеризуются большой длительностью и на них можно выделить ряд волн с разностями времен  $\Delta t_{PS-P}$  порядка 10—15 сек и более, амплитуды которых равны 0,4—0,6 и более от амплитуд первых продольных волн на вертикальных компонентах. Если волны на горизонтальных компонен-

тах действительно представляют собой обменные проходящие волны от глубинных границ, то нужно допустить существование в коре и мантии большого числа границ с весьма сильной дифференциацией скоростей поперечных волн. В этом случае при работах методом ГСЗ на записях радиальных  $x$ -компонент и при сейсмологических наблюдениях с большими взрывами следовало бы ожидать присутствия интенсивных обменных отраженных  $P_1S_1$  и обменных рефрагированных волн ( $P_1$ ,  $P_{\text{реф}}$ ,  $S_1$ ) от глубинных границ, что, насколько нам известно, до настоящего времени не было отмечено.

3. Волна  $PS_M$ , которая по времени  $\Delta t_{PS_M-P}$  идентифицируется как проходящая обменная волна на границе  $M$ , не отличается от волн с большими временами прихода по уровню амплитуд. В то же время, по данным метода ГСЗ и сейсмологических исследований с большими взрывами в тех же районах, с границей  $M$  связаны доминирующие опорные продольные и поперечные отраженные и рефрагированные волны, а волны от более глубоких границ не выделены на записях.

4. Обменные волны, в том числе и отнесенные к границе  $M$ , отличаются плохой коррелируемостью, в то время как первая продольная волна коррелируется достаточно хорошо.

5. Из рассмотренных работ и материалов неясно, существует ли связь между длительностью записи волн на горизонтальных компонентах и мощностью осадочной толщи. Возможно, что часть колебаний, отмечаемых на горизонтальных компонентах, представляет собой интерференционные обменные волны в верхней части разреза, наиболее сильно дифференцированной по скоростям поперечных волн, либо обусловлена влиянием особенностей сейсмогеологического строения вышележающей осадочной толщи и в пунктах наблюдения, а также сильно фильтрующими свойствами узкополосной аппаратуры станций «Земля».

## § 2. О разрешающей способности и искажающих свойствах аппаратуры типа «Земля»

Передвижные сейсмологические станции «Земля» создавались как многоцелевые и в процессе их выполнения неоднократно совершенствовались для решения следующих основных геологических задач: 1) изучения локальной сейсмичности, в том числе в районах с относительно малоинтенсивными местными землетрясениями, с целью выявления сейсмоактивных разломов, определения параметров очагов, и других задач; 2) изучения строения земной коры и верхней мантии в региональном плане по записям удаленных землетрясений и взрывов.

Многоцелевое назначение станций «Земля» естественно привело к тому, что выбор их амплитудно-частотных характеристик не является оптимальным для каждой из указанных выше задач, а был решен на компромиссной основе. При изучении локальной сейсмичности — обычно малоинтенсивных ( $m_b = 1 \div 4$ ) местных землетрясений, для которых преобладающие периоды объемных волн составляют порядка 5—10 *гц*, амплитудно-частотные характеристики станций «Земля» с полосой пропускания 0,5—15 *гц* были выбраны с учетом спектральных характеристик регистрируемых волн. Это позволило успешно решить такие задачи, как изучение сейсмичности, выявление сейсмоактивных разломов и тектонических нарушений по расположению очагов землетрясений в пространстве, например в районе Ташкента [91], на Русской платформе [90], в Азово-Кубанской впадине [89], в районе Алма-Аты [64] и др.

Для разработки метода обменных проходящих волн от удаленных землетрясений с целью изучения строения коры и верхней мантии, где в первую очередь необходимо было провести физическое обоснование самого метода, разработать рациональную и надежную методику наблюдений и интерпретации, в том числе выделения, корреляции и идентификации об-

менных волн от удаленных землетрясений, параметры аппаратуры «Земля» оказались неоптимальными. Амплитудно-частотные характеристики сквозного канала, регистрирующего и перезаписи, были выбраны слишком узкополосными. Несмотря на то, что в известных нам работах характеристики сквозного канала аппаратуры станций «Земля» не приведены, ее разрешающую способность и искажающие свойства можно приближенно качественно оценить путем сравнения записей станций «Земля» с записями, полученными на широкополосной аппаратуре с известными параметрами, регистрирующими известные функции кинематических элементов движения частиц среды в сейсмических волнах — смещения, скорости и ускорения. Следует иметь в виду, что установить истинный характер движения почвы по записям аппаратуры станций «Земля» нельзя.

Выбор полосы регистрируемых частот в аппаратуре станций «Земля» для решения задач изучения строения коры был обусловлен необходимостью придать ей требуемую разрешающую способность. Перед разрабатываемым методом ставятся задачи изучения границ обмена волн  $P$  в осадочной толще, ее мощности и рельефа фундамента, начиная с глубин порядка 0,5—1,0 км и более, а также границ в коре и мантии. При указанных минимальных глубинах залегания границ, разности времен вступлений обменных и продольных волн, даже в более благоприятных случаях при наличии низкоскоростных пород в покрывающей толще со скоростями  $V_p$  порядка 2—3 км/сек, будет составлять не более 1,0—1,5 сек, а от границы  $M$  — порядка 6—8 сек. В то же время преобладающие периоды волн  $P$  и  $PKP$  от удаленных землетрясений с магнитудами  $m_b \geq 5,5$  на записях широкополосных сейсмографов типа СК и других составляют от 4 до 10 сек и более [5, 51, 78, 82]. На записях широкополосных приборов или приборов с суженной полосой пропускания типа СКМ обменные волны  $PS$  и  $PKPS$  обычно имеют такие же периоды, как и волны  $P$  и  $PKP$ , и вступают на фоне первых колебаний предшествующих волн, вследствие чего выделить их рутинными методами визуальной корреляции практически невозможно (см., например, [23]). Поэтому, чтобы разделить на записях вступления волн  $P$  и  $PS$  во времени, в аппаратуре «Земля» полоса пропускания была значительно сужена и смещена в сторону более коротких периодов, практически за пределы ширины полосы спектров изучаемых волн от удаленных землетрясений, максимум которых обычно лежит на 4—10 сек (см., например, [5, 78 и др.]). Это позволило на записях аппаратуры «Земля» снизить периоды колебаний до 1,0—1,5 сек. Применяемая полоса пропускания каналов аппаратуры, однако, оказалась настолько узкой, что на записях периоды  $T$  волн  $P$  и  $PKP$  практически не изменяются ни от магнитуды  $m_b$ , ни от эпицентрального расстояния  $\Delta$  и глубины очага  $H$  (см., например, рис. 12 [86]), что находится в резком несоответствии с имеющимися статистическими данными о зависимости  $T$  от  $m_b$ ,  $\Delta$  и  $H$  [5, 51, 78, 82].

Переход на регистрацию более короткопериодных колебаний и использование узкополосной фильтрации в известной степени связаны также с тем, что в более короткопериодном диапазоне значительно, примерно на порядок, снижен уровень микросейсм естественного происхождения. Немаловажную роль сыграло также и то обстоятельство, что применяемая аппаратура с аналоговой магнитной записью имеет малый динамический диапазон — всего 40 дБ [87]. На широкополосной аппаратуре амплитуды микросейсм в ряде случаев на порядок могут превышать амплитуды полезных волн. В таких случаях при использовании аппаратуры с малым динамическим диапазоном приходится либо снижать ее увеличение, и тогда полезный сигнал не будет вообще зарегистрирован, либо в процессе записи вводить узкополосную фильтрацию, что приводит к сильному искажению сигнала. Кроме того, известную роль сыграло также стремление в возможно более короткий срок зарегистрировать возможно большее число землетрясений, в том числе и слабых. Поскольку эти землетрясения

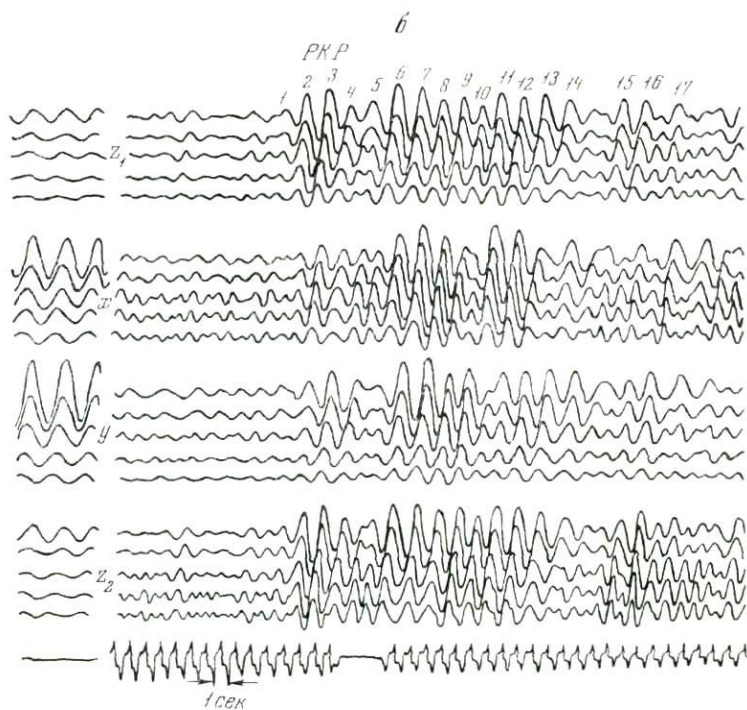
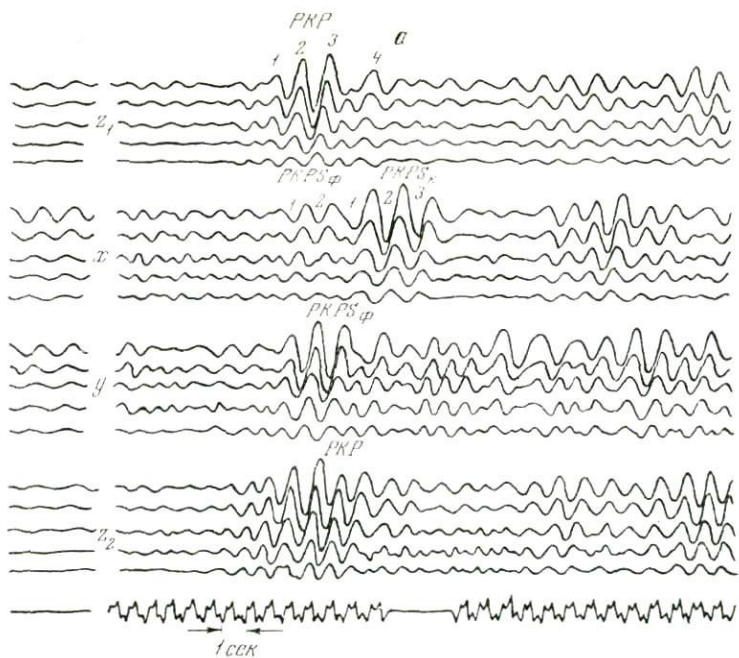


Рис. 40. Изменения формы записи волн  $PKP$  и  $PKPS$  от одного и того же удаленного землетрясения при установке сейсмографов станции «Земля»

$a$  — на осадочных;  $b$  — на кристаллических породах, обусловленных фильтрующими свойствами аппаратуры и осадочного слоя пород (по [86])

записаны на фоне микросейсм, то и выделить на них волны  $P$  и  $PS$  можно только при использовании узкополосной фильтрующей аппаратуры.

Сильно фильтрующие свойства применяемой аппаратуры привели к тому, что на части записей вертикальных приборов амплитуды первых наиболее интенсивных волн, но и наиболее длиннопериодных оказались значительно уменьшены или эти волны вообще не зарегистрированы. В то же время резко увеличены амплитуды зачастую малоинтенсивных колебаний, обычно осложняющих запись более высокочастотных. Одно- или двухфазные колебания в волнах  $P$  и  $PS$ , зарегистрированных на записях широкополосных каналов типа СК, преобразуются узкополосными каналами в многофазные (см., например, [78]). Подобные явления наблюдаются и при использовании аппаратуры станций «Земля», что, естественно, снижает возможность разделения волн  $P$  и  $PS$  во времени.

Сильно фильтрующие свойства аппаратуры станций «Земля» четко иллюстрируют записи, полученные от одного и того же землетрясения в районе Ташкента при установке указанной аппаратуры на осадочных и кристаллических породах (рис. 40). При установке на осадочных породах записи волны  $P$  вертикальными приборами  $z_1$  и  $z_2$  представлены группой из 7—9 колебаний.

В то же время при установке сейсмографов на кристаллических породах число колебаний с примерно равными амплитудами на  $z_1$ - и  $z_2$ -каналах возросло до 17. Столь значительное возрастание числа колебаний связано со следующими обстоятельствами. При установке приборов на осадочных породах высокочастотные колебания, содержащиеся в сейсмических волнах, были отфильтрованы в осадочном слое пород, поэтому запись волны  $P$  относительно короткая. При установке приборов на кристаллических породах высокочастотные составляющие не были отфильтрованы средой, и при регистрации на узкополосной аппаратуре амплитуды более высокочастотных колебаний были значительно усилены.

Неясно также, какую функцию смещения записывает аппаратура станций «Земля». Качественное сравнение записей взрывов станции «Земля» с записями взрывов на аппаратуре, регистрирующей смещения или скорости примерно на одинаковых расстояниях от источника ( $R = 110$ — $180$  км), показало существенное их отличие. На записях аппаратуры, регистрирующей смещения или скорости смещений при взрывах, отмечаются доминирующие по интенсивности волны, между которыми виден более малоинтенсивный высокочастотный сейсмический шум (см. [78 и др.]). На записях станции «Земля» между волнами  $P$  и  $S$  [86] доминирующих волн нет, но регистрируется большое число волн, мало различающихся по интенсивности и обладающих более высокими частотами, чем волны на аппаратуре, записывающей смещения. Это сравнение очень грубое, так как записи получены в разных районах и при различном типе источника. Однако оно указывает, что аппаратура «Земля» регистрирует какую-то относительно высокую производную от функции смещения и многочисленные волны, идентифицированные как обменные, могут быть сформированы из высокочастотного сейсмического шума при многократном дифференцировании и фильтрации. При этом следует иметь в виду, что при регистрации более высоких производных от функции смещения в волнах, в частности третьей производной, т. е. ускорения, записи волн искажаются в большей степени, чем записи смещений или скоростей. Это иллюстрируется на рис. 41 на примере записей волн  $P$ ,  $pP$  и  $PS_{oc}$ ,  $pPS_{oc}$ , полученных широкополосными каналами, регистрирующими смещения  $z_w$ ,  $x_w$ , скорости  $z_u$ ,  $x_u$  и ускорения  $z_a$ ,  $x_a$  в указанных волнах в районе сейсмологического строения которого показано на рис. 42.

Из рассмотрения этих записей видно, что записи функции ускорения в волнах  $P$ , особенно  $pP$ , зарегистрированных вертикальным каналом, имеют более сложный вид, чем записи этих же волн на вертикальных каналах смещений и скоростей. Поэтому траектории движения частиц среды

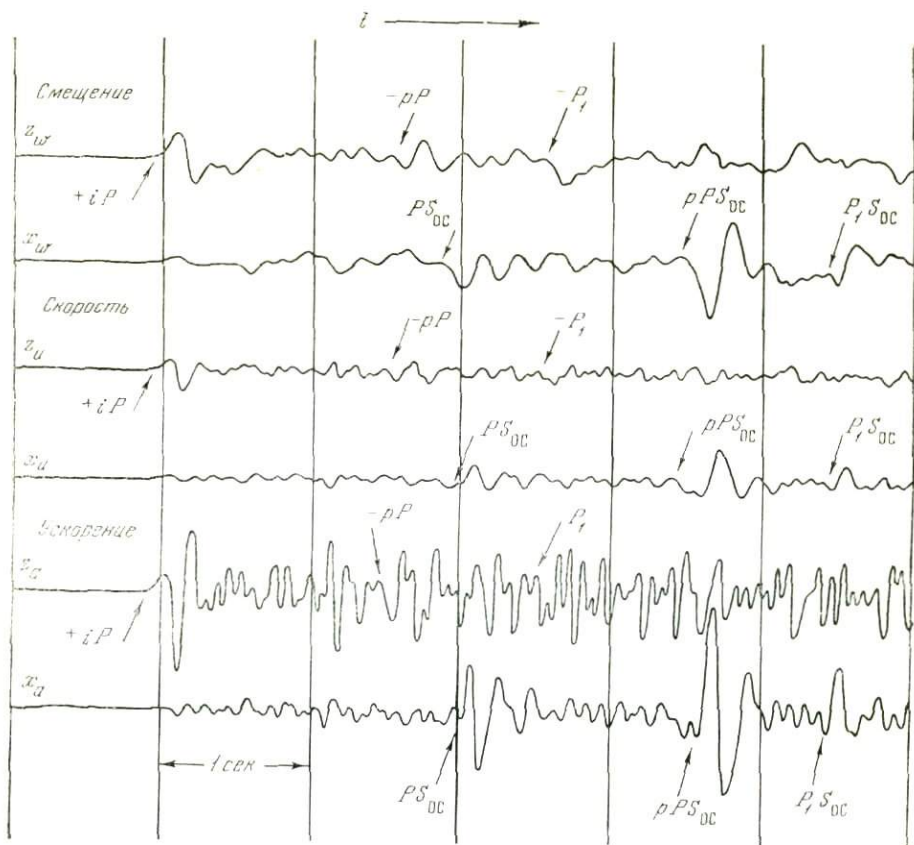
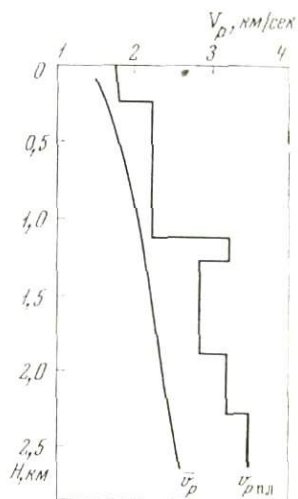


Рис. 41. Примеры записей вертикальными —  $z$  — и горизонтальными —  $x$  — сейсмографами различных кинематических элементов движения: смещений, скоростей и ускорений в продольных  $P$ ,  $pP$ ,  $P_1$  и обменных от одной и той же границы в осадочной толще воли  $PS_{oc}$ ,  $pPS_{oc}$ ,  $P_1S_{oc}$  от осесимметричного источника с известной глубиной;  $\Delta = 60$  км

Рис. 42. Сейсмологическое строение района, в котором получена запись рис. 41



в волнах  $PS_{oc}$  и  $pPS_{oc}$  (см. рис. 43) значительно искажены и установить по ним истинный характер поляризации в волнах  $PS$  затруднительно. Отмеченные выше осложнения записей ускорений будут также иметь место и на записях дифференцирующей аппаратуры станций «Земля», однако благодаря узкополосной фильтрации последние будут несколько сглажены.

Наибольшую разрешающую способность метод обменных проходящих волн при использовании как аппаратуры станций «Земля», так и аппара-

туры других типов с суженной полосой пропускания имеет при регистрации волн  $P$  и  $PS$  от удаленных осесимметричных источников, при которых максимум амплитудного спектра лежит в диапазоне частот порядка  $0,5-1,2$  гц и практически не изменяется с эпицентральной расстоянием [78]. Примеры записей волн  $P$  и  $PS$  от указанных источников приведены далее на рис. 45. При интенсивных источниках возбуждения колебаний записи волн  $P$  и  $S$  могут быть получены с большим отношением амплитуд полезных волн к амплитудам помех на значительных удалениях на широкополосной аппаратуре, регистрирующей либо смещение, либо скорость, либо функцию, близкую к скорости, в сейсмических волнах. Возможности метода обменных проходящих волн значительно возрастут, если использовать аппаратуру с магнитной цифровой регистрацией с большим динамическим диапазоном, обеспечивающую возможность регистрации землетрясений в широком магнитудном диапазоне и обработку и интерпретацию на цифровых электронно-вычислительных машинах.

Таким образом, использование узкополосной сильно искажающей аппаратуры станций «Земля» в методе обменных проходящих волн, с одной стороны, позволило развить сам метод и изучить сейсмичность и строение ряда районов, но, с другой — затруднило и до настоящего времени не дало возможности полностью решить ряд вопросов его физического обоснования. К таким нерешенным вопросам следует отнести.

1. Выяснение возможности однозначного выделения на различных станциях обменных волн от одних и тех же границ обмена в толще осадочных пород.

2. Определение динамических и кинематических критериев для выделения и корреляции обменных волн типа  $PS$  от основных границ раздела в земной коре по записям далеких землетрясений.

3. Выяснение характера искажений динамических и кинематических характеристик волн от далеких землетрясений, в частности искажений формы записи и времен пробега волн  $P$  и  $PS$ , траекторий движения частиц среды и т. д. Такие исследования необходимы в районах с различным строением верхней части геологического разреза.

### § 3. Выделение обменных проходящих волн $PS$

Наиболее уязвимой и неразработанной стороной в методике обменных проходящих волн является недостаточное обоснование вопросов выделения, корреляции и идентификации обменных волн  $PS$ , являющихся основой всей дальнейшей интерпретации данных станций «Земля». Ниже обсуждаются основные замечания к применяемой методике выделения, корреляции и определения природы этих волн.

В ряде работ [52, 85, 86, 91, 87] утверждается, что при интерпретации на записях  $x$ - и  $y$ -компонент выделяют несколько обменных волн лишь в том случае, когда на записи вертикальной компоненты отмечается только одна продольная волна. Однако, как видно из приведенных в указанных выше работах копий и фотокопий сейсмограмм, это условие далеко не всегда выполняется. В ряде случаев на записях вертикальной компоненты имеется в начальной части несколько отчетливых, хорошо разрешенных волн (например, [52, 85, 86]) или длительный цуг плохо разрешенных волн (см. запись каналов  $z_1$  и  $z_2$  на рис. 40, состоящий из 7—9 колебаний). Тем не менее на записях  $x$ - и  $y$ -компонент выделен и идентифицирован ряд обменных волн, в том числе и от глубоких границ в коре и мантии, хотя весьма вероятно, что некоторые из них связаны не с различными границами обмена, а с обменом различных продольных волн на одних и тех же границах в осадочной толще или на фундаменте. В пользу этого предположения свидетельствует постоянство разности времен  $\Delta t_{PS-P}$  между соответствующими парами обменных и продольных волн (см., например, [85, 86]).

При анализе сейсмограмм, полученных при удаленных землетрясениях и взрывах, предполагается, что все волны, зарегистрированные на записях  $x$ - и  $y$ -компонент, обменные. В то же время из опыта сейсморазведки и сейсмологии известно, что при сравнительно больших углах выхода продольных волн иногда на узкополосной аппаратуре лучше записываются, в том числе горизонтальными приборами, не первые, а последующие волны, природа которых может быть сложной и неясной. Вступления же первых волн могут быть в ряде случаев вообще не отмечены. На некоторых записях  $x$ - и  $y$ -компонент выделены и отнесены к обменным волны, отмечающиеся и на записях  $z$ -приборов практически на тех же временах. Например [86 и др.], волны  $PS$  регистрируются на таких же временах, как и волны на  $z$ -приборе. При этом (взрыв) волна, отмеченная как  $P_M$ , регистрируется на таком же времени и совпадает по форме со второй волной, зарегистрированной на  $z$ -компоненте; вероятно, последняя представляет собой заперделенно отраженную волну  $P_{отр}^M$  (к сожалению, не указано ее время пробега). В связи с этим идентификация других обменных волн вызывает сомнение, так как волна, помеченная  $PS_2$ , может быть связана не с первой, а со второй продольной волной от той же границы; волна  $PS_3$ , обменявшаяся, по мнению авторов, на границе базальтового слоя, может быть связана с третьей волной от одного и того же слоя.

Отмеченная неопределенность в расшифровке природы обменных волн связана с тем, что авторы практически вообще отказались от определения природы продольных волн, регистрируемых в начальной части записи вертикальными сейсмографами.

Указание в [86] на то, что природа волн  $P$  и всех последующих, зарегистрированных на вертикальных каналах для станций наблюдения, определялась по их временам пробега, наносимых на годограф Джекфриса (для нулевой глубины очага), не может рассматриваться как убедительное и достаточное по следующим соображениям. Экспериментальные значения времен пробега волн  $P$  и  $PNP$ , показанные на годографе, приведенном в [86], имеют отклонения от годографа, достигающие в ряде случаев  $\pm 120$  сек. В столь широком диапазоне отклонений времен пробега от годографа за волны  $P$  и  $PKP$  могут быть приняты волны  $pP$ ,  $sP$ ,  $pPKP$ ,  $sPKP$ ,  $PcP$ ,  $pPcS$  и ряд других. На годографе нанесены только времена пробега первых волн. Как же в таком случае определялась природа последующих волн, например на вертикальной компоненте в [86], для волн, вступающих после прихода первой волны через 5, 8, 11, 12, 15 и 20 сек? По-видимому, эти волны при интерпретации не идентифицировались и не принимались во внимание. Необходимость расшифровки природы как первых, так и последующих волн на записях вертикальных и горизонтальных составляющих может быть проиллюстрирована на примере записей обменных проходящих волн (см. рис. 41), зарегистрированных в районе с известным сейсмогеологическим строением (см. рис. 42). Записи вертикальных  $z$ - и горизонтальных радиальных  $x$ -составляющих получены от осесимметричного источника с известной глубиной на широкополосной аппаратуре, регистрирующей три кинематических элемента движения частиц среды в сейсмических волнах: смещения —  $z_w$ ,  $x_w$ ,  $y_w$ ; скорости —  $z_u$ ,  $x_u$ ,  $y_u$  и ускорения —  $z_a$ ,  $x_a$ ,  $y_a$ . Трансверсальные составляющие —  $y_w, u, a$  на записи не приводятся, так как на них практически отсутствуют колебания (азимут на эпицентр составлял  $76^\circ, 5'$ ). Если руководствоваться принципом выделения обменных проходящих волн, применяемых в указанных выше работах, т. е. полагать, что все обменные волны на сейсмограммах связаны с первой наиболее интенсивной продольной волной  $P$ , то на записях радиальных составляющих на рис. 41 все три четко выделяемые обменные волны с разностями  $\Delta t_{PS-P}$ , равными 2; 3,5; 4,5 сек, следует рассматривать как волны от различных границ обмена. В действительности все эти три обменные волны относятся к одной и той же границе обмена в осадочных породах, залегающих на глубине около 2 км, но связаны

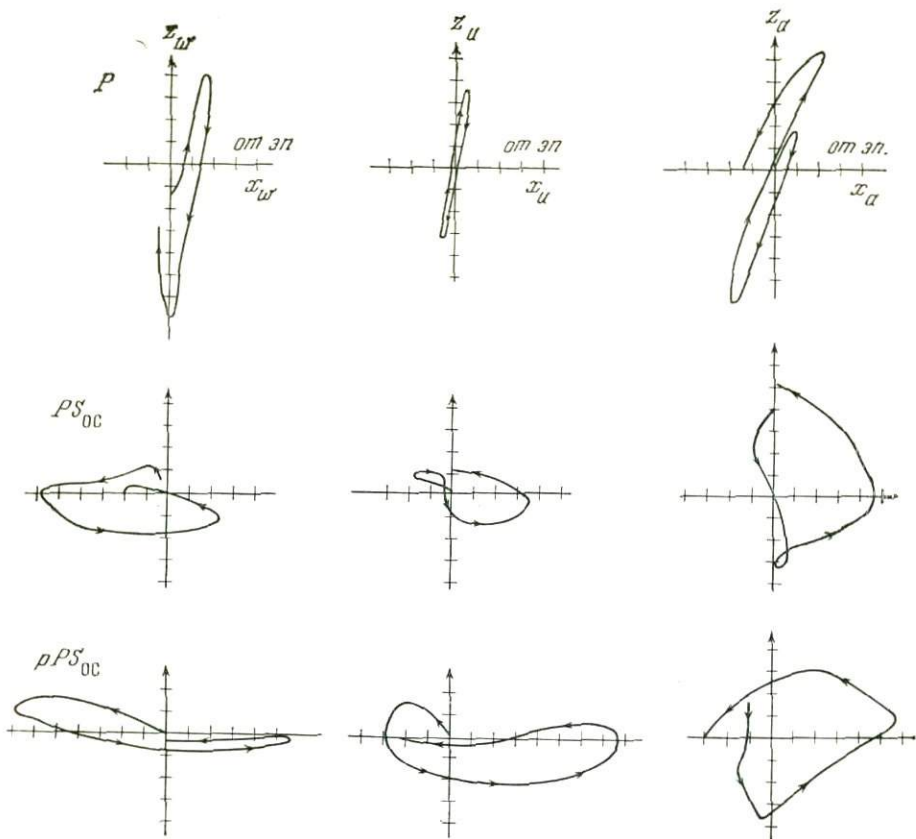


Рис. 43. Траектории движения в вертикальной плоскости  $zx$ , проходящей через эпицентр, различных кинематических элементов движения в волнах  $P$  и  $PS_{oc}$ ,  $pPS_{oc}$ ,  $P_1S_{oc}$ , приведенных на рис. 41

Траектории для функции ускорения в волнах  $PS_{oc}$  и  $pPS_{oc}$  искажены за счет осложнения записи на  $z$  компоненте высокочастотными колебаниями и не отражают истинного характера поляризации волн

с тремя различными продольными волнами  $P$ ,  $pP$  и  $P_1$ . Разность времен  $\Delta t_{PS_{oc}-P}$ ,  $\Delta t_{pPS-pP}$ ,  $\Delta t_{P,PS_{oc}-P_1}$  строго равна одной и той же величине —  $2 \text{ сек.}$  Следует также подчеркнуть, что наиболее интенсивная обменная волна  $pPS_{oc}$  образовалась в результате обмена менее интенсивной продольной, отраженной от дневной поверхности в районе эпицентра волны  $pP$ , чем интенсивность первой волны  $P$ . Разность времен вступлений волн  $\Delta t_{pP-P} = 1,5 \text{ сек.}$  Траектории движения в волнах  $P$  (рис. 43) для всех трех кинематических элементов движения в плоскостях  $z, x$  подобны, а для волн  $PS_{oc}$  и  $pPS_{oc}$  подобны только для функций смещения и скорости. Для функции ускорения траектории этих волн отличаются, что, по-видимому, связано с усложнением формы записи после двукратного дифференцирования основной функции смещения каналом ускорения. Поэтому на основании опыта сейсморазведки и сейсмологии представляется совершенно необходимым определение природы первой волны, зарегистрированной на вертикальной компоненте, и анализ природы следующих за ней волн, среди которых, как это следует из опыта сейсморазведки, несомненно, есть отдельные кратные волны, претерпевшие отражение на различных границах, и суммарные кратные (интерференционные) волны, нередко образующие на записях длительные группы, волны-спутники и др.

При расшифровке природы первых и последующих волн необходимо руководствоваться методами и способами, разработанными в сейсмологии

и сейсморазведке, такими, как точное согласование времени пробега с географами для данной глубины очага и данного района (отклонение времени пробега обычно не превышает нескольких сек), согласование углов выхода и азимутов на эпицентр по траекториям движения частиц среды в волнах и др. При этом следует использовать записи, полученные по возможности на широкополосной аппаратуре или аппаратуре с не слишком суженной полосой пропускания типа СКМ и др.

#### § 4. Корреляция волн

Корреляция выделенных обменных волн вдоль профиля в большинстве примеров, приведенных в рассматриваемых работах, плохая, форма их записи значительно изменяется от станции к станции (например, [85, 86] и др.). Волны, выделенные на одной станции на  $x$ -компоненте на соседней выделяются только на  $y$ -компоненте или вообще изменяют форму записи. По существу на большинстве приведенных сейсмограмм выделяется большое число волн, значительная часть которых интерферирует друг с другом. На записях соседних станций идентифицируются близкие по временам прихода фазы интерференционных волн (см. [85, 86, 87]), большая часть которых, несомненно, связана с многократными отражениями.

Длительные записи на горизонтальных составляющих, как показывают специальные расчеты, могут быть обусловлены влиянием верхней части геологического разреза. Это, в частности, иллюстрируется приводимыми ниже результатами специально проведенного расчета (см. главу 5). В качестве примера на рис. 44, а представлен схематический разрез осадочной толщи мощностью 1200 м, покрывающей фундамент или высокоско-

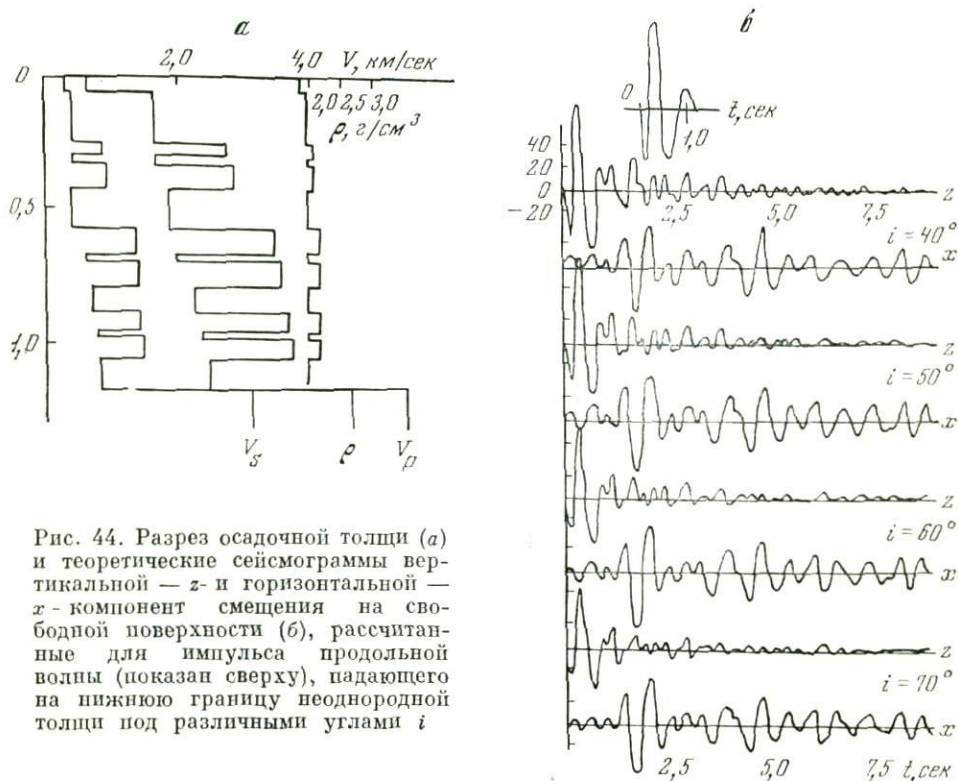


Рис. 44. Разрез осадочной толщи (а) и теоретические сейсмограммы вертикальной —  $z$ - и горизонтальной —  $x$ -компонент смещения на свободной поверхности (б), рассчитанные для импульса продольной волны (показан сверху), падающего на нижнюю границу неоднородной толщи под различными углами  $i$

ростные осадочные породы. На фоне монотонного возрастания скорости с глубиной выделяются слои с различными скоростями, типичными для терригенных пород и мергелей. Скорости  $V_S$  изменяются от 0,4 до 1,5 км/сек. Если на подошву этой толщи падает волна с преобладающим периодом  $T = 0,5$  сек ( $f = 2$  гц), близким к преобладающему периоду на записях станций «Земля», то, как показывает расчет, запись вертикальной  $z$ -компоненты на свободной поверхности короткая (рис. 44, б). Последующие колебания значительно слабее начальных. Запись же  $x$ -компоненты длительная и на ней выделяется ряд четких волн на различных временах, в том числе на временах, характерных для обменных проходящих волн  $PS_M$  ( $\Delta t_{PS_M-P} = 5-6$  сек). Общий вид записи весьма похож на сейсмические записи, получаемые станциями «Земля».

Из этого примера и ряда других расчетов для иных моделей верхней части разреза следует, что слоистая верхняя часть разреза может обусловить волны, аналогичные по своим особенностям волнам, принимаемым за глубинные. К сожалению, до настоящего времени критерии для различения этих волн от глубинных не разработаны. Поэтому необходима разработка критериев, позволяющих отделить глубинные волны от волн, образовавшихся в верхней части разреза. К попытке применить смеситель для улучшения корреляции записей обменных волн на различных станциях, предпринятой в [86], следует отнестись с известной осторожностью, так как при этом могут возникнуть относительно короткие ложные оси синфазности колебаний [41].

### § 5. Привязка обменных волн к границам обмена

В работах по методике обменных проходящих волн [85, 86 и др.] нет формулировки критериев, по которым производится идентификация обменных волн с определенными границами в разрезе. Авторы просто перечисляют границы обмена, хотя очевидно, что по характеру записи произвести идентификацию волн невозможно. В работе [85] указывается, что идентификация волн в изучающихся районах производилась после количественной интерпретации полученных данных и сравнения их со спорными данными метода ГСЗ. К сожалению, этот весьма важный вопрос не освещен и в других более поздних публикациях, в частности в [4, 86 и др.].

Такая феноменологическая привязка обменных волн к известным границам раздела, особенно глубинным, представляется недостаточной, тем более что динамические характеристики выделенных волн заставляют усомниться в возможности отнесения их к однократным глубинным обменным волнам  $PS$ . В решении этого вопроса перспективными могут оказаться поляризационные признаки. Однако в этом следует убедиться на статистически представительном материале, полученном не на столь искажающей аппаратуре, какой является аппаратура станций «Земля».

### § 6. Отношения амплитуд обменных волн $PS$ к волнам $P$ для различных границ

Приведенные в [85, 86, 89 и др.] данные о соотношении интенсивности различных обменных волн между собой и соотношении их интенсивности с первой продольной волной вызывают большие сомнения в правильности определения основных границ обмена. Так, например, из приведенных в [86, 87], а также в [52, 85 и др.] экспериментальных данных следует, что отношения амплитуд обменных волн на границах обмена в осадочных породах докембрийского фундамента К и М к амплитудам волн  $P$  практически одинаковые и лежат в диапазоне от 0,1 до 1,0. Из [86 и 87] следует, что амплитуды волн  $PS_K$  и  $PS_M$  во многих случаях лишь

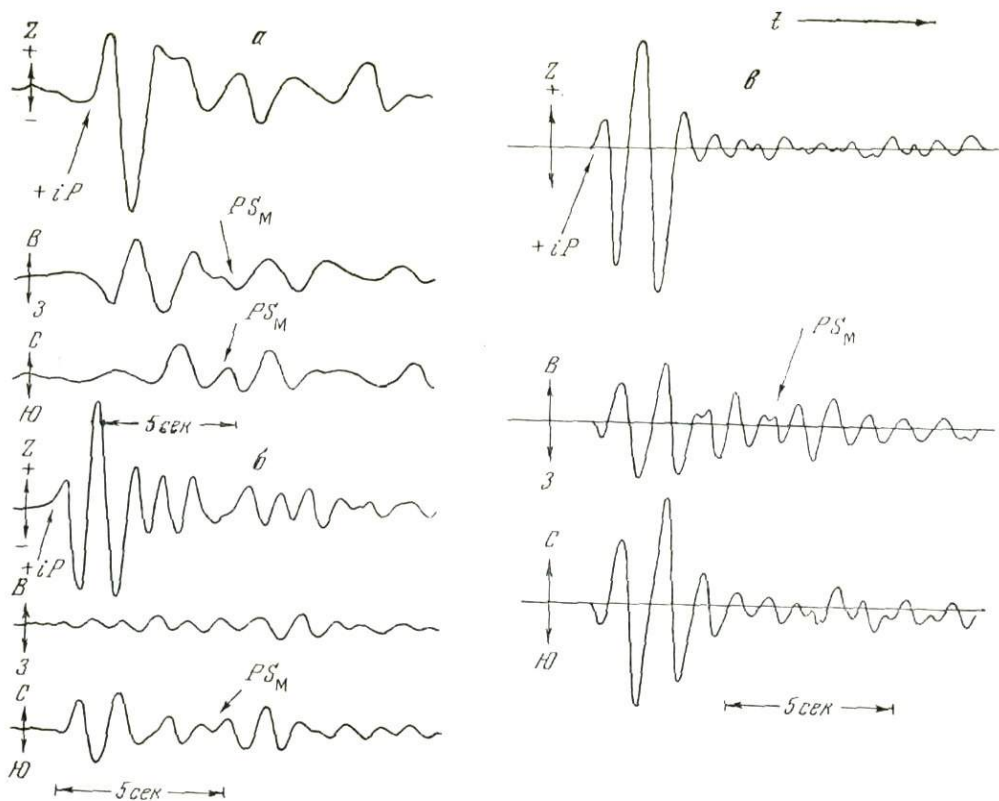


Рис. 45. Примеры записей прямой  $P$  и обменной  $PS_M$  волн на границе  $M$  от удаленных осесимметричных источников из различных районов, полученных при установке сейсмографов на кристаллических породах

$a$  — запись сейсмографов СК,  $\Delta = 79^\circ.9$ ,  $e = 73^\circ$ ;  $A_2 = 118^\circ$ ;  $b$  — запись сейсмографов с суженной полосой пропускания с магнитной цифровой регистрацией  $\Delta = 90^\circ$ ;  $e = 77^\circ$ ;  $A_2 = 306^\circ$ ;  $e$  — то же, что и  $b$ , но  $\Delta = 60^\circ$ ;  $e = 71^\circ$ ;  $A_2 = 43^\circ$ ; увеличение  $z$ -канала в 1,5 раза меньше увеличения  $x$ -канала

немного меньше амплитуд первых продольных волн<sup>1</sup>. Это не соответствует существующим представлениям о скоростном разрезе земной коры. Известно, что основным параметром, определяющим интенсивность обменных волн  $PS$ , является отношение скорости поперечных волн на границах раздела. Отношение скоростей поперечных волн на границе Копрада примерно равно отношению скоростей продольных волн и заключено в пределах 0,85—0,90, т. е. глубинные границы по соотношению поперечных волн относятся к слабым. В этих случаях максимальный коэффици-

<sup>1</sup> В [86] указывается, что экспериментальные данные о соотношениях амплитуд обменных волн  $PS_K$  и  $PS_M$  на порядок или два расходятся с теоретическими расчетами; они больше расчетных для случая без учета затухания и меньше с учетом затухания, в частности для случая, когда значение коэффициента затухания продольных волн  $\alpha_P$  принято равным значению коэффициента затухания поперечных волн  $\alpha_S$ . Рассматриваемый же случай, когда  $\alpha_P = 2\alpha_S$ , весьма далек от реального,  $\alpha_P$  всегда меньше  $\alpha_S$  (см. главу 3 настоящей работы и другие источники). Заключительный вывод в рассматриваемой работе о том, что интенсивность экспериментально полученных волн  $PS$  находится в соответствии с теоретическими расчетами при условии учета поглощающих свойств среды, находится в резком несоответствии с приведенными в [86] экспериментальными данными для границ  $K$  и  $M$ . На указанных графиках свыше 99% экспериментальных значений лежат выше теоретической кривой, построенной с учетом поглощающих свойств среды для случая, когда  $\alpha_P = \alpha_S$ .

ент преломления для волны  $PS_K$  должен составлять 0,12—0,15. Примерно такой же максимальный коэффициент преломления характерен и для границы М.

Эти теоретические данные о соотношениях амплитуд полных горизонтальных составляющих обменных волн  $PS_M$  на границе М к амплитуде волн  $P$  подтверждаются приводимыми ниже экспериментальными значениями, полученными по записям смещений на широкополосных сейсмографах типа СК. Рассматривались записи от удаленных осесимметрических источников из различных районов. Преобладающие периоды волн  $P$

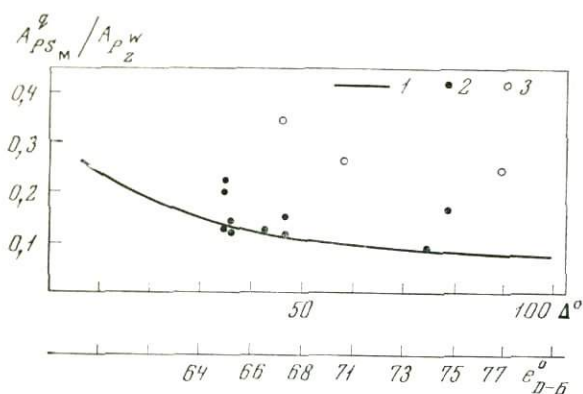


Рис. 46. Экспериментальные зависимости отношения амплитуд полной горизонтальной составляющей волны  $PS_M^q$  к амплитуде волн  $P_z^w$  к амплитуде волн  $P_z^w$ . 1 — теоретическая кривая зависимости  $PS_M^q/P_z^w$  от эдцентрального расстояния с учетом поглощения при  $a_P = a_S$  (по [86]); 2 — экспериментальные значения  $PS_M^q/P_z^w$  для смещения по записям СК; 3 — по записям приборов с суженной полосой

на записях составляли 1,5—2 сек. Станции располагались на кристаллических породах. Примеры записей волн  $P$  и  $PS_M$  на широкополосных сейсмографах СК и сейсмографов с суженной полосой пропускания с магнитной цифровой регистрацией [76] показаны на рис. 45. Времена пробега волн  $P$  отличались от известного годографа не более чем на 1—2 сек. Экспериментальные значения отношений амплитуд  $A_{PS_M}^q/A_{P_z}^w$  (рис. 45), вычисленные по записям сейсмографов СК в диапазоне экспериментальных расстояний от  $35^\circ$  до  $90^\circ$  (соответственно углы выхода  $e$  составляют от  $65^\circ$  до  $77^\circ$ ), лежат в пределах от 0,1 до 0,2. Это находится в хорошем соответствии с данными теоретических расчетов с учетом поглощения (см. кривую 1 на рис. 46). Несколько большие значения этих отношений — от 0,25 до 0,35 — получены в аналогичных условиях по записям сейсмографов с суженной полосой пропускания с магнитной цифровой регистрацией (см. 3 на рис. 46), причем значение этого отношения амплитуд на  $\Delta = 90^\circ$ , равное 0,25, получено как среднее из 34 записей от источников из одного и того же района при стандартном отклонении, равном  $\pm 0,01$ . Среднее значение разности времен  $\Delta t_{PS_M-P}$  равно  $5,3 \pm 0,12$  сек. Мощность коры в данном районе, определенная методом ГСЗ, составляет 40—44 км.

Некоторое завышение отношений амплитуд обменных волн  $PS_M$  от границы М к амплитуде волн  $P$  на записях аппаратуры с суженной полосой пропускания может указывать на некоторое отличие в спектрах волн  $PS_M$  и  $P$ .

Следует подчеркнуть, что если принять для расчетов тонкослоистую модель среды вблизи границ К и М, то можно получить несколько большие величины интенсивности соответствующих обменных волн. Однако и для границ в осадочной толще, тонкослоистое строение которой доказано непосредственными измерениями в скважинах, можно ожидать еще большего увеличения интенсивности обменных волн. Таким образом, и для тонкослоистой модели среды так же, как и для толстослоистой, следует ожидать, что волны, обменявшиеся на границах в осадочной толще, должны быть в несколько раз интенсивнее, чем волны, претерпевающие обмен на границах в земной коре.

Для границ в осадочной толще отношения скоростей поперечных волн меньше, чем для границ М и К, для поверхности кунгура они равны 0,53—0,65, а для подошвы соли 0,65—0,75. Соответственно максимальные коэффициенты преломления волн  $PS$  для указанных границ могут изменяться для кунгура примерно в пределах 0,4—0,6, а для подошвы соли 0,3—0,4. Из этих цифр следует, что наиболее интенсивными должны быть обменные волны, связанные с границами обмена в осадочной толще, или от фундамента, и их амплитуды в несколько раз должны превосходить амплитуды волн  $PS_K$  и  $PS_M$ . Этот вывод наглядно иллюстрирует пример соотношения амплитуд обменных волн  $PS_{oc}$  и  $pPS_{oc}$  к амплитудам волн  $P$  и  $pP$ , выделенных на записи на рис. 41, для которых указанное соотношение близко к единице.

Приведенные соображения, базирующиеся на расчетных данных, качественно подтверждены результатами на статистически представительном материале по сейсмологическим экспериментам как с широкополосной аппаратурой, так и по экспериментам на поверхности Земли и в скважинах. При этом показано, что интенсивные волны, претерпевшие обмен при прохождении, отмечаются только для границ с сильной дифференциацией скоростей поперечных волн ( $V_{S_1}/V_{S_2} \leq 0,6$ ) и без применения специальных мер не отмечаются для более слабых границ.

### § 7. О возможном диапазоне эпицентральных расстояний прослеживания обменных волн от глубинных границ

Вызывает также сомнение возможность регистрации волн  $PS_K$  и  $PS_M$  в широком диапазоне эпицентральных расстояний и, следовательно, в широком диапазоне углов падения волны  $P$  на границы обмена. В работах приведены примеры регистрации глубинных волн  $PS_K$  при эпицентральных расстояниях от 150 (см. [86]) до 16 000 км, т. е. в широком диапазоне углов падения на глубинные границы обмена. Из теоретических расчетов и из опыта сейморазведки известно, что проходящие волны  $PS$  обычно регистрируются в узком диапазоне углов падения, соответствующем области максимума кривой зависимости коэффициента преломления от угла падения. Обычно чем слабее скачок скоростей поперечных волн на границах раздела, тем меньше области регистрации волн  $PS$ , так как при малых коэффициентах преломления амплитуда волны становится ниже уровня шумов на записи. Согласно имеющимся экспериментальным данным, углы выхода волн  $PS$ , регистрируемых на расстояниях от нескольких десятков до нескольких сотен километров в районах выходов на поверхность кристаллических пород, меняются в пределах от 25 до 40° [78]. Следовательно, углы падения на глубинных границах составляет порядка 65—50°.

Данные о соотношениях интенсивности различных волн и об их зависимости от расстояния в сочетании с замечаниями, сделанными в § 2, заставляют думать, что по крайней мере часть волн, отнесенных к глубинным обменным волнам, представляет собой результат обмена различных продольных волн на одних и тех же сравнительно мелких границах с сильной дифференциацией скоростей поперечных волн (кровля кунгура, подошва соли, иногда поверхность фундамента). Поэтому необходимы доказательства регистрации на записях станции «Земля» обменных волн от землетрясений, связанных с глубинными границами в земной коре.

На записях  $x$ - и  $y$ -компонент помимо выделенных и идентифицированных волн, из которых последней по времени прихода является волна  $PS_M$ , во многих случаях есть и другие волны, не менее четкие, а иногда и более интенсивные, чем идентифицированные волны. Тем не менее эти волны в большинстве случаев не выделены на записях и не идентифицированы (например, [85, 87] и др). Исключением является запись, где выделенные волны от границ в мантии, по-видимому, представляют собой обменные

волны от границ в верхней части разреза от менее интенсивных волн, зарегистрированных на вертикальной компоненте. В то же время на разрезах, приведенных в [1, 4, 90, 89], показаны сейсмические границы ниже поверхности  $M$  (до глубин  $h = 80 \div 180$  км). Неясно, по какому принципу выбирались волны для построения разрезов из множества волн, зарегистрированных на сейсмограммах.

Вызывает удивление, что при обсуждении записей, полученных при специальных взрывах, нет даже упоминания о присутствии или отсутствии обменных волн. В то же время на записях  $x$ - и  $y$ -компонент между волнами  $P$  и  $S$  имеется большое число волн, не уступающих по выразительности волнам, идентифицированным как волны  $PS$  на записях удаленных землетрясений (например, [86 и др.]). Казалось бы, именно эти данные, полученные при известном положении источника, следовало бы в первую очередь использовать для решения основных вопросов выделения и корреляции обменных волн. Ведь на таких же эпицентральных расстояниях авторы выделили обменные волны от попутных взрывов [86] и даже утверждали, что интенсивность волн  $PS$  от одной и той же границы при малых эпицентральных расстояниях больше, чем при больших. Последнее, впрочем, не совсем точно, так как теоретическая кривая зависимости коэффициента преломления (для волны  $PS$ ) от угла падения имеет максимум.

### § 8. О выделении зон тектонических нарушений

Вызывают возражения критерии для выделения тектонических нарушений и применение этих критериев при анализе экспериментального материала. По существу, все нарушения корреляции обменных волн авторы считают признаком тектонического нарушения и отмечают их на сейсмограммах и разрезах. В то же время из опыта работ по регистрации обменных волн в сейморазведке хорошо известно, что даже небольшие изменения строения верхней части разреза (заболоченность участка и др.) могут обусловить нарушения корреляции обменных волн и при отсутствии тектонических нарушений в самих границах раздела [17]. Поэтому следует обосновать, как отличить разрывы в корреляции, связанные со свойствами границ, от разрывов в корреляции, обусловленных изменением свойств верхней части разреза.

Вряд ли можно считать критерием для выделения нарушений осложнение формы записи продольных и обменных волн, поскольку на многих сейсмограммах, где не выделены нарушения, форма записи обычно осложнена из-за интерференционных явлений. Резкие перепады глубин залегания границ обмена также трудно использовать для выделения нарушений, так как сами обменные волны от определенных границ не идентифицируются уверенно. Наконец, критерий изменения плоскости поляризации обменных волн хотя и является перспективным, но пока еще его рано называть «критерием», поскольку исследования в этой области только начаты.

В рассматриваемых работах их авторы считают подтверждением правильности критериев выделения нарушений совпадение части выделенных ими нарушений с ранее известными по другим данным. С этим довольно трудно согласиться, так как особенности записи, считающиеся индикаторами нарушений, отмечаются и на участках, где нарушения не были выделены. Этот сложный вопрос до настоящего времени не решен и в сейморазведке МОВ. Начатые в ИФЗ АН СССР работы в этом направлении в Прикаспийской бортовой зоне указывают на большие трудности в решении этой задачи.

## § 9. Направления дальнейших исследований

На основе проведенного анализа данных, полученных по методике обменных проходящих волн со станциями «Земля» и на широкополосной аппаратуре, можно сделать следующие выводы.

1. В области разработки методики обменных проходящих волн проводилась большая работа по интерпретации материалов в рамках тех представлений, которые сложились в настоящее время относительно данных станций «Земля», аппаратура которых является узкополосной и искажающей. Эти представления вызывают ряд возражений и сомнений относительно возможности повсеместного и однозначного изучения глубинных границ в коре К и М по волнам  $PS$  от землетрясений по записям аппаратуры станций «Земля».

Построения, относящиеся к более глубоким границам в мантии, вызывают большие сомнения в связи с отсутствием убедительных доказательств регистрации однократных обменных волн от этих границ.

2. Установлено, что в районах, в которых отсутствует осадочная толща, при использовании широкополосной или не слишком узкополосной аппаратуры достаточно уверенно удается выделить волны  $PS_M$  от удаленных осесимметрических источников. Отношение амплитуд полной горизонтальной составляющей волны  $PS_M^H$  к амплитуде волны  $P_z^H$  на записях широкополосных приборов составляет от 0,1 до 0,2, а на записях приборов с суженной полосой пропускания — порядка 0,3.

3. Из приведенных в этой главе замечаний, касающихся выделения обменных волн на записях станций «Земля» и их идентификации, следует, что наибольшее доверие на разрезах вызывают сравнительно мелкие границы в осадочных породах, в том числе связанные с поверхностью и подошвой соли, а в ряде случаев также фундамента. Использование обменных волн  $PS$  для изучения указанных границ представляется физически обоснованным. Для поверхности соли и фундамента получено наилучшее согласование с данными МОВ, КМЦВ и бурения.

4. В области развития методов интерпретации наблюдаемых данных в методике обменных волн достигнуты определенные успехи и в следующих двух перспективных направлениях: 1) изучение поляризации волн  $PS$  и ее использования для анализа волнового поля; 2) разработка методов автоматизации процессов интерпретации с помощью ЭВМ, и в первую очередь создание алгоритмов и программ для выделения обменных волн и для пересчета временных разрезов в глубинные.

Первое из указанных направлений пока лишь начато. Поляризация волн, как показывает опыт сейсморазведки и сейсмологии, весьма чувствительна даже к небольшим неоднородностям среды. Поэтому для разработки методов использования этого параметра при интерпретации нельзя основываться на единичных наблюдениях; необходима статистическая обработка достаточно большой совокупности данных. Алгоритмы для выделения обменных проходящих волн также требуют дальнейшего усовершенствования.

5. В методике исследований со станциями «Земля» фактически не разработаны физические основы и недостаточно разработаны методы интерпретации, в первую очередь методы корреляции волн и определения их природы. Дальнейшее накопление огромного материала в различных сейсмогеологических условиях без проведения специальных целенаправленных работ по физическому обоснованию методики работ со станцией «Земля» и развитию методов интерпретации получаемых данных вряд ли в кратчайший срок даст положительные результаты и будет связано с неоправданно большими расходами. Поэтому необходима постановка исследований по физическому обоснованию методики работ со станцией «Земля», которые должны включать следующие разделы.

а. Тщательное сопоставление данных станций «Земля» и сейсмологических станций, регистрирующих смещение или скорости смещения почвы, полученных при регистрации одних и тех же удаленных землетрясений с целью определения коррелируемости обменных волн по площади. Для этого желательно установить аппаратуру «Земля» на нескольких сейсмологических станциях, укомплектованных различными типами регистрирующей аппаратуры и имеющими возможность увеличения скорости движения бумаги или магнитной ленты. В окрестности каждой из выбранных сейсмологических станций следует поставить площадные наблюдения с 9—12 станциями «Земля» для изучения коррелируемости волн, идентифицированных на обычной сейсмологической аппаратуре и на аппаратуре «Земля». В процессе проведения наблюдений расстояния между станциями следует менять от 0,5 до 10 км (возможно, что такие удаления и не потребуются, если окажется, что корреляция исчезает при меньших расстояниях). Одновременно они позволяют установить направления подхода волн и оценить величину кажущейся скорости. Это важно, в частности, для выяснения роли боковых волн в формировании записей «Земля», на что указывают некоторые авторы. Работы по этому разделу целесообразно поставить на двух участках: 1) на участке, где осадочная толща мощностью  $H \geq 1$  км и 2) где она отсутствует. Для работ следует выбрать участки, на которых получены отчетливые записи методом ГСЗ (на трех компонентах). Совместная регистрация землетрясений станциями «Земля» и сейсмическими региональными станциями, записывающими смещения и скорости смещения почвы, позволит сопоставить характер записей одних и тех же землетрясений аппаратурой различного типа.

б. Сопоставление данных станций «Земля» и метода ГСЗ при регистрации взрывов на различных удалениях. Для этого следует провести одновременные наблюдения по методу ГСЗ и со станцией «Земля» при одних и тех же взрывах на общем профиле. При наблюдениях по методу ГСЗ целесообразно также вести трехкомпонентную регистрацию. Профиль должен опираться на сейсмологические станции, где будут поставлены наблюдения, указанные в пункте а.

в. Совместный профиль ГСЗ и «Земля» желательно поставить в районе, где имеется глубокая скважина, и одновременно с наблюдениями на поверхности провести наблюдения с низкочастотными приборами в скважине. Эти работы позволят изучить изменения длительности записи и количества регистрируемых волн при прохождении через осадочную толщу. Результаты этих наблюдений важны для решения вопроса о возможности формирования части регистрируемых волн в верхней части разреза.

