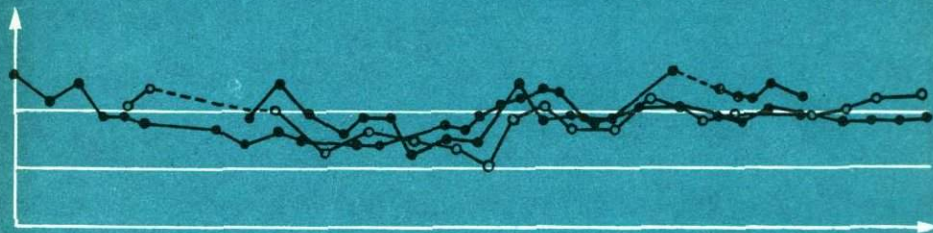


АКАДЕМИЯ НАУК СССР

НЕОДНОРОДНОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ФУНДАМЕНТА ПО СЕЙСМИЧЕСКИМ ДАНЫМ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

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

НЕОДНОРОДНОСТЬ
КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО
ФУНДАМЕНТА
ПО СЕЙСМИЧЕСКИМ
ДАНЫМ

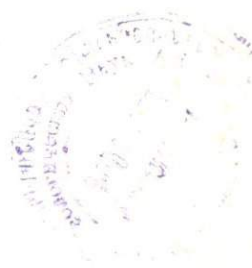
2168



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА

1977



Сборник составлен по результатам комплексных теоретико-экспериментальных исследований и посвящен изучению сейсмических свойств кристаллического фундамента и волн, ему соответствующих. На конкретных объектах в Белоруссии установлена сильная объемная неоднородность и анизотропность фундамента по скоростям сейсмических волн. Уточнен физический смысл зависимости скорости в фундаменте от глубины, определяемой по измерениям в скважинах, на образцах под давлением и по годографам преломленных волн. Решена кинематическая задача для преломленных волн в анизотропно анизотропной среде. Предложен новый вариант модели среды, аппроксимирующей фундамент и удовлетворяющей экспериментальным данным. Дана оценка точности интерпретации данных КМПВ по глубокозалегающему фундаменту.

Ответственные редакторы

профессор А.М. ЕПИНАТЬЕВА,
доктор физико-математических наук А.В. ШИКОЛАЕВ

ВВЕДЕНИЕ

Изучение фундамента — важная задача при разведке на нефть, газ, руды при гидрогеологических и региональных исследованиях. При разведке на нефть и газ исследуются районы с глубоким залеганием фундамента ($H \geq 2$ км); перед сейсморазведкой ставятся задачи определения мощности осадочной толщи, изучения соотношения структур фундамента и осадочного чехла, выявления и трассирования тектонических нарушений. При разведке на руды и при решении гидрогеологических задач объектом исследований является фундамент при неглубоком его залегании ($H < 500$ м). При этом изучаются физические свойства пород фундамента, выявляются контакты, тектонические нарушения, рудные тела, определяются глубины залегания кровли фундамента и его внутренних приповерхностных границ, определяется мощность зоны выветривания.

При региональных исследованиях с использованием разных методов требуется определить глубину поверхности фундамента, выделить тектонические нарушения и блоки в фундаменте, изучить его внутреннюю структуру.

Детальное изучение докембрия поставлено как одна из новых и главных задач перед геологами и геофизиками на десятую пятилетку.

Все сказанное свидетельствует о необходимости и важности изучения фундамента: его структуры и физических свойств в приповерхностных и внутренних частях, соотношения их с покрывающим осадочным чехлом и др.

Для изучения фундамента применяют разные сейсмические методы: отраженных волн (МОВ), общей глубинной точки (МОГТ), корреляционный метод преломленных волн (КМПВ), обменных проходящих волн (МОПВ), глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ).

Наиболее детальные и точные сейсмические методы МОВ и МОГТ в ряде случаев не позволяют надежно разведать фундамент из-за характера отражающей границы, соответствующей поверхности фундамента (рассеяние колебаний и др.). Даже в случае надежной регистрации отраженных волн изучается только геометрия границы; МОВ и МОГТ обычно не позволяют получить сведений о свойствах фундамента. МОПВ также позволяет определить только положение и рельеф границы; свойства среды не изучаются. ГСЗ позволяет изучать поверхность фундамента и скорость в нем с очень малой степенью детальности и точно-

сти, что обусловлено использованием низких частот и малой детальностью систем наблюдений.

Методом, обеспечивающим определение поверхности фундамента и скорости распространения волн в нем, является КМПВ. КМПВ применяется для разведки фундамента и при мелком, и при глубоком его залегании, но решаются не все из перечисленных выше задач и не всюду с достаточной точностью.