г. Проведение специальных экспериментов методом вертикального сейсмического профилирования в скважинах по регистрации проходящих обменных волн, образующихся на слабых границах со скоростной дифференциацией, близкой к ожидаемой на границах Конрада и Мохоровичича.

д. Статистическая обработка данных наблюдений со станциями «Земля» по изучению длительности колебаний на записи и изменения интенсивности вдоль записи на участках, где есть осадочные породы и где они отсутствуют. Анализ этих данных поможет разобраться в природе длительных записей на горизонтальных составляющих, которые, возможно, представляют собой интерференционные колебания обменных волн, порождаемых в верхней части разреза, наиболее сильно дифференцированной по скоростям поперечных волн.

е. Просмотр данных метода ГСЗ на участках регистрации интенсивных обменных волн станциями «Земля» с целью выяснения вопроса о существовании обменных отраженных и обменных рефрагированных волн в коре и верхней мантии.

ж. Проведение серии теоретических расчетов соотношений интенсивности различных типов обменных и продольных волн для различных физически правдоподобных моделей коры. Целесообразно расчеты сделать

не только для толстослойной, но и для тонкослойной модели коры. Для этих же моделей следует провести расчет коэффициентов отражения для оценки возможных отношений амплитуд продольных и обменных волн при ГСЗ. Необходимо провести расчеты влияния верхней части разреза на подходящие снизу продольные волны.

В заключение следует подчеркнуть, что создание аппаратуры «Земля» в значительной мере способствовало развитию методики обменных проходящих волн с использованием землетрясений. Возможности этой методики могут значительно возрасти при использовании аппаратуры с цифровой магнитной регистрацией с большим динамическим диапазоном порядка 80 дБ и оптимально выбранными амплитудно-частотными характеристиками. Постановка рекомендуемых исследований позволит определить эти возможности и правильно их реализовать.

### ВЫВОДЫ

1. Исследование искажения формы и амплитуды волны фильтрующей аппаратурой показало, что для ряда задач, связанных с определением формы сейсмического импульса на различных расстояниях от источника и с оценкой энергии сейсмических волн в источнике, необходимо расчетным путем вводить поправки, учитывающие амплитудно-частотную характеристику сейсмоприемного канала и спектральные характеристики верхней части разреза.

2. Для улучшения условий выделения сигнала на фоне помех предлагается одновременная многоканальная (до 60—100 каналов) регистрация сейсмических колебаний. Многоканальная система наблюдений позволяет применять методы синфазного суммирования с последовательным вычитанием волн.

3. Для тонкослойных моделей границ земной коры разработаны спектральные методы определения коэффициента поглощения и его зависимости от частоты. С помощью этих методов определены добротность и коэффициенты поглощения в мантии Земли.

4. Исследование распространения и затухания сейсмических волн в двух- и трехфазных средах, таких, как водонасыщенные пески, часть пор в которых заполнена воздухом, показало, что величина коэффициента поглощения более чувствительна к изменению пористости и размеру зерен дискретной среды, чем скорость.

5. Разработаны методы детального изучения строения реальных сред и образующихся в них сейсмических волновых полей. К этим методам относятся:

а) детальное изучение скоростного разреза среды методом акустического каротажа (АК);

б) теоретические расчеты волновых полей на ЭВМ для сложных моделей среды, построенных по данным АК в широком диапазоне расстояний от источника;

в) изучение сейсмических волновых полей во внутренних точках среды методом вертикального сейсмического профилирования (ВСП);

г) изучение сейсмических волновых полей на наземных профилях, проходящих через скважины, в которых проводились работы методами АК и ВСП.

Методы построения моделей среды, развитые в сейсморазведке, могут быть применены в сейсмологии.

6. Исследование влияния осадочной толщи пород, залегающей на кристаллическом фундаменте, на интенсивность и форму сейсмических колебаний показало, что вместо одной простой падающей волны образуется длительная группа волн, связанная с отражением и обменом в осадочной толще. Этот эффект приводит к значительному увеличению амплитуд

на станциях, под которыми верхняя часть разреза сложена мощной слоистой осадочной толщей.

7. Наличие низкоскоростного слоя приводит к сильному искажению формы волн  $P$  и  $S$ . Возрастают их длительность, амплитуды колебаний и изменяется спектральный состав. Показано, что наличие волны  $PL$  на сейсмограмме в первую очередь связано с присутствием слоя пониженных скоростей.

8. Обсуждены вопросы корреляции и определения прямых и обменных волн, зарегистрированных фильтрующей узкополосной аппаратурой станций «Земля». Эти вопросы имеют первостепенное значение, так как их решение позволит установить критерии для различения глубинных волн от волн верхней части разреза и для идентификации обменных волн с определенными границами в среде.

9. Рекомендована программа специальных исследований по физическому обоснованию методики обменных проходящих волн для изучения основных границ в земной коре. В эту программу входят следующие разделы: а) сопоставление данных станций «Земля» и сейсмологических станций; б) сопоставление данных станций «Земля» и метода ГСЗ при регистрации взрывов на различных удалениях; в) проведение специальных экспериментов методом вертикального сейсмического профилирования в скважинах по регистрации проходящих обменных волн; г) статистическая обработка данных наблюдений со станциями «Земля»; д) проведение серии теоретических расчетов соотношений интенсивности различных типов обменных и продольных волн для различных моделей коры.

10. Использование методов сейсморазведки в сейсмологии является весьма перспективным. Опыт сейсмической разведки может быть весьма полезен при решении таких вопросов, как выбор параметров аппаратуры, способы обработки сейсмограмм, исследование влияния верхней части разреза, применение профильных и площадных систем наблюдений, изучение свойств глубинных границ и построение их моделей.

## МОДЕЛИ КОРЫ И ТОНКОСЛОИСТОЕ СТРОЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ГРАНИЦ МАНТИИ ЗЕМЛИ

---

### Глава 7

#### СЕЙСМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ РЕАЛЬНЫХ СРЕД

Сейсмической моделью реальной среды мы называем схему ее строения с таким распределением физических и геометрических свойств, при котором сейсмическое волновое поле в основных чертах подобно волновому полю в реальной среде. Одной из главных тенденций развития сейсмических методов исследования — сейсмической разведки, глубинного сейсмического зондирования и сейсмологии — является последовательное усложнение моделей реальной среды. Эта тенденция закономерна для каждой развивающейся области естествознания.

Процесс усовершенствования сейсмических моделей среды связан с развитием как экспериментальных исследований, обнаруживающих новые свойства среды и образующихся в ней волн, так и теоретических, объясняющих известные экспериментальные факты с существенно новых позиций и прогнозирующих ранее не известные явления. На различных этапах исследований складывались некоторые представления о сейсмических моделях реальной среды, удовлетворяющие совокупности данных эксперимента и теории до тех пор, пока не появлялись новые результаты, выпадавшие из принятой схемы и требовавшие ее пересмотра.

Изменения представлений о моделях среды особенно быстро происходят в сейсмической разведке, имеющей существенное преимущество перед другими разделами сейсмологических исследований — возможность непосредственных измерений свойств среды на различных глубинах в скважинах и установления их влияния на сейсмическое волновое поле. Не ставя перед собой задачу проследить всю эволюцию представлений о сейсмических моделях среды, которая продолжается сейчас и, несомненно, будет продолжаться в дальнейшем, укажем некоторые переломные моменты в развитии этих представлений.

Моделью среды, принятой в мировой сейсмической разведке, в течение длительного времени являлась модель однородно-слоистой среды с границами раздела, на которых происходят скачки скорости. Основным теоретическим аппаратом для изучения волн в таких средах был аппарат геометрической сейсмологии. Волны, регистрируемые в реальных средах, на определенном этапе сейсмических исследований удовлетворительно согласовывались по своим кинематическим характеристикам с отраженными и преломленными (головными) волнами в однородно-слоистых моделях.

Создание под руководством академика Г. А. Гамбургцева такого широко распространенного метода, как корреляционный метод преломленных волн, позволило получить новые экспериментальные данные о сложной структуре сейсмограмм на больших удалениях от источника и дало возможность регистрировать в последующей части сейсмограмм большое количество волн, в том числе и доминирующих по интенсивности.

Эти новые данные пытались объяснить, исходя из ранее сложившихся представлений о слоисто-однородных моделях. Невозможность объяснения большого числа волн в последующей части сейсмограмм при малом числе слоев в среде привела к возникновению гипотезы о существовании тонких слоев с повышенными скоростями, с которыми могло быть связано возникновение большого числа головных волн. Это объяснение экспериментальных данных в дальнейшем не подтвердилось. Теоретические исследования, проведенные в Ленинграде под руководством Г. И. Петрашени [34], существенно изменили ранее сложившиеся представления о природе сейсмических волн и о сейсмической модели среды.

Наиболее важные результаты этих исследований следующие.

1. Установлено существенное влияние на формирование преломленных волн даже небольшого вертикального градиента скорости в среде; слаборефрагированные волны, которые на значительных расстояниях от источника кинематически неотличимы от головных, могут характеризоваться значительно большей интенсивностью, чем головные.

2. Головные волны от тонких слоев обладают малой интенсивностью.

3. Закрытые отраженные волны могут обладать высокой интенсивностью и иметь большое значение в формировании волнового поля на больших удалениях от источников, используемых в методах КМПВ и ГСЗ.

Эти выводы в дальнейшем были подтверждены и экспериментально — путем проведения специальных опытов в условиях детально изученного скоростного разреза среды. В результате ранее сложившаяся сейсмическая модель среды была изменена. Среда представлена в виде системы толстых градиентных слоев с различными величинами скоростей и их градиентов, скачкообразно изменяющихся на границах раздела. Для таких моделей среды создан и успешно применяется лучевой метод расчета годографов и амплитуд сейсмических волн.

Однако установившееся единство теории и эксперимента вскоре было нарушено — на этот раз в области существенно меньших удалений от источника — в области регистрации отраженных волн. Изучение динамических характеристик отраженных волн показало, что они существенно отличаются от характерных для толстослойных моделей среды. Волны, отраженные от разных границ, зарегистрированные на широкополосной аппаратуре, отличались различной формой записи. Наблюдалась резко выраженная зависимость характера записей от диапазона используемых частот. Было установлено, что волны могут обладать весьма большой интенсивностью, не объяснимой для волн, образующихся на границах толстых слоев при физически возможных соотношениях скоростей и плотностей в слоях. Нередко оказывалось, что интенсивные отраженные волны возникают в средах, которые, по данным сейсмического каротажа, являются практически однородными или слабоградиентными и вообще не содержат границ. Мощным средством, позволившим изучить поведение скоростей в различных разрезах, явился ультразвуковой, или акустический, каротаж.

Исследования, проведенные отделом сейсмических методов разведки ИФЗ АН СССР при помощи комплекса средств, включающего акустический каротаж (АК), изучение волновых полей во внутренних точках среды (ВСП) и на поверхности, теоретические расчеты волновых полей на ЭВМ для моделей, построенных по данным АК, показали, что так называемые сейсмические границы, с которыми связаны основные сейсмические волны, представляют собой не границы двух полупространств, а пачки слоев с различными скоростями. Такие пачки слоев с различной степенью неоднородности — общая закономерность строения осадочных пород.

Аналогичные неоднородные пачки слоев были выявлены в кристаллических и метаморфических породах. Скоростная дифференциация в таких

пачка меньше, чем в осадочных породах, хотя это, видимо, не всегда справедливо. Несомненно, что в зонах разломов и приконтактных зонах на границах интрузивов имеется резкая скоростная неоднородность и поэтому с ними связаны доминирующие по интенсивности отраженные волны, регистрируемые в рудной сейсморазведке.

Тонкая скоростная слоистость среды, играющая определяющую роль в формировании поля докритически отраженных волн, значительно слабее влияет на закритически отраженные и рефрагированные волны, особенно продольные. Поэтому если при изучении и интерпретации докритических отраженных волн должна быть принята тонкослоистая модель среды, то при изучении рефрагированных и закритических отраженных волн в ряде случаев можно не учитывать тонкослоистое строение сейсмических границ и пользоваться толстослоистой моделью среды. Следовательно, сейсмические модели среды, построенные для волн различных классов, могут существенно различаться.

**Совокупность физических параметров, характеризующих сейсмические модели.** До сих пор речь шла лишь об одном физическом параметре, определяющем тип сейсмической модели, — о скорости продольных волн  $V_P$  и характере ее скачкообразных и плавных изменений в пространстве. В настоящее время сейсмические модели среды можно охарактеризовать большей совокупностью физических параметров, чем это было возможно еще в недавнем прошлом. Эти параметры — скорость  $V_P$  и  $V_S$ , плотность пород  $\rho$  и коэффициенты поглощения  $\alpha_P$ ,  $\alpha_S$ . Даже в наиболее доступных для исследований частях среды не все параметры изучены в равной мере и не все они одинаково влияют на сейсмическое волновое поле. Наиболее полно исследовано поведение скоростей продольных волн в различных средах. Распределение скоростей поперечных волн изучено пока значительно слабее, хотя сейчас и ведутся интенсивные исследования по развитию методов поперечных и обменных волн (Институт геологии и геофизики СО АН СССР, ВНИИГеофизика и др.). Основной трудностью в получении детальных данных о скоростях поперечных волн является то, что современные методы дают очень ограниченную информацию или не дают ее совсем. Данные же о поведении скоростей  $V_S$ , получаемые на сейсмических частотах при каротаже, вертикальном сейсмическом профилировании и торпедировании скважин, слишком грубы и схематичны для построения модели по ним.

Еще менее чем скорость  $V_S$  изучено поведение плотности в реальных средах  $\rho$ . Параметры поглощения в реальных средах изучены довольно слабо даже в сейсмической разведке, а еще слабее — в модификациях глубинных сейсмических исследований. Однако наши представления о величинах этих параметров и об их влиянии на волновое поле в последние годы изменились. В связи с выяснением значительного влияния тонкой скоростной слоистости на характер волнового поля стало очевидным, что полученные ранее в ряде работ величины коэффициентов поглощения преувеличены. Определенные значения коэффициентов поглощения представляют собой в действительности эффективные величины, в которых основную роль играет не собственно поглощение, а затухание, связанное с прохождением через тонкослоистую среду. С этим в значительной мере связан и полученный во многих работах немонотонный характер изменения коэффициента поглощения с изменением частоты, т. е. существование зон избирательного поглощения. В участках среды, достаточно однородных по скоростям, декременты поглощения малы: даже в низкоскоростных терригенных отложениях они составляют  $\theta \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ . Только в самой верхней части разреза возможны большие коэффициенты и декременты поглощения.

Поглощение обуславливает некоторые изменения формы, особенно существенные для высокочастотной части спектра, и уменьшение с расстоянием уровня амплитуд волн. Этот эффект особенно значителен при

регистрации рефрагированных и запредельно отраженных волн на больших удалениях от источника.

**Геометрия сейсмических границ.** В различных сейсмических моделях участки среды с разными величинами параметров разделяются так называемыми сейсмическими границами. Ранее было сказано о том, что эти границы во многих случаях представляют собой не границы толстых слоев, а неоднородные, нередко тонкие пакки слоев с различными параметрами. В настоящее время изменились представления не только о физической природе границ, но и об их геометрии. Ранее рассматривались горизонтальные, наклонные, преимущественно с небольшими углами наклона ( $\varphi < 20-30^\circ$ ) и криволинейные границы раздела. В последние годы установлены и исследованы теоретически и на моделях незеркальные границы, границы со сложной гофрировкой различного масштаба, наложенной на криволинейность, крутопадающие границы с углами  $\varphi$  до  $50-60^\circ$ , с которыми связаны как дифрагированные, так и отраженные волны. Сочетание сложной формы сейсмических границ и их тонкослоистого строения обусловило ряд особенностей волновых полей, которые в настоящее время интенсивно изучаются.

Сейчас в сейсмической разведке и глубинном сейсмическом зондировании все чаще приходится встречаться со средами, в которых сочетается субгоризонтальная слоистость со сбросами и круто наклоненными границами, разделяющими среды на ряд блоков.

**Сочетание детерминированных и случайных элементов модели.** Важной особенностью современного этапа построения сейсмических моделей среды является включение в модель наряду с детерминированными элементами элементов случайных, распределенных в пространстве по различным статистическим законам. Так, акустический каротаж скважин показал, что нередко в разрезах, составленных по профилю скважин, выделяются зоны, отличающиеся от вмещающей среды значительной скоростной неоднородностью, но структура этих зон может изменяться вдоль профиля. Такого рода зоны в известной мере можно рассматривать как пакки со случайной структурой.

Участки среды, расположенные между опорными границами, включающие непротяженные границы и случайные неоднородности конечных размеров, также можно помимо детерминированных параметров описать дополнительными параметрами, характеризующими случайную неоднородность.

Таким образом, современные сейсмические модели реальной среды — это тонкослоистые, градиентные, преимущественно слабопоглощающие модели с разнообразными геометрическими формами сейсмических границ.

**О тонкой слоистости глубинных сейсмических границ.** В последнее время все чаще поднимается вопрос о том, что глубинные границы в коре и мантии представляют собой тонкослоистые или градиентные области. При изучении строения земной коры и мантии пока не существует метода прямого измерения скоростей в скважинах. Поэтому представления о строении среды и природе основных границ основаны на изучении сейсмических полей в разных регионах и на сопоставлении получаемых данных с теоретическими расчетами [2, 20, 24, 43, 55, 67, 80—82, 86, 88, 117], а также на лабораторных экспериментах с различными породами при высоких давлениях и температурах, присущих различным глубинам в Земле [48, 104, 109, 114, 147, 148], и на аналогиях с данными сейсмической разведки. В результате этих исследований возникли гипотезы о физической природе сейсмических границ [5, 29, 31, 56, 58, 81, 85, 97, 122, 125, 134, 139, 140, 147, 148, 151—154], основные из них приведены ниже.

1. Границы представляют собой контакты пород различного вещественного состава [122, 127, 151]. Некоторые исследователи [151] считают, что при этом возможно существование слоя с промежуточными значения-

ми скорости, образовавшегося вследствие диффузии или взаимопроникновения и смешения пород в области контакта.

2. Границы являются следствием фазового перехода пород близкого состава под влиянием изменения давления и температуры. Для поверхности Мохоровичича (М) — это переход типа базальт — эглогит [5, 134, 137, 147, 148].

3. Границы являются проявлением фронтов метаморфизма, т. е. они «вторичные», наложенные на первичную блоковую структуру [5, 78].

4. Границы могут иметь различную природу — в одних случаях это контакт различных пород, а в других — следствие фазовых переходов [48, 85, 134, 143, 152—154].

При самых разных гипотезах относительно природы сейсмических границ большинство исследователей предполагают, что они представляют собой переходные области с различным распределением скоростей и с мощностями от долей километра до нескольких километров [29, 125, 126, 137]. Существует экспериментальное подтверждение такого предположения [144]. В скважине были зарегистрированы две отраженные волны с малой разностью времен прихода, соответствующие области перехода от коры к мантии (сейсмическая граница М). При решении вопроса о слоистой структуре сейсмических границ методами сейсмологии и ГСЗ необходимо опираться в первую очередь на опыт сейсмической разведки. В сейсморазведке экспериментально изучены особенности волн в тонкослоистых средах, которые могут быть использованы для распознавания тонкослоистых моделей среды, и разработан комплекс программ для теоретических расчетов волн различных типов, образующихся в таких средах.

Во второй части книги обобщены первые исследования коры и переходных зон сейсмических границ мантии Земли на основе такого подхода.

## НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ДАННЫХ В ТОНКОСЛОИСТЫХ СРЕДАХ

Одной из основных задач интерпретации является повышение детальности расчленения среды, т. е. выделение в ней большего количества так называемых сейсмических границ, определение их природы (слои или пакки различной мощности с резкими границами, переходные слои и др.), нахождение элементов залегания границ и скоростных параметров среды. Для решения этой задачи используются разные пути. Большое значение имеет регистрация волн различных типов — продольных, обменных и поперечных и их совместная интерпретация. Количественная интерпретация кинематических и динамических характеристик волн различных типов позволяет выделить в среде большее количество границ раздела, сузить полосу возможных положений различных границ, а в некоторых случаях найти практически однозначное решение обратной задачи.

Для количественной интерпретации данных сейсморазведки широко используется сравнение экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов. При проведении расчетов основная тенденция — усложнение модели среды в соответствии с данными прямых определений скоростей в скважинах.

### § 1. О спектральных методах интерпретации волн

Методы спектрального анализа сейсмических волн применяются в сейсмологии и ГСЗ, но пока еще преимущественно для выбора оптимальных параметров аппаратуры и для определения типов зарегистрированных волн. В некоторых работах спектры используются для определения параметров поглощения в среде.

Работами сейсморазведчиков показано, что спектральный анализ можно применять в случае простых сред для выявления в ней тонких слоев и определения их параметров. Это основано на следующих предпосылках (см. главу 8 § 2). Известно, что если в среде имеется тонкий слой, для которого отношение мощности  $l$  к длине волны  $\lambda_2$  меньше 1,5—2,0, то волны, отраженные от обеих границ слоя, интерферируют друг с другом и образуют на записи одну суммарную волну. Если задана одна волна, то по временам ее пробега можно построить разрез только одной границы.

При использовании же спектров интерференционных волн можно дополнительно определить новые параметры среды — мощность тонких слоев и соотношение акустических жесткостей на его границах. Определения указанных параметров возможны потому, что коэффициент отражения от тонких слоев зависит от частоты.

Для простейшего случая однородного тонкого слоя зависимость модуля коэффициента отражения плоских волн от частоты имеет вид периодической кривой (см. главу 8 § 2). Расположение минимумов спектральной характеристики позволяет однозначно определить время пробега в слое, у которого отношение  $l/\lambda_2 \geq 0,75—1,00$  [17, 92]. Если известна скорость в слое, то можно однозначно определить его мощность. Выбор

модели слоя по амплитудным характеристикам неоднозначен. В некоторых случаях определению соответствующего класса моделей может помочь фазовая характеристика коэффициента отражения.

Для применения спектральных методов интерпретации необходимо по экспериментальным данным определить частотную зависимость модуля и фазы коэффициента отражения от слоя или пачки слоев. С этой целью по экспериментальным данным находят спектры волн — отраженных от исследуемого слоя и другой волны, принятой за эталон: прямой или отраженной от слоя с известным строением [17, 84 и др.]. По отношению амплитудных спектров этих волн находят зависимость модуля коэффициента отражения от частоты, а по разности фазовых спектров — зависимость фазы коэффициента отражения от частоты. Эти зависимости используются для дальнейшей интерпретации.

В настоящее время разработаны методы интерпретации спектральных характеристик и для более сложных моделей неоднородных слоев. Здесь необходимо отметить, что регулярные методы решения обратных задач развиты пока недостаточно. Для выбора класса моделей используются описанные выше способы, конкретный вид модели уточняется методом перебора по соответствию частотных зависимостей коэффициента отражения, а также волновых полей.

Задачи выявления и определения мощности сравнительно тонких слоев необходимо решать и сейсмологам. Пользуясь спектральными методами интерпретации, можно установить, имеется ли сравнительно тонкий слой с промежуточной скоростью в области перехода от коры к мантии, и если он есть, то оценить его изменчивость в пределах различных регионов и в планетарном масштабе. Аналогичная задача возникает и при определении природы сейсмической границы, разделяющей оболочку и внешнее ядро. В некоторых работах [36 и др.] указывается на возможность существования между оболочкой и внешним ядром переходного слоя или слоя с резкими границами и промежуточными параметрами. Применение спектральных методов интерпретации для решения этого вопроса наиболее осуществимо при регистрации отражений в эпицентральной зоне при почти нормальном падении волны на слой. Данные о регистрации в эпицентральной зоне отраженных волн  $ScS$  различной кратности и соответствующих им кратных волн  $sScS$  приводятся, например, в работе [100]. Используя отношения спектров однократной волны  $ScS_1$  и кратных волн  $ScS_2$  и  $sScS_1$ , зарегистрированных от одного и того же землетрясения одной и той же станцией, можно получить сведения как о частотной зависимости коэффициента поглощения в мантии, так и о зависимости от частоты коэффициента отражения от ядра. Эти данные должны позволить решить вопрос о существовании сравнительно тонкого слоя на границе внешнего ядра. Привлекая для этой цели различные классы волн — не только  $ScS$  и  $sScS$ , но и  $PcP$ ,  $pPcP$ ,  $PcS$ ,  $ScP$  и т. д. — можно более надежно решить этот вопрос.

В табл. 5 приведены оценки тех минимально возможных значений мощности  $l_{\min}$  однородных слоев с промежуточными скоростями, которые могут быть определены в сейморазведке, ГСЗ и сейсмологии по спектрам отраженных волн  $PP$  и  $SS$ . Расчеты проводились [17, 92] по формуле

$$l_{\min} = 0,75 (V_c / f_{\max}),$$

где  $V_c$  — скорость волны в слое, а  $f_{\max}$  — максимальная частота в спектре.

Для оценок применительно к ГСЗ взяты скорости в слое коры, залегающем вблизи ее подошвы, а для оценок применительно к сейсмологии приняты скорости  $V_P$  и  $V_S$  вблизи границы оболочку и внешнего ядра.

Из табл. 5 видно, что при помощи спектральных методов интерпретации в сейморазведке можно выделять слои, мощности которых равны десят-

Оценка значений  $\tau_{\min}$ 

Метод исследования	Тип волны	Скорость в слое $V_c$ , км/сек	Максимальная частота в спектре $f_{\max}$ , гц	Минимальная мощность слоя $I_{\min}$ , км
Сейсморазведка	<i>PP</i>	3—6	120	0,019—0,038
	<i>SS</i>	1—3	60	0,012—0,038
Глубинное сейсмическое зондирование	<i>PP</i>	7,5	10	0,56
Сейсмология	<i>PP</i>	10—12	1 ( $T_{\min} = 1$ сек)	7,5—9,0
	<i>SS</i>	6—7	0,2 ( $T_{\min} = 5$ сек)	22—27

кам метров, в ГСЗ — сотням метров, а в сейсмологии — порядка нескольких километров или первых десятков километров.

Следует подчеркнуть, что применение спектральных методов интерпретации на практике — задача трудная, требующая большой и вдумчивой работы по отбору исходных данных и по их осреднению, но эти методы открывают большие возможности для изучения внутреннего строения Земли.

С разработкой спектральных методов интерпретации возникла необходимость в решении прямых задач для более сложных моделей реальных сред — в расчетах спектральных характеристик для различных типов волн, образующихся в пачках слоев с границами раздела первого и второго порядков. В настоящее время разработаны программы для расчета спектральных характеристик на ЭВМ при нормальном падении для волн *PP*, *SS* [61] и при наклонном падении — для отраженных и преломленных волн *PP*, *SS*, *PS* и *SP*.

Эти программы позволяют легко провести все необходимые расчеты при подборе различных моделей тонкослоистых сред методом перебора. Выбор класса моделей — число границ первого и второго порядка, число прослоев в пачке слоев — иногда удается сделать на основе известных решений для простейших тонкослоистых моделей среды.

Приведенные примеры показывают перспективность широкого использования в сейсмологии отраженных волн (*PP*, *SS*, *PS*, *SP*) наряду с другими классами волн. Это особенно важно при решении таких кардинальных вопросов, как изучение природы сейсмических границ в коре, оболочке и ядре. Опыт сейсморазведки показал, что именно отраженные волны позволяют получить наиболее детальные данные о строении среды.

В настоящей главе рассматриваются два вопроса.

1. Анализируются простейшие тонкослоистые модели реальных сред как модели первого приближения для глубинных сейсмических границ. С этой целью подробно разбирается вопрос об их спектральных характеристиках, на основе чего выводятся некоторые приближенные формулы, позволяющие оценить общие размеры неоднородной области и характерные масштабы отдельных неоднородностей в этой толще (см. § 2, 3).

2. Дается анализ роли условий наблюдения для определения сейсмической модели тонкослоистых областей и, в первую очередь, выбор тех областей эпицентральных расстояний, где наиболее целесообразно производить экспериментальные наблюдения. Рассмотрение этого вопроса сначала производится для простейших моделей реальных сред (см. § 2). На более сложных моделях оцениваются величины амплитуд сейсмических волн, отраженных от тонких слоев (см. § 3). Затем для значительно усложненных моделей, основанных на экспериментальных определениях скоро-

стного разреза методами сейсморазведки, этот вопрос исследуется путем расчета теоретических сейсмограмм (см. § 4).

Ввиду неразрывной связи обоих вопросов в дальнейшем они рассматриваются как целое.

## § 2. Коэффициенты отражения сейсмических волн от однородного тонкого слоя

Простейшей моделью сейсмической неоднородности в горизонтально-слоистой среде, по-видимому, можно считать тонкий однородный слой.

Такие слои в зависимости от соотношения акустических жесткостей в слое и в окружающих средах можно разделить на три типа: слои с повышенными акустическими жесткостями, с пониженными и промежуточными.

Как указывалось выше, волны, отраженные от тонких слоев, представляют собой интерференционные волны, образовавшиеся в результате наложения однократных волн, отраженных от верхней и нижней границ слоя, и многократных, отразившихся несколько раз от обеих границ слоя. Коэффициенты отражения  $K$  волн от тонких слоев зависят от отношения  $l/\lambda_2$  ( $l$  — мощность,  $\lambda_2$  — длина слоя в нем) [27, 37, 79]. Остановимся сначала на анализе зависимостей  $K = K(l/\lambda_2)$  в простейшем случае нормального падения волны на слой. Затем рассмотрим изменение зависимостей  $K(l/\lambda_2)$  при изменении угла падения волны.

**Коэффициенты отражения при нормальном падении волны на тонкий слой.** Для всех трех типов однородных тонких слоев модуль <sup>1</sup>  $K$  коэффициента отражения выражается одной общей формулой [27]

$$K = \sqrt{\frac{(q_{12} - q_{32})^2 \operatorname{ctg}^2(2\pi l/\lambda_2) + (q_{12}q_{32} - 1)^2}{(q_{12} - q_{32})^2 \operatorname{ctg}^2(2\pi l/\lambda_2) + (q_{12}q_{32} + 1)^2}}, \quad (8.1)$$

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

Из выражения (8.1) видно, что коэффициент отражения представляет собой периодическую функцию величины  $l/\lambda_2$  с периодом  $l/\lambda_2 = 1/2$ . Один период функции  $K = K(l/\lambda_2)$  для фиксированного значения  $q_{12} = 0,5$  и различных значений  $q_{32}$  показан на рис. 47, а. Функция  $K = K(l/\lambda_2)$  имеет максимумы и наименьшие значения. Максимумы коэффициента отражения соответствуют суммированию волн, отраженных от обеих границ слоя в фазе, а наименьшие значения — наложению волн в противофазе.

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

За счет изменения фазы волны на  $\pi$  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 максимумов имеет вид

$$K = |(q_{12}q_{32} - 1)/(q_{12}q_{32} + 1)|. \quad (8.2)$$

Коэффициент отражения имеет наименьшие значения при  $l/\lambda_2 = 0, s/4$ , где  $s$  — четное число. Амплитуда наименьших значений имеет вид

$$K = |(q_{12} - q_{32})/(q_{12} + q_{32})| \quad (8.3)$$

или

$$K = |(q_{13} - 1)/(q_{13} + 1)|. \quad (8.3')$$

Если среда, окружающая тонкий слой, однородная ( $\rho_1 V_1 = \rho_3 V_3$ ), то коэффициент отражения  $K$  при указанных значениях  $l/\lambda_2$  равен нулю

<sup>1</sup> В дальнейшем обсуждаются только величины модуля коэффициента, которые для краткости называются просто коэффициентами отражения.

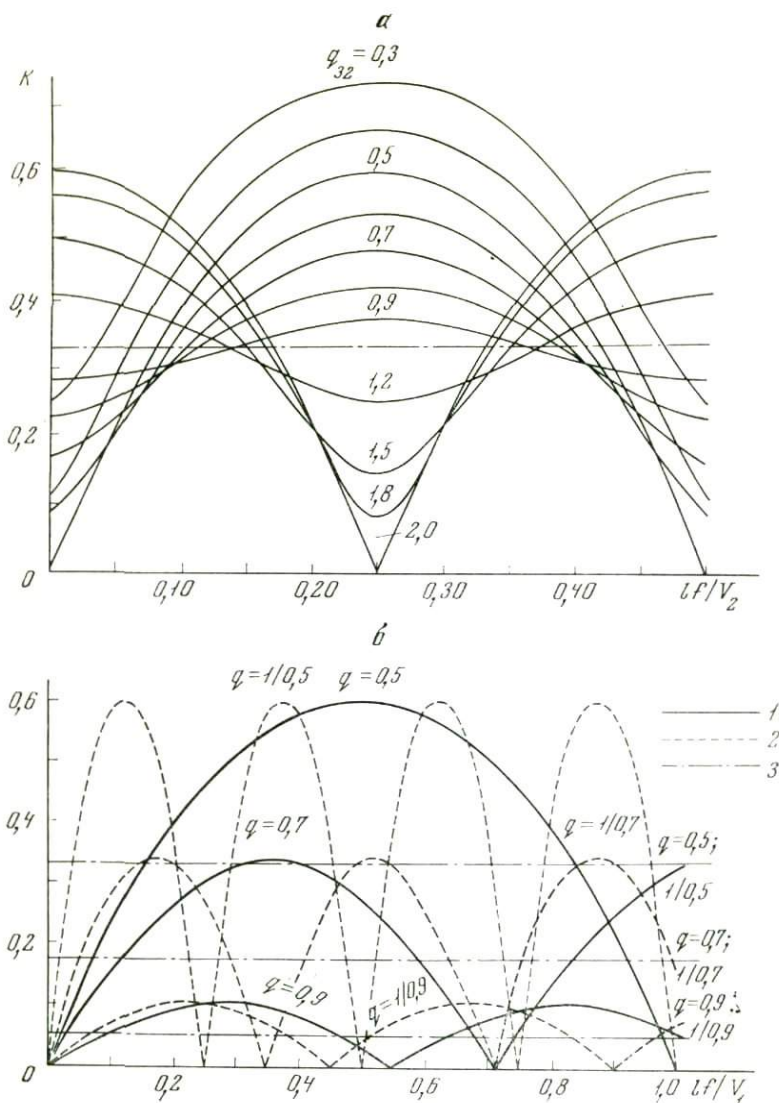


Рис. 47. Зависимость амплитудных спектральных характеристик от параметров слоя  $\alpha$  — зависимости  $K = K(lf/V_2)$ , рассчитанные при  $q_{12} = 0,5$  и при различных значениях  $q_{32}$  (1); 3 — значение коэффициента отражения от границы двух полупространств с отношением акустических жесткостей  $q_{12} = 0,5$ .  $\beta$  —  $K = K(lf/V_1)$ , вычисленные при различных значениях  $q = q_{12} = q_{32}$  и  $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3$  для слоев с повышенными (1) и пониженными (2) скоростями; 3 — значения коэффициента отражений от границы двух полупространств

и возрастает 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 происходит (для слоев с возрастающими акустическими жесткостями), либо происходит одновременно на обеих границах слоя (для слоев с уменьшающимися акустическими жесткостями). Поэтому максимумы коэффициента отражения для таких слоев имеют место при тех же значениях  $l/\lambda_2$ , при которых коэффициенты отражения от слоев с повышенными и пониженными скоростями имеют наименьшее значение, и наоборот.

Амплитуда максимумов коэффициентов отражения для слоев с промежуточной акустической жесткостью выражается формулой (8.3), а

минимальных значений — (8.2). В частном случае, если  $q_{12}q_{23} = 1$  или

$$\rho_2 V_2 = \sqrt{\rho_1 V_1 \rho_3 V_3},$$

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 его сред, широко используется в оптике (так называемые просветляющие слои). В сейсмической разведке данный случай может представить интерес в частности при исследовании кристаллического фундамента методом отраженных волн. Над фундаментом может находиться сравнительно тонкий слой — кора выветривания кристаллических пород, — характеризующийся акустической жесткостью, промежуточной между значениями в вышележащих осадочных и в нижележащих кристаллических породах. На рис. 47, а видно, что для некоторого диапазона значений  $l/\lambda_2 = lf/V_2$ , т. е. для некоторого диапазона частот  $f$ , коэффициент отражения весьма мал. Это может быть одной из причин трудности получения отражений от фундамента при регистрации среднечастотных компонент отраженных волн. Для получения отражений с амплитудами, превосходящими фон помех, необходимо переходить в область меньших значений  $lf_2/V_2$ , т. е. переходить на регистрацию более низких частот, или в область более высоких частот, если среда, покрывающая фундамент, не слишком сильно поглощающая.

В сейсмологии рассматриваемый случай может иметь место на границах между корой и мантией и между мантией и внешним ядром Земли.

**Сравнение спектральных характеристик  $K = K(f)$  для слоев с повышенными и пониженными акустическими жесткостями.** Из формулы (8.2) следует, что при одних и тех же значениях  $l/\lambda_2$  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  $l/\lambda_2 = lf/V_2$  при различной скорости  $V_2$  в слое соответствуют различные произведения мощности слоя  $l$  на частоту  $f$ . Следовательно, если рассматриваемые слои с разными скоростями характеризуются одинаковыми мощностями  $l$ , то одному и тому же диапазону значений  $l/\lambda_2$  соответствуют разные диапазоны частот  $f$ . Поэтому, если рассматривать зависимость коэффициента отражения  $K$  от отношения  $l/\lambda_2$ , то трудно непосредственно сопоставить различия в зависимостях  $K = K(f)$  для слоев, характеризующихся одинаковой мощностью  $l$  и различными величинами скорости  $V_2$ . В этом случае удобнее представлять зависимость коэффициентов отражения от другой безразмерной переменной  $l/\lambda_1 = lf/V_1$ . Абсолютные максимальные и минимальные значения функции  $K = K(l/\lambda_1)$  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  $l/\lambda_1$  различно. В случае слоев с пониженной скоростью эти точки расположены чаще на оси абсцисс, чем в случае слоев с повышенной скоростью. Следовательно, в случае слоев с пониженной скоростью в заданном диапазоне частот коэффициенты отражения изменяются резче, чем в случае слоев с повышенной скоростью, характеризующихся такой же мощностью. На рис. 47, б показан пример спектральных характеристик  $K = K(lf/V_1)$ , вычисленных при различных величинах  $q_{12} = q_{32}$ . Из этого рисунка видно, что различия в спектральных характеристиках  $K(lf/V_1)$  для слоев с повышенными и пониженными скоростями тем больше, чем сильнее дифференциация акустических жесткостей.

**Сравнение коэффициентов отражения от тонкого слоя и от границы полупространства.** Коэффициент отражения  $K_{12}$  от границы двух полупространств, как известно, не зависит от частоты и при нормальном

падении волны имеет вид

$$K_{12} = |(q_{12} - 1) / (q_{12} + 1)|. \quad (8.4)$$

Отношение максимального коэффициента отражения  $K_{\max}$  для слоя с повышенной и пониженной акустической жесткостью  $\rho_2 V_2$ , определяемого по формуле (8.2), к коэффициенту отражения  $K_{12}$  от границы двух полупространств имеет вид

$$\frac{K_{\max}}{K_{12}} = 1 + \frac{2q_{12}(q_{32} - 1)}{(q_{12}q_{32} + 1)(q_{12} - 1)}. \quad (8.5)$$

Из этого выражения следует, что если  $q_{32} \geq q_{12}$ , то отношение  $K_{\max}/K_{12}$  при изменениях  $q_{12}$  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.

Для тонких слоев с промежуточными значениями скорости, очевидно,  $K_{\max}/K_{12} > 1$ , поскольку для тонкого слоя 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  $\rho_2 V_2$  и  $\rho_1 V_1$ . В этом случае отношение  $K_{\max}/K_{12}$  при изменении  $\rho_1 V_1/\rho_2 V_2$  от нуля до единицы может изменяться от единицы до бесконечности.

На рис. 47, а показано значение коэффициента отражения  $K_{12}$  от границы двух полупространств при отношении  $q_{12} = 0,5$ , а на рис. 47, б значения  $K_{12}$  при различных значениях  $q_{12}$ . Из рис. 47, а 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. 47, б следует, что при различной дифференциации акустических жесткостей сред 1 и 2 область значений  $lf/V_1$ , в которой коэффициент отражения от тонкого слоя больше, чем коэффициент отражения от границы полупространства, имеет примерно одинаковую ширину.

Большая максимальная величина коэффициента отражения волн от тонких слоев по сравнению с коэффициентом отражения от границы полупространства является одной из причин наличия доминирующих отражений в тонкослойных средах.

**Зависимость спектральных характеристик  $K = K(lf/V_2)$  от угла падения волны.** Как уже указывалось, анализ формул, полученных в работе [72], в общем виде затруднителен, и поэтому для выяснения основных закономерностей изменения спектральных характеристик  $K(lf/V_2)$  с изменением угла падения приходится базироваться на результатах расчетов, сделанных для различных параметров сред. На рис. 48 приведены примеры спектральных характеристик  $K = K(lf/V_2)$ , вычисленных для слоев с повышенной и пониженной скоростями в случае сильной (48, а, б) и слабой (48, в, г) скоростной дифференциации среды. Из сравнения рис. 48, а, б и 48, в, г видно, что при углах падения  $i < 45^\circ$  спектральные характеристики для среды с более сильной дифференциацией скоростей больше изменяются с изменением угла падения, чем в случае слабой дифференциации скоростей. Это объясняется влиянием на спектральные характеристики  $K(lf/V_2)$  обменных и поперечных волн в слое. Интенсивность этих волн по сравнению с продольными в среде с сильной дифференциацией скоростей больше, чем в среде со слабой дифференциацией.

В случае слоев с повышенными скоростями спектральные характеристики при углах меньших, чем предельный, имеют отчетливо выраженную резонансную форму. В случае слабой дифференциации скоростей характеристики изменяются сравнительно мало в большом диапазоне углов  $i < 35^\circ$ , а для среды с сильной дифференциацией скоростей изменения значительны уже при небольших углах  $i \geq 15^\circ$ . При этом характери-

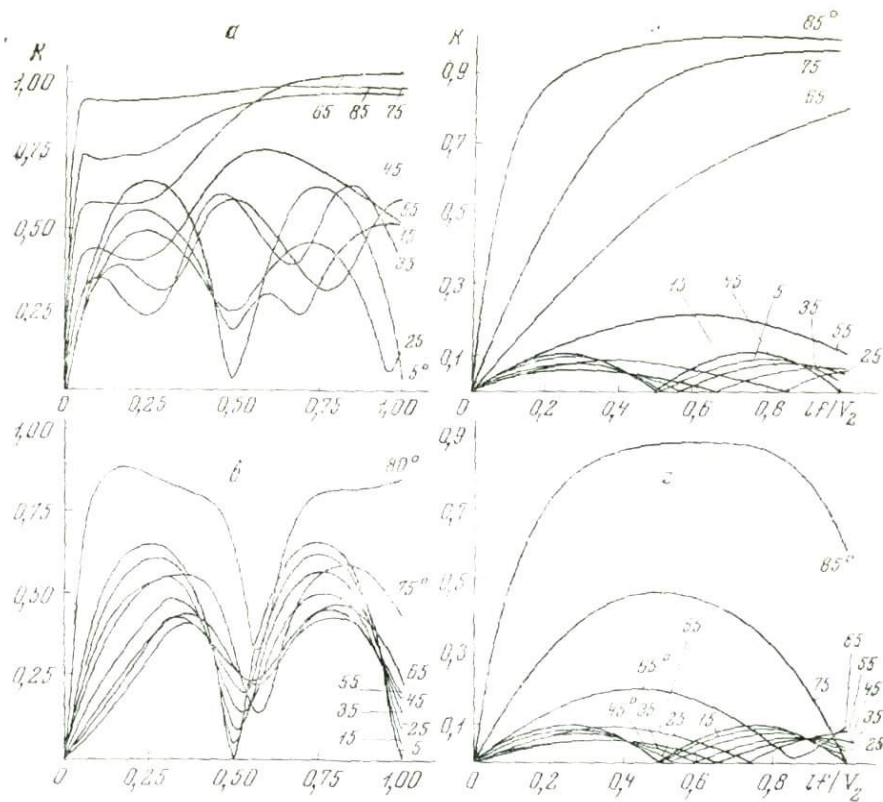


Рис. 48. Зависимости  $K = K(lf/V_2)$ , вычисленные при различных углах  $i$  падения волны для слоев с повышенными (а, б) и пониженными (в, г) скоростями

а —  $V_1/V_2 = V_3/V_2 = 0,5$ ;  $\rho_1/\rho_2 = \rho_3/\rho_2 = 0,9$ ;  $i_{\text{нр}} = 30^\circ$ ; б —  $V_1/V_2 = V_3/V_2 = 2,0$ ;  $\rho_1/\rho_2 = \rho_3/\rho_2 = 1/0,9$ ; в —  $V_1/V_2 = V_3/V_2 = 0,9$ ;  $\rho_1/\rho_2 = \rho_3/\rho_2 = 1,0$ ;  $i_{\text{нр}} = 64^\circ$ ; г —  $V_1/V_2 = V_3/V_2 = 1,11$ ;  $\rho_1/\rho_2 = \rho_3/\rho_2 = 1,0$ ; во всех случаях  $V_{S1}/V_{P1} = V_{S2}/V_{P2} = V_{S3}/V_{P3} = 0,577$

стика сохраняет резонансную форму, но существенно изменяются интервалы между экстремумами и амплитудами спектральных составляющих. При углах больших, чем предельный, коэффициент отражения возрастает с увеличением  $lf/V_2$ . Для среды со слабой дифференциацией скоростей (рис. 48, в, г) это возрастание монотонное; для среды с сильной дифференциацией скоростей (рис. 48, а, б) на фоне монотонного возрастания  $K$  отмечаются относительные экстремумы, которые исчезают по мере увеличения угла падения  $i$ . Поскольку увеличению угла падения  $i$  соответствует увеличение расстояния от источника, то в идеально упругой среде спектр волны, отраженной от тонкого слоя с повышенной скоростью, с увеличением расстояния должен стать более высокочастотным.

При больших углах  $i$  коэффициент отражения  $K$  в значительном диапазоне значений  $lf/V_2$  практически постояен. Следовательно, волна, отраженная от слоя, в этом случае по своим свойствам аналогична волне, отраженной от границы полупространства.

Для слоя с пониженной скоростью (рис. 48, б, г) форма спектральной характеристики  $K = K(lf/V_2)$  сравнительно мало изменяется при изменении угла падения от нуля до  $35^\circ$ . Основные изменения заключаются в смещении максимумов и минимумов характеристики в область больших значений  $lf/V_2$  и в уменьшении ее максимальных амплитуд. При дальнейшем увеличении угла падения  $i$  максимальные амплитуды возрастают. Форма спектральной характеристики для среды с сильной дифференциацией

цией скоростей и в этом случае сложнее, чем для среды со слабой дифференциацией.

Сделанные выводы базируются лишь на анализе нескольких примеров и поэтому не могут претендовать на полноту, но они все же отражают некоторые основные особенности изменения спектральных характеристик  $K = K(lf/V_2)$ .

**Способ определения мощности слоя (или скорости в нем) по полученным амплитудным спектральным характеристикам [92].** В случае нормального падения плоской стационарной волны на тонкий отражающий слой коэффициент отражения  $K(f)$  представляет собой периодическую функцию частоты. Минимальное значение коэффициента отражения соответствует значениям

$$lf/V_2 = s/4, \quad (8.6)$$

где  $s$  — нуль или четное число для слоев с повышенными или пониженными акустическими жесткостями и нечетное число для слоев с промежуточными значениями акустической жесткости. Отсюда, если обозначить буквой  $N$  номер минимума кривой  $K = K(f)$ , можно получить следующие выражения для частот  $f_{0N}$  минимума. При  $\rho_1 V_1 > \rho_2 V_2 < \rho_3 V_3$  или  $\rho_1 V_1 < \rho_2 V_2 > \rho_3 V_3$  (слой с пониженной или с повышенной акустической жесткостью)

$$f_{0N} = V_2 N / 2l. \quad (8.7)$$

При  $\rho_1 V_1 > \rho_2 V_2 > \rho_3 V_3$  или  $\rho_1 V_1 < \rho_2 V_2 < \rho_3 V_3$  (слой с промежуточной акустической жесткостью)

$$f_{0N} = \frac{V_2 (N + 1/2)}{2e}. \quad (8.8)$$

В обоих случаях разность частот между двумя последующими минимумами или экстремумами имеет вид

$$\Delta f_{0N} = V_2 / 2l \quad (8.9)$$

или

$$\Delta f_{0N} = 1/\tau, \quad (8.10)$$

где  $\tau = 2l/V_2$  — время запаздывания волны, отраженной от нижней границы слоя, относительно волны, отраженной от верхней границы слоя. Из (8.10) видно, что, определив разность  $\Delta f_{0N}$  значений частоты, соответствующих двум последующим экстремумам (рис. 47, б), можно определить время запаздывания  $\tau$ ; затем, зная одну из величин ( $l$  или  $V_2$ ), можно определить вторую.

В работе [47] показано, что в ряде случаев подобные определения возможны непосредственно по спектрам самих отраженных волн.

Часто при отсутствии данных для количественного определения мощности слоя представляет интерес даже качественное определение — является ли слой тонким или толстым по сравнению с длиной волны. Такая оценка может быть проведена для отражающих слоев по форме спектров волн, по соотношению преобладающих частот волн, соответствующих различным границам раздела, и по величинам коэффициентов отражения, вычисленным по амплитудам волн фиксированной частоты. Способ определения мощности применим для слоев промежуточной мощности, для которых соотношение  $l/\lambda_2$  мощности слоя к длине волны в нем удовлетворяет неравенству  $(0,75 \div 1,0) \leq l/\lambda_2 < 2$ . В этом случае спектр отраженной волны имеет несколько экстремумов в диапазоне рабочих частот.

В большинстве случаев в сейсмологии и ГСЗ неизвестны ни мощность  $l$  слоя, ни скорость  $V_2$  в нем. Однако часто можно принять допустимые пределы изменения скорости  $V_2$ , основываясь на результатах измерений скоростей на образцах, на данных сейсмического каротажа в аналогичных

породах и на геологических данных. Зная скорость  $V_2$ , можно вычислить мощность  $l$  слоя.

Выделение слоев в разрезе со сравнительно небольшой мощностью и оценка скорости в них не могут быть проведены ни по годографам отраженных волн, ни по временам прихода волн, регистрируемых при средне-частотном сейсмическом каротаже. Использование одной из динамических характеристик волн — их спектров — позволяет повысить детальность расчленения геологического разреза и тем самым повысить разрешающую способность сейсмических исследований.

**Качественная оценка мощности слоев.** Для того чтобы качественно определить, является ли отражающий слой тонким или толстым, можно использовать спектры отраженных волн. Спектры волн, соответствующих тонким слоям, для которых  $l/\lambda_2 < 0,25$  обычно более высокочастотные, чем спектры волн, соответствующих толстым слоям. В соответствии с этим волны, отраженные от тонких слоев, характеризуются на записи более высокими частотами, чем волны, отраженные от толстых слоев. Качественное распознавание тонких отражающих слоев по более высоким преобладающим на записи частотам и по более высокочастотным спектрам отраженных волн надежно в том случае, если волнам с большими временами прихода, несмотря на большое влияние поглощения в покрывающей среде, соответствуют более высокие частоты, чем волнам с меньшими временами прихода.

В некоторых случаях для качественной оценки мощности слоя могут быть использованы величины коэффициентов отражения, вычисленные по амплитудам волн фиксированной частоты. Если в результате ряда определений установлено, что вычисленный по экспериментальным данным коэффициент отражения больше, чем коэффициент отражения для границы двух полупространств с такими же отношениями скоростей и плотностей, то это является индикатором тонкой слоистости среды. Следует, однако, подчеркнуть, что близость экспериментально определенных величин коэффициентов отражения к расчетным величинам для границы двух полупространств еще не является доказательством того, что отражающие слои толстые, поскольку коэффициенты отражения от тонких слоев в зависимости от отношения мощности слоя и длины волн могут быть больше, равны или меньше, чем коэффициенты отражения от толстых слоев.

**Сравнение экспериментальных графиков  $K(f)$  с результатами теоретических расчетов.** В работе [7] приведено такое сопоставление для данных, полученных в сейсморазведочном диапазоне частот и глубин. Здесь мы приведем результаты для слоев с пониженными скоростями.

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, определялась зависимость коэффициента отражения  $K(f)$  от частоты для нижнего слоя, а затем по заданной зависимости  $K(f)$  для этого слоя определялись зависимости  $K(f)$  для вышележащих тонких слоев.

Для определения спектров волн, соответствующих толстому и тонкому слоям, и последующего расчета  $K = K(f)$  стремились выбирать такие зависимости, 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.

Для определения зависимости  $K = K(f)$  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 (рис. 49, а, б). В ряде случаев, при небольшой раз-

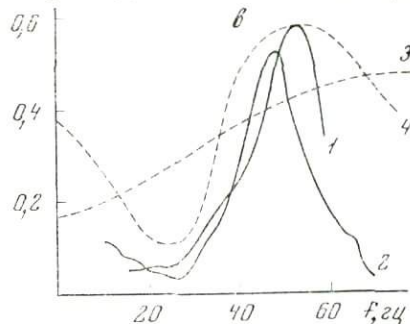
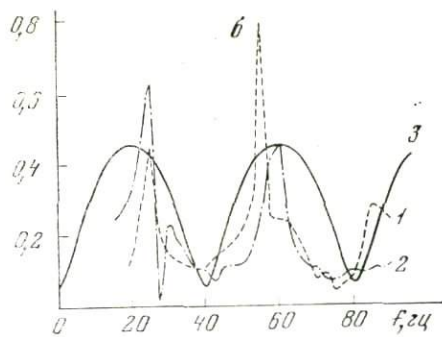
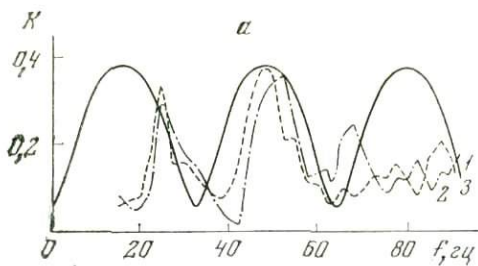


Рис. 49. Зависимости коэффициента отражения  $K$  от частоты для тонкого слоя, определенные по экспериментальным данным (1, 2) и рассчитанные теоретически для однородного (3) и неоднородного (4) слоев

а — терригенный слой в девонских отложениях; параметры теоретической кривой:  $l = 50$  м,  $V_1 = 5500$  м/сек,  $V_2 = 3200$  м/сек,  $V_3 = 5000$  м/сек; б — терригенная угленосная свита; параметры теоретической кривой:  $l = 40$  м,  $V_1 = 5500$  м/сек,  $V_2 = 3200$  м/сек,  $V_3 = 5000$  м/сек; в — параметры теоретических кривых; кривая 3:  $l_1 = 15$  м,  $V_1 = 2500$  м/сек,  $V_2 = 5000$  м/сек,  $V_3 = 3600$  м/сек; кривая 4:  $l_1 = 15$  м,  $l_2 = 22$  м,  $V_1 = 2500$  м/сек,  $V_2 = 5000$  м/сек,  $V_3 = 3600$  м/сек,  $V_4 = 5500$  м/сек

ности  $H_2$  глубин между тонкими и толстыми слоями и небольшом коэффициенте поглощения  $\alpha_2$  в среде между ними, влияние поглощения не учитывалось совсем.

Для сравнения экспериментальных кривых  $K(f)$  с результатами теоретических расчетов теоретические кривые  $K(f)$  рассчитывались по формуле (8.1). Величина  $V_1$  принималась в соответствии с данными сейсмокаротажа равной 5500 м/сек; отношения плотностей во всех средах считались равными единице.

При сравнении кривых видно сходство, выражающееся в периодическом чередовании максимальных и минимальных величин коэффициентов отражения и в близости расчетных и определенных по экспериментальным данным величин  $K_{\max}$  и  $K_{\min}$ . Вместе с тем имеются и отличия, выражающиеся в том, что интервалы  $\Delta f$  между двумя последующими минимумами или максимумами на экспериментальных графиках не всегда строго постоянны, в то время как на теоретических величинах  $\Delta f = \text{const}$ . Основное отличие заключается в том, что на экспериментальных графиках области максимумов обычно уже, чем на теоретических, и поэтому экспериментальные графики имеют острорезонансную форму в отличие от более плавной формы теоретических графиков  $K(f)$ . За исключением этой особенности, возможно связанной с тонкослоистым строением терригенного слоя, экспериментальные графики  $K(f)$  близки к теоретическим, вычисленным для случая однородного слоя, заключенного между двумя полупространствами.

Можно произвести сравнение величин  $K_{\max}$  с величинами  $K_{\Pi}$ , вычисленными по формулам для границы двух полупространств со скоростями, соответственно равными скорости в среде над тонким слоем и в слое (отношение плотностей в средах приняты равными единице). Величины  $K_{\max}/K_{\Pi}$ , полученные как для слоев с пониженной, так и для слоев с повышенной скоростью, преимущественно больше единицы.

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 тонкослоистой 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  $l/\lambda_2 \ll 1,0$ .

Выше были изложены методы интерпретации спектров волн только применительно к случаю однородных слоев. Изучение же динамических характеристик волн и ультразвуковой каротаж показало, что в формировании волн в ряде случаев участвует не один однородный слой, а пакет слоев с различными свойствами. Так, в Западной Украине регистрируется опорное доминирующее отражение от тонкого гипсоангидритового слоя. Мощность слоя хорошо известна по данным бурения. Если бы в формировании волны участвовал только этот слой, то кривая зависимости коэффициента отражения от частоты была бы более широкой и имела бы максимум на более высокой частоте (рис. 49, в, кривая 3), чем кривые 1 и 2, вычисленные по экспериментальным данным.

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. Изменение мощности слоя в  $s$  раз должно обусловить изменение значений частот в  $1/s$  раз; изменением мощности слоя (если считать, что она была определена неточно) можно объяснить более низкую частоту максимума спектра, но нельзя объяснить его острорезонансную форму. Анализ возможных ошибок в определении  $K(f)$  [7] показывает, что отличия экспериментальных кривых  $K(f)$  от теоретических нельзя объяснить погрешностями в определении коэффициентов поглощения и коэффициентов отражения от никелекашечного слоя.

Анализ экспериментальных графиков показывает, что в образовании отраженной волны участвует не только один слой с повышенной скоростью, но и другие слои. Экспериментальные графики в основных чертах согласуются с теоретическими кривыми для неоднородного слоя, состоящего из двух однородных слоев с различными упругими свойствами (кривая 4).

Возможно также, что существенное влияние на форму спектральных характеристик  $K(f)$  оказывает и тонкослоистое строение самого гипсоангидритового слоя.

### § 3. Анализ спектральных характеристик тонких слоев и пачек

Выше было показано, что неоднородные слои являются более адекватной моделью реальных сред, нежели однородные. В связи с развитием спектральных методов интерпретации сейсмических данных [8, 10, 17, 35, 49, 84, 92] разработан ряд методов расчета спектральных характеристик различных моделей слоистых сред для волн разных классов, проведен также анализ особенностей характеристик, рассчитанных для некоторых моделей среды. Спектральные характеристики определяются для случая падения на слой плоских синусоидальных волн. В настоящем разделе рассматривается только случай нормального падения волны на слой или пачку слоев при не очень сильной скоростной дифференциации. Получаемые результаты могут быть применены для оценок параметров модели при использовании волн  $ScS$  для области перехода от мантии к ядру, а также при построении моделей среды для продольных волн, падающих на границу раздела под малыми углами относительно нормали.

Спектральные характеристики слоев или пачек для отраженных волн при нормальном падении получены в аналитической форме для однородных слоев [6, 27, 37], некоторых типов переходных слоев [27, 53, 150] и сочетания переходного слоя с границами раздела первого порядка [53].

Для более сложных моделей сред получение точного решения в аналитической форме невозможно и ненужно, поэтому разработаны методы расчета спектральных характеристик пачек слоев с помощью электронно-вычислительных машин [62, 102], позволяющие учитывать волны различной кратности. В работе [102] скоростной разрез среды представляется в виде совокупности переходных слоев; плотность в среде принята постоянной. В работе [62] среда представляется в виде последовательности слоев с границами раздела акустических жесткостей первого порядка. При наличии в среде переходных слоев они могут быть заменены пачкой слоев с границами раздела первого порядка; правомерность такой замены обоснована в работах [105, 113].

В работе [10] на основе приближенных формул проведен анализ выражений для амплитудных и фазовых спектральных характеристик некоторых моделей сред, близких к реальным и применительно к ним сделаны приближенные оценки интенсивности отраженных волн.

### 1. Приближенные расчеты спектральных характеристик пачек слоев

Методика этих расчетов для отраженных волн основана на следующих положениях и ограничениях.

1. Границы раздела слоев, входящих в пачку, представляют собой границы акустических жесткостей первого или второго порядка.

2. Рассматриваются только такие границы второго порядка, когда в каждой из контактирующих сред логарифм акустической жесткости  $q$  изменяется при изменении двойного времени пробега  $t$  по линейному закону. Иными словами, плотность  $R$  коэффициентов отражения [62, 93, 150]

$$R = \frac{1}{2} \frac{d \ln q}{dt} \quad (8.11)$$

в каждой из сред — постоянная величина. В этом случае акустическая жесткость — экспоненциальная функция  $t$ , т.е.

$$q = q_0 e^{2Rt}. \quad (8.12)$$

Частным случаем зависимости (8.11) является широко используемая в различных работах линейная зависимость скорости от глубины в переходном слое при постоянной плотности  $\rho$ . В этом случае величина  $R = \frac{1}{4} \text{grad } V$  ( $\text{grad } V = dV/dH$ , где  $H$  — глубина).

3. Изучаются только однократные отражения от границ слоев; преломление на границах раздела не учитывается. В этом случае каждая граница внутри пачки рассматривается как отдельная отражающая граница, на которую падает один и тот же импульс. Результирующая интерференционная волна представляет собой результат положения однократных волн, отраженных от различных границ в пачке. Такой приближенный подход к описанию волн, отраженных от тонких слоев или их пачек, использовался ранее в работе [12] и др.

**Границы первого порядка.** В случае границ раздела первого порядка форма отраженной волны, как известно, совпадает с формой падающей волны, а амплитуда и полярность определяются соотношением акустических жесткостей на границе.

**Границы второго порядка.** Волна, отраженная от границы второго порядка, имеет форму, представляющую собой интеграл от формы  $f(t)$  падающей волны [60, 150]. Амплитуда волны, отраженной от границы переходного слоя рассматриваемого типа со средой с постоянной акустической жесткостью, равна [150]

$$A = \frac{1}{2} \frac{\ln(q_2/q_1)}{\tau} |f^{(-1)}(t)|_{\max}, \quad (8.13)$$

где  $f^{(-1)}(t)$  — интеграл от формы падающей волны по времени  $t$ ;  $|f^{(-1)}(t)|_{\max}$  — максимум его модуля;  $\tau$  — время пробега между точками, в которых значения акустической жесткости равны соответственно  $q_1$  и  $q_2$ . Множитель  $R = \frac{1}{2} \frac{\ln(q_2/q_1)}{\tau}$  характеризует интенсивность рассматриваемой волны. Полярность отраженной волны совпадает с полярностью падающего импульса при возрастании градиента акустической жесткости на границе слоя и меняется на обратную при уменьшении указанного градиента на границе слоя.

**Многослойная пачка.** Если в рассматриваемой пачке имеется  $n$  границ раздела, из которых на  $p$  границах происходит скачок акустической жесткости, а на  $r$  границах — изменение градиента акустической жесткости, то форму суммарной отраженной волны можно представить в виде

$$f_{\Sigma} = \sum_p k_p f(t - \tau_p) + \sum_r \frac{k_r}{\tau_{lr}} f^{(-1)}(t - \tau_r), \quad (8.14)$$

где  $\tau_p, \tau_r$  — временные сдвиги волн, отраженных от различных границ относительно волны, отраженной от верхней границы в пачке;  $\tau_{lr}$  — времена пробега в переходных слоях.

Комплексный спектр отраженной волны примет вид

$$\bar{S}_{\Sigma}(\omega) = \bar{S}(\omega) \sum_p k_p e^{-j\omega\tau_p} + \frac{\bar{S}(\omega)}{j\omega} \sum_r \frac{k_r e^{-j\omega\tau_r}}{\tau_{lr}}, \quad (8.15)$$

где  $\bar{S}(\omega)$  — комплексный спектр падающей волны  $f(t)$ . Комплексный коэффициент отражения от пачки слоев или комплексную спектральную характеристику пачки для отраженных волн можно представить как отношение комплексного спектра отраженной волны к комплексному спектру падающей волны:

$$\bar{K}(\omega) = \frac{\bar{S}_{\Sigma}(\omega)}{\bar{S}(\omega)} = \sum_p k_p e^{-j\omega\tau_p} + \frac{1}{j\omega} \sum_r \frac{k_r e^{-j\omega\tau_r}}{\tau_{lr}}. \quad (8.16)$$

Получив выражение для комплексного коэффициента отражения, можно определить модуль и фазу коэффициента отражения или амплитудную и фазовую характеристики слоя. Описанная методика расчетов приближенная. Как показано в работе [10], расчеты, выполненные по излагаемой методике, позволяют получить результаты, хорошо совпадающие с результатами точного решения.

## 2. Связь между спектральными характеристиками для слоев с границами раздела первого и второго порядков

Отмеченные в предыдущем разделе особенности волн, отраженных от границ переходных слоев, позволяют установить некоторые аналогии между слоями или пачками слоев с границами первого и второго порядков. Граница второго порядка, на которой происходит увеличение градиента акустической жесткости, создает волну такой же полярности, как граница первого порядка, на которой происходит положительный скачок акустической жесткости. Попытаемся установить количественную связь между спектральными характеристиками слоев с границами второго порядка и слоев с границами первого порядка с одинаковыми величинами  $\tau$  и  $q$ . Для этого рассмотрим два простых случая: переходный слой и двойной переходный слой.

**Переходный слой.** В средах с границами первого порядка аналогом переходного слоя при положительном градиенте скорости является однородный слой с повышенной акустической жесткостью рис. 50, а, кривые

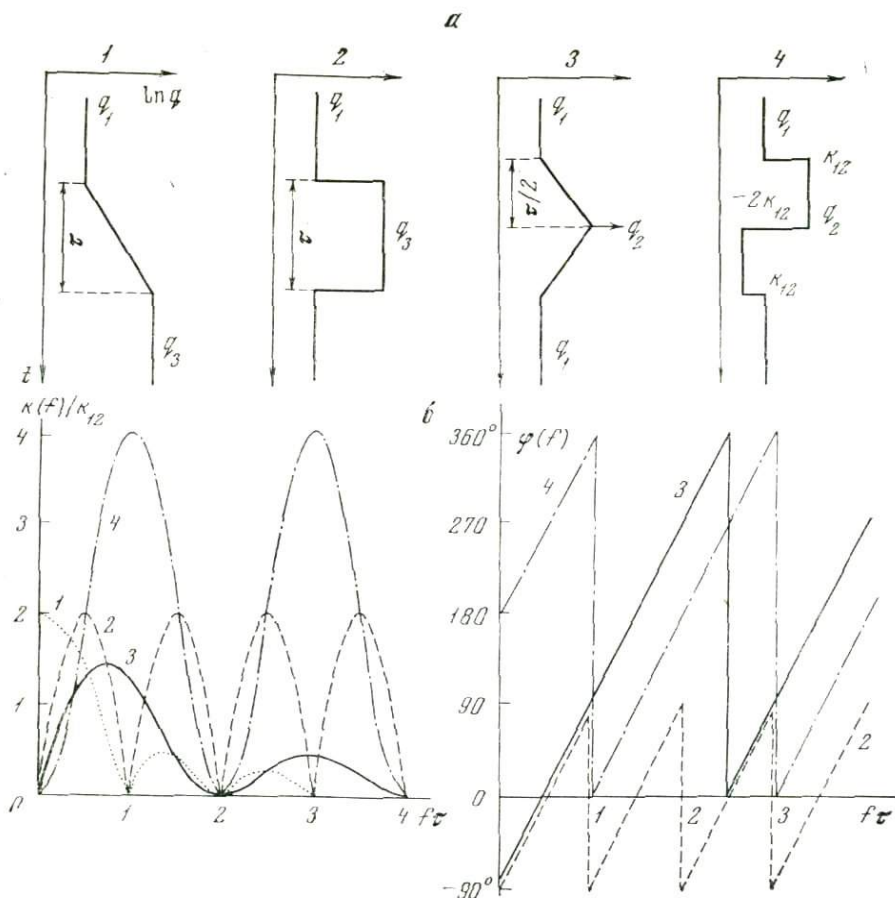


Рис. 50. Модели переходных слоев и их аналогов в средах с резкими границами (а) и соответствующие им амплитудные  $K(f) = K(\omega/2\pi)$  и фазовые  $\varphi(f)$  спектральные характеристики (б)

1 — переходный слой,  $K(\omega) = 2K_{13} |\sin(\omega\tau/2)| / \omega\tau$ ; 2 — однородный слой  $K(\omega) = 2 |K_{13} \sin(\omega\tau/2)|$ ; 3 — симметричный двойной переходный слой,  $K(\omega) = 4 |K_{12} |\sin^2(\omega\tau/4)| / \omega\tau/2$ ; 4 — двойной однородный слой  $K(\omega) = 4 |K_{12} |\sin^2(\omega\tau/4)|$

1 и 2). Рассмотрим коэффициент отражения от переходного слоя, а затем сравним его с коэффициентом отражения от однородного слоя. Коэффициент отражения от переходного слоя в соответствии с формулой (8.16) примет вид

$$K(\omega) = \frac{K_{13}}{j\omega\tau} (1 - e^{-j\omega\tau}), \quad (8.17)$$

где  $\tau$  — двойное время пробега в переходном слое, а  $K_{13}$  — коэффициент отражения на границе полупространства 1 и 3. Модуль и фаза коэффициента отражения будут иметь вид

$$K(\omega) = \frac{K_{13}}{\omega\tau/2} |\sin(\omega\tau/2)|, \quad (8.18)$$

$$\sin \varphi(\omega) = \pm |\sin(\omega\tau/2)|,$$

$$\cos \varphi(\omega) = \pm \cos(\omega\tau/2) \frac{\sin(\omega\tau/2)}{|\sin(\omega\tau/2)|}. \quad (8.19)$$

Знаки плюс и минус в (8.19) и при дальнейшем рассмотрении соответствуют случаям  $K_{13} > 0$  и  $K_{13} < 0$ . Из (8.18) видно, что при  $\omega\tau/2 \rightarrow 0$   $K(\omega) \rightarrow K_{13}$ , а при  $\omega\tau/2 = m\pi$  (где  $m$  — целое число)  $K(\omega) = 0$  (рис. 50, б). Фаза  $\varphi(\omega)$  при  $K_{13} > 0$  монотонно возрастает с увеличением  $\omega\tau/2$  от нуля до  $\pi$  затем претерпевает разрыв на  $\pi$ .

**Сравнение коэффициентов отражения от однородного слоя с повышенной и пониженной акустической жесткостью.** В случае однородного слоя с коэффициентом отражения на его границах  $K_{13}$  комплексный коэффициент отражения, рассчитываемый по приближенной методике, равен

$$\bar{K}(\omega) = K_{13}(1 - e^{-j\omega\tau}). \quad (8.20)$$

Из (1.20) следует, что модуль коэффициента отражения от однородного слоя имеет вид

$$K(\omega) = 2|K_{13} \sin(\omega\tau/2)|. \quad (8.21)$$

Из приведенного примера следует, что комплексный коэффициент отражения для переходного слоя отличается от коэффициента отражения от однородного слоя с повышенной или пониженной акустической жесткостью только множителем  $1/j\omega\tau$ . С увеличением частоты амплитуды последующих максимумов в случае переходного слоя убывают обратно пропорционально частоте, а разрывы фазовой характеристики на  $\pi$  происходят от значений  $\varphi = \pi$  до значений  $\varphi = 0$ . При  $\omega \rightarrow 0$  произведение величины  $1/\omega\tau$  и значения  $K(\omega)$  для однородного слоя превращаются в неопределенность, которая дает конечное значение, равное  $K_{13}$ .

**Симметричный двойной переходный слой.** Аналогом такого слоя в среде с границами первого порядка является двойной однородный слой или двуслойная пачка, состоящая из слоев с равными временами пробега и коэффициентами отражения, равными по величине и противоположными по знаку (рис. 50, а, кривые 3 и 4). Коэффициент отражения для переходного слоя можно получить аналогично коэффициенту отражения от двуслойной пачки с границами первого порядка.

Пусть суммарное время пробега в слое равно  $\tau$ , соответственно время пробега в каждой половине слоя равно  $\tau/2$ . Спектральная функция коэффициента отражения может быть представлена в виде

$$\bar{K}(\omega) = \frac{K_{12}}{\tau/2} \frac{1}{j\omega} (1 - e^{j\omega\tau/2})^2, \quad (8.22)$$

где  $K_{12}$  — коэффициент отражения, вычисленный для параметров  $q_1 = \rho_1 V_1$  в среде, окружающей слой, и  $q_2 = \rho_2 V_2$  в точке излома графика акустической жесткости (рис. 50, а). Амплитудная и фазовая спектральные характеристики представлены на рис. 50, б. Видно, что  $K(\omega) = 0$  при  $\omega\tau/4 = n\pi$  (где  $n$  — целое число) или  $f\tau = 2n$ . Для указанных значений  $f\tau$  функция  $K(\omega)$  имеет минимум.

### 3. Периодические пачки слоев

В настоящем разделе рассмотрены два типа периодических пачек слоев, модели которых представлены на рис. 51, а, б. Вначале рассмотрим случай периодической пачки, состоящей из однородных слоев с постоянными акустическими жесткостями и одинаковыми временами пробега в каждом из слоев (рис. 51, а). При рассмотрении будем считать, что акустические жесткости в среде, окружающей ее, и в слоях с пониженной акустической жесткостью одинаковы. Пользуясь формулой (8.16), можно представить выражение для комплексного коэффициента отражения в виде знакпеременного ряда

$$\bar{K}_\Sigma(\omega) = K_{12}(1 - e^{-\omega\tau_1})(1 + e^{-2j\omega\tau_1} + e^{-4j\omega\tau_1} + \dots + e^{-(n-1)j\omega\tau_1}), \quad (8.23)$$

где  $\tau_1$  — двойное время пробега в единичном слое.

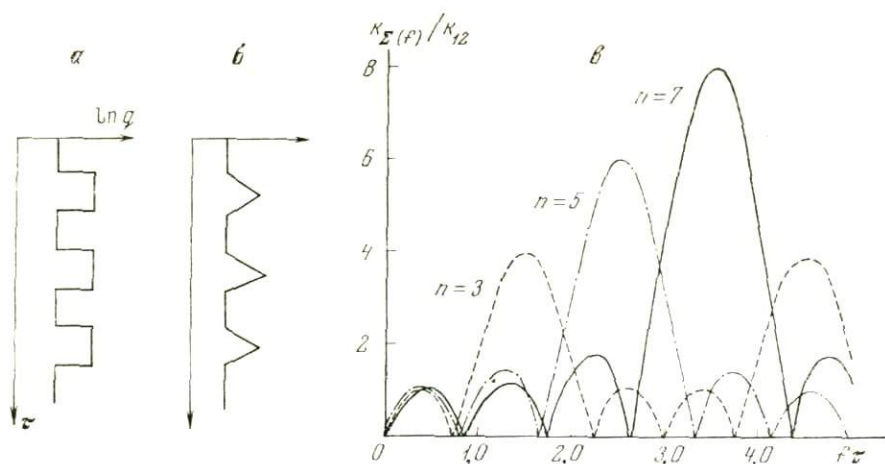


Рис. 51. Модели периодических пачек (а, б) и амплитудные спектральные характеристики (в) для моделей пачек (з)

Произведя преобразования и обозначая двойное время пробега через всю пачку  $\tau = n\tau_1$ , можно представить модуль коэффициента отражения в виде

$$K_{\Sigma}(\omega) = 2 |K_{12} \sin(\omega\tau/2n)| \times \sqrt{1 + 2 \frac{\cos \frac{n+1}{2} \frac{\omega\tau}{n} \sin \frac{n-1}{2} \frac{\omega\tau}{n}}{\sin(\omega\tau/n)} + \frac{\sin^2 \frac{n-1}{2} \frac{\omega\tau}{n}}{\sin^2(\omega\tau/n)}}. \quad (8.24)$$

**Основные особенности модуля коэффициента отражения.** В формулу (8.24) входит произведение двух множителей. Первый из них представляет собой приближенную формулу для зависимости коэффициента отражения от частоты для одного слоя с резкими границами (см. формулу (8.21)). Второй множитель аналогичен характеристике направленности равночувствительной группы, состоящей из  $p = (n+1)/2$  элементов; разность времен прихода между двумя соседними элементами  $2\tau_1$ . Очевидно, что второй множитель — периодическая функция  $f\tau = \omega\tau/2\pi$  с периодом, равным  $n/2$ . Максимальные значения этот множитель имеет при  $f\tau = 0$ , и  $f\tau = n/2$  и нулевое значение при

$$f\tau = s \frac{n}{n+1} \quad \left( \text{где } s = 1, 2, \dots, \frac{n-1}{2} \right).$$

Первый множитель в произведении (8.24) — функция  $|K_{12} \sin(\omega\tau/2n)|$  — имеет нули при  $f\tau = 0$  и  $f\tau = n$ . Поэтому произведение обоих множителей представляет собой периодическую функцию  $f\tau$  с периодом  $f\tau = n$ , главным максимумом при  $f\tau = n/2$ , нулевыми значениями, расположенными через интервалы  $\Delta f\tau = n/(n+1)$ , за исключением области главного максимума, где  $\Delta f\tau = 2n/(n+1)$ , и побочными максимумами, расположенными между последующими нулевыми значениями (рис. 51, в). Максимальная величина  $K_{\Sigma}(f\tau) = K_{12}(n+1)$ . Очевидно, что физический смысл имеют только значения  $K_{\Sigma}(f\tau) < 1$  и, следовательно, должно выполняться неравенство  $K_{12}(n+1) < 1$ .

При выполнении этого неравенства результаты определения  $K_{\Sigma}^{\pm}(f\tau)$  содержат ошибки из-за приближенности способов расчета.

Аналогичным способом можно определить величину  $K_{\Sigma}(\omega)$  для пачек, состоящих из двойных переходных слоев (рис. 51, б); она отличается от (8.24) лишь первым множителем.

В связи с тем, что первый множитель, описывающий спектральную характеристику двойного переходного слоя, имеет нулевые значения че-

рез интервалы величин  $f\tau$  в два раза больше, чем в случае однородного слоя с резкими границами, кривая  $K_{\Sigma}(f)$  не будет симметрична относительно линии  $f\tau = n/2$ , как в случае, приведенном на рис. 51, в. Положение тех нулевых значений характеристики  $K_{\Sigma}(f)$ , которые определяются радикалом, останется таким же, как в случае на рис. 51, в, но соотношение амплитуд различных максимумов существенно изменится. Тем не менее при  $n > 5$  положение главного максимума  $f_{\max}$  не изменится. Так как  $\tau = 2l/V$ , то по измеренной спектральной характеристике можно определить мощность элементарного прослоя

$$l_c = V/4f_{\max}. \quad (8.25)$$

Из рассмотренного в настоящем параграфе видно, что амплитудные характеристики периодических пачек могут существенно отличаться от характеристик для однородных слоев.

#### 4. Приближенная оценка средних амплитуд волн, отраженных от тонких слоев и пачек

**Двойной слой с границами первого порядка.** В работе [10] рассмотрены оценки возможных амплитуд отраженных волн для двух моделей среды (рис. 50, а, кривая 4 и рис. 51, а) и дано их сопоставление с амплитудами волн, отраженных от границы полупространства. Оценки выполнены для двух случаев: а) амплитудный спектр падающей волны не зависит от частоты в диапазоне частот от 0 до некоторой граничной частоты  $f_2$ ; б) спектр падающей волны характеризуется более узкой полосой частот.

Рассмотрим первый случай, когда спектр падающей волны имеет широкую полосу. Пусть спектр отраженной волны задан в диапазоне частот от нуля до  $2,0$ , что соответствует одному периоду спектральной характеристики двойного слоя. Можно показать, что в этом случае средние амплитуды волн, отраженных от двойного слоя, однородного слоя с мощностью, равной мощности одного из прослоев, образующих двойной слой, соотносятся следующим образом:

$$\bar{a}_{де} : \bar{a}_c : \bar{a}_{п} \simeq \sqrt{3} : \sqrt{2} : 1,0.$$

Рассмотрим второй случай—узкой полосы спектра падающей волны. Оценим амплитуды отраженных волн при условиях, что спектр падающей волны совпадает с областью максимальных значений спектральных характеристик двойного и однородного слоев. При этом амплитуды волн, отраженных от слоев, должны быть максимальными. Полагая ширину спектра в два раза уже, чем в первом случае, получим

$$\bar{a}_{де} : \bar{a}_c : \bar{a}_{п} = 3,3 : 1,8 : 1,0.$$

Эти соотношения показывают, что в случае тонких слоев (одиночных и двойных) максимально возможные амплитуды отраженных волн могут значительно превышать амплитуды волн, отраженных от границы полупространства. Заметим, что если даже принять для границы полупространства коэффициент отражения равным  $2K_{12}$ , т. е. таким, как в средней части двойного слоя, то и в этом случае средняя амплитуда волны, отраженной от двойного слоя, превосходит в 1,65 раз амплитуду волны, отраженной от границы полупространства.

**Периодическая пачка слоев с сильными границами (рис. 51, а).** Оценим среднюю амплитуду волн, отраженных от тонкослойной пачки, в двух случаях: 1) время пробега  $\tau_1$  в каждом из слоев пачки сохраняется неизменным, но изменяется число слоев и, следовательно, суммарная мощность пачки; 2) суммарное время  $\tau$  пробега в пачке остается неизменным, но изменяется число слоев внутри нее и, следовательно, время пробега  $\tau_1$  в каждом из слоев.

В первом случае — пачки различной мощности — при увеличении числа слоев период  $f_m$  спектральной характеристики по оси частот остается неизменным. Рассмотрим простейший случай, когда спектр падающей волны задан в диапазоне частот от нуля до  $f_m$  и представляет собой прямую линию  $Q(f) = \text{const}$ .

В работе [10] показано, что при фиксированном  $f_m$  энергия волны и длительность колебаний возрастают с увеличением числа  $n$  слоев. Поэтому средняя амплитуда  $\bar{a}$  волны не зависит от числа слоев, т. е.

$$\bar{a}_n \approx \text{const}.$$

Таким образом, если пачка состоит из слоев с постоянным  $\tau$ , амплитуда волны сохраняется неизменной при увеличении числа слоев. При этом для единичного слоя пачки выполнялось условие  $f\tau_1 = 0,5$  или  $l_1/\lambda = 0,25$ .

Как было показано ранее для одного тонкого слоя при сделанных допущениях относительно спектра падающей волны, средняя амплитуда отраженной волны в  $\sqrt{2}$  раза больше, чем средняя амплитуда волны, отраженной от границы полупространства. Примерно такие же средние амплитуды возможны и в случае пачки, состоящей из слоев с такими же временами пробега  $\tau_1$ .

Пусть спектр падающей волны задан в более узкой полосе частот, совпадающей с полосой частот главного максимума при  $n = 3$ . Тогда при сделанных ранее допущениях вывод о практическом постоянстве амплитуд при увеличении числа слоев остается справедливым при  $n \geq 3$ . Однако отношение амплитуд для волн, отраженных от пачки, состоящей из трех слоев, и для волны, отраженной от одного слоя, изменится. Отношение средних амплитуд волн, отраженных от трехслойной пачки, одиночного слоя и границы полупространства, примет вид

$$\bar{a}_{n=3} : \bar{a}_{n=1} : \bar{a}_{\text{г}} = 2,9 : 1,8 : 1,0.$$

Рассмотрим второй случай, когда заданы пачки с одинаковым суммарным временем пробега и различным числом слоев. При фиксированном суммарном времени пробега в пачке и увеличении числа слоев и соответственно уменьшении времен пробега в них граничная частота периода спектральной характеристики возрастает и главный максимум характеристики перемещается в область высоких частот. Это приводит к тому, что средняя амплитуда отраженной волны немонотонно зависит от числа слоев.

Таким образом, приближенные оценки амплитуд отраженных волн показали, что их величины могут в несколько раз превосходить амплитуды волн, отраженных от границы полупространства с таким же скачком скоростей.

#### § 4. Сейсмические волновые поля и модели реальных сред

В последние десятилетия в ходе сейсмических исследований, в первую очередь в сейсморазведочном диапазоне частот, значительно изменились представления о строении реальных сред, о моделях, которыми можно аппроксимировать эти среды, и свойствах сейсмических волновых полей. Как следует из предыдущего параграфа, результаты, полученные в одном диапазоне частот, применимы и к другим диапазонам, если сохраняется неизменным отношение масштаба неоднородности к длине сейсмической волны. Поэтому представления о волновых полях в тонкослойных средах, разработанные в сейсморазведке для пачек слоев мощностью 10 — 100 м (длина продольной волны  $\lambda_p \approx 100$  м), могут быть перенесены в сейсмологию для изучения слоев мощностью 1—10 км сейсмическими волнами с величиной  $\lambda_p \approx 10$  км. Поэтому ниже на сейсморазведочном материале мы сформулируем некоторые основные особенности сейсмических волн в тонкослойных средах.

Основные причины изменения представлений о реальных средах в сейсморазведке следующие:

1) развитие новых методов детального изучения скоростного разреза реальных сред — различных модификаций акустического каротажа (АК);

2) создание методов изучения волновых полей во внутренних точках среды (вертикальное сейсмическое профилирование — ВСП) и развитие методов изучения волновых полей на поверхности Земли с получением воспроизводимой магнитной записи и широким применением различных способов их анализа;

3) создание методов расчета сейсмических волновых полей для сложных моделей реальных сред с использованием электронных вычислительных машин.

Сейсмическое волновое поле зависит от свойств среды: от ее скоростного разреза, геометрии сейсмических границ, а также от затухания волн с расстоянием, связанного с поглощением и рассеянием энергии в среде. Рассмотрим свойства волновых полей только в средах с залеганием слоев, близким к горизонтальному, что справедливо для платформенных районов. Некоторые особенности волнового поля в таких средах, выявленные при исследованиях, справедливы также и для районов с другой геометрией границ.

**Основные особенности скоростных разрезов реальных сред.** Ультразвуковым методом установлено тонкослоистое строение реальных сред. В тонкослоистой среде обычно выделяются пачки тонких слоев, а иногда и квазиоднородные слои со скоростями, отличающимися от скоростей в окружающих средах на 30—40% и более. Тонкослоистая среда большей частью слабо дифференцирована по скоростям и характеризуется монотонным возрастанием скорости с глубиной. Иногда в определенных интервалах глубин отмечается также убывание скорости с глубиной, но такие зоны инверсии скоростей обычно имеют ограниченную мощность, в то время как возрастание скорости с глубиной обычно присуще большим толщам.

Соотношение двух определяющих особенностей скоростных разрезов среды (наличие пачек слоев, выделяющихся по скоростям, и вертикального градиента скорости) в различных средах разное. В терригенных разрезах с монотонным возрастанием скорости с глубиной иногда отмечаются отдельные как бы «висячие» пачки, разделенные интервалом глубин до 1 км (например, в северной части Краснодарского края). Неоднородные пачки слоев часто разделяют два различных литологических комплекса пород с существенно разными скоростями (например, на границе терригенных и хемогенных или карбонатных отложений Волго-Уральской области). В некоторых разрезах встречается много пачек слоев, и они разделены лишь небольшими интервалами глубин 100—400 м, например терригенные пачки в каменноугольных и девонских отложениях Русской платформы (рис. 52).

Мощности пачек часто колеблются от 10 до 100 м и составляют примерно от 0,1 до 1 длины сейсмической волны. Скоростная дифференциация слоев внутри пачек, как показали проведенные исследования, может изменяться в значительных пределах — встречаются квазиоднородные пачки и пачки, состоящие из чередующихся терригенных и карбонатных прослоев со скоростями, изменяющимися от 2 до 6 км/сек.

Градиенты скорости в реальной среде также варьируют в широких пределах. Наибольшие градиенты скорости обычно встречаются в верхней части терригенных отложений большой толщи и составляют 5—10 м/сек/м. Градиенты скорости в высокоскоростных породах (известняках, метаморфических сланцах и др.) обычно малы и не превышают 0,1—0,2 м/сек/м.

**Сейсмические волновые поля в градиентных средах, содержащих пачки тонких слоев.** Отмеченные выше две основные особенности скоростных разрезов реальных сред определяют главные свойства сейсмических

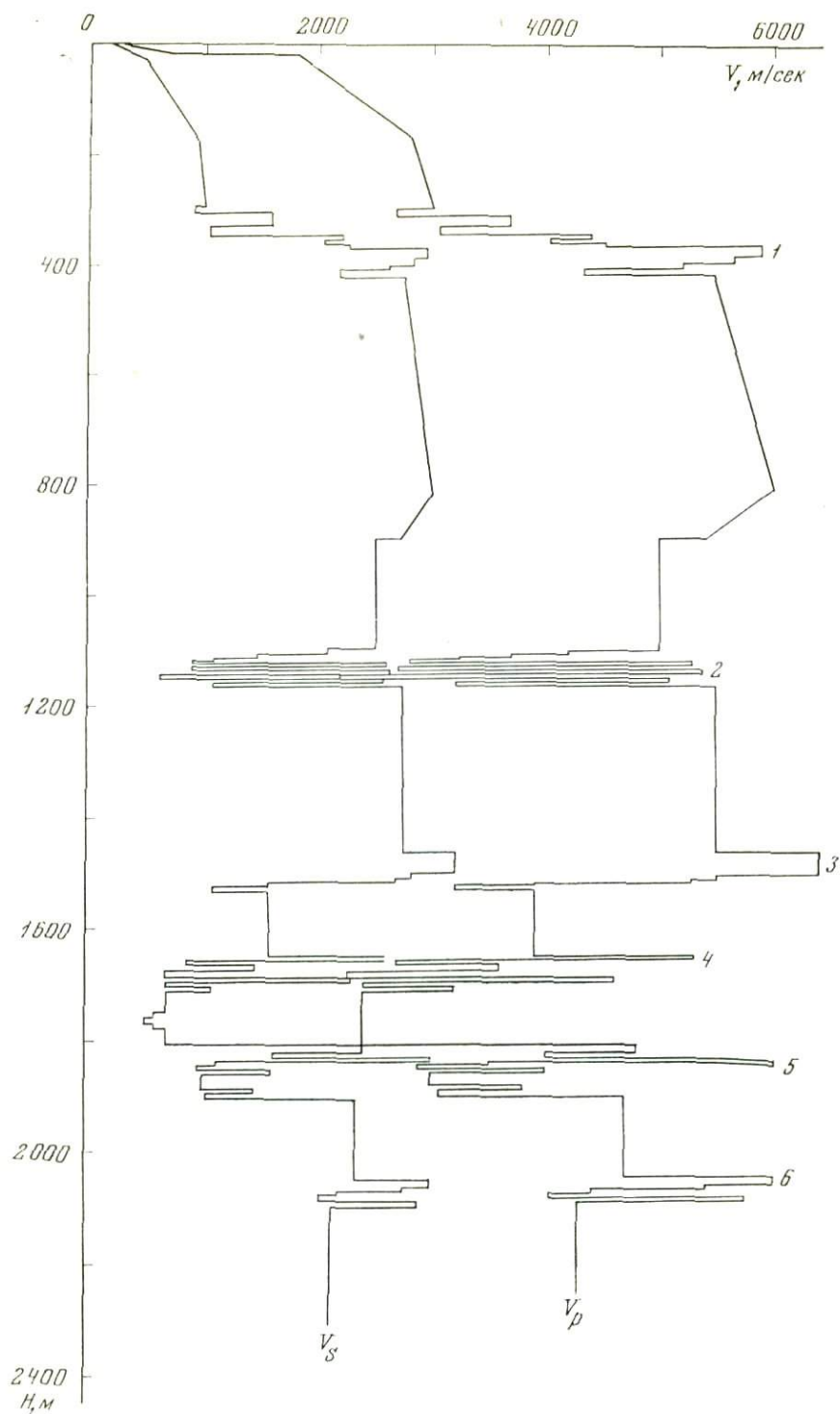


Рис. 52. Модель среды, построенная по данным АК в скважине в Волго-Уральской области, содержащая неоднородные пакки 1—6

Скорости  $V_p$  определены по данным АК, скорости  $V_s$  вычислены по корреляционным зависимостям между  $V_p$  и  $V_s/V_p$

волновых полей. С пачками тонких слоев, как показали экспериментальные исследования (наземные и скважинные), связаны устойчивые, а в некоторых случаях доминирующие по интенсивности, отраженные волны (продольные и обменные), прослеживающиеся нередко на большие расстояния от источника. Именно такие пачки и являются сейсмическими «границами», с которыми связаны опорные отраженные волны. В случае пачек с повышенными скоростями помимо однократных волн нередко прослеживаются и интенсивные запредельные многократные отраженные волны: продольные и обменные. Иногда кратные волны прослеживаются до расстояний, составляющих 20-кратную глубину залегания пачки, с которой они связаны.

Наличие вертикального градиента скорости обуславливает образование рефрагированных волн в среде, которые также иногда могут проследиваться на значительных удалениях от источника. Сочетание пачек слоев, выделяющихся по скоростям, с вертикальным градиентом скорости во вмещающей их среде обуславливает ряд особенностей волнового поля, которых нет в средах, характеризующихся наличием либо пачек, либо вертикального градиента скорости. Основные особенности следующие.

1. Возможность возникновения обменных рефрагированных волн, претерпевших обмен в пачках. Эти волны могут быть интенсивными при сильной дифференциации скоростей поперечных волн в пачках и в окружающей среде.

2. Области регистрации волн, отраженных от пачек, тем меньше, чем больше градиент скорости в среде, покрывающей пачку.

3. В случае «висячих» пачек, для которых скорости и градиенты скорости 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; ниже перечислены основные из них.

1. 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.

2. 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.

3. На больших удалениях от источника возбуждения основными по интенсивности являются отраженные запредельные волны (однократные и многократные) и различные рефрагированные волны, в том числе и проходящие через пачки тонких слоев. Некоторые из рефрагированных волн по своим кинематическим характеристикам, а на определенных интервалах расстояний и по динамическим характеристикам близки к головным волнам.

**Различия характеристик волн, возникающих в тонко- и толстослойной моделях.** Анализ экспериментальных и расчетных динамических

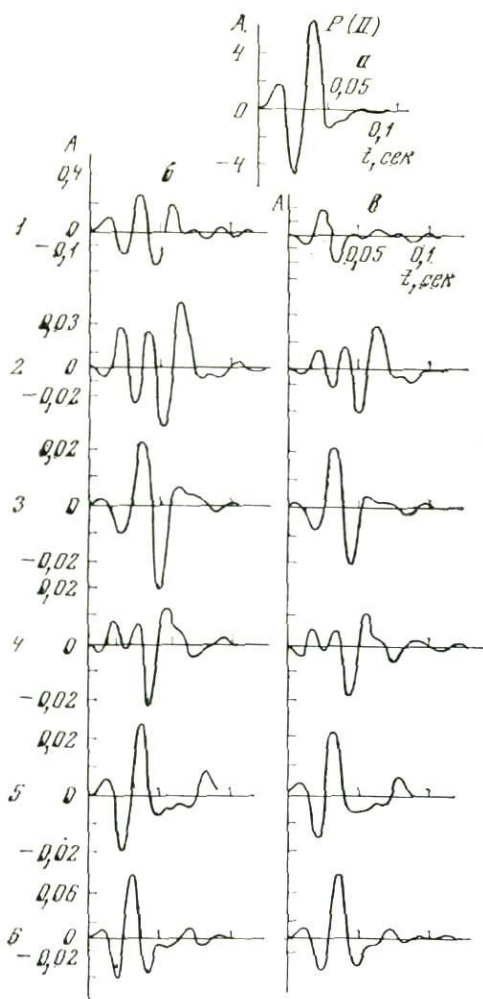


Рис. 53. Форма записи отраженных волн, соответствующих пачкам, показанным на рис. 52, при  $R = 240$  м (б) и 960 м (в) и форма падающего импульса (а)

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

1. Форма волн, отраженных от различных пачек, существенно зависит от их структуры и обычно отличается от формы падающей волны (рис. 53). Для толстослойной модели форма всех отраженных волн при рассматриваемых углах падения совпадает с формой падающей волны (с обращением или без обращения фазы в зависимости от знака скачка скорости на границе).

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

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

4. 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 пачки. При совпадении максимумов спектра падающей волны и спектральной характеристики пачки 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 максимум спектра падающей волны смещен относительно максимума спектральной характеристики пачки.

5. 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 могут доминировать по интенсивности последующие фазы волн.

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 толстослоистой 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 тонко- и толстослоистой моделях сглаживаются. При отношениях суммарной мощности  $l$  пачки к длине волны в ней  $\lambda_2$ , превосходящих 0,25, форма и амплитуда волны, отраженной от пачки, близки к форме и амплитуде волны, отраженной от границы толстого слоя. При  $l/\lambda_2 < 0,25$  волна, отраженная от пачки, характеризуется меньшими амплитудами и более высокими частотами, чем волна, отраженная от границы толстого слоя, и аналогичными ей постепенными изменениями формы с расстоянием.

Запредельные отраженные волны и рефрагированные (продольные и обменные), проходящие через пачки слоев, значительно менее чувствительны к строению пачек, чем допредельные отраженные волны. Только в окрестности своих начальных 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 тонкослоистой 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 толстослоистой моделью среды. Таким образом, выбор модели, положенной в основу расчетов волновых полей, существенно зависит от рассматриваемых классов волн и областей их регистрации.

**Об источнике возбуждения колебаний.** Приуроченность доминирующих на записях отраженных волн к пачкам тонких слоев, а не к границам толстых слоев заставляет по-новому подойти к выбору условий возбуждения колебаний при регистрации волн, особенно отраженных. Если в случае толстослоистой модели среды для повышения разрешающей способности сейсморазведки естественной было стремиться к переходу на диапазон более высоких частот, то в случае тонкослоистой 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.

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 в ВИРГ, указывают на то, что в этих породах также имеются пачки со скоростями, отличающимися от скоростей в окружающей среде. Преимущественно это пачки с пониженными скоростями, приуроченные 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. Поскольку большие глубины в коре и мантии недостижимы пока еще для бурения, то для определения

тонкой структуры глубинных сейсмических границ следует прежде всего получить и анализировать данные об отраженных волнах, образовавшихся при небольших углах падения. Именно эти волны содержат основную информацию о скоростном строении пачек. Поэтому и решение обратной динамической задачи — восстановление скоростного разреза пачки по сейсмическим данным — должно базироваться в основном на изучении отраженных волн, образовавшихся при сравнительно небольших углах падения волны на пачки.

В заключение следует подчеркнуть, что тонкослоистая модель среды нуждается в дальнейшем усовершенствовании. По-видимому, наряду с детерминированными скоростными неоднородностями в разрезе нужно вводить в рассмотрение и случайные неоднородности. Тем не менее даже в таком виде тонкослоистая модель более полно отражает современный уровень наших знаний о строении реальных сред и о сейсмических волновых полях, чем толстослоистая модель. Поэтому на этой модели должны базироваться развиваемые в настоящее время способы анализа и интерпретации сейсмических данных метода отраженных волн.

**ТОЛСТОСЛОИСТЫЕ МОДЕЛИ КОРЫ**

Строение земной коры первоначально изучалось по сейсмологическим данным и по преломленным волнам, возбуждаемым промышленными взрывами. При этих исследованиях кора рассматривалась как состоящая из толстослоистых однородных сред: осадочный комплекс, гранитный и базальтовый слои. По мере развития и совершенствования метода ГСЗ, использующего как преломленные, так и отраженные волны, в том числе и докритические с более высокочастотным спектральным составом, все более выявлялось сложное строение коры. Для объяснения экспериментальных данных были привлечены градиентные модели реальных сред и тонкослоистые модели сейсмических границ.

Поэтому для интерпретации данных, полученных разными сейсмическими методами, разработаны существенно различные модели земной коры как толстослоистые, так и тонкослоистые. В главе 8 было показано, что использование тонкослоистой модели сейсмических границ оправдано лишь при исследованиях с помощью докритических отражений. В других случаях в таких моделях нет необходимости и больший интерес представляет структура однородных и градиентных толщ, слагающих разрез. В настоящей главе используется толстослоистая модель основных сейсмических границ, исследуемых ГСЗ, и на ее основе рассматриваются два вопроса. Первый — о распознавании некоторых классов толстослоистых моделей коры по характеристикам продольных волн (см. § 1). Выбор толстослоистой модели в этом случае обусловлен использованием менее информативных закритических отраженных и преломленных волн. При рассмотрении второго вопроса — о влиянии прохождения через тонкослоистую осадочную толщу на глубинные сейсмические волны (см. § 2) — толстослоистая модель основных глубинных границ выбрана как простейшая. В настоящее время доказано, что реальное строение осадочного чехла тонкослоистое. Однако при изучении строения коры с помощью относительно низкочастотных волн не всегда необходимо пользоваться тонкослоистой моделью. Выбор модели целиком определяется спецификой поставленной задачи.

**§ 1. О различении некоторых классов моделей коры по характеристикам продольных сейсмических волн [14]**

При интерпретации данных глубинного сейсмического зондирования и профильных сейсмологических наблюдений строятся и принимаются для сопоставления с теоретическими расчетами существенно различные модели земной коры: однослойная кора с монотонным возрастанием скорости с глубиной (градиентная) и скачком скорости у поверхности М; градиентная однослойная кора со слоем пониженной скорости; слоистая кора с различным количеством слоев и постоянными или переменными значениями скоростей в каждом из них.

Настоящий раздел посвящен разработке критериев, позволяющих из конкурирующих моделей выбирать такие, которые наиболее удовлетворяют тем или иным экспериментальным материалам. Из рассмотрения исключены модели, содержащие тонкие слоистые или градиентные обла-

сти перехода. Рассматривается вопрос о различении моделей коры по продольным закритическим отраженным и рефрагированным волнам, регистрируемым на расстояниях от нескольких десятков до нескольких сотен километров, обычных в методе ГСЗ. При использовании этих волн тонкослоистые области перехода с общей толщиной, превышающей примерно  $\frac{1}{2}$  длины волны, практически неотличимы от границ двух полупространств. Поэтому в дальнейшем рассматриваются только толстослоистые модели среды. Для них рассчитаны характеристики продольных отраженных и рефрагированных волн лучевым методом по программе Т. Б. Яновской для горизонтальнослоистой среды [76]. Вычисления сделаны для поверхностного источника типа центра расширения. Для выбранных типов моделей сопоставлены расчетные особенности волн и на этой основе сформулированы некоторые критерии, позволяющие различать конкурирующие модели. Приведен пример проверки этих критериев на экспериментальном материале, полученном методом ГСЗ в районе Северного Казахстана [33 и др.].

## 1. Выбор моделей

Для расчетов использована совокупность моделей континентальной коры с общей мощностью 50 км, типичных для районов, где практически отсутствует осадочный слой. Средние значения скоростей продольных волн  $V_P$  были приняты у поверхности Земли  $V_{P_1} = 5,5$  км/сек (по данным сейсморазведки) и у границы М  $V_{PM} = 8,2$  км/сек (по данным ГСЗ). Эти величины фиксированы во всех моделях. Поверхность М во всех моделях — граница 1-го порядка. В верхней мантии принят постоянный градиент скорости  $g = 0,01$  сек<sup>-1</sup>, при котором на глубине 90 км достигается скорость  $V_P = 8,6$  км/сек.

Рассмотренные модели коры (рис. 54) условно можно подразделить на две группы: 1) однослойная кора (модели 1—6), 2) слоистая кора (модели 7—10). В моделях обеих групп в каждом из слоев скорость непрерывно изменяется с глубиной.

**Однослойная кора.** Модели однослойной коры можно разделить на две подгруппы: кора с возрастанием скорости с глубиной по линейному закону и скачком на границе М (модели 1—3) и кора, осложненная слоем пониженной скорости (модели 4—6).

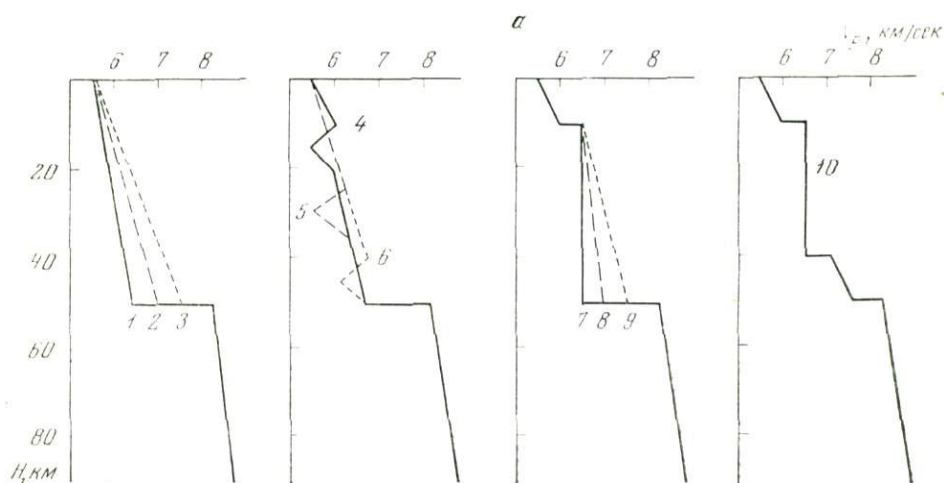


Рис. 54. Модели среды, принятые для расчетов, и соответствующие им годографы  
 а — модели среды; б — годографы для моделей 1—3 однослойной коры с линейным изменением скорости с глубиной; в — годографы для моделей 7—9 двуслойной коры. Масштаб по оси  $t$  такой же как на рис. 54, б

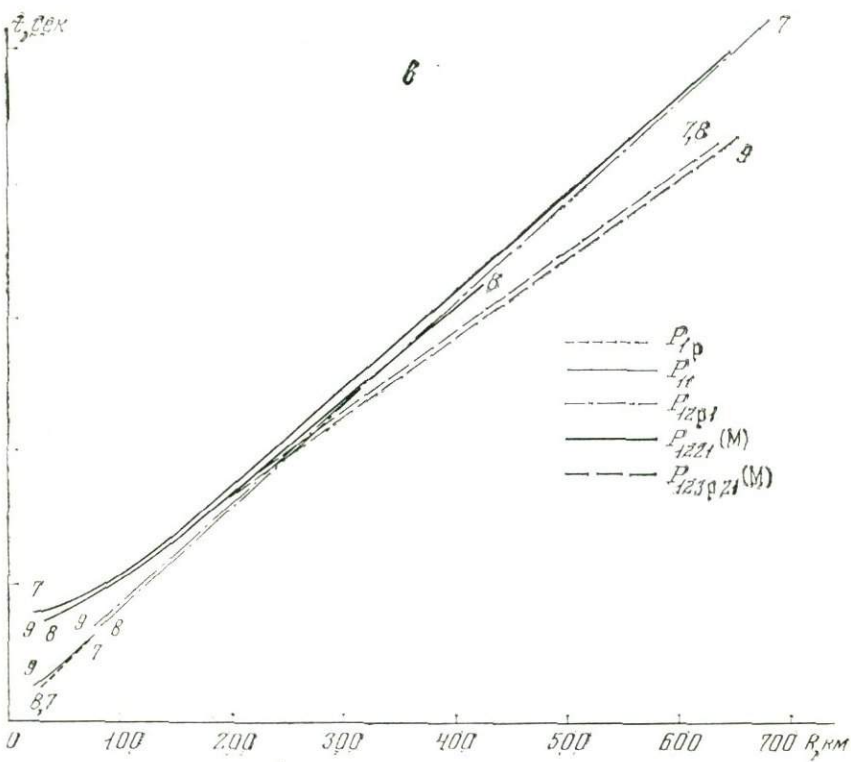
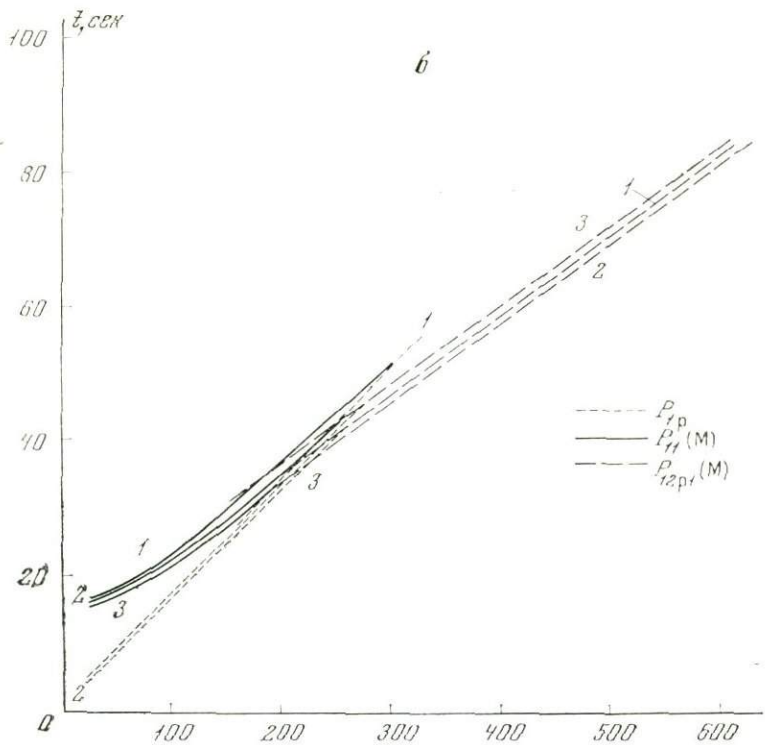


Рис. 54 (окончание)

В моделях 1—3 выбирались такие величины градиента скорости в коре, при которых скачок скорости ( $\Delta V_{PM}$ ) на границе М принимает наибольшее (1,7 км/сек) и наименьшее (0,7 км/сек) из физически возможных значений и одно промежуточное (1,2 км/сек) значение.

В модели 4—6 включен двойной симметричный переходный слой с пониженной скоростью и суммарной мощностью 10 км. Различие в скоростях на оси слоя и его границах составляет  $\pm 0,5$  км/сек, что близко к максимальной величине, приведенной в работе [123] и других, и соответствует градиенту  $\pm 0,1$  сек<sup>-1</sup>.

**Слоистая кора.** Рассмотрены модели двуслойной коры 7—9 с границей первого порядка на глубине 10 км с фиксированным градиентом скорости в первом слое и скачком скорости в 0,5 км/сек на границе первого и второго слоев. Модели различаются величиной градиента скорости во втором слое и соответственно скачком скорости  $\Delta V_{PM}$  на поверхности М. Величины  $\Delta V_{PM}$  приняты такими же, как в однослойных моделях 1—3.

Для примера слоистой коры с большим количеством слоев рассмотрена модель 10 — трехслойная кора с дополнительной границей 1-го порядка в нижней части.

**Поглощающие свойства среды.** Для оценки влияния поглощения на амплитуду различных волн и их соотношения на основании имеющихся данных [17 и др.] приняты два крайних варианта соотношения коэффициентов поглощения в коре ( $\alpha_K$ ) и в мантии ( $\alpha_M$ ): 1) коэффициент  $\alpha_K$  на порядок больше  $\alpha_M$  ( $\alpha_K = 10^{-2}$  км<sup>-1</sup>,  $\alpha_M = 10^{-3}$  км<sup>-1</sup>); 2) коэффициенты  $\alpha_K$  и  $\alpha_M$  равны

$$\alpha_K = \alpha_M = 10^{-2} \text{ км}^{-1}.$$

## 2. Основные волновые характеристики для различных групп моделей

Приведем анализ характеристик волн для идеально упругих моделей среды и некоторые примеры расчетов для моделей с поглощением.

При рассмотрении волновых характеристик, присущих различным группам моделей, основное внимание уделяется анализу волн на расстояниях  $R > 70$ —80 км, при которых могут быть зарегистрированы закритические отражения от границы М. Отраженные волны от границы М и от более мелких границ в слоистых моделях коры на меньших расстояниях от источника, как уже отмечалось, не всегда удается получить. В связи с этим их пока трудно использовать для различения моделей коры. Поэтому характеристики отраженных волн на малых расстояниях от источника в этой главе не обсуждаются; их годографы и амплитудные кривые показаны на рисунках. В дальнейшем эти данные используются для построения уточненных моделей коры. Допредельные отраженные волны используются ниже для уточнения тонкой структуры границы М.

Для всех рассмотренных моделей до определенных расстояний первыми регистрируются волны, рефрагированные в коре, а затем они интерферируют с волнами, рефрагированными в мантии, выходящими в область первых вступлений. За зоной интерференции волны, рефрагированные в коре, прослеживаются в области последующих вступлений и имеют меньшие кажущиеся скорости, чем первые волны. Выражения «до» и «после» зоны интерференции, употребляемые в дальнейшем изложении, относятся к зоне интерференции волн, рефрагированных в коре и мантии.

**Однослойная кора с монотонным возрастанием скорости с глубиной.** Волна  $P_{1p}$ , регистрируемая в области первых вступлений (рис. 55, а), почти на всем интервале интенсивнее последующей отраженной волны  $P_{11}$ . Интервал расстояний, на котором волна  $P_{11}$  сравнима по интенсивности с волной  $P_{1p}$ , составляет 40—70 км и максимален для модели 1 с наименьшим градиентом скорости.

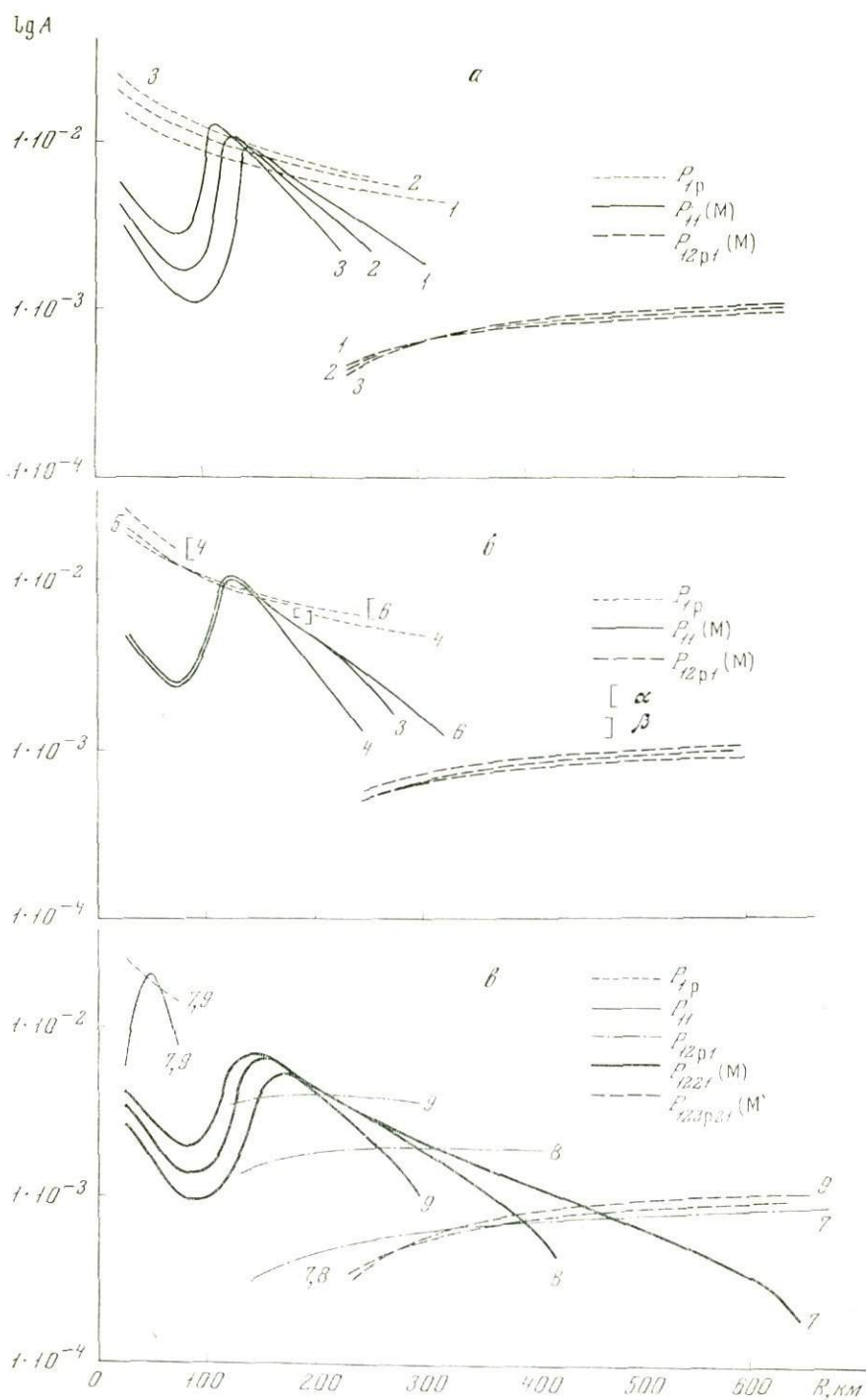


Рис. 55. Амплитудные кривые для моделей однослойной и двухслойной коры  
 а — однослойная кора с линейным изменением скорости с глубиной (модели 1—3); б — однослойная кора со слоем пониженной скорости (модели 4—6); а и б — соответственно начало и конец зоны тени; в — двухслойная кора (модели 7—9)

После выхода волны  $P_{12p1}$  в область первых вступлений на более поздних временах должны выделяться две доминирующие волны — критическая отраженная от поверхности М волна  $P_{11}$  и рефрагированная в коре  $P_{1p}$ . На большом интервале профиля, как следует из рассмотрения годографов (см. рис. 54, б), эти волны интерферируют друг с другом. В интерференционной волне, как видно из амплитудных кривых, доминирует рефрагированная волна  $P_{1p}$ .