Одна из главных причин недостаточной точности данных КМПВ по фундаменту — недостаточная разработанность физических основ метода применительно к задаче разведки фундамента.

В настоящее время существуют разные и во многом противоречивые взгляды на особенности скоростного строения верхней части кристаллических и метаморфических пород фундамента и соответствующих ей сейсмических волн [1]:

1) среда однородная; волны прямые (если нет покрывающей толши) или головные (если поверхность фундамента находится на некоторой глубине под осадочной толщей).

2) среда с плавным возрастанием скорости с глубиной; покрывающая толща отсутствует или имеется; соответственно волны — рефрагированные или преломленно-рефрагированные [2].

Имеются противоречия в определении природы волн от фундамента разными авторами и на разных объектах, а также противоречия между определениями природы волн по наземным годографам и скоростным разрезам, построенным по прямым измерениям в скважинах (например, волны определяются как рефрагированные, а по измерениям в скважинах не обнаруживается плавного увеличения V с ростом H).

Одни противоречия являются следствием несовершенства применявшейся методики полевых исследований, другие объясняются недостаточной изученностью среды и волн и указывают на необходимость изменения представлений о модели среды, аппроксимирующей фундамент, и о природе волн, ему соответствующих.

На решение этих задач физического характера и направлены статьи, помещенные в сборник.

Сборник базируется на результатах комплексных сейсмоакустических исследований на поверхности Земли и в скважинах. Работы выполнены Институтом физики Земли им О.Ю. Шмидта АН СССР совместно с Институтом ядерной геофизики и геохимии (ВНИИЯГГ) и с геофизическими экспедициями УГ при СМ БССР.

Главным объектом исследований, результаты которых использованы в сборнике, был докембрийский кристаллический фундамент на Белорусском кристаллическом массиве: глубина поверхности фундамента $H \approx 250$ м; на участках сейсмических наблюдений поверхность фундамента практически горизонтальна; характерны сравнительная однородность вещественного состава верхней части фундамента и отсутствие тектонических нарушений [3].

Вторым объектом является фундамент в Припятском прогибе с глубиной поверхности около 4 км. По возрасту и вещественному составу приповерхностной части он одинаков или сходен с первым объектом.

Фундамент сложен магматическими и метаморфическими породами архейского и протерозойского возраста. Это сходство позволяет решать некоторые общие задачи физического характера на объектах с мелким фундаментом и использовать результаты на объектах с большой глубиной. Для второго объекта характерны тектонические нарушения по поверхности фундамента и сильная изменчивость (в горизонтальном направлении) строения и физических свойств покрывающей толщи, что связано главным образом с солянокупольной тектоникой.

Все статьи сборника связывает общая идея — изучение фундамента и волн, ему соответствующих; большая часть статей посвящена двум уже упомянутым объектам исследования.

Определение закона изменения скорости в фундаменте по вертикали выполнено с использованием разных методов: прямыми измерениями в скважине (на ультразвуковых частотах), на образцах и по наземным годографам преломленных волн. Сопоставление результатов, полученных для одного объекта, позволяет оценить значение и надежность каждого из видов исследований.

В статьях приведены результаты изучения горизонтальной неоднородности и анизотропности пород фундамента; разработана теория и методика изучения азимутальной анизотропии скоростей в породах фундамента, что позволяет существенно расширить информацию о свойствах среды и указать пути решения новых задач с использованием анизотропных свойств; оценены систематические погрешности интерпретации данных КМПВ при использовании упрощенных моделей среды; на основании совместного изучения среды и волн предложены новые варианты моделей, аппроксимирующих фундамент.

Авторы сборника выражают благодарность руководству геофизических экспедиций Управления геологии при СМ БССР за помощь в организации и проведении полевых работ по изучению фундамента, а также благодарят Т.В. Александрову и Е.И. Куриленко за подготовку сборника к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Евнатъева А.М.* Скорость распространения сейсмических волн в кристаллических и метаморфических породах. — Изв. АН ССРСР, серия Физика Земли, 1975, № 2, с. 93—106.
2. *Евнатъева А.М.* Физические основы сейсмических методов разведки. М., Изд-во МГУ, 1970, с. 105.
3. Геология и перспективы металлоносности докембрия Белоруссии и смежных районов. Минск, "Наука и техника", 1965, с. 335.