Максимум амплитуд отраженной волны при уменьшении скачка скорости у поверхности М несколько снижается по уровню и смещается в область больших расстояний. Следует подчеркнуть, что оценка положения максимума амплитудной кривой волны  $P_{11}$  лучевым методом, как известно, неточна [94, 117 и др.], особенно при слабых скачках скорости на отражающей границе.

На рис. 54, б и 55, а видно, что даже при самой малой из возможных величин градиентов скорости  $g = 0,005 \text{ сек}^{-1}$  (модель 1) волна  $P_{1p}$ , рефрагированная в коре, и волна  $P_{11}$ , отраженная от границы М, регистрируются на расстояниях, превышающих 300 км.

Волна  $P_{12p1}$ , рефрагированная под поверхностью М, практически нечувствительна к различиям в величинах скачка скорости на границе М и к градиенту в покрывающей среде. Свойства этой волны полностью определяются значением градиента скорости под поверхностью М. Волна  $P_{12p1}$  регистрируется для всех трех моделей до больших расстояний.

**Однослойная кора со слоем пониженной скорости.** Для моделей 4—6, кроме параметров среды, фиксированных в моделях 1—3, задан также скачок скорости  $\Delta V_{PM}$  на поверхности М. Рассматривается влияние на волновое поле глубины залегания слоя пониженной скорости. Основным отличием волнового поля для моделей 4—6 (рис. 55, б) от волнового поля для моделей 1—3 является существование зоны тени для волны  $P_{1p1}$ , рефрагированной в коре. Для слоя пониженной скорости, расположенного вблизи поверхности Земли (модель 4), отмечается как начало, так и конец зоны тени, причем начало находится на сравнительно небольшом удалении  $R$  от источника. При увеличении глубины слоя (модели 5, 6) отмечается только начало зоны тени и при больших  $R$  рефрагированная волна  $P_{1p}$  уже не может быть зарегистрирована. Начало зоны тени с увеличением глубины слоя перемещается в область больших расстояний.

Для модели 4 в интервале расстояний  $R = 100—200 \text{ км}$  в результате сильного затухания волны  $P_{1p}$  в зоне тени последующая отраженная волна  $P_{11}$  должна выглядеть как доминирующая на сейсмограмме. Для модели 5 начало зоны тени находится вблизи области смесы первой волны  $P_{1p}$  волной  $P_{12p1}$  и поэтому должно быть не столь заметно. Для модели 6 начало зоны тени близко к концу области прослеживания волны  $P_{1p}$  и, по-видимому, не может быть обнаружено по экспериментальным данным.

После выхода волны  $P_{12p1}$  в область первых вступлений, как и в моделях 1—3, в последующей части записи регистрируется интерференционная волна  $P_{1p} + P_{11}$ , в которой доминирует рефрагированная волна  $P_{1p}$  на всем интервале прослеживания за исключением зоны тени. В связи с затуханием волны  $P_{1p}$  для модели 5 при  $R \approx 180 \text{ км}$  уровень амплитуд последующей волны должен быть значительно ниже, чем для модели 4 после выхода из зоны тени и для модели 6 до начала зоны тени. С углублением слоя пониженной скорости область прослеживания волн  $P_{11}$ , отраженных от М, немного увеличивается и достигает для модели 6 примерно 300 км.

**Двуслойная кора.** Наличие промежуточной границы на глубине  $H = 10 \text{ км}$  в моделях 7—9 обуславливает значительное возрастание областей регистрации волны, отраженной от границы М, и волны, рефрагированной в коре по сравнению с моделями однослойной коры (рис. 54, в, 55, в). Это увеличение областей прослеживания волн тем больше, чем меньше градиент скорости во втором слое коры.

Максимальные амплитуды волны, отраженной от границы М, сравнительно мало изменяются с изменением градиента скорости во втором слое, а уровень амплитуд волны  $P_{12p1}$ , рефрагированной во втором слое коры, при рассмотренных изменениях градиента  $V_p$  уменьшается на порядок. При расстояниях  $70 < R < 250$  км волна  $P_{12p1}$ , регистрирующаяся как первая, преимущественно слабее, чем последующая отраженная волна  $P_{1221}$ , причем различие в интенсивности этих волн возрастает с уменьшением градиента скорости во втором слое коры.

В области последующих вступлений волны  $P_{1221}$  и  $P_{12p1}$  на большом интервале интерферируют друг с другом: чем больше величина градиента скорости, тем значительнее роль рефрагированной волны в интерференционном колебании. При больших расстояниях  $R$  из-за более сильного затухания с расстоянием отраженной волны в интерференционной волне преобладает рефрагированная  $P_{12p1}$ .

При расстояниях  $R = 250 \div 350$  км последующие волны, как и в моделях однослойной коры, интенсивнее первых рефрагированных волн  $P_{123p21}$ , проникающих ниже поверхности М.

При больших удалениях  $R > 350$  км последующие волны  $P_{1221}$  и  $P_{12p1}$ , образующиеся в двуслойной коре с малыми градиентами во втором слое (модели 7, 8), становятся сначала соизмеримыми по интенсивности, а затем более слабыми, чем первая волна  $P_{123p21}$ , что должно существенно отличать характер сейсмограмм от типичных для однослойной коры.

**Слоистая кора с большим числом слоев.** Появление в коре дополнительных границ с положительным скачком скорости, очевидно, связано с уменьшением величин градиента скорости в слоях коры. Как следует из анализа, сделанного для двуслойной модели, в этом случае возрастут области регистрации волн, рефрагированных в слабоградиентных слоях и отраженных от их подошвы; должна также значительно уменьшиться интенсивность рефрагированных волн. На рис. 5б показан пример амплитудных кривых для трехслойной модели 10 (см. рис. 5а). Для сопоставления приведены данные для однослойной (3) и двуслойной (9) моделей, в которых скачок скорости на поверхности М одинаков и равен  $0,7$  км/сек.

Отчетливо видно, что введение дополнительной границы и соответственно уменьшение градиента скорости во втором слое коры обусловили уменьшение уровня рефрагированных в нем волн более чем на порядок. Волна, отраженная от дополнительной границы, характеризуется большой областью регистрации, причем на значительных удалениях ( $R \geq 400$  км) ее интенсивность соизмерима с интенсивностью волны, рефрагированной в мантии, а затем становится еще меньше. Волна, отраженная от границы М, залегающей под слоем с большим градиентом скорости, имеет меньшую область прослеживания ( $R_{\max} \approx 200$  км), чем волна, отраженная от вышележащей границы в коре.

**Влияние поглощения на динамические соотношения волн в различных моделях коры.** Введение поглощения, естественно, снижает уровень амплитуд каждой из волн и увеличивает степень их затухания с расстоянием. Однако соотношения амплитуд рефрагированных волн в коре и волн, отраженных от границы М в рассмотренных вариантах поглощающих свойств среды, остаются практически неизменными. Соотношение амплитуд рефрагированных волн, распространяющихся в коре и мантии с одинаковыми коэффициентами поглощения ( $\alpha_K = \alpha_M$ ), также остается неизменным. При  $\alpha_K \gg \alpha_M$  это отношение уменьшается (рис. 57). В результате для однослойной коры после зоны интерференции последующие волны, распространяющиеся в коре, на максимальных удалениях от источника соизмеримы по интенсивности с первыми волнами, проходящими в мантии (рис. 57). Для слоистой коры последующие волны становятся слабее первых волн в мантии на меньших удалениях от источника, чем в случае идеально упругой среды.

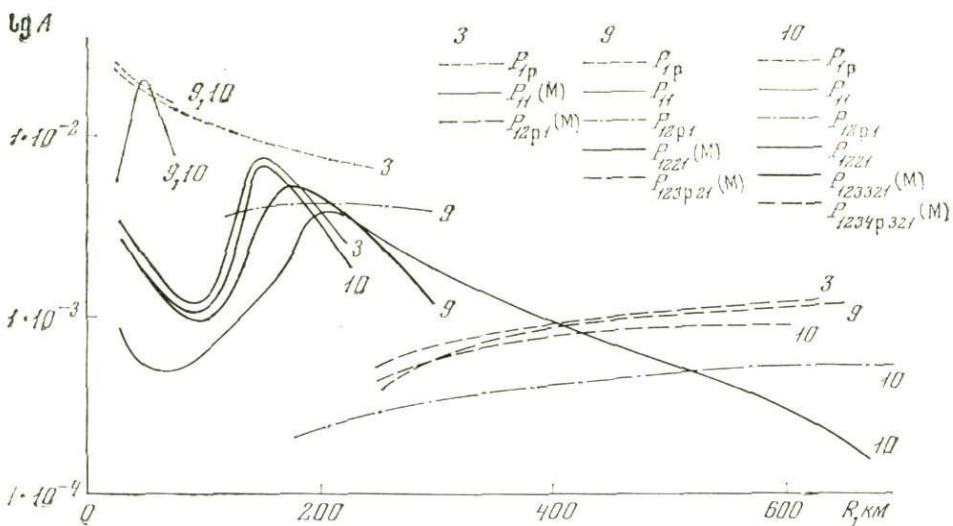


Рис. 56. Амплитудные кривые для модели 10 трехслойной коры и их сопоставление с кривыми для моделей 3 и 9

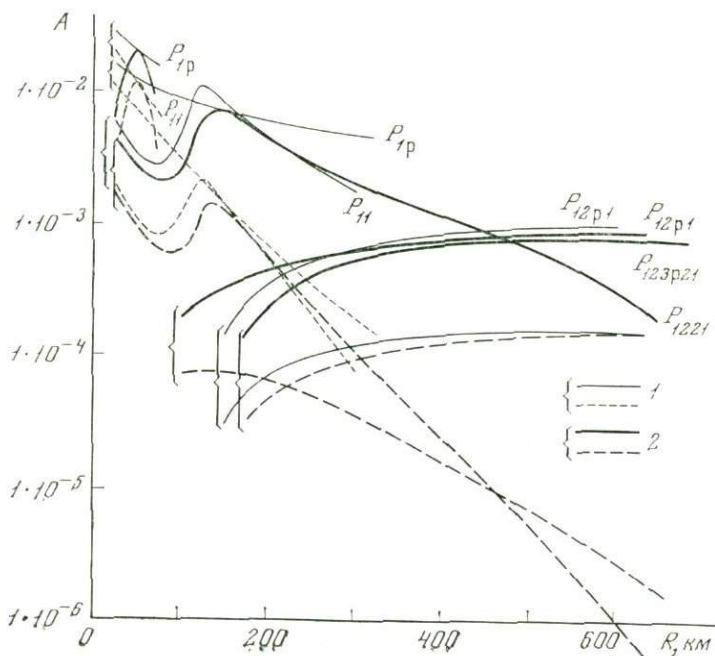


Рис. 57. Амплитудные кривые для моделей 1 (1) и 7 (2) для идеально упругой среды (сплошные линии) и поглощающей (пунктирные линии);  $\alpha_K = 10^{-2} \text{ км}^{-1}$ ;  $\alpha_M = 10^{-3} \text{ км}^{-1}$

Из приведенного примера видно, что при учете поглощения различия в волновых характеристиках для разных групп моделей качественно аналогичны отмеченным для идеально упругих моделей.

### 3. Критерии для различия моделей

На основании сопоставления особенностей годографов и амплитудных кривых волн, соответствующих различным классам моделей коры, можно сформулировать некоторые качественные критерии для их различения.

### **Критерии для различения слоистых моделей от однослойных.**

1. Для слоистой коры размеры области регистрации волн, распространяющихся в коре (рефрагированных и отраженных), больше, чем в моделях однослойной коры как с монотонным возрастанием скорости с глубиной, так и со слоем пониженной скорости. Различие в областях регистрации тем больше, чем меньше градиент скорости в коре.

2. Для слоистой коры до зоны интерференции на значительном интервале профиля волна, рефрагированная в коре, слабее, чем последующая волна, отраженная от границы  $M$ . Для однослойной коры с монотонным возрастанием скорости с глубиной или со слоем пониженной скорости, залегающим не в верхней части коры, справедлива обратная закономерность. При наличии в однослойной коре на небольшой глубине слоя с пониженной скоростью на некотором интервале профиля из-за зоны тени для рефрагированных волн соотношение амплитуд последующей и первой волн будет качественно аналогично характерному для слоистой коры. В этом случае рассматриваемый критерий неприменим.

3. Для слоистой коры после зоны интерференции последующие волны (отраженные от границы  $M$  и границ в коре, рефрагированные в коре) на некоторых удалениях от источника соизмеримы по интенсивности с первыми волнами, рефрагированными в мантии, а затем становятся более слабыми. Для однослойной коры последующие волны в рассматриваемой области расстояний более интенсивны или близки к интенсивности первых волн.

Три указанных критерия различения могут быть использованы тем увереннее, чем меньше градиент скорости в нижних слоях коры и, следовательно, чем больше скачок скорости на границе  $M$ . При увеличении градиента скорости в нижних слоях коры различия в областях регистрации волн и в соотношениях амплитуд первых и последующих волн для слоистой и однослойной коры становятся слабее.

### **Критерии для различения моделей однослойной коры с монотонным изменением скорости и со слоем пониженной скорости.**

1. При неглубоко залегающих слоях пониженной скорости основной признак — резкое затухание до зоны интерференции первых волн  $P_{1p}$ , рефрагированных в коре (зона тени).

2. Для слоев с пониженной скоростью, залегающих на больших глубинах, после зоны интерференции в результате затухания последующей волны  $P_{1p}$  отношение амплитуд последующих и первых волн меньше, чем в коре с монотонным возрастанием скорости с глубиной. Второй из приведенных критериев довольно слабый, поскольку нет качественных различий в соотношении амплитуд волн, а есть лишь некоторые количественные отличия. Для выделения слоя пониженной скорости, залегающего у подошвы коры, применить этот критерий, по-видимому, невозможно из-за малых размеров области затухания волны  $P_{1p}$ .

### **4. Пример использования критериев для выбора модели по экспериментальным данным**

При первых работах по методу ГСЗ в районах Северного Тянь-Шаня были зарегистрированы волны, доминирующие по интенсивности на расстояниях  $R$  до 400 км [33 и др.]. Наблюдения проводились по методике кусочно-непрерывного профилирования. Волны интерпретировались как головные, связанные с границами в коре и с границей  $M$ . В результате их интерпретации была построена двуслойная модель коры с общей мощностью 40—50 км и постоянными скоростями  $V_p$  в слоях.

В дальнейшем представления о природе волн изменились [2 и др.]. Установлена большая интенсивность закрытических отражений и их значительная роль в формировании последующей части сейсмограммы. Выяснено, что преломленные волны представляют собой в основном слаборе-

фрагированные, а не головные, обладающие слабой интенсивностью. В связи с изменением представлений о природе зарегистрированных волн при интерпретации новых материалов, полученных в районе Северного Казахстана, были предложены модели среды, отличающиеся от слоистой-однородной, например модель однослойной градиентной коры или однослойной коры со слоем пониженной скорости.

Работы по ГСЗ, проведенные позднее Институтом геологических наук АН КазССР и Илийской экспедицией Казахского геофизического треста, в некоторых районах позволяют опробовать указанные ранее критерии для определения типа модели [14]. Наблюдения проведены в большом интервале расстояний до  $R \approx 450$  км по методике непрерывного профилирования. После зоны интерференции никаких устойчивых последующих волн с большими  $V^*$ , чем скорость первых волн, связанных с границей М, не обнаружено. Это свидетельствует о том, что в верхней мантии данного района нет устойчивых отражающих границ под поверхностью М. На это указывает также и отсутствие смен первых волн, регистрируемых после зоны интерференции. Как известно, в некоторых других регионах, например на профиле Копетдаг — Аральское море [80], наблюдались отчетливые смены первых волн на расстояниях  $R > 300$  км, что позволило сделать заключение о наличии границ в верхней мантии.

Первые волны, зарегистрированные на профиле, изучавшемся Илийской экспедицией, отличаются постоянством формы и практически не затухают с расстоянием, что характерно для рефрагированных волн в слабопоглощающей среде. Из приведенных данных следует, что принятая при расчетах (см. рис. 54) модель верхней мантии как среды с непрерывно изменяющейся скоростью согласуется с результатами наблюдений в рассматриваемом районе.

Волны с  $V^*$  меньшими, чем кажущаяся скорость первых мантийных волн, прослежены до больших расстояний  $R > 300$  км, что в соответствии с критерием 1 характерно для слоистой коры. До зоны интерференции начальная часть записи слабее последующей, представленной за критическими отражениями  $P^M$ , в пять раз; согласно критерию 2, это присуще слоистой коре. После зоны интерференции интенсивность последующих волн сначала превышает интенсивность первой, затем становится соизмеримой с ней и при еще большем удалении — слабеет. Эти особенности по критерию 3 также характерны для слоистой коры. Таким образом, совокупность всех данных заставляет отдать предпочтение модели слоистой коры перед моделями однослойной. Основным отличием от модели среды, принятой в ранних работах ГСЗ, является присутствие вертикального градиента скорости в слоях коры и в мантии. В связи с этим изменяются и представления о природе зарегистрированных волн. По-видимому, первые волны, ранее трактовавшиеся как головные в слоистой среде с однородными слоями, в действительности представляют собой (до зоны интерференции) рефрагированные в мантии. Последующие волны после зоны интерференции — результат наложения за критических отражений от поверхности М и волн, рефрагированных в коре.

Из изложенного можно сделать следующие выводы. Проведенный сравнительный анализ расчетных характеристик рефрагированных и отраженных волн, образующихся при поверхностном источнике возбуждения в различных моделях однослойной и слоистой коры с непрерывно изменяющейся скоростью в каждом из слоев, позволил предложить критерии для различения моделей коры разных типов. Критерии основаны на отличиях областей регистрации волн и соотношений амплитуд первых и последующих волн для моделей коры разных типов. Применение рассмотренных критериев для различения моделей коры наиболее эффективно для моделей со слабыми градиентами скорости, так как в этом случае увеличивается разница в размерах областей регистрации волн и в соотношениях амплитуд при удалении от источника.)

Выявление в коре слоя пониженной скорости с границами второго порядка может быть основано только на существовании зоны тени для рефрагированных в коре волн. Уверенное обнаружение слоя, по-видимому, возможно только при небольших глубинах его залегания. В этом случае могут быть отмечены начало и конец зоны тени, причем начало этой зоны приурочено к области первых волн на сейсмограмме.

Применение рассмотренных критериев к анализу сейсмических данных, полученных в разные годы в одном из районов Северного Тянь-Шаня, для которого были построены различные модели коры, позволяет предпочесть модели слоистой коры моделям коры однослойной.

В заключение следует подчеркнуть, что предложенные критерии различения некоторых моделей коры пока имеют качественный характер. Чтобы представить эти критерии в количественной форме, необходим анализ характеристик волн для значительно большего числа моделей с достаточно широким диапазоном изменения параметров.

## § 2. Влияние прохождения через тонкослоистую толщу на глубинные сейсмические волны

При региональных сейсмических исследованиях изучается поверхность кристаллического фундамента  $\Phi$  и границы раздела в земной коре, из которых наиболее устойчивыми являются граница  $M$  и в некоторых районах граница  $K$ . Для изучения поверхности  $\Phi$  используются преломленные [1, 28, 73] (обычно слаборефрагированные) и отраженные волны [46, 47, 96]. При изучении более глубоких границ в коре используются также слаборефрагированные и отраженные, преимущественно закритические волны [54].

В ряде районов над фундаментом залегает осадочная толща различной мощности, имеющая, как правило, тонкослоистое строение. Прохождение через слоистую толщу может влиять на изменение характеристик глубинных волн [17, 95]. При тонкослоистом строении среды это влияние проявляется наиболее сильно в диапазоне высоких частот [23]. Представляет интерес оценка влияния тонкослоистой осадочной толщи на волны от кровли фундамента, для регистрации которых используются низкие ( $f \approx 10$   $\text{гц}$ ) [28] и средние частоты ( $f = 25 \div 40$   $\text{гц}$ ) [46, 47, 96], и на волны от границ внутри кристаллической толщи, регистрируемые в диапазоне частот  $f = 3 \div 12$   $\text{гц}$  [33, 54].

В первой части нашей книги рассматривалось влияние низкоскоростного слоя пород в верхней части разреза на интенсивность сейсмических записей, а также влияние всей толщи на магнитуды. Некоторая оценка влияния осадочной толщи на характеристики волн, отраженных от глубоких границ в коре, сделана в работах [54, 115] по расчетам синтетических сейсмограмм при нормальном падении волн на границы слоев. Эти данные показали, что влияние осадочной толщи на форму записи отраженных волн незначительно и проявляется лишь в виде очень слабых высокочастотных хвостовых фаз.

В настоящем разделе приведены результаты теоретических расчетов характеристик отраженных и слаборефрагированных волн от поверхности фундамента  $\Phi$  и от границ  $K$  и  $M$  в коре при покрывающей тонкослоистой осадочной толще. Расчеты сделаны по программе [76] для широкого диапазона углов падения волн на границы слоев и соответственно для большого интервала расстояний от источника. Для этого был использован реальный разрез осадочной толщи, построенный по данным акустического каротажа (АК) для скважины 24-К в Саратовской области [25, 26]; разрез типичен для всей Русской платформы (рис. 58). Границы  $\Phi$ ,  $K$ ,  $M$  рассматриваются как границы 1-го порядка, разделяющие толстые слабоградиентные слои. В реальных условиях скоростная структура указанных границ, по-видимому, более сложная, но такая схематизация

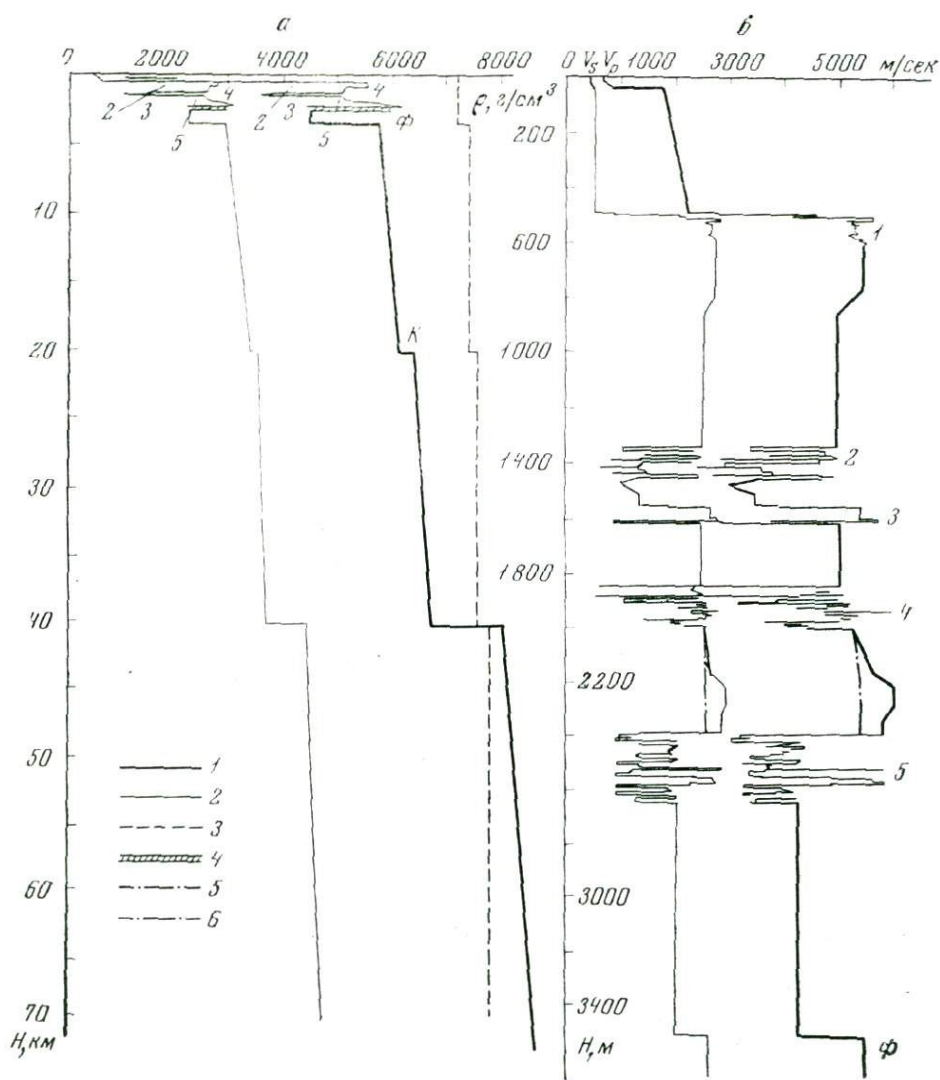


Рис. 58. Модель М-5 земной коры (а) с тонкослоистой осадочной толщей, содержащей пять пачек тонких слоев (б)

1 — скорости  $V_p$ ; 2 —  $V_s$ ; 3 — плотности  $\rho$ . 4 — пачки тонких слоев, структура которых представлена на рис. б; 5 и 6 — скорости  $V_p$  и  $V_s$  в модели М-6. Граница М находится на  $H = 40$  км

их строения выбрана для того, чтобы оценить влияние только прохождения через вышележащую тонкослоистую среду.

При расчетах волн от границ К и М в качестве прямой взяты рефрагированные волны, зарегистрированные при больших взрывах (импульс I) и при ГСЗ (импульс II) [16]. При расчетах волн от границы Ф помимо указанных импульсов взят импульс прямой волны 2-С с  $f_{max} = 35$  гц, зарегистрированный при сейсморазведочных работах на Русской платформе [26]. Амплитудные характеристики продольных волн обсуждаются для z-компоненты, а обменных типа  $PS$  и  $PP_{ref} S$  — для x-компоненты. Графики амплитуд всех волн приведены к случаю, когда амплитуда падающей волны равна единице.

## 1. Волны от поверхности фундамента

**Модели среды.** Для модели среды М-5 из-за наличия между пачками 4 и 5 пород со скоростью  $V \geq 5,8$  км/сек с позиций геометрической сейсмологии невозможно образование закритической отраженной волны  $PP$  и рефрагированной  $PP_{\text{реф}}P$ , связанных с  $\Phi$ . Волны, заэкранированные слоями, разделяющими пачки тонких слоев, нельзя рассчитать по программе [76]. Как известно [17, 32], интенсивность заэкранированных волн резко убывает с увеличением отношения  $l/\lambda$  и весьма мала при  $l/\lambda \geq 0,7 - 1,0$ . Для импульсов I ( $f_{\text{max}} = 4$  гц), II ( $f_{\text{max}} = 8$  гц) и 2-С ( $f_{\text{max}} = 35$  гц) отношение  $l/\lambda$  равно соответственно 0,17, 0,35 и 1,5. В последнем случае волны, проходящие под углами, превышающими критический угол для границы  $\Phi$ , практически полностью экранируются. В первых двух случаях экранирование должно быть частичным. Для приближенной оценки характеристик частично экранированных волн, отраженных от границы  $\Phi$  под углами, большими, чем критический, в модели М-5 пачки 4, 5 и разделяющий их слой с высокой скоростью объединены в одну пачку и для новой модели (М-11) рассчитаны отраженные волны от границы  $\Phi$ .

Для оценки характеристик волн в условиях, близких, но не достигающих экранирования, рассмотрена также модель М-6 (рис. 58, б). Последняя отличается от М-5 тем, что скорости в интервале между пачками 4 и 5 изменены с таким расчетом, что возможно образование неэкранированных закритической  $PP$  и рефрагированной волны  $PP_{\text{реф}}P$ . Такие вариации параметров среды, как показали данные АК, часто встречаются в реальных условиях.

**Модель М-5. Волна  $PP$ .** Для низкочастотных импульсов I и II (рис. 59) форма отраженной волны  $PP$  тождественна форме падающих импульсов во всем диапазоне расстояний  $R = 1,25 \div 17,50$  км. Для среднечастотного импульса 2-С форма волны  $PP$  при расстояниях  $R \leq 5,00$  км близка к форме падающего импульса и отличается только слабыми хвостовыми фазами. При увеличении расстояния эти хвостовые фазы становятся соизмеримыми по интенсивности с начальными и волна превращается в группу, состоящую из двух слабо разрешенных волн. На максимальных удалениях  $R$  последующие фазы становятся даже интенсивнее начальных. Общая длительность волны  $PP$  с удалением возрастает примерно в 1,5 раза. Образование сложной группы связано с формированием кратных продольных и обменных волн при прохождении через вышележащие пачки тонких слоев [25]. Данный пример иллюстрирует вероятность изменения с расстоянием формы докритической отраженной волны только вследствие прохождения через пачки тонких слоев в покрывающей среде.

В диапазоне рассматриваемых средних частот тонкослоистая вышележащая среда оказывает сильное фильтрующее действие на сейсмические волны. Из спектральных характеристик среды (рис. 60, а) видно, что при  $f > 15$  гц в среднем происходит уменьшение уровня амплитуд спектральных составляющих. На фоне общего уменьшения амплитуд отмечаются узкие квазипериодически расположенные максимумы. С увеличением расстояния  $R$  амплитуды спектральных составляющих сильнее убывают с частотой и на частотах  $f > 40$  гц становятся весьма малыми. Увеличение резкости спада амплитуд с частотой при возрастании  $f$  объясняется присутствием внутри пачек тонких слоев с повышенной скоростью, на которые волна при больших удалениях  $R$  падает под углами, достигающими и превышающими критические. Экранирующее действие тонких слоев с высокими скоростями сильнее проявляется для высокочастотных компонент, чем для низкочастотных.

Используя спектральные характеристики среды для волны  $PP$ , можно приближенно оценить затухание в среде, обусловленное ее тонкослоистым

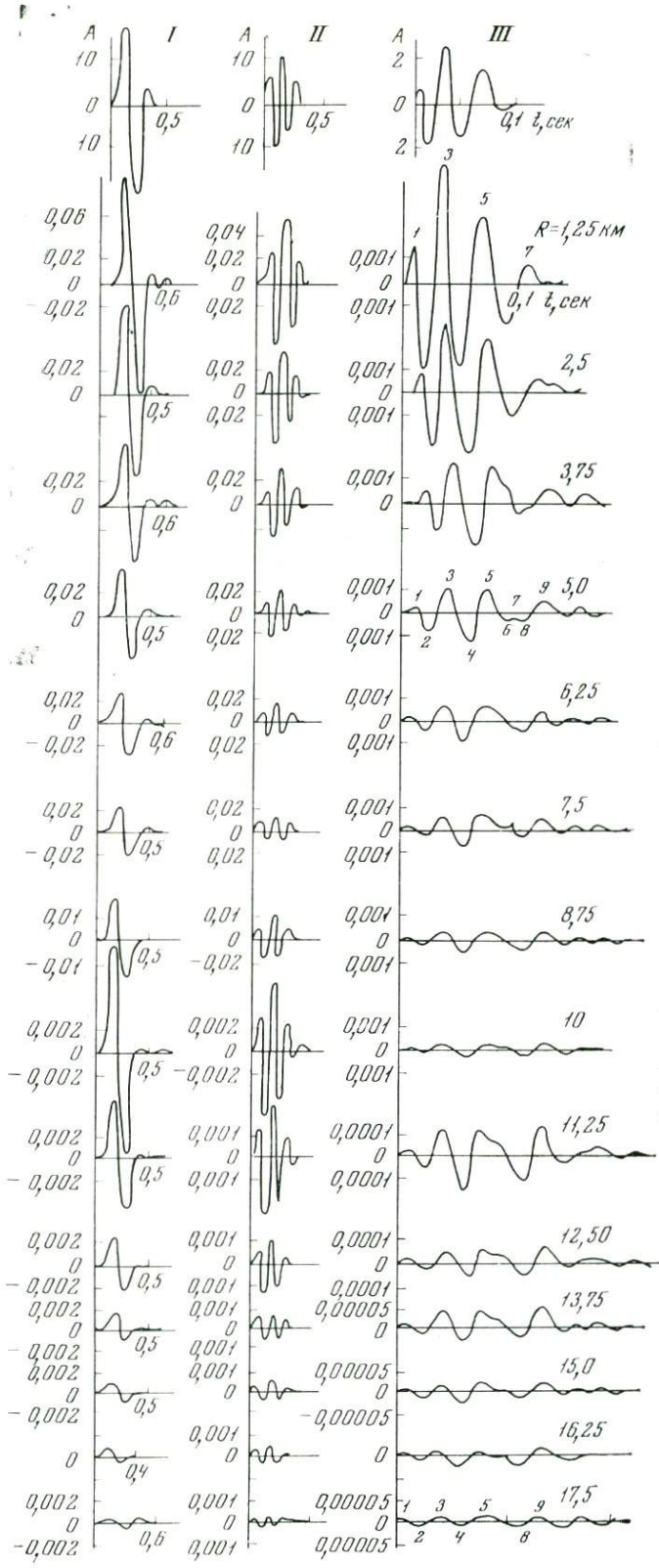


Рис. 59. Теоретические сейсмограммы отраженной волны  $PP$  от границы  $\Phi$  на различных расстояниях  $R$  при трех формах падающего импульса. Модель М-5

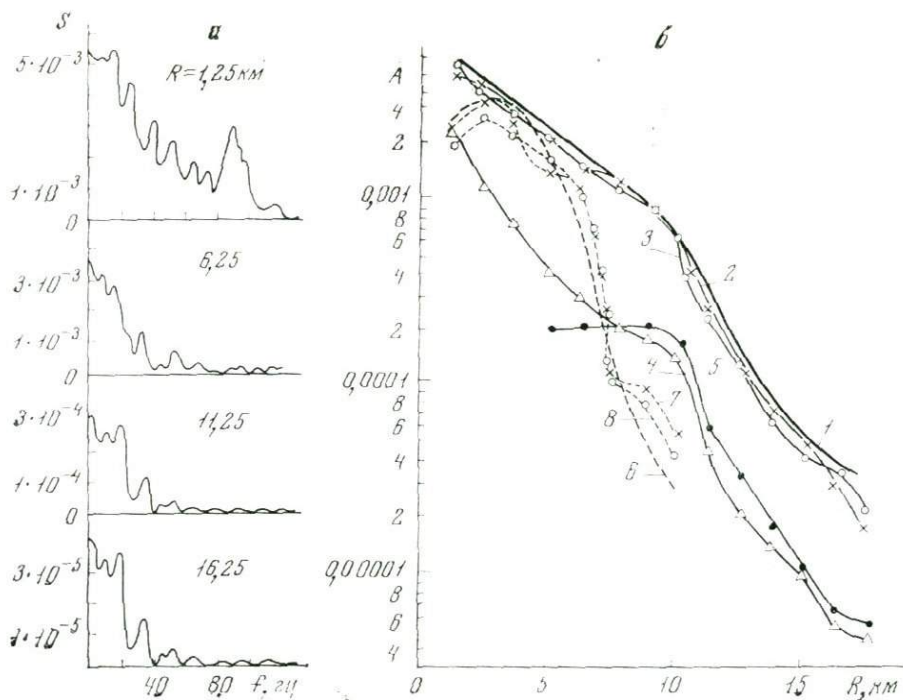


Рис. 60. Спектральные характеристики среды и графики амплитуд отраженных волн от границы Ф для модели М-5

а — спектральные характеристики для волны  $PP$  при разных удалениях  $R$ ; б — графики амплитуд волны  $PP$  (1–5) и  $PS$  (6–8), рассчитанные: 1, 6 — лучевым методом для тонкослойной модели; 2, 7 — для тонкослойной модели при импульсе I; 3, 8 — то же для импульса II, 4, 5 — фазы  $A_{23}$  и  $A_{46}$  волны  $PP$  (рис. 59) при импульсе 2-С

строением. Эффективный коэффициент затухания, вычисленный по характеристике для  $R = 1,25$  км, имеет вид  $\alpha = 4,9 \cdot 10^{-3}$  км $^{-1}$ . Для частоты  $f = 40$  гц это составляет  $\approx 0,2$  км $^{-1}$ , т. е. близко к средним величинам эффективных коэффициентов поглощения в карбонатных разрезах [17 и др.]. Полученные при расчетах данные подтверждают, что фильтрующее действие многослойных тонкослойных разрезов большой мощности может быть весьма существенным не только на высоких, но и на средних сейсмических частотах порядка 30–50 гц.

Амплитудные графики (рис. 60, б), построенные по теоретическим сейсмограммам, рассчитанным для импульсов I и II, близки между собой и графику, вычисленному для толстослойной модели среды, из которой исключены пачки. В соответствии с рассмотренными ранее свойствами спектральных характеристик, уровень амплитудных графиков фаз волны  $PP$  для более высокочастотного импульса 2-С примерно в пять раз ниже, чем для импульсов I и II и для толстослойной покрывающей среды.

При изучении фундамента методом преломленных волн в работе [28] была показана целесообразность перехода на диапазон низких частот. Приведенные расчеты показывают, что переход в низкочастотную область целесообразен, а в некоторых случаях необходим и при изучении фундамента методом отраженных волн. По-видимому, трудности получения среднечастотных отраженных от кровли фундамента волн [46, 47, 96] связаны не только с рассеивающими свойствами шероховатой поверхности фундамента [47], но еще в большей мере с фильтрующими свойствами покрывающей тонкослойной среды.

**Волна  $PS$ .** Форма волны, рассчитанная для импульсов I и II, близка к форме падающей волны с обращенной фазой. Отличием является присут-

Отношение амплитуд

Расстояние, км	Отношение амплитуд волны $PP$ для различных моделей $A(M-5)/A(M-11)/A(M-6)$		Расстояние, км	Отношение амплитуд волны $PP$ для различных моделей $A(M-5)/A(M-11)/A(M-6)$	
	при импульсе I	при импульсе II		при импульсе I	при импульсе II
2,5	1:1:1,1	1:0,8:1,2	12,5	1:8,1:14,0	1:2,9:8,5
5,0	1:1:1,1	1:0,9:1,2	15,0	1:9,75:18,5	1:5,1:18,5
7,5	1:1,3:1,4	1:1,0:1,3	17,5	1:6,40:11,2	1:2,7:13,5
10,0	1:2,8:2,9	1:2,0:3,0			

ствие слабых хвостовых фаз при  $R < 5$  км, связанных с наложением кратных волн при прохождении через вышележащие пачки. Амплитуды волны  $PS$  при  $R = 2,5 \div 5,0$  км близки к амплитудам волны  $PP$ , а при дальнейшем увеличении расстояния резко убывают и при  $R > 7,5$  км волна  $PS$  слабее волны  $PP$  примерно на порядок (см. рис. 60, б).

**Модель М-11. Волна  $PP$ .** Форма отраженных волн при импульсах I и II почти не изменяется с расстоянием. Небольшие изменения формы происходят только в окрестности критического угла, где отмечается также небольшой относительный максимум амплитуд. В закритической области амплитуда волн монотонно убывает с расстоянием. В табл. 6 приведены отношения амплитуд волны  $PP$  для моделей М-5, М-11 и М-6 на различных расстояниях  $R$ . Из этой таблицы видно, что амплитуда волны  $PP$  для модели М-11, которая при  $R > 10$  км является закритической, образующейся в условиях частичного экранирования, в три — десять раз больше, чем в модели М-5, для которой волна от границы Ф при всех  $R$  является докритической.

**Модель М-6. Волна  $PP$ .** В докритической области ( $R < 10$  км) амплитудные спектральные характеристики среды по отношению к волне  $PP$  аналогичны характеристикам для модели М-5 (рис. 60, а). Соответственно при этих расстояниях основные особенности волны  $PP$  при падающих импульсах аналогичны рассмотренным для модели М-5.

Вблизи критической области на характеристиках формируется четкий резонансный пик на частоте около 20 гц, прослеживающийся в большом диапазоне расстояний. Аналогичный пик в менее отчетливой форме виден и на характеристиках для модели М-5 (рис. 60, а). В остальном диапазоне частот форма характеристик мало изменяется при переходе в закритическую область и при дальнейшем увеличении расстояния  $R$ . В области низких частот  $f < 20$  гц практически не происходит изменений спектральных характеристик. Форма записи отраженных волн, рассчитанных при импульсах I и II, не изменяется с расстоянием.

Для отраженной волны  $PP$ , рассчитанной при импульсе с частотой  $f_{\max} = 35$  гц, в закритической области продолжают происходить постепенные изменения форм, отмеченные в докритической области с отчетливой перекачкой энергии в область последующих фаз (рис. 61 а). Расчет отраженной волны при падающем импульсе с частотой  $f_{\max} \approx 20$  гц, совпадающей с частотой максимума резонансного пика на спектральной характеристике при  $R \geq 10$  км, показал (рис. 61, б), что и в этом случае происходят изменения формы волны — проявляются последующие фазы, относительная интенсивность которых возрастает с удалением от источника, как и для волны, показанной на рис. 61, а. Общая длительность колебаний волны  $PP$  на больших удалениях превышает длительность падающей волны примерно в два раза.

**Волна  $PS$ .** Форма волны, рассчитанной для импульсов I и II, почти не отличается от формы падающих импульсов с обращенной фазой. Пере-

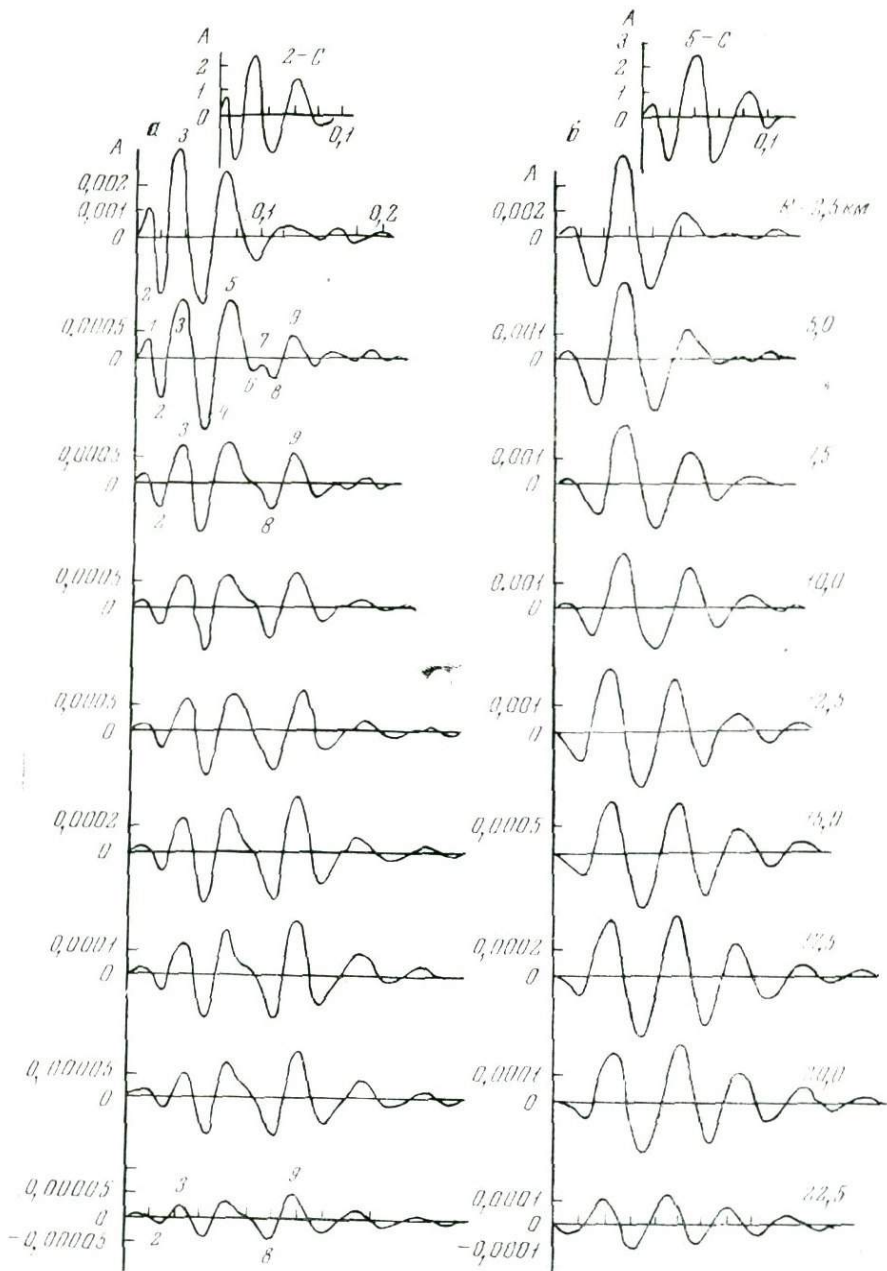


Рис. 61. Теоретические сейсмограммы отраженной волны  $PP$  от границы  $\Phi$  при различных формах падающих импульсов с частотами  $f_{\max} = 35$  гц (а) и 20 гц (б). Модель М-6

ход в закритическую область (начальная точка волны  $PPS$ ) отмечается обращением фазы.

**Рефрагированные волны  $PP_{\text{реф}}P$  и  $PP_{\text{реф}}S$ .** Форма волн, рассчитанных для низкочастотных импульсов I и II, повторяет форму падающих импульсов (для волны  $PP_{\text{реф}}S$  с обращенной фазой) и сохраняется практически неизменной в большом диапазоне расстояний. Форма волн — отраженной  $PP$  и рефрагированной  $PP_{\text{реф}}P$  — в области их совместного существования сходна, что при корреляции записей, полученных при региональных исследованиях, легко может обусловить переход с отраженной волны

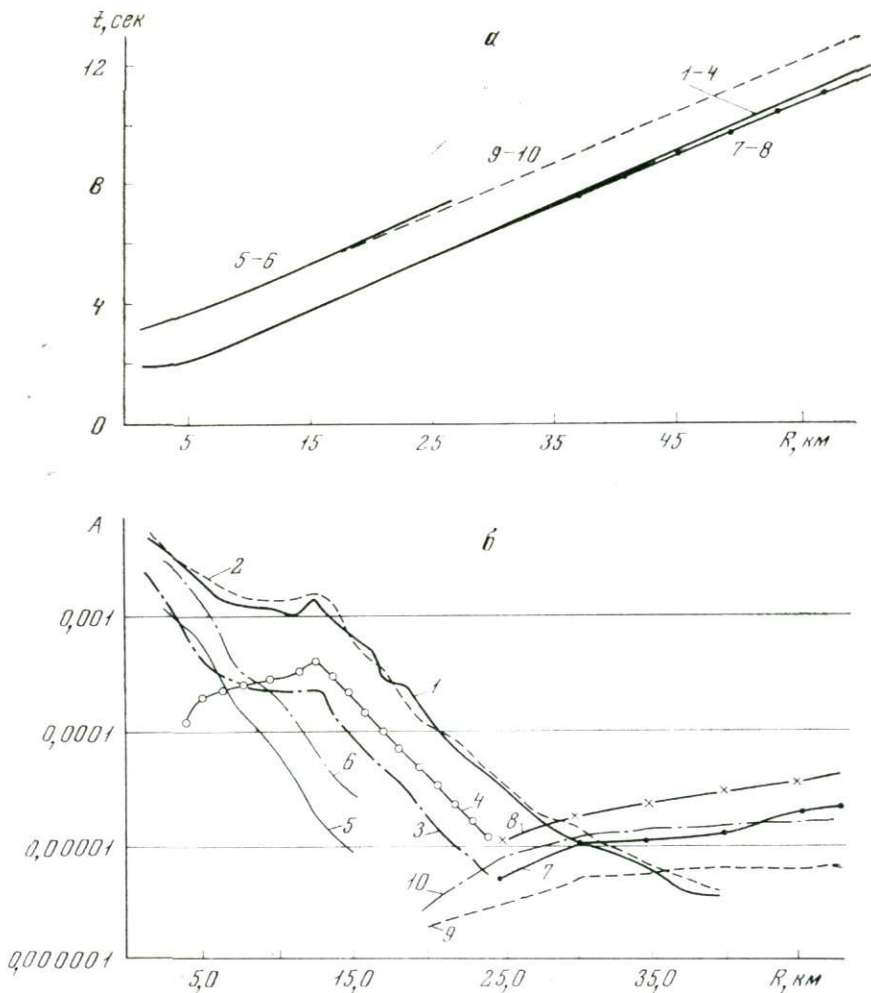


Рис. 62. Годографы (а) и графики амплитуд (б) волн, отраженных от границы Ф:  $PP$  (1—4),  $PS$  (5, 6),  $PP_{\text{реф}}P$  (7, 8),  $PP_{\text{реф}}S$  (9, 10)

1, 5, 7, 9 — рассчитанные при падающем импульсе I; 2, 6, 8, 10 — при импульсе II; 3, 4 — фазы  $A_{23}$  и  $A_{89}$  при импульсе 2-С (см. рис. 61). Модель М-6

на рефрагированную. Такая возможность усиливается близостью годографов обеих волн (рис. 62, а).

**Амплитудные графики различных волн.** В докритической области графики амплитуд волны  $PP$  для импульсов I и II близки между собой (рис. 62, б). Уровень амплитуд начальной фазы  $A_{23}$  волны  $PP$ , рассчитанной для более высокочастотного импульса 2-С, ниже в шесть-семь раз, они быстрее убывают с расстоянием, чем амплитуды низкочастотных волн. Амплитуды последующей фазы  $A_{89}$  волны  $PP$  в докритической области возрастают с расстоянием, достигая значения, примерно в два раза превосходящего амплитуду начальной фазы. В закритической области они убывают с расстоянием, как и амплитуды более низкочастотных волн. Аналогичный характер имеют графики амплитуд различных фаз волны  $PP$ , рассчитанной для импульса с частотой  $f_{\text{max}} = 20$  гц. Уровень их амплитуд — промежуточный между графиками, рассчитанными для импульсов с  $f_{\text{max}} = 8$  и  $35$  гц.

Амплитудные графики отраженной волны  $PS$  в диапазоне расстояний  $R = 2,5-15$  км практически монотонно убывают примерно в 100 раз.

Резкое уменьшение амплитуд волн  $PS$  с расстоянием показывает, что для таких моделей нецелесообразно использование волн  $PS$  для разведки фундамента.

Рефрагированные волны  $PP_{\text{реф}}P$  в области их появления на записях слабее, чем следующие за ними закритические отражения от границы  $\Phi$ , но с увеличением расстояния амплитуды рефрагированных волн начинают превосходить амплитуды отраженных.

Амплитуда обменной волны  $PP_{\text{реф}}S$  примерно в два раза меньше амплитуды волны  $PP_{\text{реф}}P$ , рассчитанной для такого же падающего импульса, что позволяет использовать обменные волны типа  $PP_{\text{реф}}S$  при разведке фундамента для рассматриваемых типов сред [28 и др.].

Результаты сравнения кривых рис. 62, б с кривыми амплитуд волн для толстослойной покрывающей среды показали, что кривые волн  $PP$  (при импульсах I, II),  $PS$ ,  $PP_{\text{реф}}P$ ,  $PP_{\text{реф}}S$  (при импульсе II) близки к таковым для толстослойной модели среды.

## 2. Сопоставление волновых полей, связанных с поверхностью фундамента, для различных моделей

Результаты сравнения форм записи и амплитудных графиков для моделей М-5 и М-6, а также для М-11 при импульсах I и II показывают (см. табл. 6), что в диапазоне расстояний, соответствующих докритической области для моделей М-6 и М-1, они сходны. При больших расстояниях, отвечающих критической и закритической областям, амплитуды волны  $PP$  для модели М-6 примерно в 20 раз превышают амплитуды волны  $PP$  для модели М-5 и в два—пять раз амплитуды  $PP$  для модели М-11. Волны  $PP_{\text{реф}}P$  и  $PP_{\text{реф}}S$ , образующиеся в модели М-6, не могут создаваться в модели М-5.

Из сопоставления волн для рассмотренных моделей видно, что изменения в свойствах среды, покрывающей фундамент, не влияют существенным образом на волновое поле, регистрируемое при работах методом отраженных волн как в классической его модификации, когда расстояния от источника меньше глубины отражающей границы, так и при работах способом ОГТ, если максимальное удаление  $R$  не превосходит 2—2,5 глубин до границы  $\Phi$  [25]. При использовании больших удалений в МОВ и в особенности при применении КМПВ изменение строения покрывающей толщи в условиях, близких к экранированию границы  $\Phi$ , может влиять на волновое поле, приводя к возмущению или исчезновению рефрагированных волн и значительным изменениям динамических характеристик отраженных волн. Как показали данные АК в различных районах Русской платформы, мощности и скорости высокоскоростных слоев могут изменяться в широких пределах. Это, как следует из расчетов, может обусловить значительную изменчивость волнового поля при региональных исследованиях фундамента. Причем из-за близости годографов отраженных и преломленных (слаборефрагированных) волн нередко одни волны могут быть приняты за другие и при корреляции возможен ошибочный переход с фаз отраженных на фазы преломленных волн. Однако возможные ошибки в идентификации и корреляции волн не могут явиться причиной существенных искажений в структурных построениях.

## 3. Волны от границ К и М

Для глубинных границ модели М-5 и М-6 практически тождественны, поскольку ранее отмеченные отличия в скоростях не влияют на существование критических углов для границ К и М.

**Форма записи различных волн.** Отраженные от границ К и М волны в докритической области повторяют форму падающего импульса. В окрестности критических углов происходят резкие изменения формы записи,

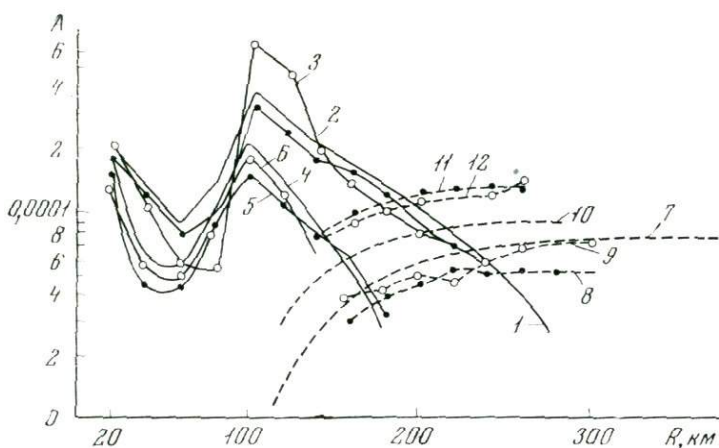


Рис. 63. Графики амплитуд волн  $PP$ , отраженных от границ М (1—3) и К (4—6), и рефрагированных волн  $PP_{\text{реф}}P$ , соответствующих границам М (7—9) и К (10—12). Модель М-5

Кривые рассчитаны: 1, 4, 7, 10 — лучевым методом для толстослойной модели; 2, 5, 8, 11, — для тонкослойной модели при импульсе I; 3, 6, 9, 12 — то же при импульсе II

связанные с изменениями фазы коэффициента отражения, и затем постепенные изменения формы с приближением к форме падающего импульса, но с обращенной фазой. Такие же изменения формы записи должны наблюдаться и при отсутствии тонкослойных чашек в покрывающей среде, поскольку они обусловлены только существованием критического угла для самой отражающей границы [17, 59 и др.].

Отмеченные особенности формы записи хорошо коррелируются со свойствами спектральных характеристик среды для волн  $PP$  от границ К и М. Форма этих характеристик тождественна форме характеристик для волны  $PP$  от границы Ф (см. рис. 60, а) при таких же углах падения волны на чашки тонких слоев. В докритической области в диапазоне частот спектров падающих импульсов I и II ( $f \leq 14$  гц) амплитудные спектральные характеристики практически широкополосны (см. рис. 60, а), а фазовые прямолинейны и проходят через нуль. При переходе через критический угол форма амплитудных характеристик в рабочем диапазоне частот изменяется незначительно, а фазовая характеристика не проходит через нуль, с чем и связаны изменения форм записи. При частотах  $f > 14$  гц амплитуды спектральных составляющих характеристик среды, как отмечалось ранее, значительно уменьшаются из-за фильтрующих свойств тонкослойной среды. Из расчетов следует, что при мощной сильно дифференцированной тонкослойной осадочной толще диапазон частот  $f \leq 10-12$  гц наиболее целесообразен для изучения глубинных границ, что согласуется с многолетним опытом работ по методу ГСЗ в различных районах [54]. Рефрагированные волны  $PP_{\text{реф}}P$  на всем интервале расстояний повторяют форму падающих волн.

**Амплитудные графики.** Графики амплитуд (рис. 63), построенные по теоретическим сейсмограммам, вычисленным для импульсов I и II, близки между собой. Для волны  $PP$  от границы Мохоровичича отмечаются некоторые различия в минимальных и максимальных амплитудах в окрестности критического угла, но в этой области углов падения расчеты не отличаются большой точностью.

Амплитудные графики волн  $PP$  и  $PP_{\text{реф}}P$  от границ К и М, рассчитанные лучевым методом для той же модели, но без чашек тонких слоев (см. рис. 63, кривые 1, 4, 7, 10), близки к кривым, построенным по теоретическим сейсмограммам с учетом тонкой слоистости в покрывающей среде.

Таким образом, в рассматриваемом диапазоне сравнительно низких частот  $f \leq 14$  *гц* прохождение через тонкослоистую среду даже с сильной дифференциацией практически не влияет на форму записи и амплитудные характеристики глубинных волн К и М.

Оценка влияния прохождения через многослойную тонкослойную осадочную толщу на характеристики отраженных и преломленных (слаборефрагированных) волн, связанных с поверхностью Ф и глубинными границами К и М, получена в результате расчетов волновых полей по методике, описанной в работе [76], для моделей осадочной толщ, построенных по данным акустического каротажа на Русской платформе [25, 26]. Рассматриваемые модели характеризуются высокими скоростями, близкими к скорости в фундаменте, благодаря чему возможно частичное или полное экранирование связанных с ним закритических отраженных и слаборефрагированных волн. Пачки тонких слоев в разрезе отличаются сильной дифференциацией скоростей и отношениями  $l/\lambda$  мощности пачки  $l$  к длине волны  $\lambda$  (при  $f = 10$  *гц*), изменяющимися в пределах 0,12—0,62. Границы Ф, К и М при расчетах рассматриваются как границы толстых слоев для того, чтобы отделить эффекты прохождения через тонкослоистую толщу от эффектов отражения от тонкослоистых пачек. Результаты расчетов приведены только для идеально упругой модели. В рассматриваемом высокоскоростном разрезе осадочной толщ декременты поглощения малы и близки к декрементам поглощения в кристаллической толще. Поэтому влияние поглощения на динамические соотношения отраженных и слаборефрагированных волн, связанных с одной и той же сейсмической границей, незначительно. При расчетах в качестве падающих волн использованы импульсы прямых и рефрагированных волн, взятые из данных эксперимента в сейсморазведке, ГСЗ и при регистрации больших взрывов.

Основные результаты расчетов следующие.

1. В диапазоне низких частот  $f < 20$  *гц* присутствие тонкослоистых сильно дифференцированных пачек практически не влияет на характеристики отраженных и слаборефрагированных волн, связанных с границами Ф, К и М. Форма записи, уровень амплитуд, изменения формы и амплитуд с расстоянием остаются практически такими же, как в случае толстослойной покрывающей среды.