СКОРОСТЬ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН В ФУНДАМЕНТЕ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В СКВАЖИНЕ

Скорость распространения продольных волн изучалась при помощи акустического каротажа (АК) и вертикального сейсмического профилирования (ВСП) в скв. 190, расположенной на Белорусском кристаллическом массиве в Щучинском районе Гродненской области. Глубина скважины 495 м. По породам фундамента пройдено 275 м. Встречены граниты, гранито-гнейсы, гнейсы, диабазы, амфиболиты, кварциты, сланцы и другие породы.

Акустический каротаж проведен в необсаженной части скв. 190 в породах фундамента (в интервале глубин 220–486 м) с использованием наземной регистрирующей аппаратуры, созданной в Институте ядерной геофизики и геохимии Министерства геологии СССР (ВНИИЯГГ)¹, и стандартного скважинного зонда СПАК-2.

Применялась методика непрерывного каротажа с получением фазово-корреляционных диаграмм и выполнялись дискретные измерения с регистрацией волновых картин¹. Шаг дискретных измерений составлял 2 м.

По результатам АК строились графики интервальных скоростей. Для осреднения разреза и для сравнения с результатами наблюдений на сейсмических частотах по этим данным строились вертикальные годографы.

Сейсмические наблюдения в скважине проводились по методике ВСП; использовался одноканальный зонд с пьезокерамическими приемниками давления, позволяющий проводить измерения в скважинах в сейсмическом диапазоне частот без прижимного устройства. В качестве источника упругих волн использовались взрывы в скважинах глубиной около 16 м. Величина зарядов варьировалась от 0,2 до 2,6 кг в зависимости от расстояния между пунктом взрыва и устьем каротируемой скважины. Эти расстояния заключены в пределах 0–675 м. При наблюдениях из одного пункта взрыва величина заряда сохранялась постоянной во всем интервале регистрации. Шаг наблюдений по скважине – 20 м. Наблюдения по ВСП проведены в обсаженной скважине, пройденной в интервале глубин 20–200 м в осадочной толще, покрывающей фундамент.

По результатам наблюдений, проводившихся с использованием ближних пунктов взрыва, строились вертикальные годографы и графики пластовых скоростей; результаты наблюдений при дальних пунктах взрыва использованы для изучения волн от фундамента [1].

Как видно на рис. 1, скорость меняется в широких пределах от 4,8 до 8,0 км/с, причем существенные изменения происходят на очень ма-

¹См. Балмашов В.И., Векслер Б.Е. Разработка сейсмоакустических методов и аппаратуры для исследований нефтяных и газовых скважин. Отчет. М., Фонды ВНИИЯГГ, 1973.

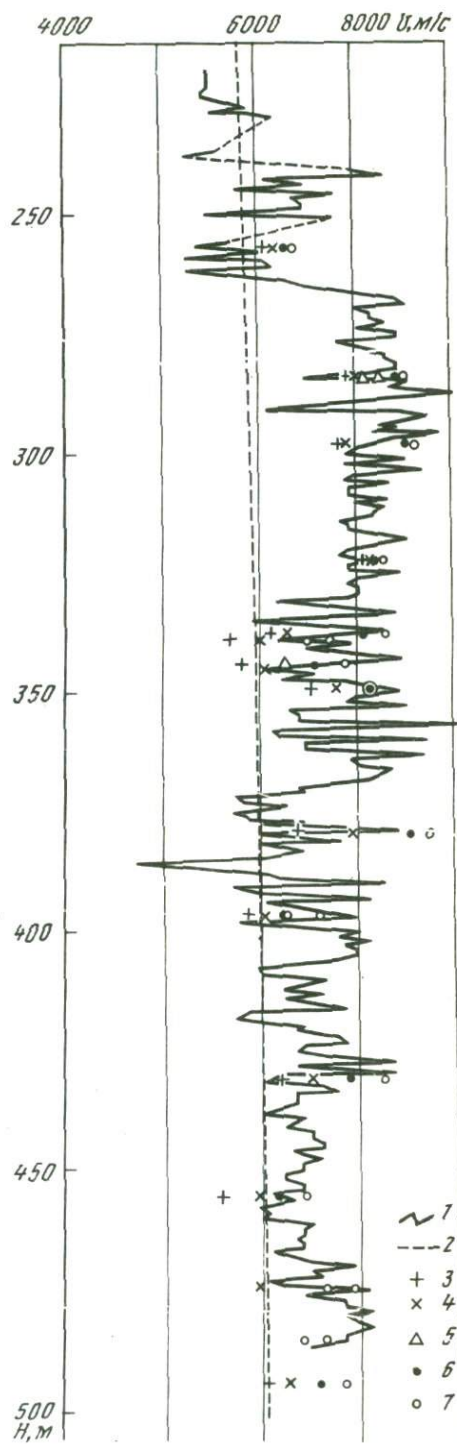


Рис. 1. Графики изменения скорости продольных волн V с глубиной H в скв. 190
 1 — график, построенный по данным АК;
 2 — график, рассчитанный по годографам первых волн;
 3-7 — значения скорости, измеренные на образцах при атмосферном давлении вкрест (3) и вдоль (4) слоистости, при насыщении водой (5) и при давлении 2+4 кбар вкрест (6) и вдоль (7) слоистости

~	1
- - -	2
+	3
x	4
Δ	5
•	6
○	7

лых расстояниях. Например, на глубине 378 м $V=7,5$ км/с, а на глубине 387 м $V=4,8$ км/с. В средней части разреза график менее изрезан, чем в верхней и нижней. В таблице приведены значения средних пластовых скоростей $V_{п}$, пределов изменения интервальных скоростей $V_{инт}$ и экстремальные значения $V_{экт}$ интервальных скоростей.

Скоростной разрез фундамента по скв. 190

Интервал глубин, м	$V_{п}$, км/с	$V_{инт}$, км/с	$V_{экт}$, км/с
220–265	5,9	5,2–6,8	7,3
265–325	7,2	6,9–7,8	6,1
325–370	6,9	6,2–7,8	8,0
370–410	6,3	5,8–7,2	4,8
410–450	6,5	6,1–6,9	7,5
450–480	6,7	6,1–7,2	–

В самой верхней части фундамента (220–265 м) скорости ниже, чем на больших глубинах, в среднем значения скорости на этом интервале около 5,9 км/с. На глубине 265 м наблюдается резкое увеличение скорости, в среднем до 7,2 км/с. Интервал глубин от 260 до 400 м характеризуется постепенным уменьшением скоростей до 6,3 км/с. Затем скорость несколько увеличивается и на глубине 450 м составляет около 6,5 км/с.

Величина скорости хорошо коррелируется с типом пород, залегающих на соответствующих глубинах. Максимальные значения скорости соответствуют глубинам, на которых вскрыты диабазы (231–255 и 265–331 м) и амфиболиты (348–352 м). Пониженные значения скорости соответствуют интервалам распространения гранитов (256–265 м), гнейсов (352–395 м) и гранитогнейсов (395–471 м). В пределах каждого типа пород наблюдаются значительные флуктуации скорости.

Особо отметим наличие в фундаменте на малой глубине (290 м) пород с очень высокими скоростями (до 8,0 км/с). Такие скорости получены по АК и подтверждены при измерениях на образцах [3]. По кривой $V(H)$ по данным КМПВ (рис. 1) таких больших скоростей нет [2].

На рис. 2 приведен вертикальный годограф, рассчитанный по рис. 1. Этот годограф в грубом приближении может быть аппроксимирован прямой линией; при этом

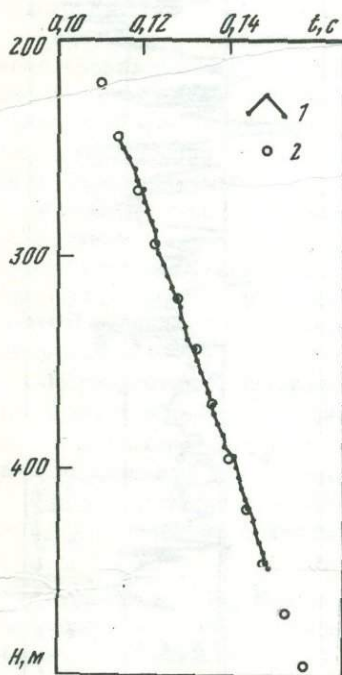


Рис. 2. Вертикальный годограф по данным АК (1) и КМПВ (2)

средняя пластовая скорость в фундаменте (во всей толще, вскрытой скважиной) получается равной $\sim 6,0$ км/с.

Пластовые скорости в покрывающей фундамент осадочной толще, по данным ВСП, меняются от 1,7 до 2,5 км/с. На кровле фундамента скорость меняется скачком от 2,5 до 5,8 км/с. Средняя скорость до поверхности фундамента V около 2,0 км/с.