Поскольку при изучении границ К и М частоты  $f \geq 20$  *гц* не используются, а рассмотренные модели относятся к наиболее сильнодифференцированным из встречающихся в реальных условиях, можно считать, что прохождение волн через тонкослоистую осадочную толщу существенно не влияет на динамические характеристики глубинных волн.

2. В диапазоне средних частот  $20 < f \leq 35$  *гц*, используемых при разведке фундамента наряду с низкими частотами  $f < 20$  *гц*, тонкослоистая покрывающая толща существенно влияет на динамические характеристики волн от границы Ф. Уровень амплитуд отраженных и преломленных волн уменьшается по сравнению с толстослойной моделью покрывающей среды, форма записи докритических отраженных волн при  $R/H > 2$  может значительно измениться с расстоянием; причем происходит перекачка энергии в более поздние фазы колебаний. Полученные материалы позволяют объяснить трудности при регистрации среднечастотных продольных отраженных волн от границы Ф [46, 47 и др.].

3. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными [28 и др.], показавшими целесообразность применения низкочастотной модификации КМПВ для изучения фундамента при регистрации продольных  $PP_{\text{реф}}P$  и обменных слаборефрагированных волн  $PP_{\text{реф}}S$ . Вместе с тем они свидетельствуют о целесообразности использования низкочастотной модификации метода продольных отраженных волн при региональных исследованиях фундамента в условиях высокоскоростной тонкослойной покрывающей толщ.

Обменные отраженные от поверхности фундамента волны типа  $PS$  в рассмотренных моделях должны иметь значительные амплитуды лишь в узком диапазоне расстояний, и поэтому использование их для изучения фундамента нецелесообразно ни в низкочастотной, ни тем более в средне-частотной модификациях.

4. В условиях, близких к экранированию границы  $\Phi$ , даже небольшие вариации параметров реальной среды, обычно отмечающиеся по данным акустического каротажа, обуславливают значительные вариации структуры волнового поля: на одних участках могут образовываться докритические и закритические отраженные и слаборефрагированные волны, а на других — только докритические отражения. Динамические соотношения волн различных типов также могут изменяться в широких пределах. Из-за близости географов и динамических характеристик волн различных типов возможны ошибки в определении природы волн и переход при корреляции с одних волн на другие.

5. Для глубинных границ в коре и в первую очередь для границы  $M$  вариация параметров высокоскоростной осадочной толщи практически не влияет на характеристики отраженных и преломленных волн, так как в этом случае скорости в осадочной толще меньше, чем скорость под границей  $M$  и, следовательно, нет экранирования этой границы.

## ВОЛНОВЫЕ ПОЛЯ ДЛЯ ТОНКОСЛОИСТЫХ МОДЕЛЕЙ ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА ОТ КОРЫ К МАНТИИ (СЕЙСМИЧЕСКОЙ ГРАНИЦЫ М) [16]

Как показано в главе 8 (часть II), тонкослоистое строение сейсмических границ проявляется в сложности и изменчивости соответствующих им волновых полей. Это в полной мере относится к области перехода от коры к мантии.

Сейсмические свойства поверхности М различны в разных регионах, что особенно заметно при регистрации отраженных волн в допредельной области. В отдельных случаях эти волны удается получить без применения специальных методических приемов [43, 67, 88 и др.]. В большинстве регионов, где наблюдаются волны  $P_{отр}^M$ , они уверенно выделяются только в запредельной области—интервале расстояний ( $R$ ) от 60—80 до 150—200 км [80, 82, 136, 137 и др.], а иногда и далее. В сравнительно редких случаях отраженные волны выделяются при нормальном падении во время наблюдений в скважинах [144] и на поверхности Земли [43, 67, 88], а расстояние прослеживания их  $R = 200$  км. Иногда необходимо принимать специальные меры для получения отраженных волн  $P_{отр}^M$  при нормальном падении [141 и др.]. В то же время есть регионы, где ни увеличение зарядов, ни массовое группирование сейсмоприемников или другие специальные меры не позволяют получить допредельные отраженные волны  $P_{отр}^M$ .

Преломленные (слаборефрагированные) волны  $P_{пр}^M$  уверенно прослеживаются практически во всех регионах на расстояниях  $R = 140—400$  км. Скорости, определяемые под границей М, довольно стабильны и практически не выходят за пределы  $8,1 \pm 0,3$  км/сек. Скорости же непосредственно над границей М, приведенные в разных работах, изменяются в широких пределах от 6,2 до 7,5—7,8 км/сек. Соответственно, соотношение скоростей под и над границей М изменяется от 1,3 до 1,05.

Отмеченное разнообразие волновых полей, соответствующих границе М, позволяет предполагать, что в разных регионах имеются существенные различия в строении области перехода от коры к мантии. Поскольку, как указывалось, широко распространены представления о малой мощности этой области и возможности ее тонкой слоистости, целесообразен расчет и анализ волновых полей применительно к средам с тонкими слоями. Подобное рассмотрение дает возможность выявить признаки, позволяющие отличить тонкослоистые модели области М от границы двух полупространств. Настоящая глава посвящена этому вопросу. Для расчетов волновых полей в средах, содержащих тонкие слои, использована программа описанная в работе [76]. Результаты расчетов по этой программе показали удовлетворительную сопоставимость с данными сейсморазведочного эксперимента в тонкослоистой среде. Это позволяет использовать расчеты по программе для прогноза основных особенностей волнового поля.

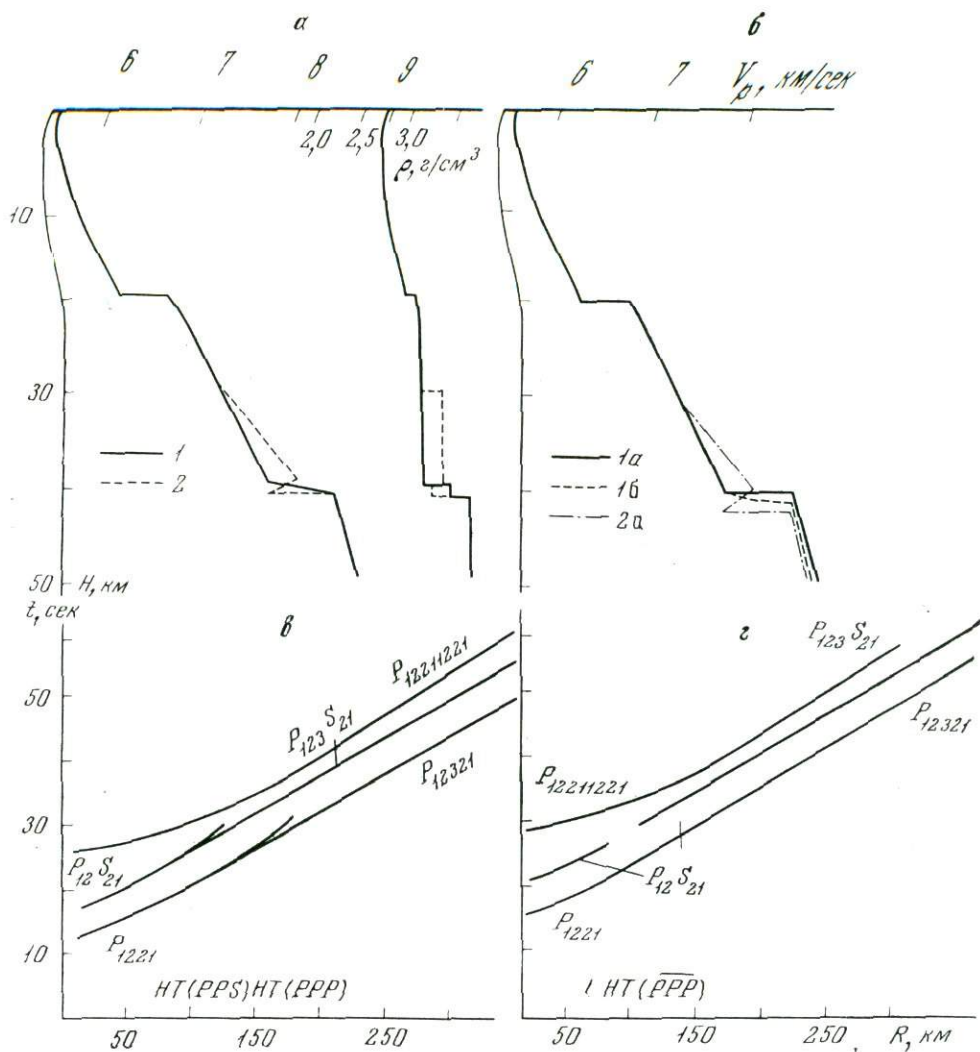


Рис. 64. Модели среды, для которых проводились теоретические расчеты по программе [76] (а) и по лучевому методу (б), годографы вступлений различных волн, вычисленные для моделей 1 (а) и 2 (б)

Плотность среды  $\rho$  и градиенты скоростей  $V_p$  остаются постоянными на глубинах  $H > 45$  км для всех моделей

HT(PPP) и HT(PPS) — начальные точки головных волн PPP и PPS

Обозначения HT(PPP) и HT(PPS) имеют в данном случае лишь формальный смысл и используются для разделения областей регистрации допределельных и запределельных отражений. Они соответствуют расстояниям, при которых отраженные волны PP и PS отражаются под предельными или критическими углами  $i_0(PP) = \arcsin V_{2P}/V_{3P}$  и  $i_0(PS) = \arcsin V_{2S}/V_{3P}$ , где  $V_{2P}$  и  $V_{2S}$  — скорости непосредственно над тонким слоем, а  $V_{3P}$  — под ним

## § 1. Модели среды и рассматриваемые волны

Рассмотрены две модели средней континентальной коры (рис. 64, а), построенные с учетом существующих предположений о слабой дифференциации скоростей в области перехода от коры к мантии (отношение скоростей 1,4). В обеих моделях принято, что рассматриваемая область, в дальнейшем называемая областью М, представляет собой сравнительно тонкий слой мощностью  $h = 1$  км. Строение области М в обеих моделях различно. В модели 1 — это переходный слой с положительным градиентом скорости, в модели 2 — сочетание переходного слоя с отрицательным градиентом скорости со скачком. При расчетах по программе [76] пере-

ходный слой аппроксимируется пачкой из 10 тонких однородных слоев со слабой дифференциацией скоростей.

Среда, покрывающая область  $M$ , в обеих моделях градиентно-слоистая, градиент скорости в интервале глубин 30—40 км в модели 2 больше, чем в модели 1. Отношение скоростей продольных и поперечных волн во всех средах принято равным 1,73.

Импульсы I и II для расчетов теоретических сейсмограмм (рис. 65) взяты по записям прямых волн  $P$  на реальных сейсмограммах, полученных соответственно при больших взрывах и при ГСЗ. Максимумы амплитудных спектров импульсов I и II находятся на частотах  $f = 3,5$  гц и  $f = 8$  гц, а отношение  $h/\lambda_P$  равно соответственно 0,45 и 1,02.

Далее анализируются главным образом продольная волна  $P_{1221}$ , отраженная от области  $M$ , и рефрагированная волна  $P_{12321}$ , проникшая ниже этой области ( $z$ -компонента). Для модели 1 рассмотрены также обменная отраженная  $P_{12}S_{21}$  ( $x$ -компонента) и кратная отраженная волна  $P_{12211221}$  ( $z$ ), а для модели 2 — обменная волна  $P_{123}S_{21}$  ( $x$ ).

Проведено сопоставление с расчетами интенсивности волн  $P_{1221}$  и  $P_{12321}$ , сделанными по лучевому методу для толстослойной среды. Расчеты проводились по программе для горизонтально-слоистой среды, аналогичной программе Т. Б. Яновской для слоистой сферы [98]. Расчеты сделаны для моделей 1а, 1б и 2а (рис. 64, б), близких к исходным. В модели 1а переходный слой заменен скачком с таким же различием в скоростях и плотностях, как на кровле и подошве переходного слоя. В модели 1б переходный слой заменен сочетанием переходного слоя с меньшим градиентом скорости и скачка с меньшим перепадом, чем в модели 1а. Модель 2а отличается от модели 2 только удвоенной мощностью ( $h = 2$  км) переходного слоя с уменьшением скорости. Отношение скоростей продольных и поперечных волн и величины плотностей сохранено таким же, как в исходных моделях.

**Годографы.** На рис. 64, в, г показаны годографы вступлений различных отраженных и рефрагированных волн, вычисленные для двух рассматриваемых моделей. Для обеих моделей области, где кинематически возможно существование отраженных волн  $P_{1221}$  и  $P_{12}S_{21}$ , ограничены. Это связано с наличием вертикального градиента скорости в среде, покрывающей отражающий слой. Для модели 2 с большим градиентом скорости в покрывающей среде области существования отраженных волн меньше, чем для модели 1.

Годографы рефрагированных волн  $P_{12321}$  и  $P_{123}S_{21}$  для обеих моделей на большом интервале расстояний ( $R = 140—300$  км) близки к прямолинейным и лишь при  $R > 300$  км отмечается их криволинейность.

Годографы кратных отраженных волн  $P_{12211221}$  при  $R = 2 \div 140$  км отделены от годографов однократной волны  $P_{1221}$  интервалом времени  $\Delta t \cong 12 \div 8$  сек, а при  $R = 200—350$  км — от годографов рефрагированной волны  $P_{12321}$  интервалом времени  $\Delta t \cong 8 \div 10$  сек. При этом кажущаяся скорость кратных волн меньше кажущейся скорости рефрагированной волны. Однако, несмотря на благоприятные кинематические предпосылки для распознавания и выделения кратных волн, они из-за своей малой интенсивности (см. далее), по-видимому, редко выделяются на записях.

## § 2. Теоретические сейсмограммы и спектральные характеристики среды

**Продольная отраженная волна  $P_{1221}$ .** Форма волны  $P_{1221}$  в допредельной области существенно различна для моделей 1 и 2 (рис. 65). Для модели 1 при обоих импульсах падающей волны  $P$  (см. рис. 65) допредельная волна  $P_{1221}$  имеет форму слабого колебания с длительностью, почти в два раза превосходящей длительность падающей волны. Форма волны

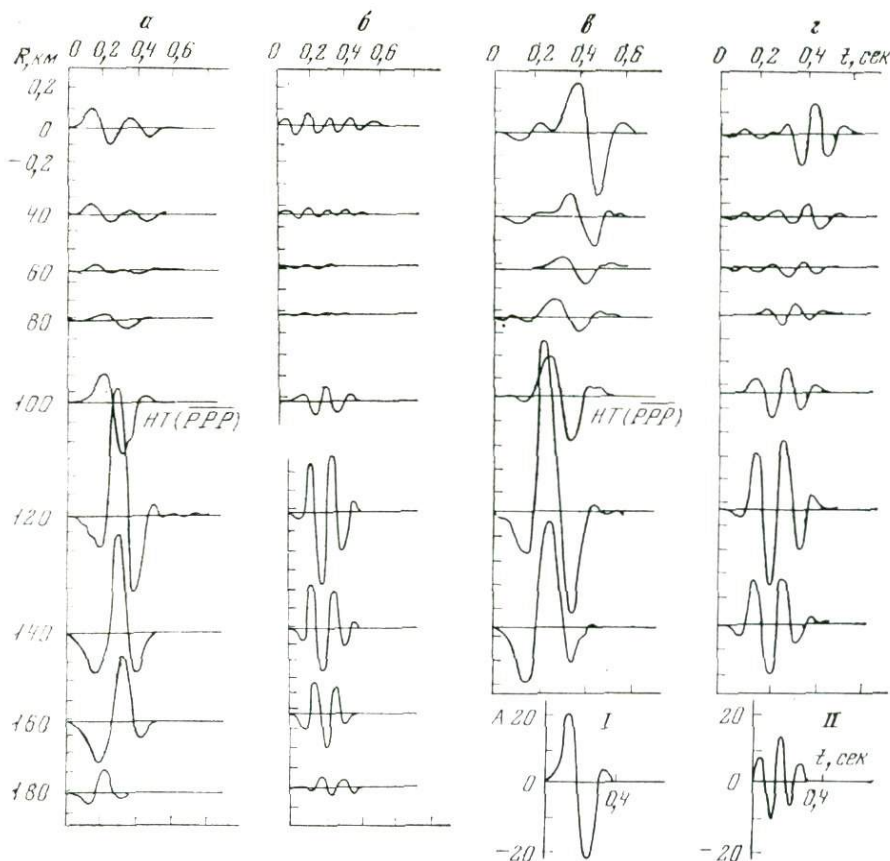


Рис. 65. Теоретические сейсмограммы продольной отраженной волны  $P_{1221}$  для модели 1 (а и б) и модели 2 (в, г) при двух формах падающего импульса  $P$ , показанных в нижней части рисунка (I и II)

$P_{1221}$  не совпадает с формой падающей волны и изменяется с расстоянием. На больших удалениях ( $R \approx 100$  км) длительность волны уменьшается, она становится более компактной, а затем ее амплитуда быстро возрастает с расстоянием, что соответствует переходу в запредельную область.

В запредельной области форма и длительность волны  $P_{1221}$  слабо изменяются с расстоянием. В основном изменяется лишь соотношение амплитуд различных фаз волны; на максимальных удалениях форма волны близка к форме падающей волны с обращением фазы.

Отмеченные особенности формы волны  $P_{1221}$  непосредственно вытекают из анализа спектральных характеристик среды для этой волны (рис. 66). При малых расстояниях  $R$  амплитуды максимумов спектров импульсов I и II совпадают соответственно со вторым и третьим максимумами спектральной характеристики среды. Поскольку область каждого максимума спектральной характеристики узкая, то спектр отраженной волны уже спектра падающей и соответственно длительность отраженной волны больше длительности падающей. При изменении расстояния  $R$  изменяются форма и амплитуды спектральных характеристик, что создает отмеченные ранее изменения формы и интенсивности волны  $P_{1221}$ . В запредельной области амплитудная спектральная характеристика не зависит от частоты, и небольшие изменения формы волны, как и в толстослойной модели, обусловлены лишь фазовыми сдвигами, не зависящими от частоты.

Для модели 2 допредельная отраженная волна  $P_{1221}$  (рис. 65, в, г) также имеет длительность, превосходящую длительность падающей волны в

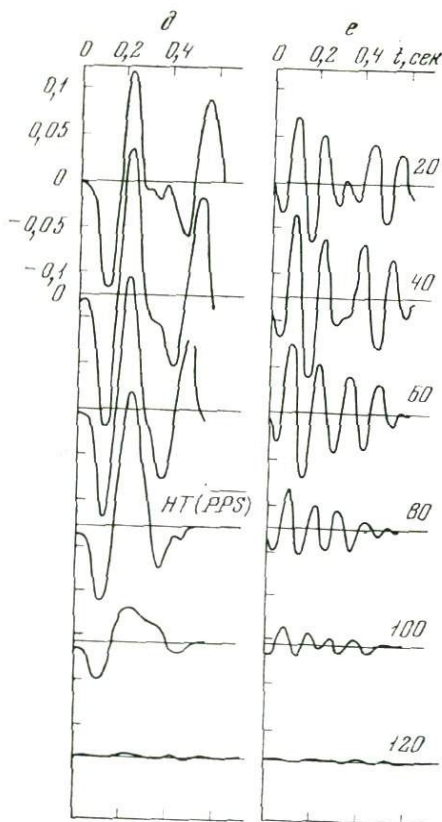
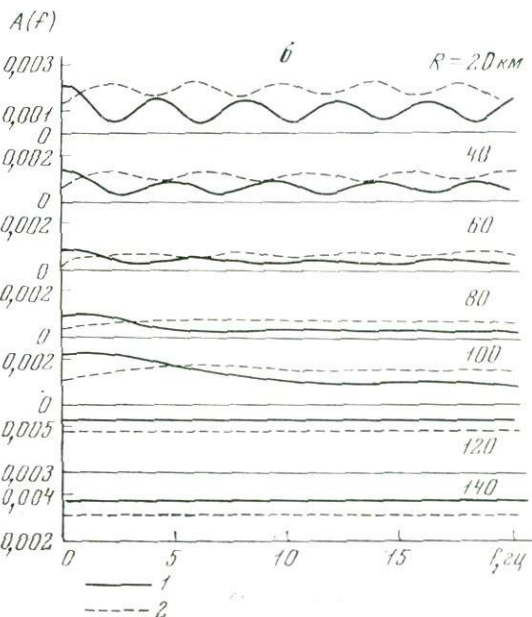
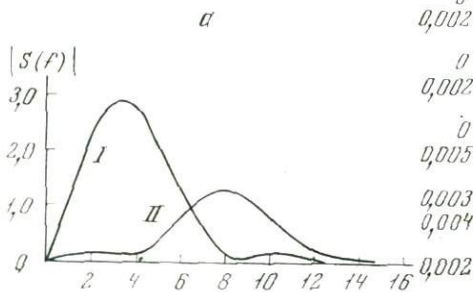


Рис. 65 (окончание)

$\delta, \epsilon$  — теоретические сейсмограммы обменной отраженной волны  $P_{12}S_{21}$  для модели 1 при двух формах падающего импульса

Рис. 66. Амплитудные спектры импульсов I и II (а) и амплитудные спектральные характеристики среды для отраженной волны  $P_{1221}$  (б), вычисленные с учетом расхождения и конверсии

1, 2 — модели



1,5—2 раза, но она четко разделяется на первую слабую волну, соответствующую переходному слою, и более интенсивную волну, соответствующую скачку скорости под переходным слоем. Вторая из этих волн по форме близка к падающей. При увеличении расстояния происходит уменьшение общей длительности волны, как и для модели 1, но в отличие от модели 1 происходит постепенное исчезновение начальных фаз волны, аналогичное наблюдающимся в зонах выкликивания.

В запредельной области для модели 2, как и для модели 1, характерна компактная интенсивная волна, форма которой лишь в деталях отличается от формы волны модели 1. На максимальных удалениях от источника (для модели 1  $R = 180$  км, для модели 2  $R = 140$  км) форма волны  $P_{1221}$  обеих моделей совпадает.

Сравнение формы волны  $P_{1221}$  для одной и той же модели при разных формах падающего импульса показывает на существование некоторых сравнительно слабых различий в характере изменения формы волны с расстоянием. Так, для модели 1 форма волны при импульсе II ( $R \geq 100$  км) значительно меньше изменяется с расстоянием, чем для импульса I.

**Рефрагированные волны  $P_{12321}$  и  $P_{123}S_{21}$ .** Форма теоретических сейс-

мограмм рефрагированных волн, проникших под тонкий слой области М, практически совпадает с формой падающего импульса и мало изменяется с расстоянием [16]. Отмеченные особенности волн объясняются тем, что прохождение через тонкие слои сравнительно мало влияет на спектральные характеристики и соответственно на форму волн. Особенно слабо выражено это влияние при слабой дифференциации скоростей, характерной для рассматриваемых моделей.

**Обменная отраженная волна  $P_{12}S_{21}$ .** Эта волна рассчитана для модели 1 (рис. 65, *д, е*). На минимальных расстояниях  $R=20$  км она состоит из двух разрешенных импульсов, которые по мере удаления от пункта взрыва все больше интерферируют друг с другом, образуя длительное колебание. Форма волны  $P_{12}S_{21}$ , как видно из сравнения рис. 65, *а, б* и 65 *д, е*, не совпадает с формой продольной волны  $P_{1221}$ .

**Двукратная волна  $P_{12211221}$ .** Форма волны  $P_{12211221}$  отличается от формы падающей волны  $P$  и однократно отраженной волны  $P_{1221}$ . Однако целесообразно рассматривать особенности ее формы, так как в допредельной области ее интенсивность на два порядка меньше интенсивности волн  $P_{1221}$ , а в запредельной области она в 7—10 раз слабее рефрагированной волны  $P_{12321}$  и поэтому практически не может быть выделена при экспериментальных исследованиях.

### § 3. Графики амплитуд различных волн

Амплитуды волн, снятые с теоретических сейсмограмм, приведены к случаю единичной амплитуды падающей волны путем деления на ее максимальную амплитуду. Это упростило сопоставление с амплитудными графиками, рассчитанными для толстослойной модели по программе Т. Б. Яновской при единичной амплитуде падающей волны.

**Волна  $P_{1221}$ .** Графики амплитуд волны  $P_{1221}$ , построенные для обеих моделей при двух формах падающего импульса (рис. 67), имеют некоторые общие особенности и вместе с тем существенные различия. Общим для четырех рассматриваемых графиков является наличие двух максимумов — вблизи источника при нормальном падении волны на рассматриваемый слой и в запредельной области и одного минимума, разделяющего зоны максимумов. Существенными отличиями графиков, соответствующих обеим моделям, являются соотношение амплитуд обоих максимумов и глубина минимума. Для модели 1 отношение амплитуд  $A_{2\max}/A_{1\max}$  второго и первого максимумов равно 6, а отношение амплитуд  $A_{2\max}/A_{\min}$  второго максимума к минимуму — примерно 50. Для модели 2,  $A_{2\max}/A_{1\max} \approx 2$ , а  $A_{2\max}/A_{\min} \approx 10$ .

Сравнение амплитудных графиков, построенных для одной и той же модели при разных импульсах падающей волны, показывает, что для модели 2 различия практически отсутствуют, а для модели 1 они отмечаются лишь в узком диапазоне расстояний  $R = 70 \div 90$  км. Эти различия проявляются в более глубоком минимуме амплитуд для импульса II и соответственно в более резком возрастании амплитуд при переходе от минимума к основному — второму максимуму.

Указанные различия графиков амплитуд, построенных по теоретическим сейсмограммам, легко объясняются из сопоставления спектральных характеристик среды (см. рис. 66) на соответствующих расстояниях и спектров падающих волн. Для модели 1 при  $R = 70 \div 90$  км максимум спектра импульса II приходится на область малых значений спектральных составляющих на характеристиках среды волны  $P_{1221}$ . Для более низкочастотного импульса I в области частот его спектра амплитуды спектральных составляющих больше. В случае модели 2 нет существенных различий в форме и амплитудах спектральных характеристик в диапазонах частот спектров обоих импульсов.

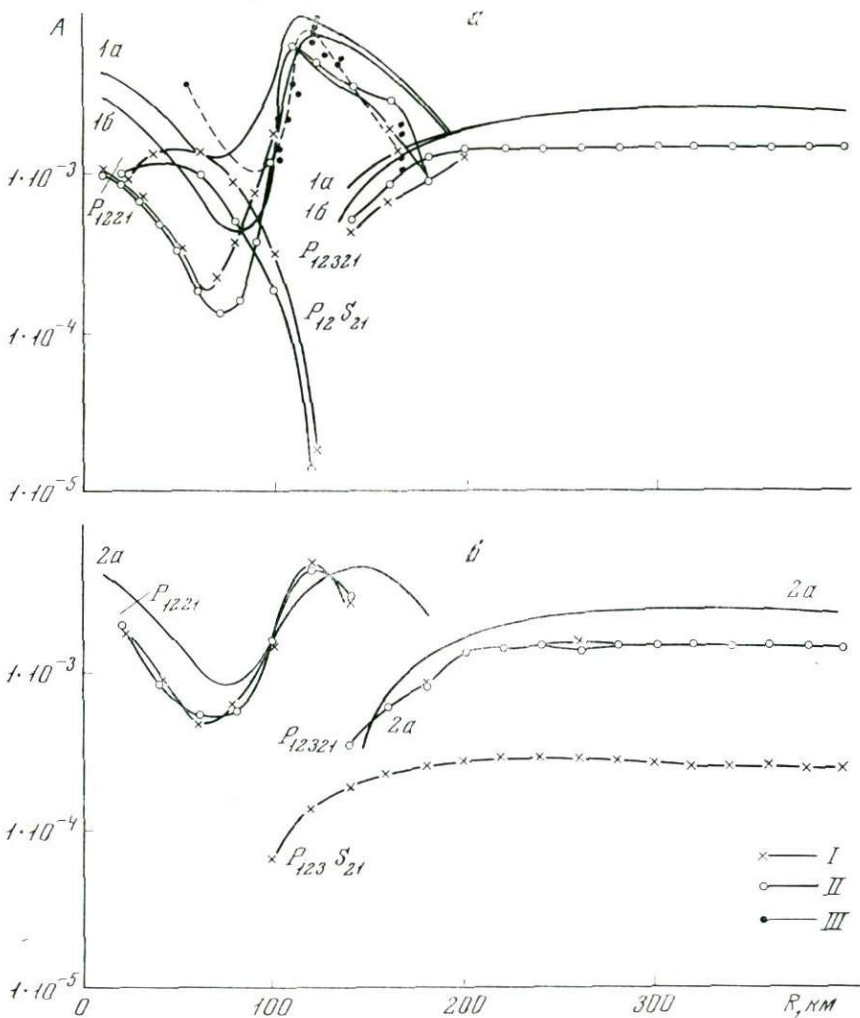


Рис. 67. Графики амплитуд волн  $P_{1221}$ ,  $P_{12321}$  и  $P_{12}S_{21}$ , построенные по теоретическим сейсмограммам для модели I при импульсах I и II с приведенной к единичной амплитуде падающей волны, и графики, вычисленные лучевым методом для моделей 1a и 1б (a). Пунктиром (III) показан график изменения с расстоянием отношения  $A/T$  амплитуд зарегистрированной волны  $P_{отр}^M$  (см. рис. 68) к периоду (черные кружки).

Графики амплитуд волн  $P_{1221}$ ,  $P_{12321}$  и  $P_{123}S_{21}$ , построенные по теоретическим сейсмограммам для модели 2 при импульсах I и II с приведенной к единичной амплитуде падающей волны, и графики амплитуд волн  $P_{1221}$  и  $P_{12321}$ , вычисленные лучевым методом для модели 2a (б)

Проведенные расчеты показали, что при небольших различиях в упругих свойствах на кровле и подошве переходного слоя использование диапазона низких частот  $f = 3 \div 5$  гц (большие взрывы) не имеет преимуществ перед диапазоном частот  $f = 8 \div 10$  гц (ГСЗ). Дальнейшее понижение частоты падающего импульса для данной модели также не приведет к существенному возрастанию интенсивности волны, так как только при частотах  $f < 1$  гц амплитуды спектральных составляющих на характеристиках рис. 66 превосходят амплитуды при  $f = 3,5$  гц, причем не более чем в 1,4 раза.

При более сильном различии упругих свойств на кровле и подошве области M [125, 126], чем рассмотренное в настоящей работе, возможны

бóльшие отличия интенсивности допределных отраженных волн различной частоты.

**Рефрагированные волны  $P_{12321}$  и  $P_{123}S_{21}$ .** Графики амплитуд волны  $P_{12321}$  для двух исследуемых моделей и при обеих формах падающего импульса практически совпадают за исключением небольшой области возрастания амплитуд с расстоянием, в которой ход амплитуд рассчитывается неточно [94], амплитудные графики волны  $P_{12321}$  в большом диапазоне расстояний почти горизонтальны.

[ Форма графика амплитуд волны  $P_{123}S_{21}$  (модель 2) аналогична форме графика амплитуд волны  $P_{12321}$ , а величины амплитуд примерно в 7 раз меньше.

**Сравнение с результатами расчетов по лучевому методу для толсто-слоистой модели.** Из сравнения амплитудных графиков волн  $P_{1221}$  и  $P_{12321}$  для тонко- и толсто-слоистых моделей (см. рис. 67) следует, что существенные отличия отмечаются для допределных отраженных волн  $P_{1221}$  в моделях *I*, *Ia* и *Iб*. Уровень амплитуд вблизи источника тем больше, чем резче скачок скоростей. По мере уменьшения скачка скорости (переход от модели *Ia* к *Iб*) и уменьшения резкости границы (переход от модели *Iб* к модели *I*) уровень максимальных амплитуд уменьшается. Для переходного слоя резкость возрастания амплитуд при переходе от области минимума ко второму максимуму амплитуд больше, чем для границ первого порядка.

В запределной области ход амплитуд волны  $P_{1221}$  для тонко- и толсто-слоистых моделей (*I*, *Ia* и *Iб*, 2 и 2а) близок. Уровень амплитуд для тонко-слоистых моделей несколько меньше (примерно в 1,5 раза). Вероятно, это объясняется неучетом изменений формы записи в запределной области при расчетах для толсто-слоистой модели [24].

Ход амплитудных графиков рефрагированной волны  $P_{12321}$  для толсто- и тонко-слоистой моделей тождествен, а уровень амплитуд различается не более чем в 1,5 раза.

**Отраженная волна  $P_{12}S_{21}$ .** Графики амплитуд обменной отраженной волны  $P_{12}S_{21}$  для модели *I* (рис. 67, а) характеризуются одним максимумом на расстояниях  $R = 40-50$  км и резким уменьшением амплитуд на больших удалениях. В области максимума амплитуда волны  $P_{12}S_{21}$  превосходит примерно в 7 раз амплитуду продольной волны  $P_{1221}$ .

#### § 4. Пример экспериментальных данных по регистрации волны, отраженной от границы М

Приведенные экспериментальные данные по регистрации волны, отраженной от границы М, отличаются от данных, содержащихся в многочисленных работах [43, 67, 81, 82, 86, 88 и др.], тем, что они получены на сейсмологической аппаратуре, регистрирующей смещения и имеющей равномерную частотную характеристику в диапазоне частот от 0,2 до 30 гц. Времена прихода отраженных волн близки к рассчитанным для модели *I*. Пример сейсмограммы, на которой зарегистрирована интенсивная волна  $P_{отр}^M$ , показан на рис. 68.

На расстояниях  $56 < R < 100$  км волна была выделена на записях, но характеризовалась меньшими амплитудами, чем при  $R = 56$  км, и формой, искаженной интерференцией с другими колебаниями. При расстояниях  $R < 56$  км волна  $P_{отр}^M$  выделена неуверенно и характеризовалась изменчивой формой, отличающейся от формы прямой волны  $P$ . В работе [16] приведены записи прямой волны  $P$  для тех расстояний, где ее можно было выделить в относительно чистом виде. Отметим, что осредненная запись волны  $P$ , полученная в рассматриваемых экспериментах, была использована при теоретических расчетах в качестве импульса *I*.

Анализ экспериментальных данных и их сравнение с результатами ранее приведенных расчетов показывает следующее.

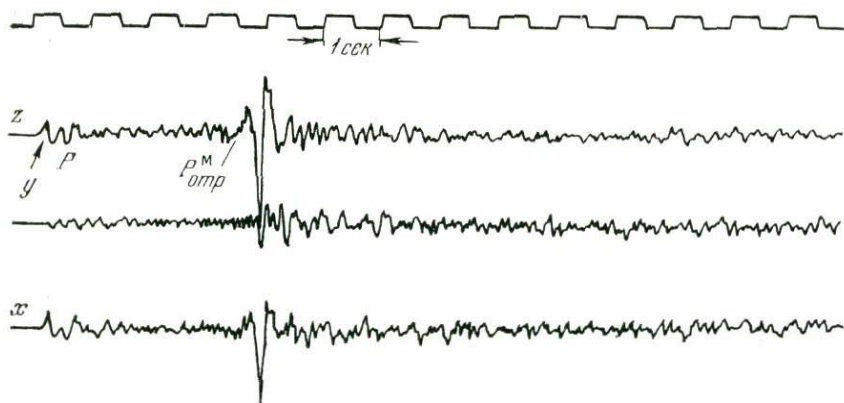


Рис. 68. Сейсмограмма, на которой зарегистрирована волна  $P^M_{отр}$ , отраженная от границы М ( $R = 119,67$  км)

1. Волну  $P^M_{отр}$  удается выделить на записях преимущественно на больших удалениях от пункта взрыва  $R > 100$  км. Только в отдельных случаях волна  $P^M_{отр}$  была уверенно выделена на меньших расстояниях ( $R = 56,73$  км), причем последующие ее фазы интерферировали с другими волнами.

2. Форма волны  $P^M_{отр}$  при  $R = 107$  км практически повторяет форму волны  $P$ . При  $R = 113$  км форма резко изменяется, причем записи, полученные на разных равноудаленных от источника станциях, очень сходны между собой ( $R = 119,04$  и  $119,67$  км;  $R = 113,52$  и  $113,54$  км). Подобны также записи, полученные при разных взрывах на близких расстояниях ( $R = 119,04$  и  $113,52$  км). Запись на максимальном удалении  $R = 170$  км сходна с записью  $P$ -волны с обращением фазы.

3. Интенсивность волны  $P^M_{отр}$  (см. рис. 67, пунктирная кривая) заметно возрастает на расстояниях  $R \approx 113 \div 119$  км; при  $R = 170$  км она значительно уменьшается. Экспериментальный график в области расстояний  $R = 100 \div 170$  км сходен с теоретическими графиками.

При сравнении экспериментального графика с теоретическими отметим, что в этом диапазоне изменение периода  $T$  обычно незначительно, поэтому отношение  $A/T$  практически определяется лишь величиной  $A$ .

4. Экспериментальная форма записи волны  $P^M_{отр}$  близка к расчетной для расстояния  $R = 107$  км (при расчете  $R = 100$  км) и  $R = 170$  км (при расчете  $R = 180$  км для модели 1 и  $140$  км для модели 2). Для расстояний  $R = 113 \div 123$  км рисунок экспериментальной записи не совпадает с рисунком расчетной. Однако основные закономерности, полученные в эксперименте, близки к расчетным — резкое изменение формы за начальной точкой и значительное<sup>е</sup> возрастание интенсивности.

5. Нечеткие записи отражений при  $R < 56$  км и  $56 < R < 107$  км и их изменчивость с расстоянием указывают на то, что в нашем примере на границе М нет значительного скачка скорости, и она представляет собой, вероятно, сочетание переходного слоя со слабым скачком скорости, т. е. близка ко второй из двух моделей, рассмотренных при расчетах. Для обоснованного решения этого вопроса необходима постановка специальных детальных исследований отраженных волн в эпицентральной зоне.

Следовательно, расчеты волновых полей для двух тонкослоистых моделей области М и сравнение их с результатами расчетов толстослоистых моделей с близкими параметрами показали, что определение типа модели должно основываться на изучении допредельных отраженных волн. Запредельные отраженные и рефрагированные волны для существенно разных

моделей имеют близкие особенности формы и амплитуд. Это, по-видимому, является основной причиной сходства формы и амплитуд записей указанных волн, полученных в различных регионах на расстояниях  $R > 80-100$  км, и не может служить доказательством постоянства моделей области М в глобальном масштабе.

Критериями для установления тонкослоистой структуры области М являются: а) отличие формы допредельной продольной отраженной волны, а также обменной отраженной от формы прямой волны Р; б) большая длительность колебаний отраженных волн по сравнению с волной Р и ее уменьшение с удалением от пункта взрыва; в) изменения формы допредельных отраженных волн с расстоянием; г) зависимость графиков амплитуд продольных и обменных отраженных волн от частоты. Перечисленные признаки (в частности, последний) могут быть выражены слабо и поэтому для определения строения области М целесообразно использовать их совокупность.

В классе тонкослоистых моделей признаком тонких переходных слоев помимо указанных выше является слабая интенсивность допредельных отражений по сравнению с запредельными. Зависимость интенсивности отраженных волн от частоты при небольшой дифференциации скоростей в области М выражена незначительно.

Признаками сочетания тонкого переходного слоя со скачком скорости являются слабая начальная часть записи отраженной волны, возрастание интенсивности в ее последующей части, сближение по мере удаления от источника и последовательное исчезновение осей синфазности, аналогичное наблюдающемуся в зонах выклинивания.

Для выяснения вопроса о тонкослоистой структуре области М целесообразна постановка специальных экспериментов по регистрации допредельных продольных, а также обменных отраженных волн с аппаратурой, настроенной на различные диапазоны частот.

## ПОСТРОЕНИЕ ТОНКОСЛОИСТЫХ МОДЕЛЕЙ ГРАНИЦЫ М

Сейсмические свойства области перехода от коры к мантии (сейсмическая граница М) различны в разных регионах, что отчетливо выявляется при регистрации докритических отраженных волн.

Отраженные от границы М волны  $P_{отр}^M$  в разных районах имеют существенно различный характер. Чаще всего при работах ГСЗ волна  $P_{отр}^M$  прослеживается в диапазоне расстояний 70—150 км [54 и др.]. В отдельных случаях четкая докритическая волна  $P_{отр}^M$  регистрируется без каких бы то ни было специальных мер при работах по КМПВ [66, 87]. Очень редко при работах ГСЗ эта волна прослеживается почти от пункта взрыва до расстояний  $R \approx 200$  км [42] как устойчивая четкая волна или группа волн, несколько изменяющая свой характер по мере удаления от пункта взрыва. В некоторых районах были поставлены специальные работы по выделению докритических отражений. В ряде случаев, несмотря на применение различных методических приемов (варьирование величин зарядов, группирование взрывов и большого количества приборов), докритические волны  $P_{отр}^M$  выделить не удается. Иногда этому мешают различные волновые помехи, для подавления которых примененные средства оказались недостаточными. В некоторых районах докритические волны  $P_{отр}^M$  не выделяются на записях даже при отсутствии видимых помех. Иногда даже на близких площадях характер волны  $P_{отр}^M$  различен. Так, в Западном Узбекистане [40] при проведении специальных работ в двух близко расположенных районах доминирующей в одном из них оказалась волна  $P_{2отр}^*$  от границы, расположенной в коре выше границы М. Интенсивность волны  $P_{отр}^M$  оказалась близкой к интенсивности фона и ее практически не удалось выделить на записи. В соседнем районе волна  $P_{отр}^M$  четко выделялась на записи, и ее интенсивность была соизмеримой с интенсивностью волны  $P_{2отр}^*$ .

В данном разделе сделана попытка количественной оценки структуры области М, основанная на использовании экспериментальных данных и проведении теоретических расчетов для тонкослоистых моделей среды. Рассмотрены данные для двух районов Советского Союза [39, 41, 70, 116, 123, 138].

### § 1. Построение сейсмической модели границы М по данным, полученным на Свердловском субширотном профиле ГСЗ [15]

На Свердловском субширотном профиле ГСЗ [42] зарегистрированы очень четкие отраженные волны  $P_{отр}^M$ , которые прослеживаются в докритической и закритической областях до расстояния  $R = 190$  км. Сейсмические записи были получены типовыми станциями СС-30/60 КМПВ [83] по системе непрерывного профилирования. Использовались группирование взрывов в скважинах или неглубоких воронках и группирование трех сейсмоприемников СПЭН на канал. Максимальная длина годографа —

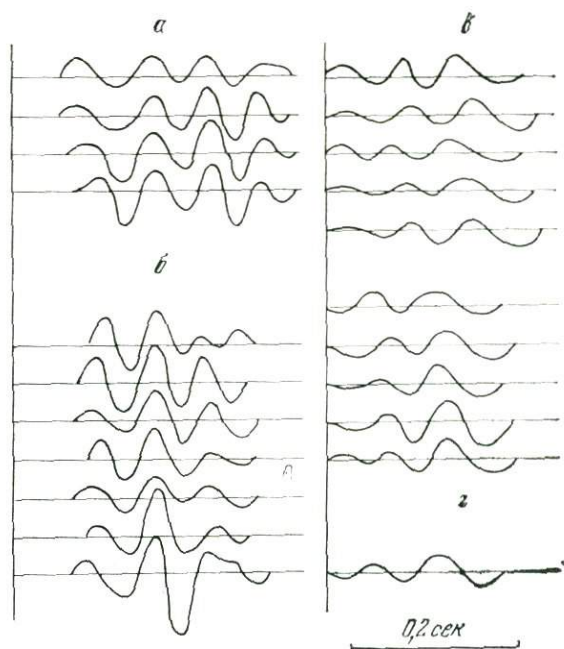


Рис. 69. Сейсмограммы отраженной волны  $P_{отр}^M$ , полученные на расстояниях  $R = 1,0 \div 1,5$  км (а) и  $R = 14 \div 15$  км (б), сейсмограммы рефрагированной волны  $R = 42 \div 43$  км (а) и результат их осреднения (б).

250—280 км. Величина заряда изменялась в зависимости от расстояния от 100—300 до 4000 кг. Осуществлялся контроль за амплитудами колебаний от взрывов различных зарядов путем их регистрации на расстоянии 1,5 км от источника. Полученные при этом данные были использованы для составления амплитудного графика, приведенного к постоянному заряду, равному 1000 кг.

Волна  $P_{отр}^M$  на интервале 0—90 км представляет собой трех-четырефазное колебание. На некоторых участках запись усложняется и становится более многофазной. Преобладающие на записях частоты равны 13—14 гц при полосе пропускания аппаратуры 9—17,5 гц. Докритическая волна  $P_{отр}^M$  характеризуется повышенной интенсивностью. Амплитуды над пунктом взрыва соизмеримы или несколько больше максимальных амплитуд в закритической области.

Анализируя свойства докритической волны  $P_{отр}^M$ , авторы статьи [42] высказали предположение о том, что в этом районе область перехода от коры к мантии представляет собой пачку тонких слоев с повышенными и пониженными скоростями.

**Использованные экспериментальные данные.** Для анализа структуры области границы М в качестве исходных данных были выбраны четыре записи волны  $P_{отр}^M$  из одного и того же пункта взрыва («ПВ Кама»), полученные на расстояниях  $R = 1,0 \div 1,5$  км от источника (рис. 69, а) и семи записей на расстояниях  $R = 14 \div 15$  км (рис. 69, б). Для определения импульса, падающего на отражающую границу, была использована запись первой рефрагированной волны, которая в среде без затухания практически повторяет форму падающего импульса (см. главу 10, а также [3, 16 и др.]). К сожалению, записи рефрагированной волны на расстояниях  $R = 1 \div 14$  км, где были получены четкие докритические волны  $P_{отр}^M$ , нечитаемы из-за больших амплитуд. Поэтому пришлось использовать записи рефрагированной волны  $P_{реф}$  на больших удалениях  $R = 42 \div 43$  км (рис. 69, в), опираясь на известные экспериментальные и расчетные данные о практической неизменности формы рефрагированных волн с удалением

<sup>1</sup> Здесь рефрагированная волна  $P_{1234321}$  в трехслойной коре обозначается более кратко:  $P_{реф}$ .

от источника в идеально упругой среде [16]. На рис. 69, *з* показана также осредненная запись волны  $P_{\text{реф}}$ , полученная путем осреднения 10 исходных записей.

**Определение амплитудной спектральной характеристики среды для волны  $P_{\text{реф}}$ .** Выбранные записи волны  $P_{\text{отр}}^M$  и осредненная запись  $P_{\text{реф}}$  были оцифрованы и по ним определены амплитудные спектры (рис. 70). Если бы в среде не было поглощения, то ее амплитудная спектральная характеристика для волны  $P_{\text{отр}}^M$  с точностью до постоянного множителя равнялась бы отношению амплитудных спектров отраженной и рефрагированной волн (рис. 70, кривая 3). В реальной среде имеется поглощение, причем оно может быть различным на пути рефрагированной и отраженной волн. В этом случае спектральная характеристика среды имеет вид (рис. 70, кривая 5)

$$\eta(f) = \frac{S_{\text{отр}}}{S_{\text{реф}}} e^{(\vartheta_{\text{отр}} t_{\text{отр}} - \vartheta_{\text{реф}} t_{\text{реф}})f}, \quad (11.1)$$

где  $S_{\text{отр}}$  и  $S_{\text{реф}}$  — амплитудные спектры рассматриваемых волн,  $t_{\text{отр}}$  и  $t_{\text{реф}}$  — времена их прихода на выбранных расстояниях,  $\vartheta_{\text{отр}} = \text{const}$  и  $\vartheta_{\text{реф}} = \text{const}$  — декременты поглощения в средах, в которых распространяется каждая из волн.

Путем осреднения отношений спектров  $S_{\text{отр}}/S_{\text{реф}}$  для выбранных 11 записей  $P_{\text{отр}}^M$  найдена осредненная спектральная характеристика среды без учета поглощения (рис. 71, кривая 1) с доверительными интервалами на 5%-ном уровне значимости. В эту осредненную характеристику вводилась коррекция за поглощение (рис. 71, кривые 2—4) при различных значениях  $\vartheta_{\text{отр}}$  и  $\vartheta_{\text{реф}}$ . Опираясь на данные из работ [17, 89, 99, 115] для рефрагированных волн, распространяющихся в самой верхней части коры, принято  $\vartheta_{\text{реф}} = 0,03$ , что соответствует значению добротности  $Q = \pi/\vartheta \approx$

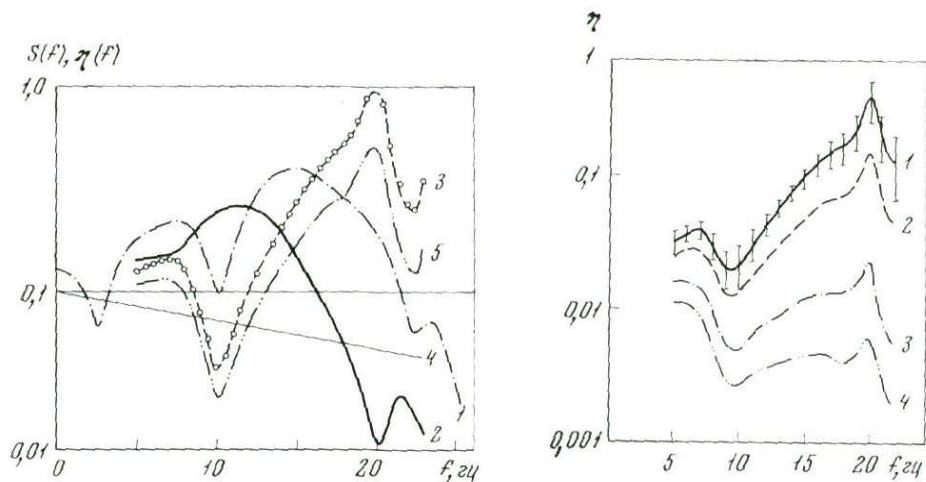


Рис. 70. Определение амплитудной спектральной характеристики среды по спектрам отраженной и рефрагированной волн

1 — спектр отраженной волны для импульса, показанного на рис. 69, *а* (вторая трасса сверху); 2 — спектр осредненного импульса рефрагированной волны (рис. 69, *з*); 3 — спектральная характеристика среды без учета поглощения; 4 — спектральная характеристика поглощения ( $\vartheta_{\text{отр}} t_{\text{отр}} - \vartheta_{\text{реф}} t_{\text{реф}}$ ); 5 — спектральная характеристика среды с учетом поглощения

Рис. 71. Результаты определения осредненных амплитудных спектральных характеристик для идеально упругой (1) и поглощающей (2—4) среды

Параметры поглощающей среды:  $\vartheta_{\text{реф}} = 0,03$ ,  $Q_{\text{реф}} \approx 100$  (варианты 2—4);  $\vartheta_{\text{отр}} = 0,016$ ,  $Q_{\text{отр}} = 200$  (2);  $\vartheta_{\text{отр}} = 0,008$ ,  $Q_{\text{отр}} = 400$  (3);  $\vartheta_{\text{отр}} = 0,0032$ ,  $Q_{\text{отр}} \approx 400$  (4)

Вертикальные черточки — доверительные интервалы для варианта 1 при 5%-ном уровне значимости

$\approx 100$ . Для отраженных волн приняты значения  $\Phi_{отр}$  от 0,0032 до 0,016 ( $Q_{отр}$  от 1000 до 200). Экспериментальная спектральная характеристика среды имеет форму, типичную для тонкослоистых моделей среды с основными максимумами на частотах 6 и 20 *гц*. Эти максимумы выделены за пределами столообразной части частотной характеристики аппаратуры. Возможно, что при несколько более широкой полосе пропускания сейсмического канала они были бы еще выразительнее.

Соотношение амплитуд различных максимумов спектральной характеристики существенно зависит от выбора параметров поглощения. Полученная спектральная характеристика используется ниже для построения модели области М.

Как известно, обратная задача интерпретации сейсмических материалов решается неоднозначно. В данном случае для ее решения построено 12 различных вариантов модели тонкослоистой пачки М. Для них проведены теоретические расчеты отраженных волн и полученные результаты сопоставлены с экспериментальными. Предпочтение отдано модели, для которой расчетные волновые характеристики наиболее близки к экспериментальным.

**Модели пачки М.** По форме амплитудной спектральной среды (см. рис. 71) приближенно оценивалась суммарная мощность отражающей тонкослоистой пачки и минимальная мощность входящих в нее слоев.

Для определения суммарной мощности  $h$  пачки использована формула для определения мощности однородного тонкого слоя (см. (ф-лу (8,9))

$$h = V/2\Delta f, \quad (11.2)$$

где  $V$  — скорость в слое, а  $\Delta f$  — разность частот для одноименных экстремумов характеристик.

Формула (11.2), как следует из § 2 главы 8, во многих случаях позволяет приближенно оценить суммарную мощность неоднородных пачек. При средней скорости в пачке  $\bar{V} = 7,0 \div 7,5$  км/сек получено приближенное значение  $h = 500 \div 535$  м.

Для ориентировочной оценки минимальной мощности слоев, составляющих пачку, использована формула для расчета мощности отдельного тонкого слоя в периодической пачке (§ 3 глава 8)

$$l_c = \bar{V}/4f_{\max}, \quad (11.3)$$

где  $f_{\max}$  — частота максимума спектральной характеристики. Полученное значение  $l_c = 85$  м.

Интерференционный характер записи отраженных волн и сложная форма спектральной характеристики среды (см. рис. 71) заставляют предполагать, что внутри пачки возможно существование слоев, достаточно сильно различающихся по скоростям. Полагая, что над пачкой скорость  $V_p = 6,8$  км/сек, под пачкой  $V_p = 8,1$  км/сек, и задавая физически возможными значениями скоростей внутри пачки  $V_p = 6,6 \div 7,9$  км/сек, мощностями отдельных слоев преимущественно  $l > l_c$  и суммарной мощностью  $h = 500 \div 550$  м, построим различные модели области М. Отдельные примеры построенных моделей показаны на рис. 72, б.

**Падающий импульс.** Для проведения расчетов сейсмограмм волн различных типов необходимо задать форму падающего импульса. В качестве падающего импульса взят осредненный импульс рефрагированной волны (см. рис. 69, 70), в который введена обратная фильтрация, компенсирующая влияние поглощения на пути распространения волны (см. рис. 74, б). Амплитудная  $\theta(f, R)$  и фазовая  $\chi(f, R)$  характеристики поглощения при независимости от частоты декремента поглощения  $\vartheta$  и добротности  $Q$  имеют вид [11]

$$\theta(f, R) = e^{-\vartheta/f}, \quad (11.4)$$

$$\chi(f, R) = -(2\vartheta/f/\pi) \ln(f_c/f),$$

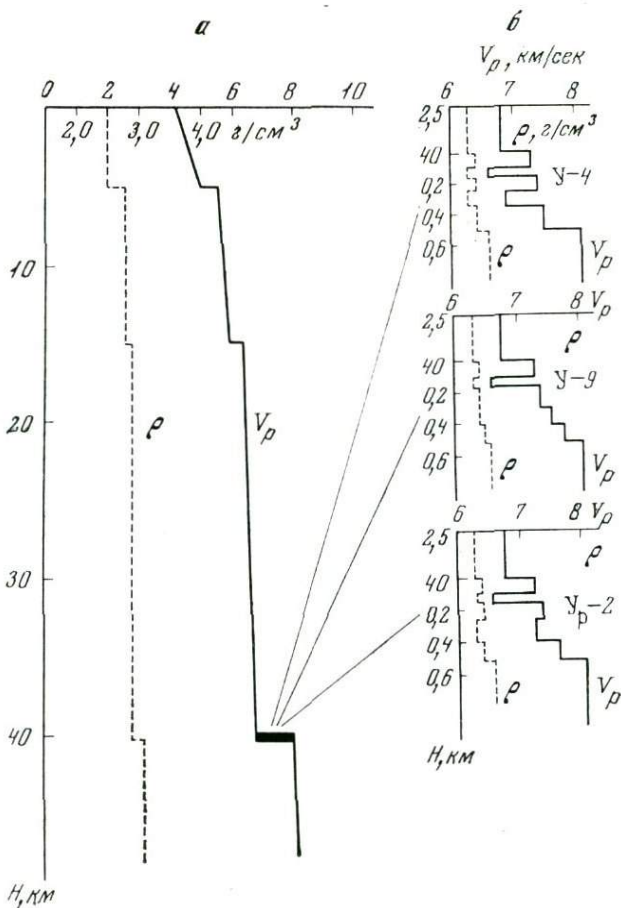


Рис. 72. Разрез земной коры (а), принятый при расчетах, и примеры возможных моделей тонкослойной пачки для области М (б)

где  $t$  — время прихода волны на рассматриваемом расстоянии  $R$ ,  $f$  — текущая частота, в  $f_h$  — фиксированная частота внутри рассматриваемого частотного диапазона.

Для введения обратной фильтрации, компенсирующей влияние поглощения в среде, нужно в формулах (11.4) принять  $t$  равным по абсолютной величине времени прихода рефрагированной волны на заданном расстоянии  $R$  и имеющим отрицательный знак. При расчетах принято  $t = 8,5$  сек, что соответствует времени прихода волны  $P_{\text{реф}}$  на расстоянии 42 км, и  $\theta = 0,03$ . Обратная фильтрация осуществлялась по программе «Поглощение» [74] для машины БЭСМ-4, составленной по алгоритму [87].

### Теоретические расчеты и их сравнение с экспериментальными данными

**Методика расчетов.** Расчеты проводились в два этапа. На первом этапе для различных тонкослойных моделей области М по программе СПЮТ [74] рассчитывались спектральные характеристики и форма отраженной волны при падающем импульсе, показанном на рис. 74, б. В полученную форму отраженной волны вводилась коррекция за поглощение при различных значениях декремента  $\theta = 0,004 \div 0,02$  в среде, покрывающей отражающую границу, и при времени пробега отраженной волны  $t = 13,5$  сек.

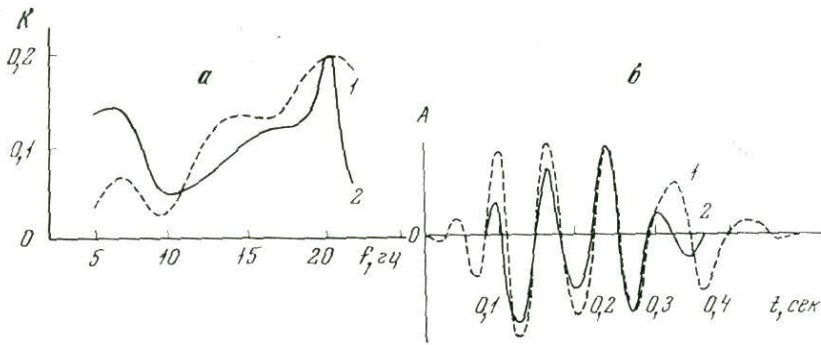


Рис. 73. Сравнение расчетных (1) и экспериментальных (2) сейсмограмм (а) и амплитудных спектральных характеристик (б) при расстоянии  $R \sim 1$  км от источника;  $Q \approx 400$

Выбрана модель Ур-2 (рис. 72, б) для которой амплитудная спектральная характеристика и форма записи отраженной волны при наиболее вероятных значениях  $\Phi = 0,008 \div 0,016$  ( $Q = 400 \div 200$ ) качественно близки к наблюдаемым (рис. 73). Добиваться дальнейшего улучшения количественной сопоставимости расчетных и экспериментальных данных целесообразно, поскольку из-за неполноты исходных экспериментальных данных при проведении расчетов приходилось вводить ряд допущений и ограничений. После выбора модели пачки области перехода границы М был выбран разрез земной коры (рис. 72, а), включающий эту тонкослоистую пачку и покрывающие ее толстые градиентные слои. Времена пробега, рассчитанные для этой модели, отличаются от наблюдаемых не более чем на 0,4 сек.