* * *

Проведенные исследования в скв. 190 по методике акустического каротажа показали большую скоростную неоднородность пород фундамента по вертикали. Скорость продольных волн в фундаменте в интервале глубин 220–475 м изменяется в пределах от 4,8 до 8 км/с; закономерного увеличения скорости с глубиной не отмечается, характерны значительные изменения скорости на малых интервалах. Поверхность фундамента представляет собой резкую границу; на ней скорость меняется скачком от 2,5 до 5,8 км/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Епинатьева А.М., Юхнин Н.Ф.* Преломленная волна от кристаллического фундамента. – В настоящем сборнике, с. 56–68.
2. *Волосов С.Г., Горчилин В.А.* Зависимость скорости в фундаменте от глубины по данным наземных наблюдений. – В настоящем сборнике, с. 21–29.
3. *Бакк Е.И.* Скорость упругих волн в образцах кристаллических пород при высоких давлениях и сопоставление с измерениями в условиях естественного залегания. – В настоящем сборнике, с. 10–20.

**СКОРОСТЬ УПРУГИХ ВОЛН
В ОБРАЗЦАХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОД
ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И СОПОСТАВЛЕНИЕ
С ИЗМЕРЕНИЯМИ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОГО ЗАЛЕГАНИЯ**

Измерение скорости упругих волн в образцах горных пород при высоких давлениях производится с целью прогнозирования величины скорости в этих же породах, расположенных на глубине [1]. Как известно, физические свойства горных пород изменяются под влиянием многих факторов: давления, температуры, насыщения жидкостями и др. Правильность методики прогноза и его результатов может быть определена путем сопоставления значений скорости, полученных при лабораторных измерениях и при наблюдениях в условиях естественного залегания. Такое сопоставление представляет интерес и для выявления факторов, оказывающих определяющее влияние на величину скорости упругих волн в образцах.

Из полевых методов следует отдать предпочтение акустическому каротажу (АК) в скважинах, как наиболее точному и близкому по частоте к лабораторным исследованиям. Измерения в образцах из той же скважины целесообразно проводить при высоких давлениях, температурах и водонасыщении.

К настоящему времени имеется мало скважин, в которых проведен акустический картаж в кристаллических породах; сопоставление же лабораторных измерений и АК, как нам известно, выполнено (и опубликовано) всего в двух работах [2].

В одной работе описываются результаты акустических исследований в скважине, пробуренной в районе г.Туимазы (Татария) в интервале глубин 1700–3280 м. Скважина вскрыла метаморфические породы (гнейсы, гранито-гнейсы) и интрузивные породы (различные габброиды). Лабораторные измерения в образцах проводились при атмосферном давлении и дали хорошее совпадение с данными АК [3].

В другой работе АК проведен в двух глубоких (до 3 км) скважинах, прошедших по разрезу, сложенному в основном гранитами и диоритами. Измерения на образцах осуществлялись при высоких давлениях (до 4 кбар), однако образцы были взяты из обнажения, хотя по составу соответствовали породам, вскрытым скважинами. Сопоставление результатов показало, что скорость упругих волн в скважине почти не изменяется с глубиной, а скорость в образцах сильно возрастает с давлением. Хорошее согласие полевых и лабораторных данных получено в случае, когда скорость в образцах измерялась при давлении 4 кбар [4].

Таким образом, имеющийся литературный материал не позволяет составить определенного представления о соответствии скоростей упругих волн в образцах при высоком давлении скоростям в условиях естественного залегания на определенных глубинах.

В настоящей статье изложены данные изучения скорости упругих волн в образцах кристаллических пород из скв. 190 (Белорусская ССР) при высоких давлениях с учетом анизотропии скорости и водонасыщения, а также сопоставление результатов лабораторных измерений с данными АК, проведенного в этой же скважине [5].

Методика исследования

Образцы горных пород отобраны из керна с глубин 250–495 м. Кристаллические породы на этом интервале глубин представлены интрузивными породами: в верхней части – гранитами, затем до глубины 329 м – габбро-норитами, ниже – метаморфическими породами (сланцами и кварцито-гнейсами). Кристаллические сланцы и кварцито-гнейсы слагают тонкие, чередующиеся между собой слои. В табл. 1 приведена петрографическая характеристика интервалов глубин, с которых отобраны образцы для лабораторных исследований. Всего было изготовлено 30 образцов в виде цилиндров диаметром 17,5 мм и длиной 20 мм. Значками || и ⊥ отмечены образцы, ось которых соответственно совпадает со слоистостью в породе или перпендикулярна ей. Из интрузивных пород, которые не имеют слоистой структуры, образцы вырезались произвольно в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Скорость упругих волн измерялась импульсным ультразвуковым методом на частоте 1,8 мГц. Плотность определялась гидростатическим взвешиванием при атмосферном давлении. Некоторые образцы после измерения при атмосферном давлении насыщались водой под вакуумом в течение трех суток.

Исследование образцов горных пород при высоких давлениях производилось в специальных установках [6]. Несколько образцов было испытано при гидростатическом давлении до 5 кбар, остальные в условиях квазигидростатических давлений до 10–15 кбар.