Второй этап теоретических расчетов включал вычисления сейсмограмм отраженных волн для построенной модели земной коры при различных удалениях  $R$  от источника (рис. 74, в). Расчеты проводились по программе «Волновые характеристики» [74] в предположении, что среда идеально упругая и имеющая стабильную структуру во всем диапазоне рассматриваемых расстояний. Падающий импульс при всех расстояниях также считался постоянным. В результаты расчетов введена коррекция за поглощение по программе, описанной в [74] при двух различных значениях средней добротности  $Q$  на пути распространения отраженной волны  $Q = 400$  (рис. 74, з) и  $Q = 200$  (рис. 74, д). По полученным сейсмограммам построены графики изменения с расстоянием амплитуд различных фаз отраженной волны  $P_{отр}^M$ , которые сопоставлены с наблюдаемым графиком амплитуд (рис. 75).

Предположения о выдержанности разреза и падающего импульса вдоль профиля, конечно, не являются строгими. Однако в известной степени они подкрепляются качественным

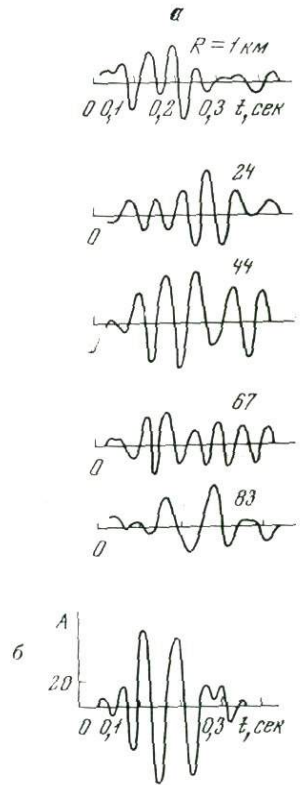
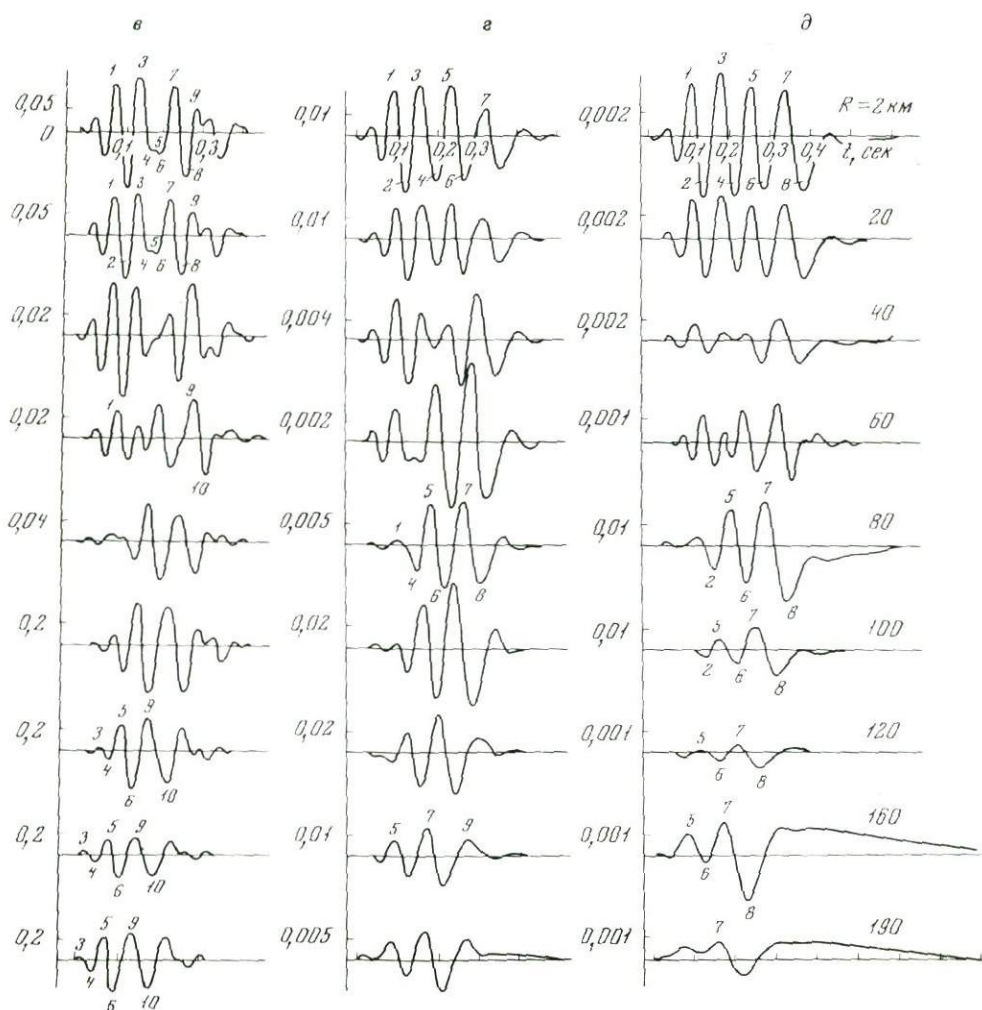


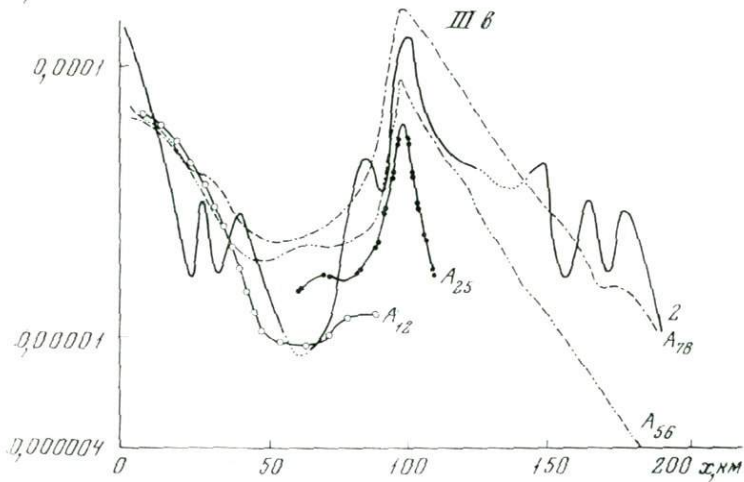
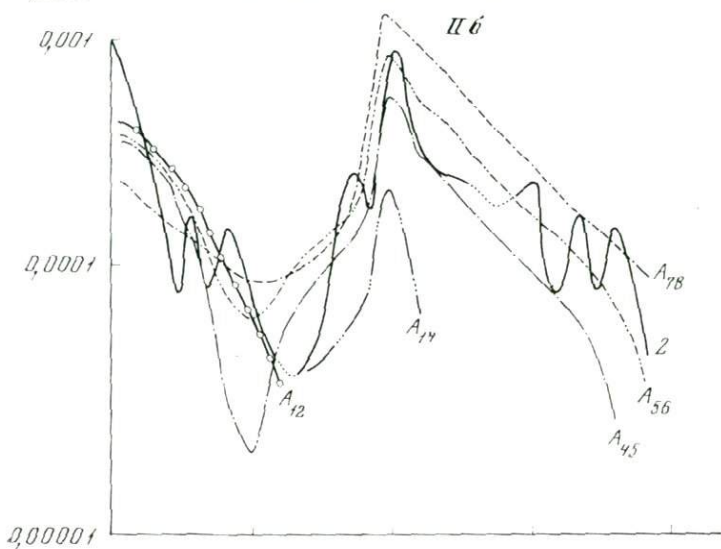
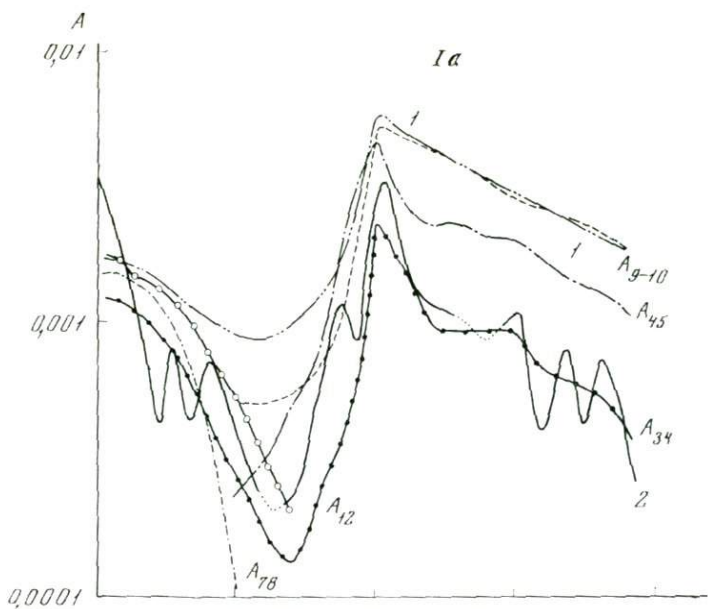
Рис. 74. Экспериментальные сейсмические записи для расстояний  $R = 1-83$  (км) (а) и теоретические сейсмограммы отраженных волн, рассчитанные для модели Ур-2 (см. рис. 72) при падающем импульсе (б) для идеально упругой среды (в) и для поглощающей среды с  $Q_{отр} \approx 400$  (з) и  $Q_{отр} \approx 200$  (д)

сходством экспериментальных записей, полученных на расстояниях  $R \leq 83$  км (см. рис. 74, а) с расчетными при  $Q = 400$  (см. рис. 74, з).

**Результаты расчетов для идеально упругой среды.** Теоретические сейсмограммы (см. рис. 74, в) отраженной волны на близких расстояниях  $R$  представляют собой интерференционную группу, состоящую из двух достаточно разрешенных волн. С увеличением расстояния в докритической области ( $R < 100$  км) форма записи группы отраженных волн из-за интерференционных явлений в пачке изменяется. Особенно сильные изменения происходят в интервале расстояний  $R = 40 \div 80$  км. Происходит отчетливая перекачка энергии в область последующих фаз колебаний и затухание начальных фаз с расстоянием, четко отмечающееся на графиках амплитуд (см. рис. 75). На сейсмограммах только одну фазу  $A_{34}$  можно непрерывно проследить во всем диапазоне расстояний, причем при  $R \geq 90$  км из-за затухания начальных фаз волны последующая фаза  $A_{34}$  выглядит на записи как первая. С интерференцией волн внутри пачки связано также наличие глубокого минимума на амплитудном графике для фазы  $A_{34}$ ; для толстослойной модели среды (рис. 75, а, кривая I) минимум амплитуд выражен значительно слабее.



При расстояниях  $R > 80$  км форма записи меняется мало. Переход в закритическую область ( $R = 100$  км) происходит без заметных изменений формы. В закритической области происходят лишь слабые



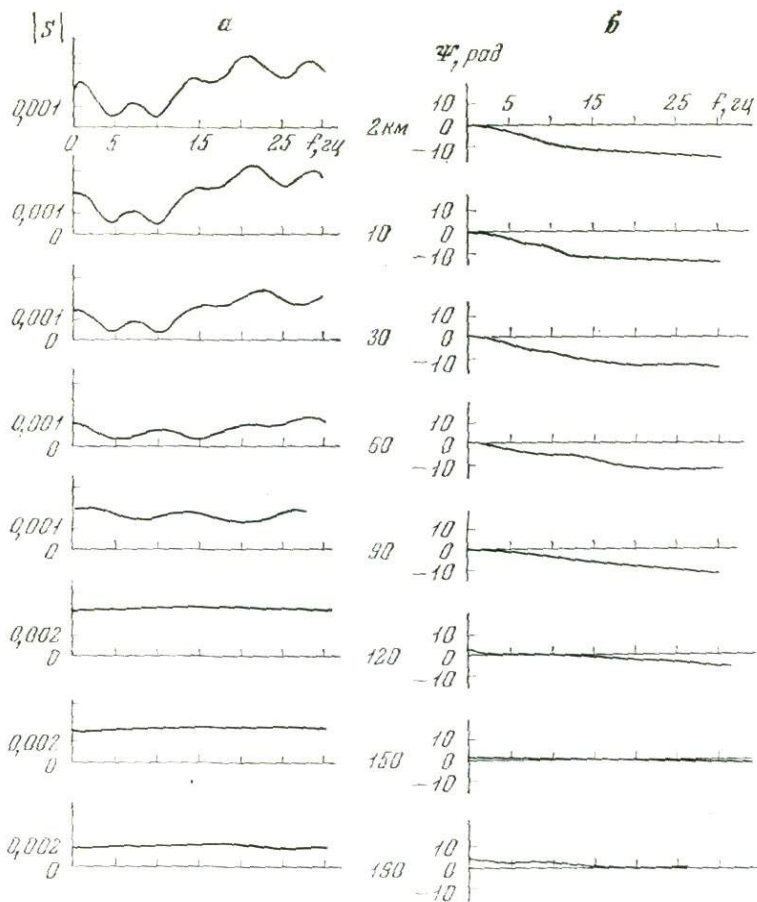


Рис. 76. Амплитудные (а) и фазовые (б) спектральные характеристики среды для волны  $P_{отр}^M$  (идеально упругая среда)

изменения соотношений амплитуд различных фаз без существенных изменений формы записи. Практически в закритической области различные фазы могут быть непрерывно прослежены вдоль профиля. При максимальных удалениях от источника форма записи приближается к форме падающего импульса с обращенной фазой.

Отмеченные особенности формы записи хорошо коррелируются со спектральными характеристиками среды для отраженных волн (рис. 76). В докритической области форма амплитудных спектральных характеристик заметно изменяется с расстоянием, а фазовые характеристики несколько отличаются от прямолинейных. В закритической области амплитудные характеристики утрачивают колебательный характер и практически не зависят от частоты. Фазовые характеристики близки к прямолинейным и отсекают на оси  $\psi$  отрезки, медленно изменяющиеся с расстоянием. На

Рис. 75. Графики амплитуд различных фаз  $A_i, i+1$  волны  $P_{отр}^M$ , построенные по теоретическим сейсмограммам (рис. 74) для идеально упругой (а) и поглощающей среды с  $Q_{отр} \approx 400$  (б) и  $Q_{отр} \approx 200$  (в)

1 — расчет по программе [18] для толстосленстой модели среды; 2 — экспериментальный амплитудный график из работы [42]

Обозначения номеров  $i$  экстремумов показаны на рис. 74 цифрами

больших удалениях отрезок на оси  $\psi$  приближается к  $\pi$ , что и определяет обращение фазы отраженной волны по отношению к падающему импульсу.

**Результаты расчетов для поглощающей среды.** Поглощение в среде помимо уменьшения амплитуд и преобладающих частот волны влияет также на разрешенность волн в группе. Вместо двух разрешенных волн в этом случае отражение представляет собой одно неразрешенное колебание. При меньшем декременте поглощения  $\vartheta = 0,008$  ( $Q = 400$ ) (см. рис. 74, *г*) все же сохраняется сходство рисунка записи с рассчитанной для идеально упругой среды. При большем декременте поглощения  $\vartheta = 0,016$  ( $Q = 200$ ) (рис. 74, *д*) сходство утрачивается, так как возрастает интенсивность хвостовых низкочастотных фаз. При больших удалениях от источника ( $R > 70$  км) из-за аномальной дисперсии фазовых скоростей в поглощающей среде в хвостовой части записи формируются еще более низкочастотные длительные колебания. В целом поглощение в среде обуславливает упрощение формы записи; группы  $P_{отр}^M$ , уменьшение числа фаз по сравнению с идеально упругой средой и увеличение числа фаз, непрерывно прослеживающихся на больших интервалах профиля (см. рис. 75).

Главная особенность графиков амплитуд, отмеченная для идеально упругой среды, — затухание начальных фаз в докритической области — остается справедливой и для поглощающей среды.

Отношение амплитуд первого максимума  $A_{1max}$  (вблизи источника) и второго  $A_{2max}$  в критической области существенно различно для разных фаз колебаний. Так, при  $Q = 400$  для фаз  $A_{12}$  и  $A_{11}$ , которые можно непрерывно коррелировать друг с другом вдоль профиля,  $A_{1max}/A_{2max} = 1,8$ , для фазы  $A_{45} = 0,7$ , для  $A_{56} = 0,5$ , для  $A_{67} = 0,3$ . Уменьшение отношения максимальных амплитуд при переходе на более поздние фазы волны связано с отмеченной ранее перекачкой энергии в область более поздних фаз с увеличением расстояния от источника.

**Сравнение наблюдаемого амплитудного графика с расчетными.** Из сравнения расчетных графиков амплитуд различных фаз волны  $P_{отр}^M$  с наблюдаемыми (рис. 75, кривая 2) видно их сходство для диапазона расстояний  $R = 30 \div 190$  км. На расчетных и экспериментальных графиках отмечается четкий минимум амплитуд; отношение амплитуд максимума  $A_{2max}$  в критической области к амплитуде минимума  $A_{min}$  составляет по экспериментальным данным  $\approx 15$ , а по расчетным 19 (идеально упругая среда) и 21 (поглощающая среда,  $Q \approx 400$ ). Отметим, что в толстослойной идеально упругой модели среды это отношение составляет только 6,5 (рис. 75, кривая 1).

Отношение амплитуд  $A_{1max}/A_{2max}$  на экспериментальном графике равно  $\approx 1,0$ , в то время как на расчетных оно составляет  $\approx 0,5$ . Вблизи источника амплитуды по экспериментальным данным убывают с расстоянием сильнее, чем по расчетным, и на  $R \geq 30$  км ход экспериментальных и расчетных графиков сближается.

Следует подчеркнуть, что экспериментальные графики в диапазоне расстояний  $R < 30$  км и  $R > 30$  км строились по данным, полученным при существенно разных зарядах [42]. При построении экспериментального графика амплитуд волны  $P_{отр}^M$  контролировались различия в амплитудах при взрывах разных зарядов, но не учитывались различия в спектральном составе возбуждаемых волн. Расчетные же графики амплитуд получены в предположении постоянства формы падающего импульса, и, следовательно, сопоставление не может претендовать на строгость. Наконец, при расчетах предполагалось, что структура отражающей пачки стабильна вдоль профиля, а более правдоподобно, что пачка может изменяться вдоль профиля и имеет не детерминированную, а случайную структуру [18, 41].

Сопоставление хода наблюдаемого и расчетных графиков в закритической области показывает, что расчетный график для поглощающей среды

с  $Q = 200$  сильно отличается от наблюдаемого, в то время как графики для идеально упругой среды и для поглощающей с  $Q = 400$  достаточно близки к нему. Учитывая, что в закритической области ход амплитудного графика практически не зависит от структуры области М, и поскольку заряды в этой области расстояний почти неизменны, можно считать, что добротность  $Q$  в коре в данном регионе не менее 400.

Отметим, что аналогичные изменения формы записи и амплитуд волн с расстоянием в идеально упругой и поглощающей средах получены при двух других формах падающего импульса, использованных ранее в работе [16].

Следовательно, на примере изучения записей Свердловского профиля ГСЗ показано, что использование экспериментальных данных по регистрации докритических отражений и теоретических расчетов позволяет построить тонкослоистую модель области М, сейсмические характеристики которой удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми данными. Предположение о тонкослоистой структуре области М в данном районе высказано в работе [42].

Для дальнейшего улучшения сопоставимости наблюдаемых и расчетных данных и соответственно для построения более точных моделей области М необходимо в первую очередь совершенствовать методику получения исходных экспериментальных данных. Записи  $P_{\text{реф}}$  и  $P_{\text{отр}}^M$ , используемые для определения спектральных характеристик среды, должны быть получены при одном и том же взрыве. Пары записей  $P_{\text{реф}}$  и  $P_{\text{отр}}^M$  необходимо получать при различных расстояниях от источника, что даст возможность установить, стабильна или изменчива структура области М вдоль профиля. В настоящее время, когда в практике работ по ГСЗ широко используется магнитная запись, эти условия легко выполнимы. В то же время получение таких данных открывает большие возможности изучения тонкой структуры области М в различных регионах.

## § 2. Сейсмическая модель границы М в районе Украинского щита<sup>1</sup>

Глубинные сейсмические исследования земной коры и верхней мантии, проведенные по детальным системам непрерывного профилирования во многих районах Советского Союза, показали крайнюю сложность и изменчивость динамических характеристик отраженных волн от глубинных границ в коре. Так, отражения от границы М ( $P_{\text{отр}}^M$ ) при довольно простой кинематике имеют часто многофазный интерференционный характер записи с резко изменяющейся по профилю интенсивностью отдельных фаз и всей группы и значительно различающимися амплитудными графиками [12, 16, 40, 41, 54, 69]. Эти особенности дали основание многим авторам представлять границу кора—мантия не только в виде границы первого порядка с единичным скачкообразным изменением акустических свойств, но в ряде случаев в виде сложной переходной зоны, изменчивой по вертикали и горизонтали [12, 18, 74, 123]. Для некоторых регионов удалось уже предложить количественно обоснованные модели этой зоны (области М), довольно полно объясняющие все детали динамики регистрируемых волн, их спектральные характеристики, вплоть до формы записи отражений на различных удалениях от источника (см. предыдущий параграф). Но в других регионах встречены такие особенности группы  $P_{\text{отр}}^M$ , которые трудно объяснить пока даже с позиций очень сложных моделей. Например, для многих платформенных областей, в частности для Украины, являются типичными высокая интенсивность отраженных от

<sup>1</sup> Работа выполнена совместно И. С. Берзон и Н. И. Павленковой, текст подготовлен Н. И. Павленковой.

границы кора—мантия волн не в закритической (как это должно быть в соответствии с теоретическими представлениями для случая границы первого порядка), а в докритической области — за 20—30 км до критической точки, значительно более узкий и высокочастотный спектр и большая амплитуда по сравнению с первыми волнами.

В настоящем параграфе делается попытка объяснить эти необычные особенности отраженных от границы М волн тонкой слоистостью переходной зоны кора—мантия с определенным соотношением между мощностью отдельных слоев и частотным составом регистрируемых колебаний. Основным методом решения этой задачи являлось математическое моделирование волновых полей, формирующихся в сложных средах, и сопоставление их с экспериментальным материалом ГСЗ, полученным на Украине.

**Характеристика экспериментального материала.** Для исследований использовали записи, полученные Институтом геофизики АН УССР в пределах Украинского щита сейсмическими станциями «Поиск-48-КМ11В» с сейсмоприемниками НС-3. Автоматическая регулировка амплитуд на записях не применялась. Полоса пропускания аппаратуры по частоте от 5 до 30 *гц*. Взрывы производили в скважинах глубиной 20—30 м, регистрация осуществлялась на двух компонентах: горизонтальной *x*, ориентированной вдоль профиля, и вертикальной *z*. Наблюдения проводили по методике непрерывного профилирования, начиная от пункта взрыва до 180—220 км.

Отраженные от границы волны  $P_{отр}^M$  начинают проследиваться в исследованном районе в виде интенсивной группы колебаний с расстояний от пункта взрыва  $R = 70—80$  км. Кажущиеся скорости этих волн 9—10 км/сек. По данным преломленных волн установлено, что эта группа соответствует поверхности мантии с нормальными для нее скоростями (7,8—8,2 км/сек), а ее высокие кажущиеся скорости в начальной области регистрации с достаточной очевидностью свидетельствуют, что это докритическая область для волн  $P_{отр}^M$ .

В обобщенном виде главные особенности динамики волн  $P_{отр}^M$  в пределах Украинского щита можно сформулировать следующим образом [68].

1. Вблизи пункта взрыва на расстояниях от 0 до 60—70 км, где в случае сильной границы первого порядка должен наблюдаться некоторый максимум амплитуд, отраженные волны обычно не регистрируются из-за их малой интенсивности.

2. Не всегда наблюдается максимум амплитуд и в закритической области. Во многих случаях наибольшей интенсивностью обладают отраженные волны в докритической области, где, по данным расчетов для ряда моделей (глава 10 и § 1 главы 11), должен быть минимум амплитуд (рис. 77).

3. Интенсивность отражений от границы М относительно прямых (рефрагированных в коре) волн  $P_{реф}$  во много раз превышает возможную интенсивность отраженных волн  $P_{отр}^M$  от границы первого рода, даже если принять коэффициент отражения равным единице (рис. 77, а).

4. Волны  $P_{отр}^M$  имеют более узкий и высокочастотный спектр, чем рефрагированные в коре.

5. Интенсивность обменных отраженных волн типа  $P_{отр}^M S$  или  $S_{отр}^M P$  слишком мала, чтобы их можно было зарегистрировать на обычных сейсмограммах ГСЗ без привлечения специальных приемов усиления и выделения сигналов.

6. Отраженные от границы М волны имеют сложную многофазную форму записи с изменяющейся с расстоянием интенсивностью отдельных фаз.

Некоторые из этих особенностей волновой картины легко объясняются, если ввести в рассмотрение сложные сейсмические модели для зоны перехода от коры к мантии. Например, многофазная интерференционная форма записи может быть связана со сложным рельефом границы М [56],

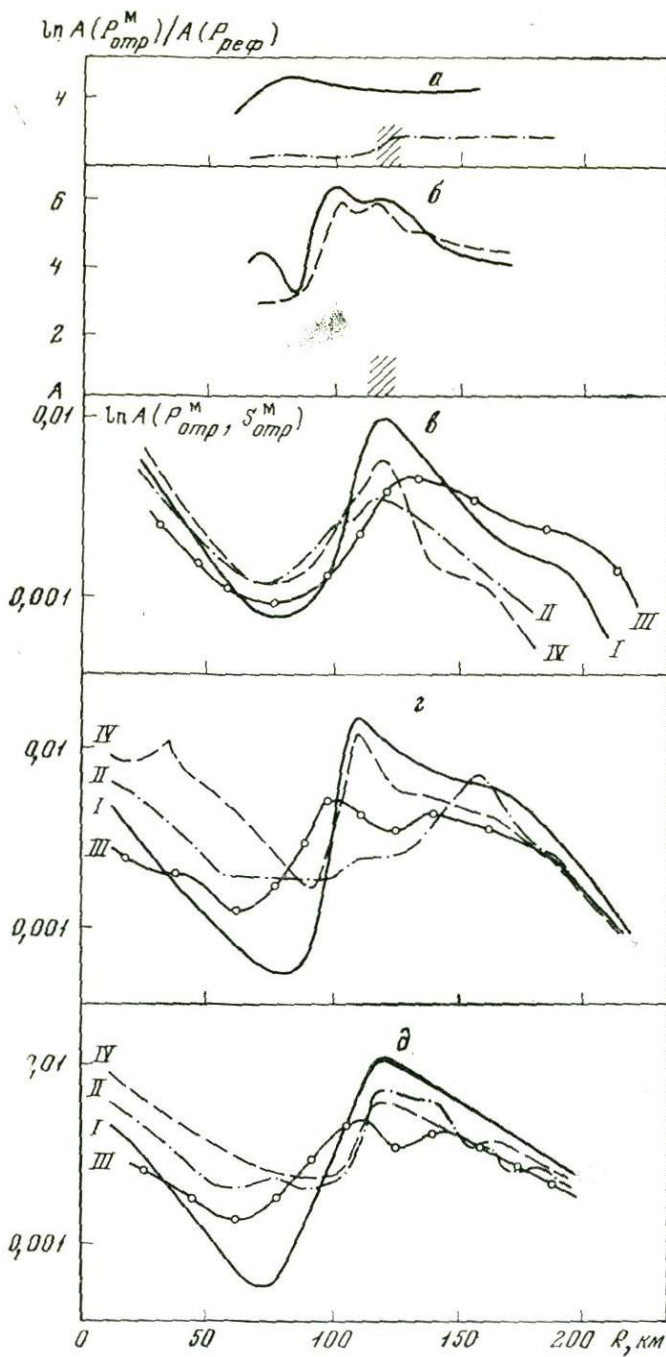


Рис. 77. Амплитудные кривые волн отраженных от границы М

а — отношение амплитуд волн  $P_{отр}^M$  и  $P_{реф}^M$ : сплошная линия — по наблюдениям на Украинском щите; пунктир с точкой — рассчитанные для модели с минимальной амплитудой рефракционированных волн и максимальной амплитудой волн, отраженных от границы М. Коэффициент отражения равен 1,0; штриховка — область критической точки; б — амплитудные кривые отраженных волн для Украинского щита: сплошная — продольные волны ( $P_{отр}^M$ ); пунктирные — поперечные ( $S_{отр}^M$ ); в — расчетные амплитудные кривые волн  $P_{отр}^M$  для модели М-7 при четырех падающих импульсах I—IV; г — то же для модели М-8; д — модели М-9.  $\ln A(P_{отр}^M, S_{отр}^M)$  относится к рис. 77, б

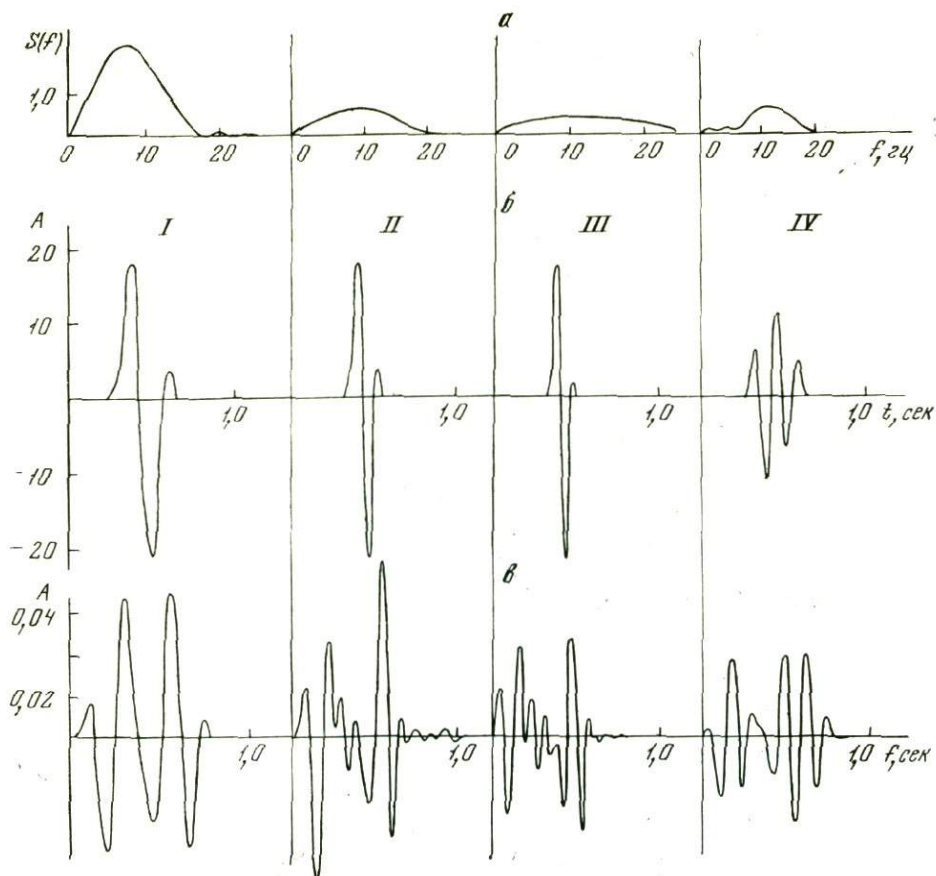


Рис. 78. Сейсмические импульсы (б), выбранные для расчетов, и их спектры (а), и форма волны  $P_{отр}^M$  (в) при отражении этих импульсов от одной и той же тонкослоистой пачки (модель М-7, рис. 79) и на одном и том же удалении от источника  $R = 20$  км

малая интенсивность обменных отраженных волн с тем, что граница представлена переходным градиентным слоем [63]. Но специфические черты наблюдаемого амплитудного графика отраженных волн  $P_{отр}^M$ , особенно наличие максимума в докритической области, значительную интенсивность и более узкий спектр этих волн относительно возбуждающих их рефрагированных волн объяснить трудно. В работах [68, 69] было сделано предположение, что подобного рода динамические особенности могут быть связаны с тонкой слоистостью переходной зоны кора—мантия и создаваться за счет интерференции волн от отдельных тонких слоев, расстояние между которыми соответствует частотному диапазону и углу падения регистрируемых волн. Это предположение подкреплялось расчетами К. Фукса [124] для тонкослоистых пачек, по которым отмечались случаи появления максимума амплитуд в докритической области для некоторых частот волн. Для проверки этого предположения и для того, чтобы решить, можно ли наблюдаемые на Украине особенности отраженных от границы М волн объяснить тонкослоистой структурой этой границы, было проведено математическое моделирование волновых полей для ряда моделей возможного строения коры Украинского щита; результаты расчетов сопоставлены с данными эксперимента. Расчеты проводились в Институте физики Земли АН СССР по программе [74].

**Теоретические расчеты и их сравнение с экспериментальными данными.** Для моделирования были выбраны в качестве падающих четыре импульса

с разными частотными спектрами и три модели коры (рис. 78, а, б, 79). Как видно из рис. 78, сейсмические импульсы различались преобладающими частотами колебаний, шириной спектра и числом фаз. Наиболее высокочастотным составом обладает импульс III ( $f_{\max} = 12$  гц), низкочастотным — импульс I (4 гц). Наибольшая ширина спектра у импульса III (7—17 гц), наименьшая — у IV (8—11 гц). Импульсы I—III представлены однофазным колебанием, IV — трехфазным.

Разница в выбранных для расчетов моделях связана с различным характером распределения скоростей в коре (рис. 79, а) или с внутренней структурой отражающих пачек (рис. 79, б). Модель М-7 характеризуется плавным нарастанием скорости внутри коры и наличием двух тонкослоистых пачек в ее низах на глубине 40 и 43 км.

Модели пачек выбраны произвольными по числу слоев и скоростей в них. Для модели М-8 при том же законе изменения скорости в коре, что и в модели М-7, мощности отдельных пропластов в переходной зоне области М одинаковы и составляют 300—600 м (см. рис. 70, б), что, согласно расчетам К. Фука, требуется для интерпретации одних и тех же фаз волн в докритической области. Модель М-9 имеет такое же строение границы М в виде периодической пачки однородных слоев, как и модель М-8, но в среднюю часть коры введен слой с пониженной скоростью, который возможен в коре Украинского щита и существование которого тоже может сместить максимум на амплитудном графике волны  $P_{\text{отр}}^M$  ближе к источнику. Кинематические характеристики всех моделей согласуются с кинематикой наблюдаемых сейсмических волн: рефрагированной в коре  $P_{\text{реф}}^K$ , отраженной от границы М  $P_{\text{отр}}^M$  и рефрагированной в мантии  $P_{\text{реф}}^M$ . Рассмотрим, какими динамическими характеристиками должны обладать эти волны для выбранных сейсмических импульсов и моделей коры.

Расчеты формы отраженной от тонкослоистой пачки волны при одинаковом расстоянии от источника (модель М-7,  $R=20$  км) показали, что различная форма падающего импульса несколько влияет на форму отраженной волны, но не существенно (см. рис. 78, в). Принципиальной разницы в форме колебаний волновой группы для импульсов II—IV не наблюдается, в них четко выделяются два вступления, соответствующие отдельным прослоям в отражающей пачке, однако динамическая выразительность второго вступления и время максимальной фазы несколько различные. Для низкочастотного импульса I вся группа отраженных волн представлена единым двухфазным колебанием. Интересно отметить, что многофазность падающего импульса (IV) не увеличивает число фаз в группе отраженных волн. Эта группа определяется в основном частотным составом колебаний.

На рис. 80 представлены трассы сейсмограмм отражений от двух пачек в низах коры модели М для импульсов I и III, наиболее различающихся по преобладающим частотам. Все трассы характеризуются сложной интерференционной многофазной записью. В докритической области вол-

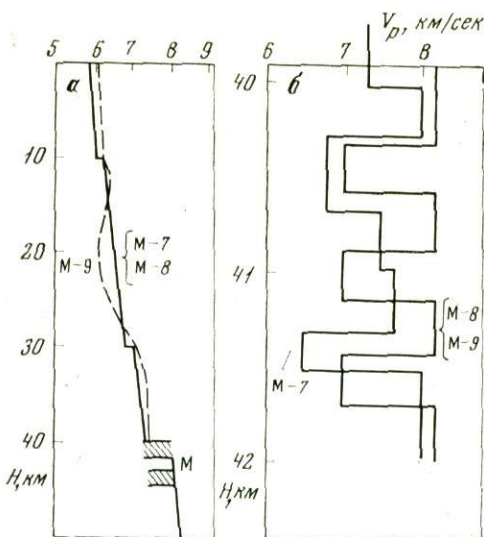


Рис. 79. Модели земной коры (а) и переходной зоны М кора — мантия (б), принятые для расчетов

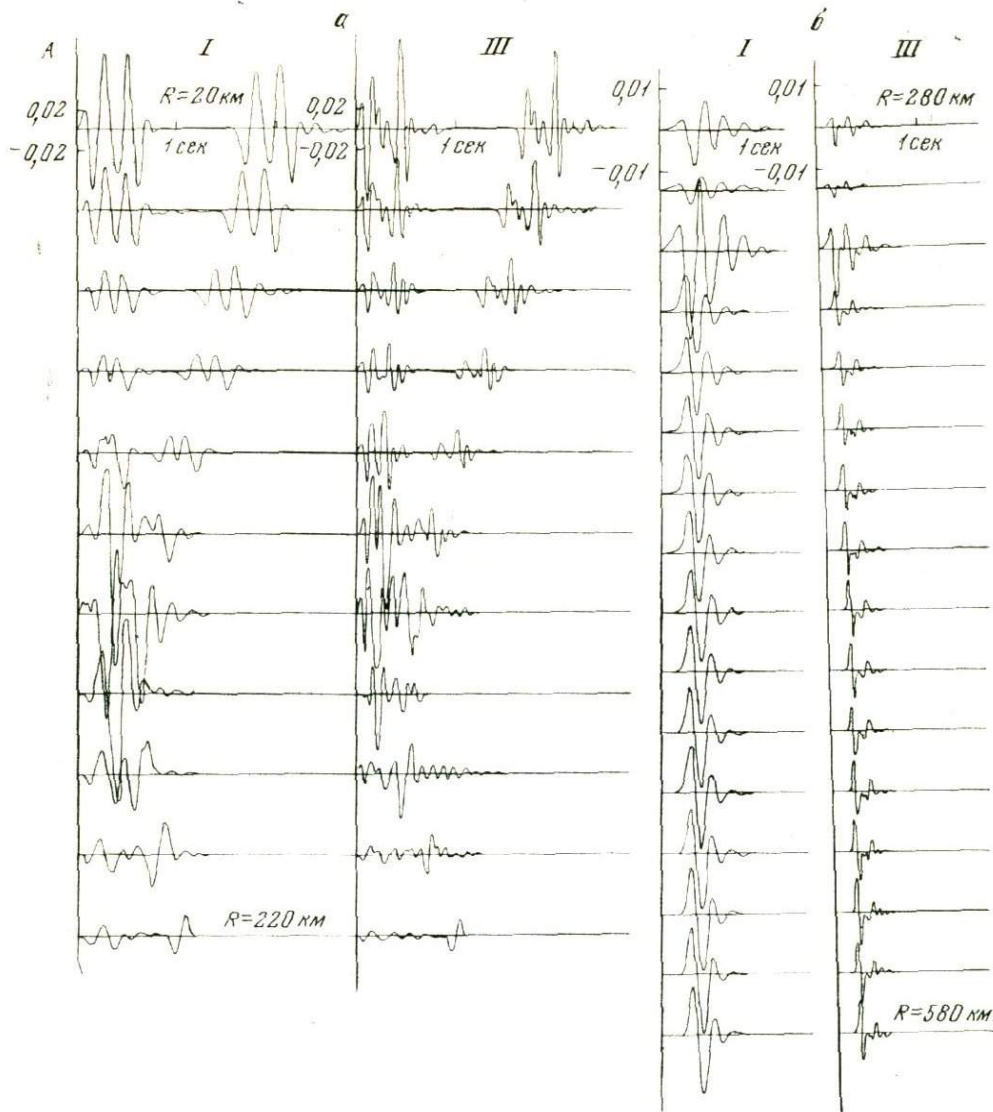


Рис. 80. Теоретические сейсмограммы отраженных ( $P_{отр}$ ) (а) и преломленных волн ( $P_{реф}$ ) (б) от двух тонкослоистых пачек модели М-7 для двух типов сейсмических импульсов (I, III)

$R$  — расстояние от источника, сейсмограммы построены через 20 км

ны от двух пачек регистрируются отдельно, они интерферируют между собой в диапазоне расстояний порядка 120 км и довольно отчетливо расходятся при  $R = 180 \div 200$  км. Каждое отражение в отдельности вне зоны интерференции записывается в виде сложных групп колебаний. Установить какие-либо четкие закономерности в изменении особенностей этих групп с удалением от источника трудно. Группы сохраняют длительность записи, в них не изменяется видимый период колебаний, уменьшаются лишь амплитуды всех фаз.

На высокой частоте (импульс III) можно проследить максимальную по амплитуде фазу от последнего пропластка в пачке. Этот вывод интересен для интерпретаторов, так как доказывает обоснованность фазовой кор-

реляции внутри сложной группы волн для выделения отдельных отражающих площадок в переходной слоистой зоне. Но для этого необходимо, чтобы отдельные волны были прослежены на расстояниях не менее 20—40 км. Более короткие импульсы, по-видимому, могут явиться случайным результатом интерференции. Для преломленной слаборефрагированной волны от границы М также получена довольно сложная форма записи, которая, однако, значительно упрощается с удалением от источника. Интересно отметить, что соотношения интенсивности отраженных и преломленных волн резко изменяются при переходе от низких частот к высоким. Если отраженные волны характеризуются одинаковой интенсивностью для всех четырех падающих импульсов, то преломленные волны от мантии значительно интенсивнее при низких частотах. Такое же явление наблюдается и на практике, переход на низкие частоты обычно улучшает условия для регистрации преломленных мантийных волн, но не всегда способствует уверенному выделению отражений от границы кора — мантия.

Приведенные теоретические сейсмограммы согласуются с многими особенностями записи наблюдаемых при ГСЗ волн от границы М, однако они не показывают видимого увеличения амплитуд отраженных волн в докритической области (для выбранных моделей критическая точка расположена на удалении  $R = 110 \div 120$  км). Для решения этого вопроса рассмотрим более детально амплитудные графики  $A(R)$  этих волн для всех рассчитывающихся импульсов (см. рис. 77, в, г, д). Графики строились для различных фаз группы (на рис. 77 представлены амплитуды только второй фазы), которые оказались наиболее близкими к средним сглаженным зависимостям для всей группы.

Сопоставление полученных кривых  $A(R)$  показывает, что они разнятся между собой по уровням отдельных максимумов и форме минимума между ними. Но общий рисунок у них одинаков и очень похож на амплитудный график отраженной волны от границы первого порядка, т. е. отмечаются оба максимума: в области, близкой к источнику, и в докритической части.

Довольно четко отмечается, что различие в кривых  $A(R)$  для различных моделей выражены менее резко, чем для разных импульсов. Так, параметры скоростных разрезов для земной коры, разные для моделей М-7 и М-8, почти не сказываются на форме амплитудных графиков отраженных от подошвы коры волн, последние не различаются и для двух моделей многослойной пачки (модель М-7 и М-8). Частотный же состав волн существенно влияет не только на форму графика  $A(R)$ , но, что очень важно в нашем случае, и на соотношение амплитуд вблизи источника в докритической и критической областях. Это особенно четко видно на примере кривых  $A(R)$ , полученных для пачек с постоянной мощностью пропластков (модели М-8 и М-9). Для них наиболее выраженный минимум в докритической области наблюдается для низкочастотного импульса, для которого изучаемая пачка слоев является по существу границей первого порядка. При увеличении частоты (импульсы II и IV) наблюдается уменьшение разности амплитуд в критической, докритической и докритической областях, хотя общий вид графика сохраняется. При еще больших частотах (импульс III), соответствующих доминирующим частотам регистрируемых на Украинском щите отраженных волн, амплитудный график имеет очень слабый максимум вблизи источника и значительный, сдвинутый несколько влево относительно других кривых, в критической области. Этот результат особенно важен, так как полученная форма амплитудного графика для импульса III наиболее близка к наблюдаемой на Украине (рис. 77, б). Это подтверждает предположение о возможности формирования интенсивных отраженных волн от слоистой пачки в докритической области при определенном соотношении мощности слоев и частот регистрируемых колебаний.

Для отражающей пачки модели М-7 наиболее близким к экспериментальному является амплитудный график для импульса П с преобладающей частотой в 7—8 *ц*. Это хорошо согласуется с относительно большей мощностью отдельных прослоев в отражающей пачке этой модели по сравнению с моделями М-8 и М-9.

Таким образом, наблюдаемые на Украине амплитудные графики отраженных волн со значительной интенсивностью в докритической области можно объяснить тонкослоистой структурой границы М. Расчетные графики  $A(R)$  для частот, доминирующих в этом регионе, хорошо соответствуют наблюдаемым. Однако поскольку форма этих графиков во многом определяется частотным составом падающего импульса и мощностью слоев в пачке, несколько искусственным выглядит требуемое предположение о довольно выдержанной для Украины средней мощности прослоев в переходной зоне кора — мантия. Она должна всюду составлять величины 300—600 м, чтобы наблюдалась почти повсеместная регистрация интенсивных отражений на удалениях 80—120 км. Правда, выдержанность частотного состава регистрируемых на Украине отраженных волн в какой-то мере подтверждает это положение. Можно представить себе, что тонкослоистая переходная зона кора—мантия играет роль частотного фильтра. На тех участках, где мощности отдельных пропластков соответствуют преобладающей частоте возбуждаемых и пропускаемых аппаратурой колебаний, регистрируются очень интенсивные (резонансные) волны, на других — они просто отсутствуют. Последнее не означает, что ухудшились отражающие свойства границы или она исчезла (появилась зона разлома), это может произойти при изменении мощности тонких прослоев области М. Отметим, что постоянно наблюдаемую на практике изменчивость амплитуд группы отраженных волн до настоящего времени обычно объясняли существованием зоны разломов или криволинейностью границы.

Отмечаемая на Украине малая интенсивность обменных отраженных волн также может быть объяснена с позиций тонкослоистого строения области М. Действительно, поперечные и обменные волны характеризуются обычно в полтора раза большими периодами по сравнению с продольными колебаниями [68], поэтому если существует благоприятное соотношение между частотами регистрируемых  $P_{отр}^M$  волн и мощностью пропластков в переходной зоне, то автоматически оно нарушает необходимое соотношение для обменных отраженных  $P_{отр}^M S$  или  $S_{отр}^M P$  волн. Раньше казалось невероятным, что при такой большой интенсивности продольных отраженных волн не удастся отметить обменные волны от той же границы. С позиций резонансных явлений в тонкослоистой пачке, напротив, значительная интенсивность волн одного частотного состава может привести к относительному понижению интенсивности всех других типов колебаний.

Но здесь появляется следующее противоречие: поперечные отраженные от границы М волны, имеющие в полтора раза большие периоды, чем продольные, часто также характеризуются довольно значительной амплитудой в докритической области (см. рис. 77); правда, это не является для них такой же закономерностью, как и для групп волн  $P_{отр}^M$ . Очевидно, нужно предположить, что возможны и другие причины этого явления. Нельзя, например, полностью отвергать модели тонкослоистой пачки с высокоскоростными пропластками, скорость в которых достигает величин в 9—10 км/сек, как бы невероятно ни было предположение о существовании таких высоких скоростей в переходной зоне кора—мантия. Тогда докритическая область для осредненной (тонкослоистой) модели коры будет являться критической для этих высокоскоростных пропластков. Это может объяснить значительную интенсивность отраженных от них волн в докритической области при обычной их кинематике (с нормальной скоростью в 7,8—8,2 км/сек для соответствующих преломленных волн).

Однако при любом предположении о скорости упругих волн в отдельных пропластках отражающей пачки в обоих случаях для объяснения наблюдаемых динамических характеристик отраженных от подошвы коры волн требуется предположение о тонкой слоистости переходной зоны кора—мантия. Это является основным выводом данной работы, объясняющим многие особенности волновой картины, полученной при глубинном сейсмическом зондировании на Украинском щите.

На основании проведенного математического моделирования отраженных и преломленных волн от подошвы земной коры, представленной в виде тонкослойной пачки, можно сделать следующие основные выводы.

1. Наблюдаемые при эксперименте динамические особенности отраженных от границы М волн: их значительная интенсивность в докритической области и по сравнению с рефрагированными волнами в коре, их сложная многофазная запись, резкая изменчивость амплитуд вдоль профиля, малая интенсивность обменных отраженных волн — могут быть объяснены тонкой слоистостью переходной зоны кора—мантия.

2. Интенсивность докритических отражений в большей мере зависит не от резкости границы, а от соотношения мощности отдельных пропластков на ней и спектрального состава волн, что затрудняет оценку по динамическим особенностям сейсмических волн региональных характеристик границ, но в то же время позволяет изучать их тонкую структуру.

3. Динамические особенности отраженных волн в основном определяются моделью отражающей тонкослойной части области М и мало зависят от модели покрывающей среды.

4. Рефрагированные (преломленные) от сложных границ волны в меньшей степени, чем отраженные, характеризуют тонкие особенности этих границ.

## ТОНКОСЛОИСТЫЕ МОДЕЛИ ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА ОТ МАНТИИ К ЯДРУ ЗЕМЛИ [19, 21, 103]

До недавнего времени наиболее распространенным являлось представление о том, что между твердой мантией и жидким ядром существует резкая граница, на которой скачком меняются скорости объемных волн и плотность. Значения скоростей объемных волн и плотности на этих глупбинах получены путем интерполяции, и точность их определения, особенно в ядре, не очень высока.

В [4, 45, 51, 52, 107, 121, 135] и других работах показана несопоставимость экспериментальных данных о динамических особенностях отраженных волн различных классов с теоретическими, полученными для некоторых простейших моделей границы мантия—внешнее ядро Земли. При расчетах предполагалось, что скачок плотности на этой границе лежит в пределах  $1 \leq \rho'/\rho \leq 2$  [65].

Вся совокупность имеющихся данных показывает, что представление границы мантия—ядро в виде границы двух полупространств: упругое и жидкое, упругое и упруго-вязкое, два упругих — дают величины коэффициентов отражения и их зависимостей от частоты, отличающиеся от наблюдаемых. По-видимому, для объяснения экспериментальных данных необходимо рассмотреть другой класс моделей. Одной из возможных моделей, позволяющих объяснить отмеченные различия в наблюдаемых данных и теоретических расчетах, является тонкослоистая модель области перехода от мантии к ядру. Коэффициенты отражения волн от тонкого слоя или пачки тонких слоев за счет интерференции могут в определенном диапазоне частот в несколько раз превосходить коэффициенты отражения от границ двух полупространств при таких же различиях в параметрах сред [17, 62, 75 и др.]. В связи с этим и амплитуды волн, отраженных от различных моделей тонких слоев, могут превосходить амплитуды волн, отраженных от границы двух полупространств.

В пользу наличия переходного слоя от мантии к внешнему ядру свидетельствуют также данные анализа волн, дифрагировавших на ядре [145] и прошедших через него [149].

Исследование тонкослоистых моделей в свою очередь позволяет сформулировать требования к тем экспериментальным данным, которые еще предстоит получить и на основании которых станет возможным выбор наиболее точной модели.

В настоящей главе рассматривается построение тонкослоистых моделей области перехода от мантии к внешнему ядру на основе данных о динамических характеристиках волн  $PcP$  и  $ScS$ .

### § 1. Экспериментальные данные по волне $PcP$

Еще в 1954 г. М. Бот [101] провел расчеты коэффициентов отражения продольной волны от ядра в зависимости от возможных значений отношения плотности вблизи границы мантия—ядро  $1,0 \leq \rho'/\rho \leq 2,0$  при неизменных значениях скоростей в мантии  $V_P = 13,7$  км/сек,  $V_S =$

$= 7,25$  км/сек и в ядре —  $V_p = 8,0$  км/сек,  $U_s = 0$ . Он показал, что при отсутствии скачка плотности на границе твердой мантии и жидкого ядра на эпицентральной дистанции около  $30^\circ$  волна  $PcP$  не должна была бы наблюдаться из-за малой интенсивности. На расстояниях, меньших  $30^\circ$ , в этом случае должно было бы происходить обращение фазы для волны  $PcP$  по отношению к прямой падающей волне  $P$ .

Если  $\rho'/\rho = 1,72$ , как это принято К. Булленом для модели А, то волна  $PcP$  должна наблюдаться на всех расстояниях, причем обращение фазы возможно только на расстояниях, больших  $80^\circ$ . Из-за асимметрии излучения при землетрясениях и неточности определения эпицентральных расстояний М. Бот не смог провести надежного сопоставления экспериментальных данных с теоретическими расчетами. Эти затруднения снимаются при регистрации взрывов.

По записям волны  $PcP$  при взрывах было установлено, что эта волна вблизи эпицентральной дистанции  $30^\circ$  регистрируется не реже, чем на других эпицентральных расстояниях в диапазоне  $20-50^\circ$  [52]. Результаты фазовой корреляции записей на разных эпицентральных расстояниях волн  $P$  и  $PcP$  при взрыве «Лонгшот» на о-ве Амчитка показали, что при расстояниях больших  $15,6$  обращения фазы при отражении не происходит [52]. На расстояниях, меньших  $13^\circ$ , у нас не было записей, пригодных для проведения фазовой корреляции.

Наличие волны  $PcP$  на расстояниях вблизи  $30^\circ$  и отсутствие обращения фазы при отражении для расстояний, меньших  $30^\circ$ , могли бы служить подтверждением того, что на границе твердой мантии и жидкого ядра плотность меняется скачком. Однако следующие экспериментальные данные вносят сомнение в сам тип модели области перехода как границы двух сред с различными параметрами.

Для волны  $PcP$  отмечено сочетание двух следующих особенностей: 1) периоды  $T$  волн  $PcP$  меньше периодов волн  $P$ ; данные, полученные при регистрации землетрясений [121], показали среднее отличие на 7% (по результатам 121 определения); при взрывах отличия достигают еще большей величины — 15–20% [51, 107]; 2) отношение амплитуд вертикальных составляющих  $A$  смещения волн  $PcP$  и  $P$  превосходит теоретические значения для границы упругого и жидкого полупространств при условии, что  $\rho'/\rho \leq 2$ .

Поскольку при поверхностных и глубокофокусных землетрясениях [121, 130, 135] и при взрывах [51, 107, 108, 110, 142] как на короткопериодной, так и на длиннопериодной аппаратуре получены аналогичные закономерности, мы представили всю совокупность наблюдаемых данных  $(A/T)_{PcP} / (A/T)_P$  с соответствующими стандартными отклонениями в табл. 7.

Таблица 7

Данные  $(A/T)_{PcP} / (A/T)_P$  с соответствующими отклонениями

№ п/п	$\Delta^\circ$	$\frac{(A/T)_{PcP}}{(A/T)_P}$	$\sigma$	Число определенных $n$	№ п/п	$\Delta^\circ$	$\frac{(A/T)_{PcP}}{(A/T)_P}$	$\sigma$	Число определенных $n$
1	13,2	0,12		2	9	52,0	0,49	0,12	9
2	17,5	0,16	0,04	5	10	57,0	0,48	0,07	12
3	23,5	0,37	0,09	16	11	63,0	0,48	0,12	7
4	28,2	0,58	0,06	18	12	66,4	0,33	0,03	11
5	33,0	0,61	0,03	35	13	72,4	0,43	0,05	21
6	38,7	0,51	0,06	20	14	78,0	0,55	0,06	28
7	43,8	0,38	0,09	8	15	82,4	0,41	0,11	7
8	45,6	0,48	0,04	25	16	87,2	0,71	0,11	8

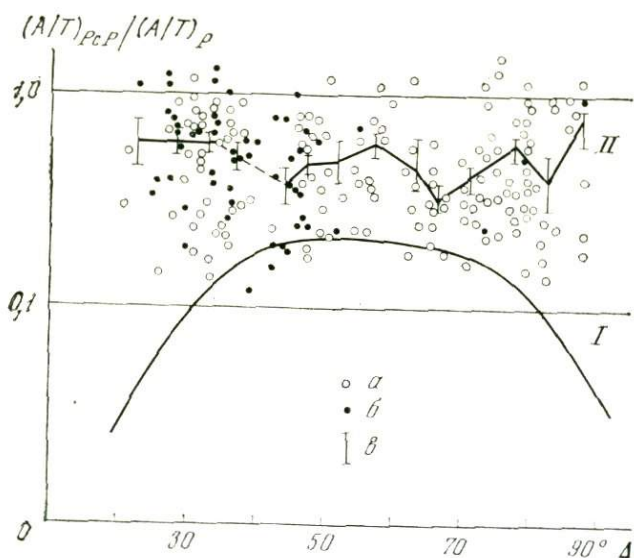


Рис. 81. Сравнение экспериментальных и теоретических кривых отношения  $(A/T)_{PcP} : (A/T)_P$   
 I — теоретическая кривая [119];  
 II — кривая, осредняющая экспериментальные значения:  
 α — при землетрясениях [121, 135],  
 β — при подземных ядерных взрывах [51, 107],  
 σ — осредненные в 5-градусном интервале эпицентральных расстояний значения  $(A/T)_{PcP} / (A/T)_P$  и их стандартные отклонения

Путем осреднения в 5-градусном интервале по первоначальной выборке данных  $(A/T)_{PcP} / (A/T)_P$  была построена осредненная кривая [19]. На рис. 81 дано сравнение этой экспериментальной кривой с теоретической [119], вычисленной для границы твердого и жидкого полупространств со скачком плотности без учета поглощения. Теоретические кривые из работ [111, 121] в диапазоне эпицентральных расстояний  $20^\circ < \Delta < 80^\circ$  мало отличаются от приведенной. Из рис. 81 видно, что значения на осредненной кривой в несколько раз превышают теоретические и что на ней не отмечается тенденции к уменьшению отношения амплитуд при  $\Delta < 40^\circ$  и  $\Delta > 75^\circ$ , как на теоретической кривой. Расхождения экспериментальной и теоретической кривых, по-видимому, можно объяснить прежде всего различиями в самих коэффициентах отражения на границе ядра, поскольку нет оснований для существенного изменения функций расхождения и конверсии. Учет поглощения, видимо, не может полностью снять это расхождение.