Таблица 1

Петрографическая и физическая характеристика интервалов отбора образцов при атмосферном давлении

Петрографическая характеристика	Интервал глубин, м	Номер образца	Плотность, г/см ³	Скорость упругих продольных волн, V, км/с	$\kappa = \frac{V_{ } - V_{\perp}}{V} \cdot 100$ (%)
Граниты розовые, мелкозернистые, массивные, прокварцованные, содержат до 10% темноцветных минералов	256,5–265,5	37	2,60	6,11	0,6
		37 _⊥	2,59	6,08	

Таблица 1 (окончание)

Петрографическая характеристика	Интервал глубин, м	Номер образца	Плотность, г/см ³	Скорость упругих продольных волн, V, км/с	κ = $\frac{V_{\parallel} - V_{\perp}}{V_{\perp}}$ (%)
Габбро-нориты темно-серые с зеленоватым огненком, среднезернистые (с большой примесью гонкозернистых частиц), плотные, массивные	265,5-	32	3,06	7,03	1,3
	329	32 _⊥	3,07	6,94	
		33	3,25	6,98	
		33 _⊥	3,21	6,82	
		34	3,10	7,15	
		34 _⊥	3,11	7,10	
Сланцы зеленовато-черные, мелкозернистые, амфибол-плагноклаз-биотитовые, с тонкими прожилками кварца	329-	36	3,02	6,30	3,1
	338	36 _⊥	2,90	6,12	
Кварцито-гнейсы серые, биотитовые, тонко разгнейсованные, с редкими пегматоидными прожилками	338-	2	2,65	5,99	5,2
	341	2 _⊥	2,69	5,69	
	344-	5	2,68	6,10	
	348,4	5 _⊥	2,68	5,84	
Сланцы кристаллические, пироксен-амфибол-биотит-полевошпатовые, массивные, с редкими прожилками серого кварцита	348,4-	8	3,12	6,78	7,6
	351	8 _⊥	3,07	6,30	
	378-	10	3,00	7,00	
	379,6	10 _⊥	3,09	6,39	
Кварцито-гнейсы мелкозернистые, розовато-серые, очковые	382-	12	2,64	6,11	3,4
	396	12 _⊥	2,66	5,91	
Сланцы кристаллические, амфибол-кварцевые, массивные	426-	15	3,09	6,63	6,1
	432	15 _⊥	3,09	6,25	
Кварцито-гнейсы буровато-серые	454-	20	2,62	6,05	6,9
	458;7	20 _⊥	2,62	5,66	
Сланцы кварц-амфиболовые, мелкозернистые	475-	24	2,92	6,03	13,5
	479	24 _⊥	2,95	5,31	
Плагногнейсы амфибол-биотитовые, мелкозернистые	479-	28	2,68	5,49	14,3
	485,3	28 _⊥	2,70	4,80	
Кварцито-гнейсы тонкозернистые, буровато-серые	492,5-	31	2,73	6,30	4,5
	494	31 _⊥	2,72	6,03	

Скорость упругих волн в образцах кристаллических пород

Значения плотности образцов и скорости упругих волн при атмосферном давлении приведены в табл.1. В образцах гранитов при нормальной плотности наблюдаются довольно высокие величины скорости (более 6,0 км/с), вероятно, благодаря содержанию темных минералов. Согласно ранее опубликованным работам, при атмосферном давлении граниты обычно имеют меньшие скорости, которые повышаются до 6–6,2 км/с лишь при давлении более 2 кбар [6]. Отобранные образцы гранитов почти лишены микротрещин, на что указывает и слабое изменение скорости при насыщении образцов водой. Габбро–нориты характеризуются типичной для таких пород плотностью от 3,06 до 3,25 г/см³, в среднем – 3,15 г/см³. Скорость продольных волн в них составляет 6,82–7,15 км/с и мало изменяется при измерении по разным направлениям в одном образце (0,7–2,6%).

Метаморфические породы – кристаллические сланцы – имеют сложный минеральный состав, поэтому их плотность варьирует от 2,9 до 3,13 г/см³, а скорость продольных волн при атмосферном давлении – от 5,31 до 7,0 км/с. Следует отметить также большое различие значений скорости вдоль и перпендикулярно слоистости.

Кварцито–гнейсы более однородны по составу и их параметры варьируют меньше. Плотность составляет 2,62–2,68 г/см³, а скорость – 5,66–6,11 км/с, только кварцито–гнейс в обр. 31 имеет плотность 2,72–2,73 г/см³ и, соответственно, более высокую скорость 6,03–6,30 км/с. Плаггиогнейсы при довольно высокой плотности (2,69–2,70 г/см³) обнаружили низкую скорость продольных волн.