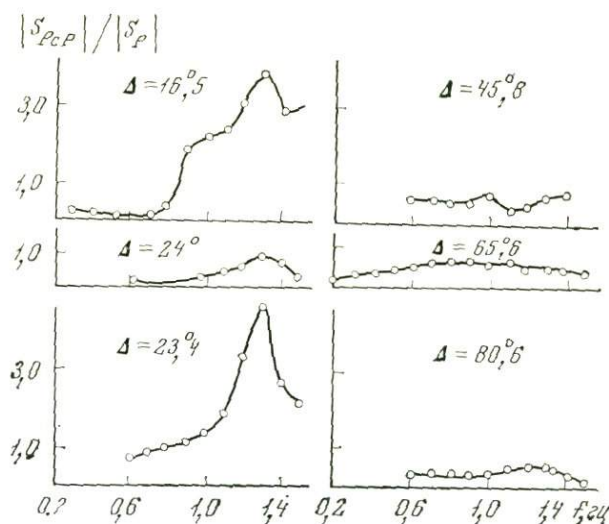
В работе [130] развивается мысль о том, что anomalously большие значения  $(A/T)_{PcP} : (A/T)_P$  связаны с большим поглощением в верхней мантии по сравнению с нижней. Приняв определенное распределение величины добротности  $Q_P$  с глубиной, автор показал, что для интервала эпицентральных расстояний  $\Delta = 47-63^\circ$  учет поглощения уменьшает отношение  $(A/T)_{PcP} : (A/T)_P$  и улучшает сопоставимость величин отношения амплитуд с рассчитанными для стандартной модели Буллена. Однако очевидно, что при эпицентральных расстояниях  $\Delta > 63^\circ$  учет поглощения не уменьшит величины отношения амплитуд, так как пути волн  $P$  и  $PcP$  близки.

Анализ отношения спектральных составляющих волн  $PcP$  и  $P$  [52, 103] указывает на возможную зависимость от частоты коэффициентов отражения волны  $PcP$  для эпицентральных расстояний до  $40-50^\circ$  (рис. 82).

Некоторые авторы пытались объяснить отмеченные выше экспериментальные факты, оставляя без изменения характер самой переходной зоны.

Так, по расчетам, приведенным в работе [44], изменение значения скоростей ( $V_P/V_S = 1,7$  вместо  $V_P/V_S = 1,9$ ) на границе ядра позволяет увеличить в 1,5–2 раза коэффициент отражения волны  $PcP$  в диапазоне эпицентральных расстояний  $50-70^\circ$ . Однако при этом не объясняется частотная зависимость коэффициентов отражения от ядра и различия в периодах волн  $P$  и  $PcP$ .

Рис. 82. Экспериментальные отношения спектральных составляющих волн  $PcP$  и  $P$ , зарегистрированных при взрыве «Лонгшот» [103]



В работе [30] высказана идея, что аномально большие величины экспериментальных коэффициентов отражения волны  $PcP$  обусловлены некорректной методикой обработки данных. Авторы предлагают использовать для статистической обработки не только записи, на которых зарегистрированы обе волны, но и записи, где волна  $PcP$  не выделена. В этом случае для оценки величины отношения амплитуд  $PcP$  и  $P$  рекомендуется определять отношение амплитуд фона помех на временах вступления волны  $PcP$  к амплитуде волны  $P$ .

Предложенная методика представляет интерес и ее целесообразно опробовать. Однако, по нашему мнению, она нуждается в дальнейшем обосновании. В частности, отсутствие волны  $PcP$  при малой величине отношения амплитуд фона к амплитуде волны  $P$  может быть связано со свойствами регистрирующей аппаратуры или со спектральной характеристикой системы сейсмограф—почва, а не с малыми величинами коэффициента отражения от ядра [52]. Кроме того, если считать в соответствии с результатами [30], что коэффициент отражения от ядра не превышает 0,3, то для объяснения наблюдающихся во многих случаях больших величин  $A_{PcP}/A_P$  придется допустить значительные изменения в пространстве отражающих свойств области перехода от мантии к ядру, что представляется маловероятным. Объяснить же отмеченные большие различия в величинах  $A_{PcP}/A_P$  влиянием горизонтальных неоднородностей в мантии не удастся, так как многочисленные расчеты и опыт сейморазведки показывают, что определяющее влияние на динамические характеристики отраженных волн оказывает строение среды около отражающей границы. Другие границы, через которые проходит волна, даже при сравнительно сильных изменениях свойств среды оказывают значительно меньшее влияние на динамику отраженных волн.

Объяснить отмеченные выше экспериментальные факты можно, если предположить, что на границе мантии и ядра имеется тонкий слой (или пачка слоев) с повышенной скоростью распространения продольных волн. Как известно, модуль коэффициента отражения продольных волн от такого слоя или пачки при углах падения, превышающих предельный, быстро возрастает с частотой при низких частотах, когда  $l/\lambda < 0,25$ , и приближается к единице при более высоких частотах (см. рис. 48) [17, 62, 75]. Это может обусловить смещение максимума спектра волны  $PcP$  в область более высоких частот и большие величины ее амплитуд. Возможности существования тонкого слоя с повышенной скоростью продольных волн не противоречит и тот факт, что наблюдаемое время про-

бега волны  $PcP$  меньше, чем по таблицам Джеффриса — Буллена [50, 51, 108].

Полученных данных недостаточно для оценки параметров тонкого слоя: скорости распространения в нем продольных волн и его мощности. Для этого необходимо получить зависимость коэффициента отражения продольных волн от тонкого слоя на меньших эпицентральных расстояниях. Частотная зависимость коэффициента отражения выражена наиболее четко при близких к нормальным углам падения волны на слой. Нам неизвестны данные о регистрации волны  $PcP$  при таких малых эпицентральных расстояниях.

## § 2. Модель тонкого слоя на границе оболочки и ядра Земли по экспериментальным данным для волны $ScS$

Для волны  $ScS$  имеются немногочисленные данные, полученные в [132, 133, 146] при малых эпицентральных расстояниях ( $6-12^\circ$ ). Нами использованы записи многократно отраженных волн  $ScS$  типа  $SV$  для определения частотной зависимости коэффициента отражения поперечных волн от границы мантия—ядро. В связи с тем, что использовались волны второй и третьей кратности, падение на границу можно рассматривать практически как нормальное. Для определения зависимости  $K_{ScS}(f)$  записи, приведенные в [132, 133], были оцифрованы, и по ним производились определения спектров. Определения были сделаны несколько раз при изменении интервала, выделенного из записи, при этом получена хорошая повторяемость амплитудных спектров в полосе частот, при которой амплитуды спектральных составляющих равны не менее чем 5—7% от амплитуды максимума. По полученным спектрам вычислены зависимости модуля коэффициента отражения  $K_{ScS} = K(f)$  без учета поглощения в мантии по приближенной формуле  $K_{ScS}(f) = \frac{Q_{ScS_3}}{Q_{ScS_2}} \frac{6H-h}{4H-h}$ , где  $Q$  — модули амплитудных спектров различных волн,  $H$  — глубина ядра Земли,  $h$  — глубина очага.

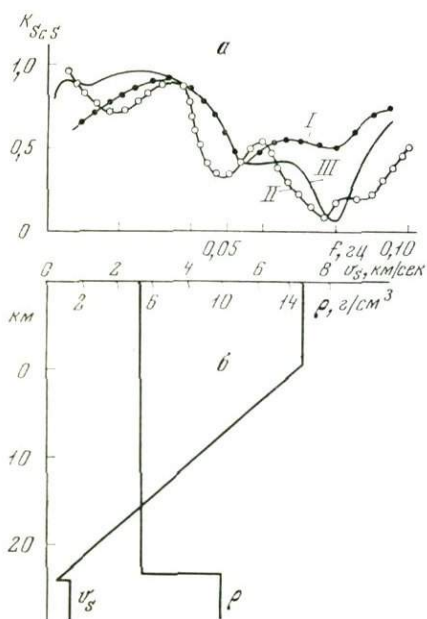


Рис. 83. Коэффициенты отражения  $K_{ScS} = K(f)$  поперечных волн  $SV$  от ядра, вычисленные по спектрам кратно отраженных волн  $ScS$  и  $sScS$  [132, 133] (а)

I, II — осредненные кривые, вычисленные по двум парам амплитудных спектров волн  $ScS_3 - ScS_2$  и  $sScS_3 - sScS_2$ , зарегистрированных при землетрясении в Чили 8 декабря 1962 г. соответственно на станциях Антафагаста и Арекуна;

III — теоретическая кривая  $K_{ScS}^{теор} = K^{теор}(f)$  для модели (рис. 83, б) тонкого слоя на границе мантии и ядра Земли

Результаты определения зависимости  $K_{ScS}(f)$  по экспериментальным данным приведены на рис. 83. Этих данных очень мало и, естественно, на них нельзя основывать построение модели. Однако некоторые особенности кривых  $K_{ScS}(f)$  показывают допустимость предположения о тонкослойной модели области перехода от мантии к ядру, и при дальнейших работах важно их уточнить. К ним в первую очередь относятся: 1) колебательный характер кривой  $K_{ScS}(f)$  и, в частности, наличие минимумов при  $f \approx 0,05 \div 0,06$  гц; 2) немонотонное убывание коэффициента отражения с частотой в области низких частот (при  $f < 0,03$  гц). Вторая из отмеченных особенностей указывает на недостаточность модели простого переходного слоя для скоростей  $V_S$  (см. § 3 главы 8)<sup>1</sup>. Отмеченный ход кривой возможен в том случае, если в области перехода имеется не менее двух переходных слоев с разными знаками градиента скорости (или произведения  $\rho V_S$ ) или сочетание переходных слоев с границами раздела первого порядка. Пример модели, для которой частотная зависимость коэффициента отражения качественно согласуется с экспериментальной, приведен на рис. 83, б. Рассматривать это следует не как модель области перехода, а только как один из примеров, показывающих возможность поиска в классе тонкослойных моделей.

### § 3. Теоретические расчеты для тонкослойных моделей (волны $PcP$ )

Были проведены расчеты теоретических сейсмограмм плоских отраженных волн для некоторых тонкослойных моделей области перехода от мантии к ядру, включающих тонкий слой с повышенной скоростью [21]. Расчеты проведены по программе [75] с дополнительным блоком, реализующим обратное преобразование Фурье при заданном форме падающего импульса.

При построении моделей и выборе их параметров мы исходили из стремления получить при расчете некоторые особенности волн  $PcP$ , близкие к отмеченным при сейсмологических наблюдениях. Вопрос о том, насколько физически правдоподобны такого типа модели и в каких пределах возможны изменения их параметров, по-видимому, предстоит решить специалистам по физике земных недр.

Результаты расчетов сопоставлены с наблюдаемыми данными по регистрации волн  $PcP$ , в которые введена коррекция за счет расхождения фронта волны и поглощение в среде, покрывающей отражающую границу, и за счет отражения у поверхности наблюдений.

**Модели, принятые для расчетов.** На рис. 84, а представлены модели, принятые для расчетов теоретических сейсмограмм.

**Скорости  $V_P$ .** Для всех моделей за исключением модели Я-3 область перехода от мантии к ядру по скоростям продольных волн  $V_P$  представлена в виде неоднородной начки, состоящей из слоя с пониженной и повышенной скоростями ( $V_P = 17,0$  км/сек) по сравнению со значением в нижней мантии ( $V_P = 12,7$  км/сек). Мощности обоих прослоев и суммарная мощность зоны перехода в разных моделях принята различной. В модели Я-3 в области перехода содержится один однородный слой с повышенной скоростью  $V_P = 20$  км/сек.

**Скорости  $V_S$ .** Скорость поперечных волн во всех моделях за исключением модели Я-9 в соответствии с оценками, сделанными в § 2 настоящей главы по спектрам кратных волн  $ScS_2$ ,  $ScS_3$  и т. д., предполагается монотонно убывающей с глубиной. Для расчетов по программе [75] переходный слой заменен системой однородных слоев со слабой скоростной

<sup>1</sup> Частотная характеристика простого переходного слоя с уменьшением частоты монотонно возрастает, достигая постоянного значения при  $f = 0$  (см. рис. 50, б, кривая 1). В то же время частотные характеристики однородного слоя и двойного переходного слоя с уменьшением частоты спадают до нулевого значения.

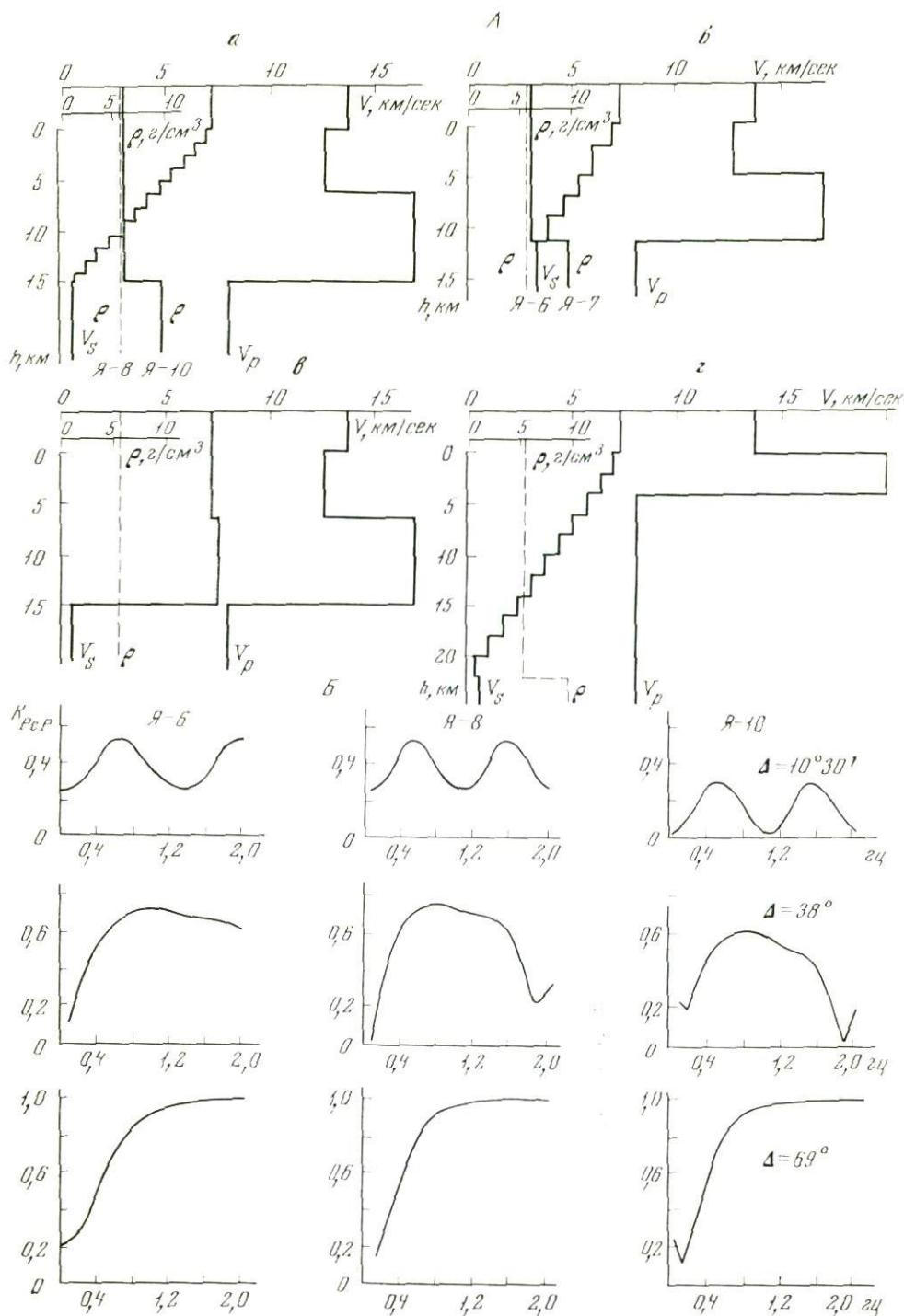


Рис. 84. Тонкослойные модели области перехода от мантии к ядру (А) и спектральные характеристики для моделей Я-6, Я-8 и Я-10 области перехода от мантии к ядру для волн  $PcP$  при разных  $\Delta$  (Б)

А: а — модели Я-8 и Я-10, б — Я-6 и Я-7, в — Я-9, г — Я-3,

дифференциацией, что при числе слоев  $n \geq 6$  приводит к тождественным результатам при расчетах спектральных характеристик и теоретических сейсмограмм.

В моделях Я-6 и Я-7 предполагается, что скорость  $V_S$  продолжает уменьшаться с глубиной и ниже рассматриваемой неоднородной пачки; эта часть разреза не рассматривается, так как она практически не влияет на характеристики рассматриваемой волны  $PcP$ . В модели Я-9 в отличие от всех других предполагается, что слою с повышенной скоростью  $V_P$  соответствует слой с повышенной скоростью  $V_S$ .

Плотности  $\rho$ . Для части моделей (Я-6, Я-8, Я-9) принято, что в области перехода от мантии к ядру нет скачка плотности. Для моделей Я-7 и Я-10 нижняя граница слоя с повышенной скоростью совпадает с границей скачка плотности, на которой плотность возрастает в 1,7 раза. В модели Я-3 скачок плотности приурочен к нижней границе области изменения скорости  $V_S$ , как в модели, рассмотренной в § 2.

Пары моделей Я-6, Я-7 и Я-8, Я-10 различаются между собой только дифференциацией плотности. Сопоставление теоретических сейсмограмм, соответствующих этим парам моделей, позволяет выяснить влияние соотношения плотностей на характеристики волны  $PcP$ .

**Теоретические сейсмограммы.** Теоретические сейсмограммы плоских отраженных волн рассчитаны для всех приведенных выше моделей при различных углах  $i$  падения волны на слой, что соответствует различным эпицентральному расстояниям  $\Delta$ . Для всех моделей характерны следующие основные черты волны  $PcP$ .

1. Число экстремумов волны  $PcP$  отличается от числа экстремумов волны  $P$  наличием дополнительного минимума в хвостовой части волны.

2. Все экстремумы волны  $PcP$  для каждой из моделей уверенно коррелируются друг с другом на записях, соответствующих различным углам падения волны  $P$  на отражающую пачку, хотя и имеются некоторые отличия в форме записи. Обращение фазы волны  $PcP$  при изменении  $\Delta$  не отмечено ни для одной из рассмотренных моделей.

3. В докритической области ( $\Delta < 40^\circ$ ) отраженная волна характеризуется меньшей интенсивностью, чем в закритической области, и интерференционной формой записи, главным образом в области первого максимума. Периоды отраженной волны в докритической области могут быть как несколько меньше, так и немного больше периода падающей волны  $P$ .

4. При переходе в закритическую область для всех моделей происходят постепенные изменения формы и интенсивности волн, не нарушающие их корреляции. В закритической области волна  $PcP$  характеризуется простой и стабильной формой записи и значительной интенсивностью, мало изменяющейся в большом диапазоне эпицентральных расстояний ( $40^\circ < \Delta < 80^\circ$ ). Периоды волны  $PcP$  в этой области меньше периодов волны  $P$  примерно на 10%.

Основные отличия теоретических сейсмограмм для разных моделей следующие.

1. Существенно различаются форма и интенсивность волн в докритической области, что связано с различиями в спектральных характеристиках разных моделей по отношению к отраженным волнам при малых углах падения волны на пачку (см. рис. 84, Б,  $\Delta = 10^\circ 30'$ ).

2. В критической и закритической областях отличия формы волны  $PcP$  для разных моделей небольшие — различаются лишь отношения амплитуд различных экстремумов. Сходство формы записи связано с близостью спектральных характеристик различных моделей пачек по отношению к отраженным волнам при больших углах падения волны на пачки (см. рис. 84, Б,  $\Delta = 38-69^\circ$ ).

**Графики изменения коэффициента отражения от ядра с эпицентральной расстоянием.** Коэффициент отражения  $K$  плоской волны от ядра при заданном угле падения волны  $i$  приближенно можно вычислить по от-

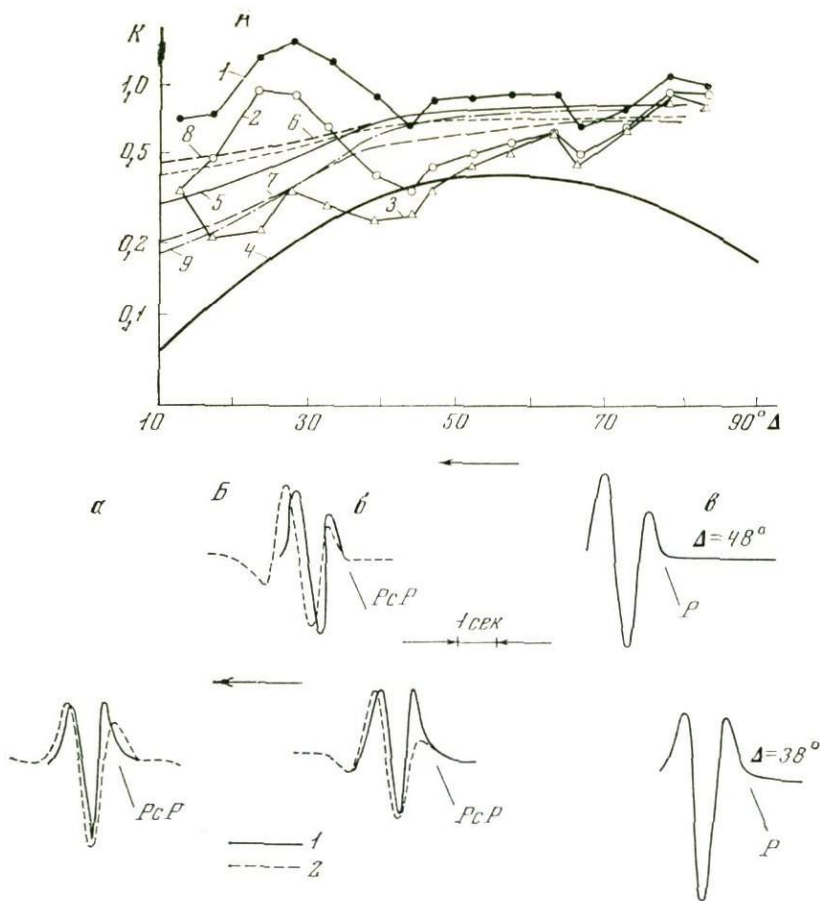


Рис. 85. Графики зависимости от  $\Delta$  коэффициентов отражения от ядра, вычисленных по осредненным экспериментальным данным (1—3), и их сопоставление с теоретическими графиками (4—9) (А). Примеры сопоставления реальной (1) и теоретической (2) формы волны  $PcP$  на различных эпицентральных расстояниях (Б)

А: 1—идеально упругая, 2, 3—поглощающая модель мантии при учете распределения  $Q_p$  в мантии соответственно для моделей Е и М (см. рис. 40); 4—теоретическая кривая  $K(\Delta)$  для границы твердого и жидкого полупространств [118]; 5—9—теоретические кривые  $K(\Delta)$  для тонкослоистых моделей Я-8, Я-6, Я-7, Я-3 и Я-10

Б: в — волна  $P$ , принятая при расчетах волны  $PcP$  для моделей Я-8 (б) и Я-9 (а)

ношению максимальных амплитуд волн  $PcP$  и  $P$ . По значениям, вычисленным для различных  $i$  и соответствующим различным эпицентральных расстояниям  $\Delta$ , можно найти зависимость  $K(\Delta)$  для разных моделей (рис. 85, А). Из рассмотрения графиков можно сделать следующие выводы.

1. Существенные отличия в уровне и изменении  $K$  с расстоянием для разных моделей отмечаются только в докритической области. В закритической области  $K$  для всех моделей почти не изменяются с расстоянием, а величины  $K$  для разных моделей близки между собой.

2. Для моделей, различающихся только соотношением плотности (Я-6 и Я-7, Я-8 и Я-10), наблюдаются существенные отличия в величинах и характере изменения коэффициентов отражения в докритической области. При наличии скачка плотности коэффициенты отражения меньше в докритической области и сильнее возрастают с расстоянием, чем при отсутствии скачка плотности. В закритической области отличия в величинах  $K$  незначительны.

Отсутствие скачка плотности на границе ядра для других моделей также приводит к увеличению значений  $K$  в докритической области. В моде-

ли Я-3 (см. рис. 84, А, з) в интервале глубин, где отмечаются значительные изменения скорости  $V_P$ , нет скачка плотности. Скачок плотности на больших глубинах обуславливает только появление дополнительных слабых колебаний в хвостовой части волны  $PcP$  и не влияет на ее основную часть, амплитуды которой использованы для расчета графика  $K(\Delta)$  на рис. 85, А. В этом случае коэффициенты  $K$  убывают с уменьшением  $\Delta$  еще медленнее, чем для моделей Я-6 и Я-8.

Из приведенных кривых  $K(\Delta)$  следует вывод, что для выяснения вопроса о существовании скачка плотности в тонкослоистой области перехода от мантии к ядру необходимо исследовать область докритических отражений, т. е. отражений на малых эпицентральных расстояниях. Анализ закритических отражений не позволяет решить этот вопрос.

#### § 4. Влияние поглощения в мантии на отношение амплитудных спектров волн $PcP$ и $P$ и коэффициенты отражения от ядра, определенные по экспериментальным данным

Прежде чем сопоставлять результаты расчетов с данными наблюдений, необходимо рассмотреть влияние поглощения в мантии на отношение амплитудных спектров волн  $PcP$  и  $P$  и коэффициенты отражения от ядра, определенные по экспериментальным данным.

**Отношение амплитудных спектров волн  $PcP$  и  $P$  в поглощающей среде.** Отношение амплитудных спектров волн  $PcP$  и  $P$  можно представить в виде

$$S(PcP)/S(P) = (K_{PcP}/\bar{R})e^{\pi f H},$$

где  $H = \int_P \frac{ds}{V_P Q_P} - \int_{PcP} \frac{ds}{V_P Q_P}$  — введенная Х. Канамори [130] функция, характеризующая различие в поглощении вдоль путей волн  $PcP$  и  $P$ ,  $Q_P$  — добротность для продольных волн;  $\bar{R} = R_{PcP} [W_P]/R_P [W_{PcP}]$ ,  $R_P$  и  $R_{PcP}$  — функции, характеризующие расхождение волн  $P$  и  $PcP$ , а  $[W_P]$  и  $[W_{PcP}]$  — конверсию на поверхности наблюдений. Функция  $\bar{R}$  не зависит от частоты  $f$ .

Если коэффициент отражения  $K_{PcP}$  не зависит от частоты, то отношение спектров  $S(PcP)/S(P)$  определяется только функцией  $y = \text{exрл}/H$ , зависящей от добротности  $Q_P$  в мантии.

Распределение величин  $Q_P$  в мантии изучено пока еще слабо, и приведенные в литературе данные значительно различаются между собой [71, 99, 106, 112, 131]. Поэтому при выборе величины  $Q_P$  для расчетов мы опирались главным образом на полученные И. П. Пасечником и А. М. Поликарповым результаты определения параметров поглощения по спектрам волны  $P$ , зарегистрированной на различных эпицентральных расстояниях. Некоторые результаты этих определений опубликованы в [71]. По полученным данным построены модели поглощающей мантии со значениями  $Q_P$ , варьирующими в пределах указанных в табл. 8; для них проведены расчеты функции  $y = y(f)$ . Результаты расчетов для различных моделей

Таблица 8

Значения  $Q_P$

Диапазон глубин $H$ , км	$Q_P$	Среднее значение $\bar{Q}_P$ ( $H=0-1000$ км)	Модель E $Q_P$	Модель M	
				$H$ , км	$\bar{Q}_P$
0—225	200—300	500—650	250	0—900	240
225—1000	600—1000		700		
1000—2900	2000—4000		3000	900—2900	6000

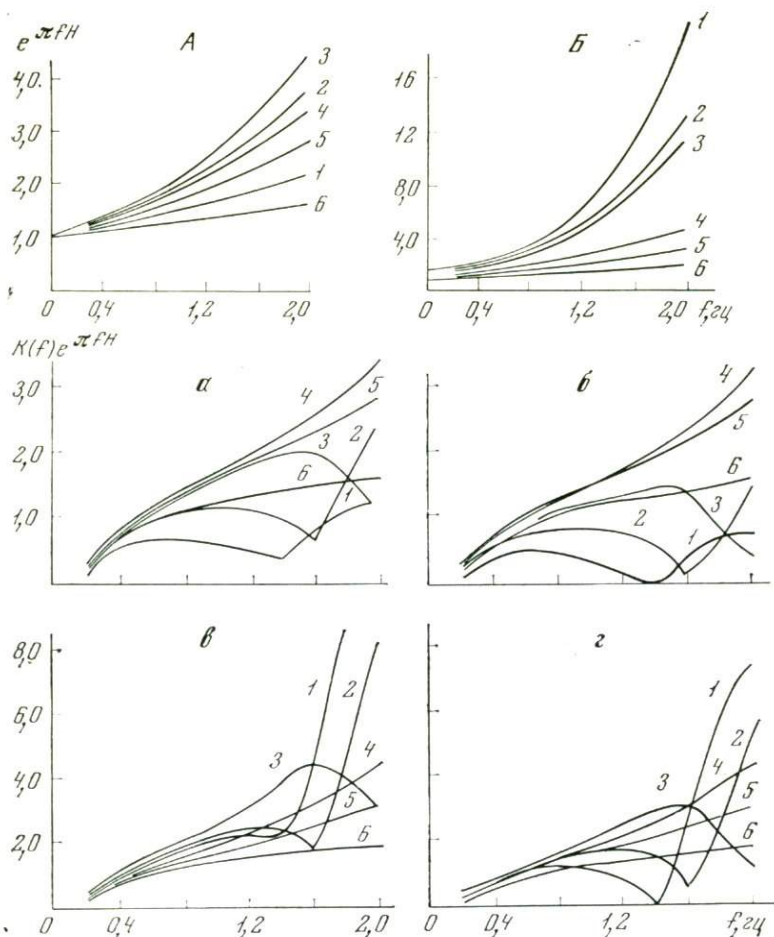


Рис. 86. Кривые зависимости функции  $Z = K(f) e^{\pi f H}$  от частоты  $f$  при различных эпицентральных расстояниях

$A, B$  — функции  $y = e^{\pi f H}$  для моделей  $E$  ( $A$ ) и  $M$  ( $B$ )  
 $a, б$  — модель  $E$ ;  $в, г$  — модель  $M$  распределения добротности  $Q_P$  в мантии;  $a, в$  — модель Я-8;  $б, г$  — модель Я-10 тонкослоистых областей перехода от мантии к ядру; 1 —  $\Delta = 26^\circ 30'$ , 2 —  $36^\circ$ , 3 —  $38^\circ$ , 4 —  $48^\circ$ , 5 —  $55^\circ$ , 6 —  $65^\circ$

качественно сходны. На рис. 86 приведены кривые  $y = y(f)$  при различных эпицентральных расстояниях  $\Delta$  для модели  $E$ , параметры которой указаны в табл. 8. Для сравнения приведены также кривые  $y(f)$  для модели  $M$ ; результаты расчетов величин  $H = H(\Delta)$  для этой модели взяты из статьи [131]. Для этой модели принято сложное распределение величин  $Q_P$  в верхней мантии, связанное с наличием волновода [112]; среднее значение  $Q_P$  до глубины  $H = 900$  км составляет 240 (см. табл. 8), что значительно меньше, чем для модели  $E$  и других аналогичных моделей.

Функция  $y$  монотонно возрастает с частотой при всех расстояниях  $\Delta$  (см. рис. 86), причем для модели  $M$  она возрастает сильнее, чем для модели  $E$ . Для модели  $M$  особенно резкое возрастание  $y$  с частотой отмечается при малых  $\Delta$ . Для модели  $E$  наиболее сильное возрастание  $y$  с увеличением  $f$  отмечается для промежуточных значений  $\Delta = 36^\circ - 38^\circ$ , но при дальнейшем увеличении  $\Delta$ , так же как и для модели  $M$ , функция  $y$  все медленнее возрастает с частотой.

**Отражение волны  $PcP$  от границы толстых слоев.** В этом случае  $K_{PcP}$  не зависит от частоты, и форма кривой отношения спектров  $S(PcP)/S(P)$

определяется видом функции  $y$ . Следовательно, кривая отношения спектров волн  $PcP$  и  $P$  — монотонно возрастающая функция частоты, различная для разных расстояний  $\Delta$ .

**Отражение волны  $PcP$  от тонкого слоя.** При наличии такого слоя коэффициент отражения  $K_{PcP}$  является функцией частоты, которая может существенно изменяться с изменением эпицентрального расстояния  $\Delta$ . Как было показано в § 3, для рассмотренных моделей при  $\Delta < 40^\circ$  кривые зависимости коэффициента отражения от частоты имеют резонансную форму. При больших  $\Delta$  кривые  $K(f)$  монотонно возрастают с частотой. Поскольку кривая отношения спектров волн  $PcP$  и  $P$  описывается произведением этих функций, то она также может принимать резонансную форму, причем резонанс будет выражен тем более отчетливо, чем глубже минимумы спектральной функции  $K(f)$  (см. рис. 86). Из рассмотренных тонкостойких моделей резонансная форма кривой отношения спектров должна быть более четко выражена для моделей со скачком плотности, поскольку в этом случае минимальные значения  $K$  становятся близкими к нулю. При увеличении  $\Delta$ , когда кривая  $K(f)$  утрачивает резонансную форму, кривая отношения спектров монотонно возрастает с частотой. В связи с тем, что кривая  $K(f)$  резко возрастает с частотой в области низких частот, кривая отношения спектров  $S(PcP)/S(P)$  возрастает с частотой резче, чем при отражении от границы толстых слоев.

**Экспериментальные графики изменения коэффициентов отражения от ядра с расстоянием  $\Delta$  в поглощающей среде.** Приближенно связь между коэффициентами отражения, вычисленными по экспериментальным данным для идеально упругой ( $K_a$ ) и поглощающей ( $K_{a,п}$ ) сред, можно представить в виде

$$K_{a,п}(\Delta) = K_a(\Delta) e^{-\pi f H},$$

где  $f$  — преобладающая частота волн  $P$  и  $PcP$ . В предыдущем разделе указывалось, что функция  $e^{-\pi f H}$  существенно зависит от принятого распределения  $Q_P$  в мантии, от эпицентрального расстояния  $\Delta$  и частоты  $f$ . На рис. 85, А показаны результаты пересчета  $K_a(\Delta)$  в зависимость  $K_{a,п}(\Delta)$  при  $f = 1$  гц и при значениях  $Q_P$  для ранее рассмотренных моделей Е и М. При  $\Delta > 40^\circ$  значения  $K_{a,п}$  для обеих моделей близки; наибольшие различия в величинах  $K_{a,п}$  отмечаются при  $\Delta < 30^\circ$ .

Из рис. 85, А видно, что коррекция за поглощение оказывает наиболее существенное влияние на коэффициенты отражения при  $\Delta < 60^\circ$ , где пути волн  $P$  и  $PcP$  особенно сильно различаются. При  $\Delta > 60^\circ$  благодаря сближению путей обеих волн различия в величинах  $K_{a,п}(\Delta)$  и  $K_a(\Delta)$  малы.

## § 5. Сопоставление результатов расчетов с данными эксперимента

Экспериментальные данные для волны  $PcP$  получены преимущественно в диапазоне эпицентральных расстояний  $30^\circ < \Delta < 80^\circ$ ; значительно меньше число данных — при  $20^\circ < \Delta < 30^\circ$  и совсем небольшое — при  $\Delta < 20^\circ$ . Ниже приводится сравнение результатов сделанных расчетов с основными экспериментальными закономерностями, рассмотренными в работах [19, 51, 52], а также с некоторыми дополнительными экспериментальными данными, полученными при регистрации взрывов.

**Форма записи.** В большинстве работ отмечается стабильная форма волны  $PcP$  при эпицентральных расстояниях  $\Delta > 40^\circ$ , что согласуется с ранее приведенными результатами расчетов. Отношение амплитуд 1- и 2-го максимумов волны  $PcP$  в эксперименте преимущественно близко к отношению амплитуд соответствующих экстремумов волны  $P$  и несколько больше, чем полученное при расчете. На рис. 85, Б приведены примеры экспериментальной формы волн  $P$  и  $PcP$  и расчетной формы волны  $PcP$ .

Из сопоставления видно, что при  $\Delta = 38^\circ$  для модели (Я-8) преобладающий период и отношение амплитуд минимума и второго максимумов в эксперименте больше, чем при расчете. При  $\Delta > 48^\circ$  величины этих отношений сближаются.

**Обращение фаз.** В работе [52] показано, что на записях волны  $PcP$  в диапазоне эпицентральных расстояний  $\Delta = 30 \div 35^\circ$  обращение фазы отсутствует. Обращение фазы, отмечавшееся ранее в работах [51, 107 и др.], по-видимому, связано с тем, что при выделении и прослеживании волн не применялся метод фазовой корреляции. Использование этого метода позволило установить, что доминирующая по интенсивности фаза волны  $PcP$  прослеживается без обращения; более слабая предшествующая фаза в некоторых случаях искажена помехами, что было ошибочно объяснено обращением фазы. Отмеченный экспериментальный результат хорошо согласуется с расчетами, показавшими отсутствие обращения фазы на теоретических сейсмограммах для тонкослойных моделей.

**Графики коэффициентов отражения  $K_a$ .** На рис. 85, А сопоставлены экспериментальные графики зависимости коэффициентов отражения  $K_a(\Delta)$  от ядра в поглощающей среде с расчетными графиками для пяти тонкослойных моделей и для модели границы твердого и жидкого полупространств из работы [118]. Ход экспериментальных кривых, рассчитанных для обеих моделей поглощающей мантии, существенно отличается от кривой  $K(\Delta)$  для границы двух полупространств. Основное отличие — отсутствие уменьшения величины  $K(\Delta)$  с увеличением  $\Delta$  при  $\Delta > 65^\circ$  и большие значения  $K(\Delta)$  по сравнению с расчетами для значительного диапазона значений  $\Delta$ .

Сопоставление с кривыми для тонкослойных моделей показывает, что уровень и ход экспериментальных и расчетных графиков в области расстояний  $35^\circ < \Delta < 80^\circ$  сходны. Для меньших эпицентральных расстояний ( $\Delta < 30^\circ$ ) уровень экспериментального графика существенно зависит от принятого распределения добротностей в мантии. Экспериментальный график с учетом поглощения для модели М ближе к расчетным, чем график для модели Е. Следует подчеркнуть, что при эпицентральных расстояниях  $\Delta < 20^\circ$  и  $\Delta > 80^\circ$  пока еще сравнительно мало экспериментальных данных. Кроме того, имеющиеся данные не всегда позволяют уверенно определить отношение амплитуд  $A_{PcP}/A_P$  из-за сложного характера записей волны  $P$  при  $\Delta < 20^\circ$ .

**Периоды.** В работах [51, 107, 121] отмечается, что периоды волны  $PcP$  меньше периодов волны  $P$  на 10—20%. На рис. 87 приведены величины отношения  $T_{PcP}/T_P$  периодов волн  $PcP$  и  $P$ , определенные по записям взрывов на различных эпицентральных расстояниях. Средние значения  $T_{PcP}/T_P$  изменяются в пределах 0,8—0,9, т. е. близки к полученным в указанных работах. Для сравнения приведены графики  $T_{PcP}/T_P$ , построенные по теоретическим сейсмограммам для трех тонкослойных моделей области перехода от мантии к ядру. Из рис. 87 видно, что при  $\Delta \geq 40^\circ$  расчетные кривые весьма близки друг к другу и к экспериментальным. При  $\Delta < 40^\circ$  кривые для разных моделей различны и значения  $T_{PcP}/T_P$  больше полученных при эксперименте. Заметим, что если в теоретические сейсмограммы волн  $P$  и  $PcP$  ввести коррекцию за различия в поглощении в мантии вдоль путей обеих волн, то сопоставимость расчетных и экспериментальных графиков улучшится и при  $\Delta < 40^\circ$ . Отмеченное различие в периодах наблюдаемых волн  $PcP$  и  $P$ , в особенности при больших эпицентральных расстояниях, где пути обеих волн сближаются, не может быть объяснено, если считать границу ядра границей двух толстых слоев.

**Отношение спектров волн  $PcP$  и  $P$ .** В статье [52] показано, что экспериментальные графики отношения спектров волн  $PcP$  и  $P$  при  $\Delta = 16,5 \div 34,2^\circ$  имеют один отчетливый максимум на частоте 1,2—1,3 *гц*. При  $\Delta = 45,9 \div 57,5^\circ$  графики отношения спектров либо практически не

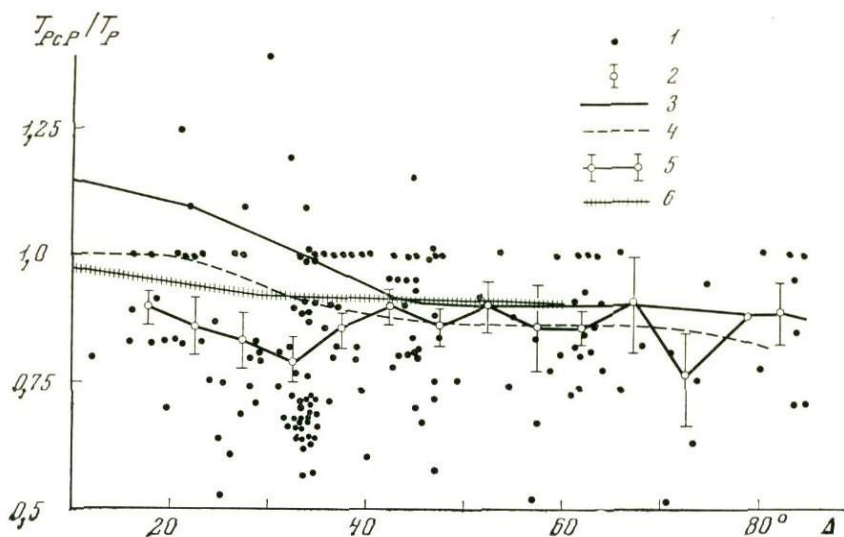


Рис. 87. Сопоставление экспериментальных и расчетных отношений периодов  $T_{PcP}/T_P$  на различных эпицентральных расстояниях

1 — экспериментальные значения; 2 — значения, осредненные в пятиградусном интервале с соответствующими среднеквадратическими отклонениями; 3 — 5 — расчетные значения для моделей Я-8, Я-6 и Я-3 соответственно; 6 — осредненный экспериментальный график

зависят от частоты, либо имеют один слабо выраженный максимум на частоте  $f = 0,9-1,1$  гц. При  $\Delta = 64-80^\circ$  отношение спектров либо не зависит от частоты, либо несколько уменьшается в сторону низких частот.

Эти экспериментальные графики (при  $\Delta \leq 34,2^\circ$  и при  $\Delta > 57,5^\circ$ ) по форме качественно согласуются с результатами расчетов произведения коэффициента отражения  $K(f)$  от тонкослойной области перехода от мантии к ядру и функции  $y = \exp \pi f H$ , описывающей различие в поглощении вдоль путей волн  $P$  и  $PcP$ . Отличия экспериментальных графиков от расчетных отмечаются при  $\Delta = 46,7 \div 57,5^\circ$  и заключаются в наличии небольших максимумов, которые могут быть связаны с погрешностями определения спектров и их отношений.

Как было показано в § 4, если граница ядра представляет собой границу толстых слоев, резонансная форма кривой отношения спектров  $PcP$  и  $P$  не может быть получена. Такая форма кривой отношения спектров на малых расстояниях  $\Delta$  может служить критерием для установления тонкослойной структуры области перехода от мантии к ядру.

Расчеты сейсмограмм волны  $PcP$  и коэффициентов отражения для некоторых тонкослойных моделей области перехода от мантии к ядру показали, что основными критериями для установления тонкослойной структуры рассматриваемой области являются: а) стабильная форма записи волны  $PcP$  и отсутствие обращения фазы как при наличии, так и при отсутствии скачка плотности; б) возрастание коэффициентов отражения с увеличением  $\Delta$ , причем сравнительно большие их величины при больших  $\Delta$  ( $K = 0,7 \div 0,9$ ); в) меньшие периоды волны  $PcP$  по сравнению с  $P$  на больших эпицентральных расстояниях  $\Delta > 40^\circ$ ; г) резонансный характер кривых отношения спектров  $PcP$  и  $P$  на малых эпицентральных расстояниях при  $\Delta < 40^\circ$ .

Сопоставление расчетных данных с наблюдаемыми особенностями формы записи волн  $PcP$ , отношения периодов и спектров  $PcP$  и  $P$  и осредненными графиками изменения коэффициентов отражения с эпицентральной расстоянием, вычисленными по наблюдаемым отношениям амплитуд для различных моделей поглощающей мантии, показывает, что качествен-

но они удовлетворительно согласуются между собой. Данные об отношении периодов и спектров волн  $PcP$  и  $P$  и о величинах коэффициентов отражения при  $\Delta < 40^\circ$  нельзя объяснить с позиций толстослойной модели границы ядра.

Приведенные расчеты и их сопоставление с экспериментальными данными направлены только на обоснование выбора класса тонкослойных моделей, а не на определение параметров такой модели. Для определения параметров модели необходимо получение дополнительных данных наблюдений для волны  $PcP$  при небольших эциентральных расстояниях  $\Delta < 30^\circ$ , где характеристики отраженной волны наиболее чувствительны к свойствам среды. Для уверенной интерпретации данных на этих расстояниях весьма важно также дальнейшее изучение поглощающих свойств мантии.

## ВЫВОДЫ

1. Современные сейсмические модели реальной среды — это тонкослойные, градиентные, преимущественно слабопоглощающие модели с разнообразными геометрическими формами сейсмических границ.

2. Сейсмические границы представляют собой переходные области с различным распределением скоростей и с мощностями от долей километра до нескольких километров.

3. При решении вопроса о слоистой структуре сейсмических границ методами сейсмологии и ГСЗ необходимо учитывать в первую очередь опыт сейсмической разведки. В сейморазведке экспериментально изучены особенности волн в тонкослойных средах, которые могут быть использованы для распознавания тонкослойных моделей среды, и разработан комплекс программ для теоретических расчетов волн различных типов, образующихся в таких средах. Полученные теоретические выводы и результаты расчетов сопоставлены и проверены с данными экспериментальных исследований как на поверхности, так и во внутренних точках среды.

4. Выбор модели среды, положенный в основу расчетов волновых полей, существенно зависит от рассматриваемых классов волн и областей их регистрации: для расчета допредельных отраженных волн следует пользоваться тонкослойной моделью среды, для запределно-отраженных и рефрагированных волн, регистрируемых при работах по КМПВ и ГСЗ, в большинстве случаев можно пользоваться толстослойной моделью среды.

5. Для толстослойной модели коры предложены и опробованы критерии для различения однослойной и слоистой коры, основанные на отличиях областей регистрации волн и соотношений амплитуд первых и последующих волн для моделей коры разных типов.

6. Получены оценки влияния прохождения через многослойную тонкослойную осадочную толщу на характеристики отраженных и преломленных волн, связанных с поверхностью фундамента ( $\Phi$ ) и глубинными границами Копрада ( $K$ ) и Мохоровичича ( $M$ ): в диапазоне низких частот  $f < 20$  гц осадочная толща практически не влияет на эти волны, что подтверждает целесообразность применения низкочастотных модификаций КМПВ и МОВ при региональных исследованиях фундамента.

7. Сравнение расчетных волновых полей для двух тонкослойных моделей области  $M$  и толстослойных моделей показало, что определение типа модели должно основываться на изучении допредельных отраженных волн. Критериями для установления тонкослойной структуры области  $M$  являются: а) отличие формы допредельной продольной и обменной отраженных волн от формы прямой волны  $P$ ; б) большая длительность колебаний отраженных волн по сравнению с волной  $P$  и ее уменьшение с удалением от пункта взрыва; в) изменение формы допредельных отра-

женных волн с расстоянием; г) зависимость графиков амплитуд продольных и обменных отраженных волн от частоты.

8. На примере изучения записей Свердловского профиля ГСЗ показано, что использование экспериментальных данных по регистрации докритических отражений и теоретических расчетов позволяет построить тонкослоистую модель области М, сейсмические характеристики которой удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми данными. Указаны пути улучшения сопоставимости наблюдаемых и расчетных данных.

9. Построена сейсмическая модель области М в районе Украинского цита, объясняющая наблюдаемые на практике динамические особенности волн, отраженных от этой границы: значительную их интенсивность в докритической области, а также по сравнению с рефрагированными волнами в коре, сложную многофазную запись, резкую изменчивость амплитуд вдоль профиля, малую интенсивность обменных отраженных волн.

10. Интенсивность докритических отражений в большой мере зависит не от резкости границы, а от соотношения мощности отдельных пропластков на ней и спектрального состава волн, что затрудняет оценку региональных характеристик границ по динамическим особенностям сейсмических волн, но в то же время позволяет изучать их тонкую структуру.

11. На основании анализа данных о динамических характеристиках волн  $PcP$  и  $ScS$  и теоретических расчетов показана возможность построения сейсмических моделей области перехода от мантии к ядру, дающие качественное совпадение с экспериментальными данными. Это показывает обоснованность выбора класса тонкослоистых моделей для области перехода от мантии к ядру.

12. Основными критериями для установления тонкослоистой структуры области перехода от мантии к ядру по волнам  $PcP$  являются: а) стабильная форма записи волны  $PcP$  и отсутствие обращения фазы как при наличии, так и при отсутствии скачка плотности; б) возрастание коэффициентов отражения с увеличением эпицентрального расстояния  $\Delta$ , причем сравнительно большие их величины при больших  $\Delta > 60^\circ$  ( $K = 0,7—0,9$ ); в) меньшие периоды волн  $PcP$  по сравнению с  $P$  на больших эпицентральных расстояниях  $\Delta > 40^\circ$ ; г) резонансный характер кривых отношения спектров  $PcP$  и  $P$  на малых эпицентральных расстояниях при  $\Delta < 40^\circ$ .

Приведенные расчеты и их сопоставление с наблюдаемыми данными направлены только на обоснование выбора класса тонкослоистых моделей, области перехода от мантии к ядру, а не на определение параметров такой модели. Для определения параметров модели необходимо получение дополнительных данных наблюдений для волны  $PcP$  при небольших эпицентральных расстояниях  $\Delta < 30^\circ$ , где характеристики отраженной волны наиболее чувствительны к свойствам среды. Для уверенной интерпретации данных на этих расстояниях весьма важно также дальнейшее изучение поглощающих свойств мантии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В монографии исследован вопрос об использовании динамических характеристик сейсмических волн на различных этапах изучения строения коры и мантии Земли — от получения записей до построения моделей реальных сред. Дальнейший прогресс в изучении внутреннего строения Земли возможен на основе использования достижений различных областей экспериментальной сейсмологии, в частности сейсморазведки. Опыт сейсмической разведки может быть весьма полезен в решении таких вопросов, как выбор параметров аппаратуры, способов обработки сейсмограмм, исследование влияния верхней части разреза, определения тонкослоистого строения сейсмических границ мантии Земли и др.

Проанализирована роль частотных характеристик сеймоприемного канала и обусловленные ими возможные искажения формы записи и энергии сейсмических волн. Рассмотрены некоторые современные способы, улучшающие выделение полезного сейсмического сигнала на фоне помех: многоканальная регистрация сейсмических колебаний, сейсмологические станции группирования и др. Изложены методы определения коэффициента поглощения и его зависимости от частоты, разработанные и опробованные в сейсморазведке. С их помощью определены добротность  $Q_P$  и коэффициенты поглощения волн  $P$  в мантии Земли.

На основании данных сейсморазведки, сейсмологии и ГСЗ показано, что современные сейсмические модели реальной среды — это тонкослоистые, градиентные, преимущественно слабопоглощающие модели с разнообразными геометрическими формами сейсмических границ. Описан комплекс методов сейсморазведки для детального изучения строения реальных сред и образующихся в них сейсмических волновых полей. Показано, что в ряде районов, в частности на Русской платформе, строение верхней части геологического разреза является тонкослоистым с горизонтальным залеганием слоев.

Анализ роли этой толщи показал, что в ряде случаев она практически не влияет на глубинные сейсмические волны от границ фундамента и границ  $K$  и  $M$ . Однако в случае низкоскоростного слоя, лежащего на кристаллических породах, вместо одной простой падающей волны образуется длительная группа волн, связанная с многократными отражениями и обменами на границах в осадочной толще. Этот эффект является существенным при выборе пунктов расположения сейсмических станций и решения проблемы сейсмической безопасности.

На основе представлений о слоистом строении верхней части геологического разреза рассмотрен вопрос о физическом обосновании и геологической интерпретации данных, получаемых с помощью методики обменных проходящих волн  $PS$ . Рекомендована программа исследований по физическому обоснованию этой методики для изучения основных глубинных границ.

При решении вопроса о слоистой структуре основных границ в коре и мантии Земли методами сейсмологии и ГСЗ необходимо опираться на опыт сейсмической разведки в тонкослоистых средах. На его основе проведен выбор моделей среды: тонкослоистой — при использовании допределенных отраженных волн, толстослоистой — для запределенно-отражен-

ных и рефрагированных волн, регистрируемых при работах по КМПВ и ГСЗ.

В рамках толстослойной модели коры предложены и опробованы кинематические и динамические критерии для различения однослойной и слоистой коры.

С позиций тонкослойных моделей реальных сред разработаны динамические критерии, позволяющие установить существование тонкослойной структуры области М. На примере изучения записей Свердловского профиля ГСЗ показано, что использование экспериментальных данных по регистрации докритических отражений и теоретических расчетов позволяет построить тонкослойную модель области М, сейсмические характеристики которой удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми данными. Построена также сейсмическая модель области М в районе Украинского щита.

На основании анализа данных о динамических характеристиках волн  $PcP$  и  $ScS$  и теоретических расчетов показана возможность построения сейсмических моделей области перехода от мантии к ядру, дающее качественное совпадение с экспериментальными данными. Для более точного определения параметров модели необходимо получение дополнительных данных наблюдений волны  $PcP$  при небольших эпицентральных расстояниях  $\Delta < 30^\circ$ .

### ABSTRACT

This book investigates the problem of using the dynamic characteristics of seismic waves at different stages of the Earth's crust and mantle research: from records to construction of seismic models of real media. Further progress in the investigation of the inner structure of the Earth is possible on the basis of the utilisation of the methods developed in the different spheres of the experimental seismology mostly in seismic prospecting. The experience of seismic prospecting may be rather useful in solving the following problems: the choice of the apparatus characteristic, methods of seismic data processing, determination of thin-layered structure of the seismic boundaries etc.

Frequency response curves of the receiving channel are discussed and possible distortions of the wave shape and seismic wave energy are analysed. Some modern methods are considered which improve the separation of useful seismic signal from noise: multichannel registration of seismic oscillations, array stations, etc.

The methods are presented to determine the absorption coefficient and its dependence on the frequency elaborated and tested in seismic prospecting. By means of these methods the quality factor  $Q_P$  and the absorption coefficient of  $P$  waves in the Earth's mantle are determined.

On the basis of seismic prospecting seismology and DSS data the modern seismic models of real media are shown to be thin-layered, gradient, mainly weakly absorbing, with seismic boundaries of different shape. The complex of methods of seismic prospecting is described to study the detailed structure of real media and seismic waves fields generated. It is shown that in a number of regions in particular on the Russian Platform, geological cross-section has thin-layered upper part which consists of horizontal layers.

The analysis of the role of sedimentary rock thickness have shown that sometimes the latter does not influence the waves from deep boundaries: the basement boundary, K and M boundaries. However in the case of a low-velocity layer, placed on the basement rocks one obtains a long group of oscillations (instead of one simple wave) taking place because of numerous reflections and conversions at the boundaries of sediment rock. This effect is essential for the choice of the points for seismological stations and for solving the problem of seismic security.

On the basis of the idea of the layered structure of the upper part of geological cross-section a question is considered about the geological interpretation and physical foundations of the data obtained by the method of converted PS waves. The program is recommended to clarify the physical grounds of this method for investigating the main deep boundaries.

When solving questions of layered structure of main boundaries in the Earth's crust and mantle by methods of seismology and DSS, it is necessary to rely on the experience of seismic prospecting in the thin-layered media. On its ground the choice of the real media models is carried out, namely: thin-layered model — if one uses subcritical body reflections, thick-layered for overcritical reflections, and refracted body waves, which are used in correlation method for refracted wave (KMPV-method) and DSS.

In the frames of thick-layered crust models some kinematic and dynamic criteria are proposed and tested to distinguish one-layered and layered crust.

From the point of view of thin-layered models of real media some dynamic criteria are developed which permit one to reveal the existence of the thin-layered structure of M-boundary. Using, for example, the records obtained at Sverdlovsk DSS profile it is shown that the use of experimental records and theoretical calculations allow one to draw a thin-layered model of M-boundary, its seismic characteristics being in good agreement with the observed data. The seismic model of M-boundary in the region of the Ukrainian shield is drawn as well.

The analyses of the data about dynamic peculiarities of the waves of *PcP* and *ScS* types and theoretical calculations show the possibility to draw seismic models of the transition zone between the mantle and the core which are qualitatively consistent with the experimental data. In order to determine the model parameters more exactly, it is necessary to obtain additional experimental data for *PcP* waves at small epicentral distances  $\Delta < 30^\circ$ .

## ЛИТЕРАТУРА

### Часть I

1. Абдуллин А. А., Антоненко А. Н., Дубровин Г. К. Глубинное строение земной коры Мугоджар по сейсмическим данным.— В сб.: Глубинное сейсмическое зондирование. Алма-Ата, «Наука», 1973.
2. Авербух А. Г. Распространение сейсмического импульса в среде с линейной зависимостью поглощения от частоты.— В сб.: Прикладная геофизика. М., «Недра», 1970.
3. Андреев С. С., Шебалин Н. В. О применении короткопериодных сейсмографов для выделения обменных волн на записях удаленных землетрясений.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 7, 1957.
4. Антоненко А. Н., Булин П. К., Лыков В. И., Минин А. И., Щербаков Б. Е. Состояние и перспективы развития метода обменных волн землетрясений.— В сб.: Глубинное сейсмическое зондирование. Алма-Ата, «Наука», 1973.
5. Антонова Л. В., Антикаев Ф. Ф., Курочкина Р. И., Нерсесов И. Л., Раутиан Т. Г., Халтуриш В. И. Основные экспериментальные закономерности динамики сейсмических волн. М., «Наука», 1968.
6. Берзон И. С. Высокочастотная сейсмика. М., Изд-во АН СССР, 1957.
7. Берзон И. С. Об использовании в сейсмологии методов интерпретации волновых полей, разработанных в сейсморазведке.— «Геофиз. сборник АН УССР», № 15. Киев, «Наукова думка», 1966.
8. Берзон И. С. Об учете поглощения при расчете теоретических сейсмограмм в реальных средах.— «Геофиз. сборник АН УССР», № 44. Киев, «Наукова думка», 1971.
9. Берзон И. С. Сейсмические модели реальных сред.— В сб.: Глубинное сейсмическое зондирование. Алма-Ата, «Наука», 1973.
10. Берзон И. С., Васильев Ю. И., Стародубровская С. П. О преломленных волнах, соответствующих водосносным пескам.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 1, 2, 1959.
11. Берзон И. С., Вейцман П. С., Пасечник И. П., Ратникова Л. И. Волновые поля для тонкослоистых моделей области перехода от коры к мантии.— «Геофиз. сборник АН УССР», № 31. Киев, «Наукова думка», 1969.
12. Берзон И. С., Епинашьева А. М., Карус Е. В., Кондратьев О. К., Меламуд А. Я., Рау-Хизгия М. И., Худзинский Л. Л. Методика комплексных наземных и скважинных сейсмических исследований.— В сб.: Состояние и задачи разведочной геофизики. М., «Недра», 1970.
13. Берзон И. С., Епинашьева А. М., Парийская Г. И., Стародубровская С. П. Динамические характеристики сейсмических волн в реальных средах. М., Изд-во АН СССР, 1962.
14. Берзон И. С., Митронова В. А. К оценке частотной зависимости эффективного коэффициента затухания поперечных волн в среде, покрывающей отражающую границу.— В сб.: Интерпретация и обнаружение сейсмических волн в неоднородных средах. М., «Наука», 1971.
15. Берзон И. С., Митронова В. А., Ратникова Л. И. Сопоставление расчетных и экспериментальных волновых полей, соответствующих тонкому слою с повышенной скоростью.— «Геофиз. сборник АН УССР», № 30. Киев, «Наукова думка», 1969.
16. Берзон И. С., Митронова В. А., Ратникова Л. И. Отраженные и рефрагированные обменные волны в слабобрадентной среде с тонким слоем.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 3, 1969.
17. Берзон И. С., Митронова В. А., Ратникова Л. И. Влияние внутренней структуры отражающих плачек на характеристики отраженных волн.— В сб.: Интерпретация и обнаружение сейсмических волн в неоднородных средах. М., «Наука», 1971.
18. Берзон И. С., Пасечник В. И. Дисперсия фазовых скоростей продольных сейсмических волн в тонкослоистых средах.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 9, 1968.
19. Берзон И. С., Пасечник И. П. Динамические характеристики волны  $PcP$  для тонкослоистых полей области перехода от мантии к ядру.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 6, 1972.
20. Берзон И. С., Пасечник И. П., Поликарпов А. М. Определение параметров затухания волн в ман-

- тии Земли.— «Изв. АН СССР, Физика Земли». № 2, 1975.
21. Берзон И. С., Ратникова Л. И. Приближенные теоретические расчеты сейсмических отраженных волн в многослойных тонкослоистых средах.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 9, 1971.
  22. Берзон И. С., Стародубровская С. П., Митронова В. А. Эффективность способа общей глубинной точки.— «Информ. выпуск ОНТИ ВИЭМС. Региональная, разведочная и промысловая геофизика». М., 1972.
  23. Берзон И. С., Стародубровская С. П., Митронова В. А. Об учете поглощения при расчете теоретических сейсмограмм в реальных средах.— В сб.: Сейсмические волны в тонкослоистых средах. М., «Наука», 1973.
  24. Берч Ф., Шерер Дж., Спайсер Г. Справочник для геологов по физическим константам. М., ИЛ, 1949.
  25. Булин Н. К. Определение глубины складчатого фундамента при помощи обменных проходящих волн  $PS$ , регистрируемых при землетрясениях.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 6, 1960.
  26. Булин Н. К. Сопоставление результатов ГСЗ и обменных волн землетрясений.— В сб.: Прикладная геофизика, № 63. М., «Недра», 1971.
  27. Булин Н. К., Сытин Ю. И. Опыт применения сейсмологических исследований для изучения глубинного строения земной коры на территории Туркмении.— В сб.: Проблема нефтегазоносности Средней Азии. Труды ВСЕГЕИ, новая серия, т. 42, вып. 1, 1960.
  28. Булин Н. К., Сытин Ю. И. Использование обменных волн типа  $PS_n$  для исследования глубинных интервалов разреза земной коры на территории Центральной Туркмении.— В кн.: Состояние и перспективы развития геофизических методов поисков и разведки полезных ископаемых. М., Гостоптехиздат, 1961.
  29. Булин Н. К., Трюфилкина Е. И. Использование обменных волн  $PS$ , регистрируемых при близких землетрясениях, для изучения глубинного строения земной коры.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 11, 1960.
  30. Васильев Ю. И. Две сводки констант затухания горных пород.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 5, 1962.
  31. Васильев Ю. И., Гуревич Г. И. О соотношении между декрементами затухания и скоростями распространения продольных и поперечных волн.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 12, 1962.
  32. Винник Л. П., Дашков Г. Г. Волна  $PP$  при атомных взрывах и затухание продольных волн в верхней мантии.— «Докл. АН СССР», 190, № 6, 1970.
  33. Войтылова Т. Н., Иванова Л. П., Мошова Б. П., Соломкин Ю. Ф. Опыт применения комплексных геолого-геофизических исследований подземных газохранилищ в Ленинградской и Новгородской областях.— «Информ. выпуск ОНТИ ВИЭМС. Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 24, 1968.
  34. В сб.: Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, т. 1. Под ред. М. К. Полшкова и Г. И. Петрашени. Л., Гостоптехиздат, 1957.
  35. В сб.: Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, т. II—VII. Л., Изд-во ЛГУ, 1959—1964; т. VIII—XII. М.—Л., «Наука», 1966—1973.
  36. Вычислительная сейсмология, вып. 1—6. М., «Наука», 1966—1973.
  37. Гальперин Е. И. Поляризация сейсмических волн и возможности увеличения эффективности сейсмических исследований.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 2, 1973.
  38. Гальперин Е. И. Вертикальное сейсмическое профилирование. М., «Недра», 1971.
  39. Гамбурцев Г. А. О корреляционных методах изучения землетрясений.— «Докл. АН СССР», 92, № 4, 1953, стр. 747.
  40. Гамбурцева Н. Г., Винник Л. П., Поликарпов А. М. О методике волн  $PS$  по записям удаленных землетрясений.— «Геология и геофизика», № 9, 1970.
  41. Гамбурцев Г. А., Ризниченко Ю. В., Берзон И. С., Епинатьева А. М., Пасечник И. П., Космическая И. П., Карус Е. В. Корреляционный метод преломленных волн. М., Изд-во АН СССР, 1952.
  42. Глубинное сейсмическое зондирование земной коры в СССР.— Сборник докладов. Л., Гостоптехиздат, 1962.
  43. Глубинное сейсмическое зондирование. Алма-Ата, «Наука», 1973.
  44. Гогоенков Г. Н. Расчет и применение синтетических сейсмограмм. М., «Недра», 1972.
  45. Голенецкий С. М. Мощность земной коры в Среднем Байкале по наблюдениям над обменными отраженными волнами.— «Геология и геофизика», № 5, 1965.
  46. Гольдин С. В. К расчету оптимальных подавляющих групп сейсμοприемников при наличии поверхностных неоднородностей среды.— «Геофиз. сборник», № 25. М., «Недра», 1971.
  47. Гольцман Ф. М. Основы теории интерференционного приема регулярных волн-помех. М., «Недра», 1963.
  48. Гурвич И. И. Сейсмическая разведка. М., Гостоптехиздат, 1960.
  49. Гуревич Б. Н., Гусаков Л. В.,

- Кравчук Л. В., Назамкин С. А. К обработке сейсмограмм методом последовательного вычитания помех.— В сб.: Разведочная геофизика, вып. 39. М., «Недра», 1970.
50. Гурвич И. И., Яновский А. К. Сейсмические импульсы от взрыва в однородной поглощающей среде.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 10, 1967.
51. Гутенберг Б. Физика земных недр. М., ИЛ, 1963.
52. Егоркина Г. В. О поляризации обменных проходящих волн типа  $PS$ .— В сб.: Прикладная геофизика, вып. 55. М., «Недра», 1969.
53. Егоркина Г. В. Некоторые результаты поляризации волн.— В сб.: Теоретические и экспериментальные исследования обменных волн землетрясений. М., ВНИИГеофизика, 1973.
54. Егоркина Г. В. Природа фазовых сдвигов при регистрации обменных проходящих волн типа  $PS$ .— В сб.: Прикладная геофизика, вып. 55. М., «Недра», 1973.
55. Жадин В. В. Измерение поглощения продольной и поперечной волн в каменной соли.— «Геология и геофизика», № 5, 1963.
56. Кац С. А., Стародубовская С. П. О сопоставимости экспериментальных и теоретических сейсмограмм.— В сб.: Прикладная геофизика, вып. 58. М., «Недра», 1970.
57. Коган С. Я. О влиянии поглощения на форму сейсмического импульса.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 9, 1961.
58. Коган С. Я. Краткий обзор теорий поглощения сейсмических волн.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 11, 1966.
59. Кондратьев О. К. Универсальная программа для расчета синтетических сейсмограмм.— В сб.: Вычислительная сейсмология, вып. 4. «Наука», 1968.
60. Косминская И. П. Метод глубинного сейсмического зондирования земной коры и верхов мантии. М., «Наука», 1968.
61. Крауцлис П. В., Перельман А. Л., Рабинович Г. Я. Об одном способе определения скоростей поперечных волн при акустическом каротаже.— В сб.: Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, вып. XI. Л., «Наука», 1971.
62. Кутас В. В. Влияние структуры земной коры в районе сейсмических станций на спектры  $P$ -волн землетрясений.— «Геофиз. сборник АН УССР», № 45. Киев, «Наукова думка», 1972.
63. Левянт В. Б., Жарн З. Н., Зингер Ю. Б., Леднева Т. А. Вопросы теории и методики способа общей глубинной точки.— «Информ. выпуск ОНТИ ВИАМС. Региональ-
- ная, разведочная и промысловая геофизика», № 31, 1970.
64. Лысяков Л. М., Альтер С. М., Иванова А. П., Певзнер Л. А., Попов К. А., Эренбург М. С. Комплексные исследования земной коры Казахстана методами ГСЗ и сейсмологии.— В сб.: Глубинное сейсмическое зондирование. Алмата, «Наука», 1973.
65. Меламуд А. Я., Юдин И. Н. Некоторые результаты обработки полевых магнитограмм с целью повышения соотношения сигнал/помеха.— В сб.: Разведочная геофизика, вып. 20. М., «Недра», 1967.
66. Мешбей В. П. Метод общей глубинной точки в сейморазведке МОВ.— «Информ. выпуск ОНТИ ВИАМС. Региональная, разведочная и промысловая геофизика», № 14, 1968.
67. Мишенькин Б. П. Использование обменных волн при глубинных сейсмических исследованиях в Зап. Сибири.— «Геология и геофизика», № 12, 1968.
68. Модели реальных сред и сейсмические волновые поля. М., «Наука», 1967.
69. Можженко А. П. Аппаратура магнитной записи для регистрации землетрясений и удаленных взрывов.— «Изв. АН ТССР, серия физ., техн., хим. и геол. наук», № 1, 1961.
70. Можженко А. Н. Низкочастотная сейсмическая аппаратура.— В сб.: Глубинное сейсмическое зондирование земной коры в СССР. Л., Гостоптехиздат, 1962.
71. Назамкин С. А. Математический алгоритм вычитания регулярных помех при разделении сейсмических волн, I—II.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 7, 1966.
72. Назамкин С. А. Оптимальный алгоритм выделения сейсмических волн-помех.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 5, 1966.
73. Назамкин С. А. О новом методе разделения регулярных волн в сейморазведке.— В сб.: Прикладная геофизика, вып. 50. М., «Недра», 1967.
74. Осадчий А. П., Дараган С. К. Аппаратура КОД для многоканальной цифровой регистрации сейсмических сигналов.— В сб.: Вычислительная сейсмология, вып. 2. М., «Наука», 1966.
75. Павленкова Н. И. Волновые поля и модели земной коры. Киев, «Наукова думка», 1973.
76. Пасечник И. П. Зависимость сейсмической магнитуды от особенностей сейсмогеологического строения в пункте наблюдения.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 11, 1962.
77. Пасечник В. И. Дисперсия фазовой скорости в поглощающих средах.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 9, 1969.
78. Пасечник И. П. Характеристики

- сейсмических волн при ядерных взрывах и землетрясениях. М., «Наука», 1970.
79. *Пасечник И. П.* Магнитудный метод идентификации подземных ядерных взрывов.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 1, 1970.
  80. *Пасечник И. П., Султанов Д. Д.* Доминирующие сейсмические объемные волны при взрывах.— «Труды I Всесоюзной конференции Гидропроекта в 1969 г.» М., Гидроэнергоиздат, 1970.
  81. Подводные и подземные взрывы. М., «Мир», 1974.
  82. *Поликарпова Л. А.* Статистическое исследование динамических характеристик сейсмических записей. М., «Наука», 1973.
  83. *Поликов М. К.* Теория аналоговой и цифровой сейсморазведочной аппаратуры. М., «Недра», 1973.
  84. *Поликов М. К., Булин П. К., Щербакова Б. Е.* Использование обменных волн от землетрясений для изучения земной коры и верхней мантии.— В сб.: Прикладная геофизика, вып. 68. М., «Недра», 1972.
  85. *Померанцева И. В.* Методика интерпретации обменных волн, регистрируемых станциями «Земля».— В сб.: Прикладная геофизика, вып. 53. М., «Недра», 1968.
  86. *Померанцева И. В.* О выделении и корреляции волн  $PS$ , регистрируемых станциями «Земля».— В сб.: Теоретические и экспериментальные исследования обменных волн землетрясений. М., ВНИИГеофизика, 1973.
  87. *Померанцева И. В., Мозженко А. И.* Методика и некоторые результаты исследований строения земной коры с помощью аппаратуры «Земля».— В сб.: Глубинное сейсмическое зондирование. Алма-Ата, «Наука», 1973.
  88. *Померанцева И. В., Мозженко А. И., Егоркина Г. В., Соколова И. А.* Методика и основные результаты изучения глубинного строения земной коры и верхней мантии с помощью станции «Земля».— В кн.: Методика и результаты комплексных геофизических исследований. Л., 1969.
  89. *Померанцева И. В., Мозженко А. И., Егоркина Г. В., Шумилина Л. С., Барскова Л. П.* Результаты изучения строения земной коры и верхней мантии с помощью станций «Земля» в Азово-Кубанской впадине.— В сб.: Прикладная геофизика, вып. 55. М., «Недра», 1969.
  90. *Померанцева И. В., Мозженко А. И., Соколова И. А., Егоркина Г. В.* Применение сейсмологических станций «Земля» при изучении строения юго-востока Русской платформы.— «Докл. АН СССР», 163, № 1 (1963), 1965.
  91. *Померанцева И. В., Шумилина Л. С.* Некоторые результаты работ со станцией «Земля» в Ташкенте.— «Докл. АН СССР», 178, № 4, 1968.
  92. *Пузырев Н. Н.* Интерпретация данных сейсморазведки методом отраженных волн. М., Гостоптехиздат, 1959.
  93. *Ратникова Л. И.* Методы расчета сейсмических волн в тонкослоистых средах. М., «Наука», 1973.
  94. *Ратникова Л. И., Левшин А. Т.* Расчет спектральных характеристик тонкослоистых сред.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 2, 1967.
  95. *Ратникова Л. И., Яновская Т. Б.* Приближенный расчет волновых полей в средах с тонкими слоями.— В кн.: Вычислительная сейсмология, вып. 4. М., «Наука», 1968.
  96. *Родин Г.* Сейсмология ядерных взрывов. М., «Мир», 1974.
  97. *Рябинкин Л. А.* О лабораторном применении регулируемого направленного приема (РНП) сейсмических волн.— В сб.: Разведочная и промысловая геофизика, вып. 14. М., Гостоптехиздат, 1955.
  98. *Сакс М. В.* Корреляция акустических скважинных наблюдений. — «Информ. выпуск ОНТИ ВИЭМС. Региональная, разведочная и промысловая геофизика». М., 1973.
  99. *Соколов П. Т., Скрабин В. И.* Опыт обобщения уравнений теории упругости.— ЖТФ, 5, № 9, 1935.
  100. «Теоретические и экспериментальные исследования обменных волн землетрясений». М., ВНИИГеофизика, 1973.
  101. *Трегубова К. В.* О природе волн, регистрируемых станциями Земля от далеких землетрясений.— В сб.: Теоретические и экспериментальные исследования обменных волн землетрясений. М., ВНИИГеофизика, 1973.
  102. *Федотов С. А.* О кинематических и динамических особенностях сейсмических волн, преломленных на криволинейных границах. Канд. дисс. М., 1957.
  103. Физические основы сейсмического метода отраженных волн в платформенных условиях. Под ред. И. С. Берзон. М., «Наука», 1974.
  104. *Харкевич А. А.* Спектры и анализ. М., ГИТТЛ, 1957.
  105. *Царева Н. В.* Распространение упругих волн в песке.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 9, 1956.
  106. *Adams R. D.* Early reflections  $P'P'$  an indication of upper mantle structure.— «Bull. Seismol. Soc. America», 59, N 3, 1969.
  107. *Ament W. S.* Sound propagation in gross mixtures.— «J. Acoust. Soc. America», 25, N 4, 1953.
  108. *Anderson D. L., Ben-Menachem A., Archambeau C. B.* Attenuation of seismic energy in the upper mantle.— «J. Geophys. Res.», 70, N 6, 1965.
  109. *Anderson D. L., Kovach R.* Attenuation in the mantle and rigidity of

- the core from multiply reflected core phases.— «Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.», 51, N 2, 1964.
110. *Beller W. S.* Seismic array refines blast detection.— «Missiles and Rockets», 16, N 8, 1965.
  111. *Biot M. A.* Theory of propagation of elastic waves in a fluidsaturated porous solid. I. Low-frequency range.— «J. Acoust. Soc. America», 28, N 2, 1956.
  112. *Borcherdt R. D.* Effects of local geology on ground motion near San Francisco Bay.— «Bull. Seismol. Soc. America», 60, N 1, 1970.
  113. *Carder D. S., Samar A., McEvilly T. V.* Trans-California seismic profile-Pahute Mesa to San Francisco Bay.— «Bull. Seismol. Soc. America», 60, N 6, 1970.
  114. *Davies D.* Seismology with large arrays.— «Repts Progr. Phys.», 36, 1233—1283, 1973.
  115. *Frazier C. W., Filson J.* A direct measurement of Earth's shortperiod attenuation along a teleseismic ray path.— «J. Geophys. Res.», 77, N 20, 1972.
  116. *Hamilton E. L., Shumway G., Menard H. W., Shippek C. J.* Acoustic and other physical properties of shallow-water sediments of San-Diego.— «J. Acoust. Soc. America», 28, N 1, 1951.
  117. *Hays W. W.* Amplitude and frequency characteristics of elastic wave types generated by underground nuclear detonation.— «Bull. Seismol. Soc. America», 59, N 6, 1969.
  118. *Helmsberger D. V.* Long-period body-wave propagation from 4° to 13°.— ESSA, 62, N 1, 1972.
  119. *Ibrahim A. K.* Effects of a rigid core on the reflection and transmission coefficients from a multilayered core-mantle boundary.— «Pure and Appl. Geophys.», 91, N 8, 1971.
  120. *Kanamori H.* Spectrum of P and PcP in relation to the mantle-core boundary and attenuation in the mantle.— «J. Geophys. Res.», 71, N 2, 1967.
  121. *Kanamori H.* Attenuation of P waves in the upper and lower mantle.— «Bull. Earth Res. Inst.», 45, N 2, 1967.
  122. *Knopoff L. G.*— «Quart. Rev. Geophys.», 2, N 4, 1964.
  123. *Kovach R. L., Anderson D. L.* Attenuation of shear waves in the upper and lower mantle.— «Bull. Seismol. Soc. America», 54, N 6, 1964.
  124. *Landers T., Claerbout J. F.* Effects of thin soft layers on body waves.— «Bull. Seismol. Soc. America», 59, N 2, 1969.
  125. *Lynch R. D.* Response spectra for Pahute Mesa Nuclear Events.— «Bull. Seismol. Soc. America», 59, N 6, 1969.
  126. *Mikumo T., Kurita T.* Q-distribution for longperiod P waves in mantle.— «J. Phys. Earth», 16, N 1, 1968.
  127. *Mueller R. A., Murphy J. R.* Seismic characteristics of underground nuclear detonations. Part 1. Seismic spectrum scaling.— «Bull. Seismol. Soc. America», 61, N 6, 1971.
  128. *Murphy J. R., Davis A. H., Weaver N. L.* Amplification of seismic body waves by low-velocity surface layers.— «Bull. Seismol. Soc. America», 61, N 1, 1971.
  129. *O'Brien P. N.* Seismic energy from explosions.— «Geophys. J. Roy. Astron. Soc.», 3, N 1, 1960.
  130. *Officer C. B.* A deep-sea seismic reflection profile.— «Geophysics», 20, N 2, 1955.
  131. *Passechnik I. P.* On determining frequency dependence of absorption coefficient of longitudinal seismic waves propagating in the Earth's mantle.— Kűlűlenyomat A proceedings of the eight Assembly of the European Seismological Commission című kiadványbol. Budapest, 1969.
  132. *Passechnik I. P.* Some possibilities of interpretation of array station data. Proceedings from the Seminar on seismology and seismic arrays. Oslo, 1972.
  133. *Passechnik I. P.* On distortion of real values of magnitudes.— «Pure Appl. Geophys.», 103, 1973.
  134. *Passechnik I. P., Sultanov D. D.* A possible mechanism of the generating of the unusually long lunar seismic oscillations. The Moon. Dordrecht-Holland, D. Reidel Publ. Co. 1972.
  135. *Press F.* Rigidity of the earth's core.— «Science», 124, 1954.
  136. *Sharpe J. A.* Production of elastic waves by explosion pressures, pt. 1, 2.— «Geophysics», 7, N 2, 3, 1942.
  137. *Shumway G.* Resonance chamber sound velocity measurements.— «Geophysics», 21, N 2, 1956.
  138. The detection and recognition of underground explosions. A special report of the United Kingdom Atomic Energy Authority. London. U. K. Atomic Energy Authority. S. W., 1, 1965.
  139. *Warrick R. E.* Seismic investigation of a San-Francisco Bay mud site.— «Bull. Seismol. Soc. America», 64, N 2, 1974.
  140. *Werth G. C., Herbst R. F.* Comparison of amplitudes of seismic waves from nuclear explosions in four mediums.— «J. Geophys. Res.», 68, 1963.
  141. *Whitcomb J. H., Adams R. D.* Reflection of P'P' seismic waves from discontinuities in the mantle.— «J. Geophys. Res.», 75, N 10, 1970.
  142. *White J. E., Sengbuch R. L.* Velocity measurements in nearsurface formations.— «Geophysics», 18, No 1, 1953.

143. Wood A. B. A textbook of sound. London, 1930.
144. Wuensther P. C. Dispersive body wave, an experimental study.— «Geophysics», 30, 4, 1965.
145. Wyllie M. R., Gregory A. R., Gardner L. W. Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media.— «Geophysics», 21, N 1, 1956.

## Часть II

1. Авербух А. Г., Сумерина Э. И., Горбач Л. М. О физической природе волн, регистрируемых в первых вступлениях при наблюдениях КМПВ.— Прикладная геофизика, вып. 36. Гостогтехиздат, 1963.
2. Алексеев А. С., Вольвовский И. С., Ермилов И. И., Крауцкус П. В., Рябой В. Э. К вопросу о физической природе волн, регистрируемых при ГСЗ.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», 11, 1963.
3. Алексеев А. С., Гельчинский Б. Я. О лучевом методе вычисления полей волн в случае неоднородных сред с криволинейными границами раздела.— В сб.: Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, ч. 3. Л., Изд-во ЛГУ, 1959.
4. Балакина Л. М., Введенская А. В., Колесников Ю. А. Исследование внешней границы земного ядра при помощи спектрального анализа сейсмических волн.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 8, 1966.
5. Белоусов В. В. Земная кора и верхняя мантия материков. М., «Наука», 1966.
6. Берзон И. С. Определение спектра коэффициента отражения продольных волн от тонкого слоя.— «Труды Ин-та физики Земли АН СССР», вып. 6 (173), 1959.
7. Берзон И. С. Об определении модели тонкослойной среды при совместном использовании амплитудных и фазовых спектральных характеристик слоя.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 6, 1965.
8. Берзон И. С. Об использовании в сейсмологии методов интерпретации волновых полей, разработанных в сейсморазведке.— «Геофиз. сборник АН УССР», № 15. Киев, «Наукова думка», 1966.
9. Берзон И. С. Анализ спектральных характеристик тонкослойных сред.— В сб.: Модели реальных сред и сейсмические волновые поля. М., «Наука», 1967.
10. Берзон И. С. О некоторых спектральных особенностях волн, отраженных от тонких слоев.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», 5, 1969.
11. Берзон И. С. Об учете поглощения при расчете теоретических сейсмограмм.— «Геофиз. сборник АН УССР», № 44. Киев, «Наукова думка», 1971.
12. Берзон И. С. Сейсмические модели реальных сред.— В сб.: «Глубинное сейсмическое зондирование». Алмата, «Наука», 1973.
13. Берзон И. С. Влияние прохождения через тонкослойную осадочную толщу на глубинные сейсмические волны.— «Геофиз. сборник АН УССР», № 58, Киев, «Наукова думка», 1974.
14. Берзон И. С., Вейцман П. С., Галкин И. Н. О различии некоторых классов моделей коры по характеристикам продольных сейсмических волн.— «Геофиз. сборник АН УССР», № 31. Киев, «Наукова думка», 1969.
15. Берзон И. С., Вейцман П. С., Капустян Н. К. Опыт построения тонкослойной модели области.— М. «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 2, 1975.
16. Берзон И. С., Вейцман П. С., Пасечник И. П., Ратникова Л. И. Волновые поля для тонкослойных моделей области перехода коры к мантии.— «Геофиз. сборник АН УССР», № 31. Киев, «Наукова думка», 1969.
17. Берзон И. С., Епинатьева А. М., Парийская Г. И., Стародубровская С. П. Динамические характеристики сейсмических волн в реальных средах. М., Изд-во АН СССР, 1962.
18. Берзон И. С., Кац С. А., Костенич В. И., Ратникова Л. И. Отраженные и проходящие волны для пачек слоев со случайной структурой в квазиоднородной среде.— В сб.: Сейсмические волны в тонкослойных средах.— М., «Наука», 1973.
19. Берзон И. С., Коган С. Д., Пасечник И. П. О возможности построения тонкослойной модели области перехода от оболочки к ядру Земли.— «Докл. АН СССР», 178, 1, 1968.
20. Берзон И. С., Митропова В. А., Ратникова Л. И. Отраженные и рефрактированные обменные волны в слабоградиентной среде с тонким слоем.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 3, 1969.
21. Берзон И. С., Пасечник В. П. Дисперсия фазовых скоростей продольных сейсмических волн в тонкослойных средах.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 9, 1968.
22. Берзон И. С., Пасечник И. П. Динамические характеристики волн  $PcP$  в случае тонкослойной модели области перехода от мантии к ядру.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 6, 1972.
23. Берзон И. С., Ратникова Л. И. Приближенные расчеты сейсмических отраженных волн в многослойной тонкослойной среде.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 10, 1971.
24. Берзон И. С., Ратникова Л. И., Рац-Хизгия М. И. Сейсмические

- обменные отраженные волны. М., «Наука», 1966.
25. Берзон И. С., Стародубровская С. П., Митронова В. А. Эффективность способа общей глубинной точки. Серия регион., развед. и промысл. геофиз. М., ОНТИ ВИАМС, 1972.
  26. Берзон И. С., Стародубровская С. П., Митронова В. А. Причины нарушений корреляции отраженных волн в тонкостратифицированных средах. — В сб. Сейсмические волны в тонкостратифицированных средах. М., «Наука», 1973.
  27. Бреховский Л. М. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
  28. Васильев Ю. И., Ковалев О. И., Паргоменко И. С. Об исследовании кристаллического фундамента методом преломленных волн в условиях неполного экранирования. — Изв. АН СССР, серия геофиз., № 3, 1958.
  29. Вейцман П. С. О результатах работ по глубинному сейсмическому зондированию земной коры в одном из горных районов Средней Азии. — «Studia Geoph. et Geod.», Praha, 2, № 3, 1958.
  30. Вишник Л. П., Дашков Г. Г. Волны РсР при атомных взрывах и характер границы ядро—мантия. — Изв. АН СССР, Физика Земли, № 1, 1970.
  31. Виноградов А. П. Метеориты и земная кора. — Изв. АН СССР, серия геол., № 10, 1959.
  32. Воронин Ю. А. Об исследовании явлений экранирования сейсмических волн тонкими слоями. — В сб.: Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, вып. 3. Л., Изд-во ЛГУ, 1959.
  33. Гамбурцев Г. А. Избранные труды. М., Изд-во АН СССР, 1960.
  34. Гоголенков Г. Н. Расчет и применение синтетических сейсмограмм. М., «Недра», 1972.
  35. Гринь П. Е. К вопросу о спектрах волн, отраженных от выклинивающегося слоя. — «Труды Ин-та геофизики АН УССР», вып. 7(9), 1964.
  36. Грудеев И. П. К вопросу о свойствах границы земного ядра. — Изв. АН СССР, серия геофиз., № 5, 1964.
  37. Гурвич И. И. Об отражениях от тонких пластов в сейсморазведке. — Прикладная геофизика, вып. 9. М., Гостонтехиздат, 1952.
  38. Гурвич И. И. Сейсмическая разведка. М., Гостонтехиздат, 1960.
  39. Давыдова Н. И. Возможности метода ГСЗ при изучении свойств глубинных сейсмических границ. — В сб.: Сейсмические свойства границы Мохоровичича. М., «Наука», 1972.
  40. Давыдова Н. И., Иванцов Ю. Р., Таль-Вирский Б. Б., Фурсов А. Н., Ярошевская Г. А. Свойства глубинных сейсмических границ в западном Узбекистане. — В сб.: Сейсмические свойства границы Мохоровичича. М., «Наука», 1972.
  41. Давыдова Н. И., Косминская И. П., Капустян Н. К., Михота Г. Г. Модели земной коры и границы М. — «Геофиз. сборник АН УССР», № 51. Киев, «Наукова думка», 1973.
  42. Дружинин В. С., Беликова Д. А., Рыбалка В. М. Отражающие свойства границы Мохоровичича на восточной окраине Русской платформы. — Изв. АН СССР, Физика Земли, № 8, 1970.
  43. Дружинин В. С., Рыбалка В. М., Халевич Н. И. Сейсмические исследования земной коры по Свердловскому пересечению Урала. — В кн.: Методика и результаты комплексных глубинных геофизических исследований. Л., «Недра», 1969.
  44. Дубровский В. А., Паньков В. Л. Об отношении амплитуд РсР и Р волн. — Изв. АН СССР, Физика Земли, № 6, 1972.
  45. Жарков В. П. Об отражении волн SH на границе оболочки и ядра Земли. — Изв. АН СССР, серия геофиз., № 11, 1964.
  46. Знаменский В. В., Цзянь Цзинь-ин. О разведке сейсмическим методом РНП кристаллического фундамента в Волго-Уральской области. — Разведочная и промысловая геофиз., вып. 47. М., Гостонтехиздат, 1963.
  47. Иванова Н. П. Некоторые результаты изучения поверхности кристаллического фундамента МОВ и КМПВ. — В сб.: Вопросы методики глубинного сейсмического зондирования. М., «Наука», 1965.
  48. Иодер Г. С., Тилли К. Э. Происхождение базальтовых магм. М., «Мир», 1965.
  49. Кац С. А. Спектральные методы выделения вступлений волн. — В сб.: Модели реальных сред и сейсмические волновые поля. М., «Наука», 1967.
  50. Коган С. Д. Времена пробега продольных и поперечных волн, вычисленные по данным ядерных взрывов, произведенных в районе Маршалловых островов. — Изв. АН СССР, серия геофиз., № 3, 1960.
  51. Коган С. Д. Времена пробега и амплитуды волн РсР при поверхностных источниках. — Изв. АН СССР, Физика Земли, № 3, 1968.
  52. Коган С. Д. Исследование динамики продольной волны, отраженной от ядра Земли. — Изв. АН СССР, Физика Земли, № 6, 1972.
  53. Кондратьев О. К. Аналитическое решение задачи об отражении от некоторых неоднородных слоев. — Изв. АН СССР, Физика Земли, № 8, 1965.
  54. Косминская И. П. Методы глубинного сейсмического зондирования земной коры и верхов мантис. М., «Наука», 1968.
  55. Косминская И. П., Кракшина Р. М. О критических отражениях от границы Мохоровичича. — Изв. АН СССР, серия геофиз., № 6, 1961.

56. Крылов С. В. О природе сейсмических разделов земной коры. — В сб.: Региональные геофизические исследования в Сибири. Новосибирск, «Наука», 1967.
57. Лоссовский Е. К., Дядюра В. А. Опыт численного моделирования процесса распространения сейсмических волн в многослойной земной коре. — «Геофиз. сборник АН УССР», № 41. Киев, «Наукова думка», 1971.
58. Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли. М., «Недра», 1965.
59. Малиновская Л. И. О динамических особенностях продольных отраженных волн за критическими углами. — «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 5, 1957.
60. Михайлова Н. Г., Парийский Б. С. Расчет теоретических сейсмограмм для простейших случаев строения среды при нормальном падении. — «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 1, 1964.
61. Михайлова Н. Г., Парийский Б. С. Об интенсивности волн, отраженных от границ второго рода в мантии Земли. — «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 5, 1965.
62. Михайлова Н. Г., Парийский Б. С., Сакс М. В. Частотные характеристики пачек слоев. — «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 1, 1966.
63. Мишенькин Б. П. Теоретические сейсмограммы отраженных волн от лицевой переходного слоя при произвольном угле падения. — «Труды Ин-та геол. и геофиз. СО АН СССР», вып. 93. Новосибирск, 1970.
64. Модели реальных сред и сейсмические волновые поля. Сборник статей. М., «Наука», 1967.
65. Молоденский М. С. Плотность и упругость внутри Земли. — «Труды Геофиз. ин-та АН СССР», № 26, 1955.
66. Молотова Л. В. О регистрации глубинных отражений в сейсморазведке. — «Труды ИФЗ АН СССР», № 6, 1959.
67. Незоленова Э. А., Халевин П. И. О характере раздела Мохоровичича на Урале. — «Геофиз. сборник», № 5. Свердловск, УФ АН СССР, 1967.
68. Павленкова Н. И. Волновые поля и модели земной коры. Киев, «Наукова думка», 1973.
69. Павленкова Н. И., Смелянская Т. В. Природа группы отраженных сейсмических волн от подошвы земной коры. — «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 1, 1970.
70. Павленкова Н. И., Смелянская Т. В. Характеристика сейсмических границ в земной коре Украины. — В сб.: Природа сейсмических границ в земной коре. М., «Наука», 1971.
71. Пасечник И. П. К определению зависимости от частоты коэффициента поглощения продольных сейсмических волн, распространяющихся в мантии Земли. — «Докл. АН СССР», 166, 6, 1966.
72. Подъяпольский Г. С. Коэффициенты преломления и отражения упругих волн на слое. — «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 4, 1961.
73. Померанцева И. В. Природа волн, относимых к поверхности кристаллического фундамента. — Прикладная геофизика, вып. 34. М., Гостехиздат, 1962.
74. Ратникова Л. И. Методика расчета сейсмических волн в тонкослоистых средах. М., «Наука», 1973.
75. Ратникова Л. И., Левшин А. Л. Расчет спектральных характеристик тонкослоистых сред. — «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 2, 1967.
76. Ратникова Л. Я., Яновская Т. Б. Приближенный расчет волновых полей в средах с тонкими слоями. — В сб.: Вычислительная сейсмология, вып. 4. М., «Наука», 1968.
77. Раутиан Т. Г., Самойлова Л. С. К обоснованию вычисления плотности энергии методом аппроксимации сейсмограмм отрезками синусоид. — «Труды ИФЗ АН СССР», № 25(192), 1962.
78. Ризниченко Ю. В., Косминская И. П. О природе слоистости земной коры и верхней мантии. — «Докл. АН СССР», 153, № 2, 1963.
79. Рэлеи Дж. В. Теория звука. М., ГИТТЛ, 1955.
80. Рябой В. З. Кинематические и динамические характеристики глубинных волн, связанных с границами в земной коре и верхней мантии. — «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 3, 1966.
81. Соллогуб В. Б. О структуре земной коры Юго-Восточной Европы. — «Геофиз. сборник АН УССР», № 19. Киев, «Наукова думка», 1967.
82. Соллогуб В. Б., Павленкова Н. И., Чекунов А. В., Хилинский Л. А. Глубинное строение земной коры вдоль меридионального пересечения Черное море — Воронежский массив. — «Геофиз. сборник АН УССР», № 15. Киев, «Наукова думка», 1966.
83. Справочник геофизика, т. IV. М., «Недра», 1966.
84. Стародубровская С. П., Парийская Г. И. Использование динамических характеристик отраженных волн для обнаружения и прослеживания слоев переменной мощности. — В сб.: Разведочная геофизика. М., 2. «Недра», 1964.
85. Стишов С. М. Природа границы Мохоровичича. — «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 1, 1963.
86. Субботин С. И., Наушчик Г. Л., Рахимова И. Ш. Процессы в верхней мантии Земли. Киев, «Наукова думка», 1964.
87. Тагай Е. Д., Иванова Н. П. Опыт использования отраженных волн для

- исследования глубинного строения земной коры.— В сб.: Глубинное сейсмическое зондирование земной коры в СССР. Л., Гостонтехиздат, 1962.
88. Халеви И. И., Дружинин В. С., Рыбалка В. М., Незолетова Э. А., Чуданов Л. П. О результатах ГСЗ земной коры на Среднем Урале.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 4, 1966.
  89. Халтурин В. И., Урусова Н. Б. Оценка поглощения продольных и поперечных волн в земной коре по наблюдениям над местными землетрясениями.— «Труды ИФЗ АН СССР», № 25(192), 1962.
  90. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., ГИТТЛ, 1957.
  91. Худзинский Л. Л. Об определении некоторых параметров слоев промежуточной мощности по спектрам отраженных волн.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 5, 1961.
  92. Худзинский Л. Л. Опыт применения спектрального анализа в сейсмографии.— В сб.: Глубинное сейсмическое зондирование земной коры в СССР. М., Гостонтехиздат, 1961.
  93. Худзинский Л. Л. Об определении некоторых спектральных особенностей слоистых сред.— «Изв. АН СССР, серия геофиз.», № 3, 1962.
  94. Чекин В. С. О влиянии изменения параметров упругой среды с глубиной на головные волны.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 10, 1966.
  95. Червени В. Ф., Епинатьева А. М. Амплитуды отраженных и головных волн при слоистой покрывающей толще.— «Изв. АН СССР, Физика Земли», № 3, 1968.
  96. Черемных Е. М., Гаурин Ю. Г., Шершнев К. С. Изучение поверхности кристаллического фундамента сейсмографией методом отраженных волн.— «Труды Свердловского горного ин-та», вып. 47. Свердловск, 1966.
  97. Шейнманн Ю. М. Возможные связи магм со строением внешней оболочки Земли.— В сб.: Химия земной коры, вып. 2. М., «Наука», 1964.
  98. Яновская Т. Б. Программа для расчета годографов и амплитудных кривых объемных волн в слоистой сфере.— В сб.: Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, вып. 8. Л., Изд-во ЛГУ, 1966.
  99. Anderson D. L., Ben Menahem A., Archambeau C. B. Attenuation of seismic energy in the Upper Mantle.— «J. Geophys. Res.», 6, 1965.
  100. Anderson D. L., Kozach R. Attenuation in the mantle and rigidity of the core from multiply reflected core phases.— «Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.», 51, N 2, 1964.
  101. Bath M. The density ratio at the boundary of the Earth Core.— «Tellus», 6, N 4, 1954.
  102. Berryman L. H., Coupillaud P. L., Waters K. H. Reflections from multiple transition layers.— «Geophysics», 24, N 2, 1959.
  103. Berzon I. S., Kogan S. D., Passechnik I. P. The character of the mantle-core boundary from observation of PcP waves.— «Earth Planet. Sci. Lett.», 16, 1972.
  104. Birch F. The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars. Pt. 1.— «J. Geophys. Res.», 65, N 4, 1960.
  105. Bortfeld R. Seismic waves in transition layers.— «Geophys. Prospect», 8, 1960.
  106. Bruce R., Anderson D. L. Travel-times, apparent velocities and amplitudes of body waves.— «Bull. Seismol. Soc. America», 1, 1968.
  107. Buchbinder G. G. R. PcP from the nuclear explosion Bilby, September 13, 1963.— «Bull. Seismol. Soc. America», 55, N 2, 1965.
  108. Buchbinder G. G. R. Travel-times from Longshot and density ratios of the mantle-core boundary.— «Trans. Amer. Geophys. Union», 47, N 1, 1966.
  109. Bullard E. C., Griggs D. The nature of the Mohorovicic discontinuity.— «Geophys. J. Roy. Astron. Soc.», 6, N 1, 1961.
  110. Carcler D. S., Tocker D., Bufe C., Stewart S. W., Eisler J., Berg E. Seismic waves arrivals from Longshot 0° to 27°.— «Bull. Seismol. Soc. America», 4, 1967.
  111. Carpenter E. W. A quantitative evaluation of teleseismic explosion records.— «Proc. Roy. Soc.», Ser. A, 290, 1966.
  112. Carpenter E. W., Flinn E. A. Attenuation of teleseismic body waves.— «Nature», 207, N 4998, 1965.
  113. Chauveau J. Contribution à l'étude de la déformation du signal sismique analogies. Filtrage equivalent.— «Geophys. Prospect», 10, N 4, 1952.
  114. Clark S. P., Ringwood A. E. Density distribution and constitution of the mantle.— «Rev. Geophys.», 2, N 1, 1964.
  115. Clowes R. M., Kanasewich E. R. Seismic attenuation and the nature of reflecting horizons within the crust.— «J. Geophys. Res.», 75, N 32, 1970.
  116. Clowes R. M., Kanasewich E. R., Cumming G. L. Deep crustal seismic reflection at near-vertical incidence.— «Geophysics», 3, 1968.
  117. Cervený V. On dynamic properties of reflected and head waves in the n-layered Earth's crust.— «Geophys. J. Roy. Astron. Soc.», 11, N 1-2, 1966.
  118. Dana S. W. The partition of energy among seismic waves reflected and refracted at the Earth's core.— «Bull. Seismol. Soc. America», 34, N 4, 1944.
  119. Dana S. W. The amplitude of seismic waves reflected and refracted at the

- Earth's core.— «Bull. Seismol. Soc. America», 35, N 1, 1945.
120. *Dohr G., Fuchs K.* Statistical evaluation of deep crustal reflections in Germany.— «Geophysics», 32, N 6, 1967.
  121. *Ergin K.* Amplitude of PcP, PcS, ScS and ScP in deep-focus earthquakes.— «Bull. Seismol. Soc. America», 43, N 1, 1953.
  122. *Fermor L. L.* Preliminary note on garnet as a geological barometer and on an infra-plutonic zone in the Earth's crust.— «Rec. Geol. Surv. India», 43, pt I, 1913.
  123. *Fuchs K.* On the properties of deep crustal reflectors.— «Z. Geophys.», 35, N 2, 1969.
  124. *Fuchs K.* On the determination of velocity depth distributions of elastic waves from the dynamic characteristics of the reflected wave field.— «Z. Geophys.», 36, N 5, 1970.
  125. *Gupta R. N.* Reflection of elastic waves from a linear transition layer. Pt I.— «Bull. Seismol. Soc. America», 56, N 2, 1966.
  126. *Gupta R. N.* Reflection of elastic waves from linear transition layer. Pt II.— «Bull. Seismol. Soc. America», 56, N 3, 1966.
  127. *Gutenberg B.* Wave velocities below the Mohorovicic discontinuity.— «Geophys. J. Roy. Astron. Soc.», 2, N 4, 1959.
  128. *Helmberger D. V.* The crust — mantle transition in the Bering Sea.— «Bull. Seismol. Soc. America», 58, N 1, 1968.
  129. *Joyner W. J.* Basalt-eclogite transition as a cause for subsidence and uplift.— «J. Geophys. Res.», 72, N 20, 1967.
  130. *Kanamori H.* Spectrum of P and PcP in relation to the mantlecore boundary and attenuation in the mantle.— «J. Geophys. Res.», 72, N 2, 1967.
  131. *Kanamori H.* Attenuation of P waves in the upper and lower mantle.— «Bull. Earthquake Res. Inst. Univ. Tokyo», 2, 1967.
  132. *Kovach R. L., Anderson D. L.* Attenuation in the mantle and rigidity of the core from multiply reflected core phases.— «Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.», 51, N 2, 1964.
  133. *Kovach R. L., Anderson D. L.* Attenuation of shear waves in the upper and lower mantle.— «Bull. Seismol. Soc. America», 54, 6, 1964.
  134. *Lovering J. F.* The nature of the Mohorovicic discontinuity.— «Trans. Amer. Geophys. Union», 39, 1958.
  135. *Martner S. T.* Observations of seismic waves reflected at the core boundary of the Earth.— «Bull. Seismol. Soc. America», 40, N 2, 1950.
  136. *Meissner R.* An interpretation of the wide angle measurements in the Bavarian Molasse Basin.— «Geophys. Prospect.», 14, N 1, 1966.
  137. *Meissner R.* Zur Struktur der Erdkruste.— «Gerlands Beitr. Geophys.», 76, N 3, 1967; 76, N 4, 1967.
  138. *Meissner R.* The «Moho» as transition zone.— «Geophys. Surv.», 1, N 2, 1973.
  139. *Nakamura J.* Model experiments on refraction arrivals from a linear transition layer.— «Bull. Seismol. Soc. America», 54, N 1, 1964.
  140. *Nakamura J., Howell B. F. Jr.* Main seismic experiment: frequency spectra of reflection arrivals and the nature of the Mohorovicic discontinuity.— «Bull. Seismol. Soc. America», 54, N 1, 1964.
  141. *O'Brien P.* A note on normal incidence reflections from the Mohorovicic discontinuity.— «Geophys. Trans. Roy. Astron. Soc.», 9, Geophys. suppl., 5, 1965.
  142. *Oliver J., Ellis R. M., Russels R. D.* Analysis of Canadian Longshot data.— «Earth and Planet Sci. Lett.», 4, 1966.
  143. *Pakiser L.* The basalt-eclogite transformation and crustal structure in the Western United States.— «Geol. Surv. Res. Spec. Pap.», 525b, 1965.
  144. *Perret W. R.* Deep reflections from a nuclear explosion in a salt dome.— «J. Geophys. Res.», 72, N 24, 1967.
  145. *Phinney R. A., Alexander S. S.* Diffraction of P-wave and the structure of the core-mantle boundary.— «Geophys. J. Roy. Astron. Soc.», 13, N 1-3, 1967.
  146. *Press F.* Rigidity of the Earth's core.— «Science», 124, 1956.
  147. *Qamar A., Eisenberg A.* The damping of core waves.— «J. Geophys. Res.», 79, N 5, 1974.
  148. *Ringwood A. E.* New light on the Earth's interior.— «New Scientist», 33, 1967.
  149. *Ringwood A. E., Green D. H.* An experimental investigation of the gabbro-eclogite transformation and some geophysical implications.— «Tectonophysics», 3 (5), 1966.
  150. *Scholte J. G. J.* Propagation of waves in inhomogeneous media.— «Geophys. Prospect.», 9, N 1, 1961.
  151. *Stegena L.* Metodi sismici per le ricerche della Crosta terrestre.— «Boll. geofis. teor. e Appl.», 8, N 32, 1966.
  152. *Wetherill G. W.* Steady-state calculations bearing on geological implication of a phase-transition of Mohorovicic discontinuity.— «J. Geophys. Res.», 66, N 9, 1961.
  153. *Wyllie P. J.* The nature of the Mohorovicic discontinuity, a compromise.— «J. Geophys. Res.», 68, N 15, 1963.
  154. *Wyllie P. J.* The ultramafic belts.— In: The Earth's crust and upper mantle. Geophys. Monograph. Washington, 1969.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	5
Часть первая	
<b>Использование динамических характеристик сейсмических волн для изучения коры и мантии Земли</b>	
Введение . . . . .	7
Глава 1. Основные определения и физическая трактовка динамических характеристик сейсмических волн . . . . .	9
§ 1. Основные определения . . . . .	9
§ 2. Форма волны . . . . .	11
§ 3. Спектры волн . . . . .	13
§ 4. Амплитуды сейсмических волн . . . . .	18
§ 5. Поляризация сейсмических волн . . . . .	21
Глава 2. Использование динамических характеристик при выборе параметров аппаратуры, методов выделения и обработки сейсмических записей . . . . .	24
§ 1. Искажения динамических характеристик сейсмических волн за счет фильтрующих свойств аппаратуры . . . . .	24
§ 2. Группирование сейсмоприемников в сейсмологии . . . . .	28
§ 3. Комплексное применение фильтрации, группирования и регулируемого направленного приема . . . . .	32
Глава 3. Поглощение сейсмических волн различных типов . . . . .	37
§ 1. Зависимость коэффициентов поглощения от частоты . . . . .	38
§ 2. Определение поглощения сейсмических волн в дискретных средах . . . . .	51
§ 3. Определение параметров затухания волн в мантии Земли . . . . .	62
§ 4. Учет поглощения при расчетах теоретических сейсмограмм в слоистых средах . . . . .	69
Глава 4. Методы изучения свойств среды и волнового поля в тонкослоистых средах . . . . .	79
§ 1. Комплексные скважинные и наземные наблюдения в сейсморазведке . . . . .	80
§ 2. Горизонтально-слоистые модели осадочной толщи на Русской платформе . . . . .	85
Глава 5. Влияние тонкослоистого строения верхней части геологического разреза при сейсмических исследованиях . . . . .	91
§ 1. Искажения магнитуд . . . . .	91
§ 2. Влияние верхней части разреза на условия установки сейсмоприемников и сейсмическую безопасность . . . . .	93
Глава 6. Об использовании глубинных проходящих обменных волн для изучения строения основных границ в коре . . . . .	103
§ 1. Вопросы, требующие обоснования в методике обменных проходящих волн . . . . .	104
§ 2. О разрешающей способности и искажающих свойствах аппаратуры типа «Земля» . . . . .	105
§ 3. Выделение обменных проходящих волн <i>PS</i> . . . . .	110
§ 4. Корреляция волн . . . . .	113
§ 5. Привязка обменных волн к границам обмена . . . . .	114

§ 6.	Отношения амплитуд обменных волн $PS$ к волнам $P$ для различных границ . . . . .	114
§ 7.	О возможном диапазоне эпицентральных расстояний прослеживания обменных волн от глубинных границ . . . . .	117
§ 8.	О выделении зон тектонических нарушений . . . . .	118
§ 9.	Направления дальнейших исследований . . . . .	119
	Выводы . . . . .	121

Часть вторая

**Модели коры и тонкослоистое строение сейсмических границ мантии Земли**

Г л а в а 7.	Сейсмические модели реальных сред . . . . .	123
Г л а в а 8.	Некоторые методы интерпретации сейсмических данных в тонкослоистых средах . . . . .	128
§ 1.	О спектральных методах интерпретации волн . . . . .	128
§ 2.	Коэффициенты отражения сейсмических волн от однородного тонкого слоя . . . . .	131
§ 3.	Анализ спектральных характеристик тонких слоев и пачек . . . . .	139
§ 4.	Сейсмические волновые поля и модели реальных сред . . . . .	146
Г л а в а 9.	Толстослоистые модели коры . . . . .	153
§ 1.	О различении некоторых классов моделей коры по характеристикам продольных сейсмических волн . . . . .	153
§ 2.	Влияние прохождения через тонкослоистую толщу на глубинные сейсмические волны . . . . .	163
Г л а в а 10.	Волновые поля для тонкослоистых моделей области перехода от коры к мантии (сейсмической границы $M$ ) . . . . .	175
§ 1.	Модели среды и рассматриваемые волны . . . . .	176
§ 2.	Теоретические сейсмограммы и спектральные характеристики среды . . . . .	177
§ 3.	Графики амплитуд различных волн . . . . .	180
§ 4.	Пример экспериментальных данных по регистрации волны, отраженной от границы $M$ . . . . .	182
Г л а в а 11.	Построение тонкослоистых моделей границы $M$ . . . . .	185
§ 1.	Построение сейсмической модели границы $M$ по данным, полученным на Свердловском субширотном профиле ГСЗ . . . . .	185
§ 2.	Сейсмическая модель границы $M$ в районе Украинского щита . . . . .	195
Г л а в а 12.	Тонкослоистые модели области перехода от мантии к ядру Земли . . . . .	204
§ 1.	Экспериментальные данные по волне $PcP$ . . . . .	204
§ 2.	Модель тонкого слоя на границе оболочки и ядра Земли по экспериментальным данным для волны $ScS$ . . . . .	208
§ 3.	Теоретические расчеты для тонкослоистых моделей (волны $PcP$ ) . . . . .	209
§ 4.	Влияние поглощения в мантии на отношения амплитудных спектров волн $PcP$ и $P$ и коэффициенты отражения от ядра, определенные по экспериментальным данным . . . . .	213
§ 5.	Сопоставление результатов расчетов с данными эксперимента . . . . .	215
	Выводы . . . . .	218
Заключение . . . . .		220
	Abstract . . . . .	221
Литература . . . . .		223

## CONTENTS

Preface . . . . .		5
Part one		
<b>The use of dynamic characteristics of seismic waves for the Earth's crust and mantle investigation</b>		
Introduction . . . . .		7
Chapter 1. General terms and physical interpretation of dynamic characteristics of seismic waves . . . . .		9
§ 1. General terms . . . . .		9
§ 2. Wave form . . . . .		11
§ 3. Wave spectra . . . . .		13
§ 4. Seismic waves amplitudes . . . . .		18
§ 5. Seismic waves polarization . . . . .		21
Chapter 2. Application of the dynamics characteristics for choice of the equipment parameters, methods of detection and processing of seismic records . . . . .		24
§ 1. Distortions of the dynamics characteristics of seismic waves caused by filtering properties of equipment . . . . .		24
§ 2. Array in seismology . . . . .		28
§ 3. Combined application of filtering, array and controlled directional reception surveys . . . . .		32
Chapter 3. Absorption of seismic waves of different types . . . . .		37
§ 1. Dependence of the absorption coefficient on frequency . . . . .		38
§ 2. Determination of seismic waves absorption in discrete media . . . . .		51
§ 3. Determination of attenuation values in the Earth's mantle . . . . .		62
§ 4. An account of absorption in calculations of theoretical seismograms in heterogeneous media . . . . .		69
Chapter 4. Methods of investigation of media properties and wave field in thin-layered media . . . . .		79
§ 1. Combined borehole and surface observations in seismic prospecting . . . . .		80
§ 2. Surface horizontal-layered models on the Russian Platform . . . . .		85
Chapter 5. Influence of thin-layered structure of the upper part of geological cross-section in seismic investigation . . . . .		91
§ 1. Magnitude distortions . . . . .		91
§ 2. Influence of the upper part of the section on the installation condition of seismometers and seismic risk . . . . .		93
Chapter 6. On the usage of deep converted transmitted <i>PS</i> wave in investigating main crustal boundaries . . . . .		103
§ 1. The questions to be justified in converted <i>PS</i> -waves methods . . . . .		104
§ 2. About resolution and distortion properties of the equipment of «Zemlya» type . . . . .		105
§ 3. Separation of the converted <i>PS</i> -waves . . . . .		110
§ 4. Waves correlation . . . . .		113
§ 5. Attachment of converted waves to boundaries of conversion . . . . .		114
§ 6. Ratio of converted <i>PS</i> -waves amplitudes and <i>P</i> -waves amplitudes for different boundaries . . . . .		114
§ 7. On the possible range of epicentral distances of converted waves traced from deep boundaries . . . . .		117
§ 8. On the detection of the tectonic distortion zones . . . . .		118
§ 9. Directions of further investigation . . . . .		119
Conclusions . . . . .		121
		235

Part two

**Crust models and thin-layered structure  
of the seismic boundaries of the Earth's mantle**

Chapter 7.	Seismic models of real media . . . . .	123
Chapter 8.	Some methods of interpretation of seismic data in thin-layered media . . . . .	128
§ 1.	On spectral methods of the waves interpretation . . . . .	128
§ 2.	Reflection coefficients of seismic waves from homogeneous thin layer . . . . .	131
§ 3.	Analysis of spectral characteristics of thin layers and sequences of layers . . . . .	139
§ 4.	Seismic waves fields and the models of real media . . . . .	146
Chapter 9.	Thick-layered models of the crust . . . . .	153
§ 1.	On distinguishing of some classes of the crust models by longitudinal seismic waves characteristics . . . . .	153
§ 2.	Influence of transmission through thin-layered thickness on deep seismic waves . . . . .	163
Chapter 10.	Wave fields for thin-layered models of the crust-mantle transition zone (seismic boundary M) . . . . .	175
§ 1.	Models of the medium and considered waves . . . . .	176
§ 2.	Theoretical seismograms and the media spectral characteristics . . . . .	177
§ 3.	Amplitude curves of different waves . . . . .	180
§ 4.	An example of experimental data of the reflected wave registered from M-boundary . . . . .	182
Chapter 11.	The construction of the M-boundary thin-layered models . . . . .	185
§ 1.	The construction of the M-boundary seismic model on the basis of data obtained on Sverdlovsk sub-latitude profile . . . . .	185
§ 2.	The seismic model of the M-boundary in region of the Ukrainian Shield . . . . .	195
Chapter 12.	Thin-layered models of the transition zone from Earth's mantle to the core . . . . .	204
§ 1.	Experimental <i>PcP</i> -wave data . . . . .	204
§ 2.	The model of thin-layer on the boundary of the Earth's mantle and core by the <i>ScS</i> -wave experimental data . . . . .	208
§ 3.	Theoretical calculations for thin-layered models (waves <i>PcP</i> ) . . . . .	209
§ 4.	The influence of the absorption in the mantle on the ratio of <i>PcP</i> and <i>P</i> amplitude spectra and reflection coefficients from the core obtained experimentally . . . . .	213
§ 5.	A comparison of the calculation and experimental results . . . . .	215
	Conclusions . . . . .	218
Summary	. . . . .	220
	Abstract . . . . .	221
Literature	. . . . .	223

*Инна Соломоновна Берзон, Иван Петрович Пасечник*

**Стросние Земли по динамическим характеристикам сейсмических волн**

*Утверждено к печати*

*Международным геофизическим комитетом при Президиуме АН СССР*

Редакторы *М. Ф. Курькова, Е. Н. Милутина.* Редактор издательства *В. М. Медер*  
Художественный редактор *И. И. Власик.* Технический редактор *И. С. Кашина*  
Корректоры *М. Б. Амусьева, Н. С. Биргер*

Сдано в набор 20.IV 1976 г. Подписано к печати 18/VIII 1976 г. Формат 70×108<sup>1/16</sup>  
Бумага № 1. Усл. печ. л. 20,65. Уч.-изд. л. 20,3. Тираж 1400. Т-14732. Тип. зак. 568.

Издательство «Наука». 103717 ГСП, Москва, К-62, Подосенский пер., 21  
2-я типография издательства «Наука». 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

Цена 1 р. 42 к.

1836