Таким образом, при атмосферном давлении самые большие величины скорости наблюдались в габбро–норитах и в некоторых сланцах вдоль направления слоистости. В кварцито–гнейсах и плаггиогнейсах

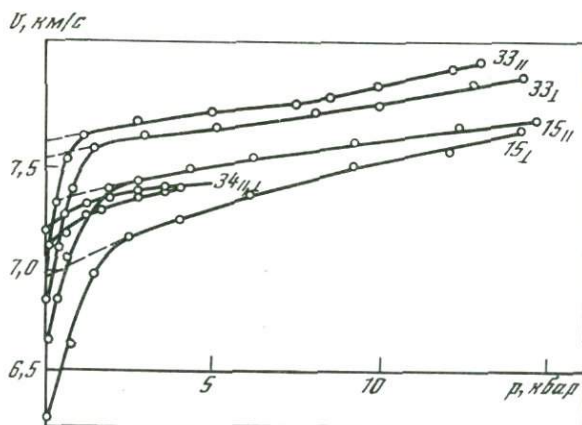


Рис. 1. Зависимость скорости продольных волн от давления для габбро-норитов (обр. 33_{II}, 33_I, 34_{II} и 34_I) и кристаллических сланцев (обр. 15_{II} и 15_I)

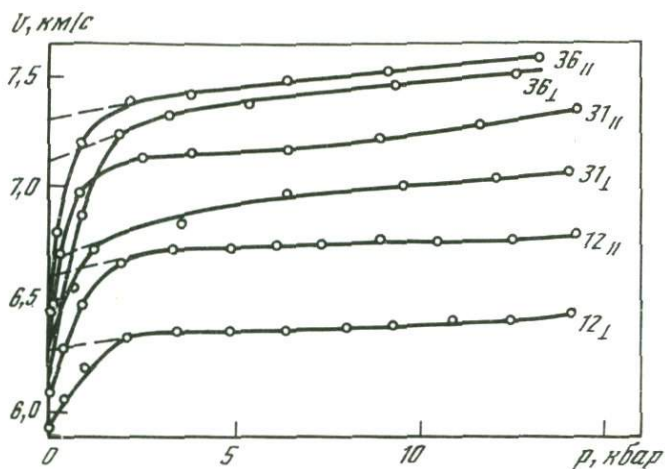


Рис. 2. Зависимость скорости продольных волн от давления для сланцев (обр. 36_{||} и 36_⊥) и кварцито-гнейсов (обр. 31_{||} и 31_⊥, 12_{||} и 12_⊥)

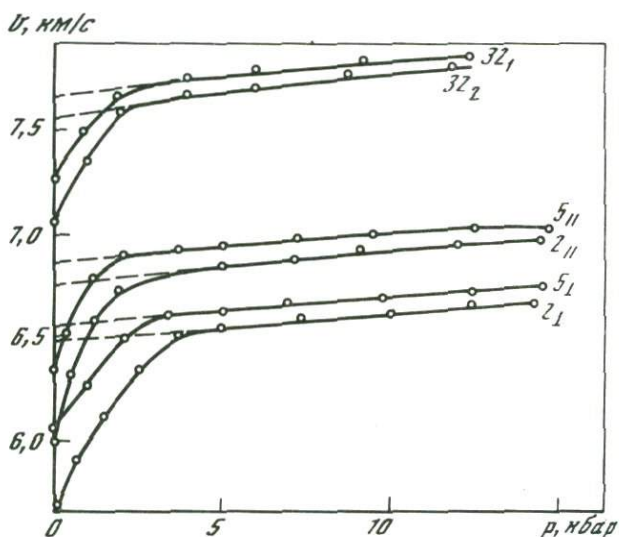


Рис. 3. Зависимость скорости продольных волн от давления для образцов кварцито-гнейсов, насыщенных водой (5) и воздушно-сухих (2), для габбро-норитов, насыщенных водой (32₁) и воздушно-сухих (32₂)

скорость несколько ниже, чем в гранитах, а в большинстве сланцев несколько выше.

Влияние давления. Измерения в условиях высокого давления показали, что скорость упругих волн возрастает с увеличением давле-

Таблица 2

Скорость упругих волн в образцах кристаллических пород при высоких давлениях

Порода	Номер образца	Глубина взятия образца, м	V (км/с) при $P = 5$ кбар		Исправленные V , км/с	
			$V_{ }$	V_{\perp}	$V_{ }$	V_{\perp}
Гранит	37	257,7	6,38	6,32	6,37	6,31
Габбро-норит	32	284,6	7,74	7,66	7,53	7,45
То же	33	298	7,75	7,66	7,62	7,55
Габбро	34	322,8	7,32	7,30	7,30	7,22
Сланец	36	338	7,35	7,25	7,30	7,10
Кварцито-гнейс	2	338,5	6,85	6,55	6,75	6,50
То же	5	344,4	6,96	6,62	6,92	6,58
Сланец	8	348,7	7,25	7,25	7,15	7,15
То же	10	379,5	8,00	7,92	7,88	7,62
Кварцито-гнейс	12	395,5	6,72	6,36	6,66	6,26
Сланец	15	431	7,48	7,27	7,32	6,95
Кварцито-гнейс	20	456	6,60	6,27	6,52	6,22
Сланец	24	475	7,12	6,83	7,03	6,75
Плагиогнейс	28	485	6,84	6,54	6,76	6,50
Кварцито-гнейс	31	494	7,15	6,92	6,91	6,68

ния, особенно интенсивно при возрастании давления до 1–2 кбар (это соответствует процессу ликвидации микрошелевых пор и трещин), при дальнейшем повышении давления интенсивность возрастания скорости становится много меньше.

Примеры графиков зависимости скорости продольных волн от давления для габбро, сланцев и кварцито-гнейсов приведены на рис. 1 и 2. При увеличении давления до 4 кбар скорость в габбро изменяется незначительно (на 4 – 11%). Очень слабо изменяется скорость и в граните (на 4%).

В сланцах наблюдается более сильное возрастание скорости с давлением (на 8 – 28%), причем скорость распространения волн в направлении, перпендикулярном слоистости, изменяется больше, чем вдоль слоистости; при давлении выше 0,5–1 кбар скорости различаются, как правило, меньше, чем при атмосферном давлении.

Изменение скорости упругих волн в кварцито-гнейсах при увеличении давления от атмосферного до 4 кбар составляет 7 – 13%.

В результате исследования выяснилось, что при высоких давлениях распределение скорости упругих волн в горных породах разного состава иное, чем при атмосферных условиях. При давлении около 2 – 5 кбар высокие значения скорости имеют не только габбро-нориты, но и кри-

сталлические сланцы, в которых скорость продольных волн превышает 7 км/с, а в амфиболовом сланце из обр. 10 достигает даже 8 км/с (табл. 2). Кварцито-гнейсы характеризуются меньшими величинами скорости (менее 7 км/с), скорость в граните еще меньше: 6,32–6,38 км/с.

Влияние насыщения. В естественных условиях, особенно на небольших глубинах, в породах всегда присутствует жидкая фаза. Заполняя поровое пространство породы, жидкость оказывает влияние на ее акустические свойства [6, 7]. Насколько велико это влияние, для пород из скв. 190 изучено в опыте. Скорость продольных волн в насыщенных образцах разных пород (габбро-граниты, кварцито-гнейсы) оказалась выше, чем в сухих, но различие не превосходит 5%, а в граните было менее 1%. При увеличении давления скорость упругих волн в образцах, насыщенных водой, возрастает несколько меньше, чем в воздушно-сухих образцах. Как видно из рис. 3, в обр. 32 габбро-нитита при повышении давления от атмосферного до 4 кбар скорость увеличивается на 9% для сухого образца и на 5,5% для насыщенного водой. Для кварцито-гнейсов сопоставлены результаты, полученные для воздушно-сухого обр. 2 и насыщенного водой обр. 5. Эти образцы имеют почти одинаковый минеральный состав и близкие значения плотности и начальной скорости упругих волн как вдоль слоистости, так и в перпендикулярном направлении. Возрастание скорости с увеличением давления до 4 кбар составляет 10% для образцов 5 и 13–14% для образцов 2.

Графики рис. 3 ясно показывают, что влияние насыщения на скорость упругих волн существенно меньше, чем влияние повышения давления до 2–4 кбар.

Анизотропия скорости в образцах горных пород

Приведенные выше (см. табл. 1) коэффициенты анизотропии скорости характеризуют различие свойств горных пород для двух направлений. Скорость упругих волн в гранитах и габбро почти не зависит от направления, коэффициент анизотропии скорости составляет 0,6–2,6%.

Скорости продольных волн в сланцах, измеренные вдоль и перпендикулярно слоистости, различаются больше, чем в кварцито-гнейсах. Коэффициент анизотропии скорости для сланцев варьирует от 3 до 13,5%, а для кварцито-гнейсов от 2,8 до 6,9%. Это объясняется тем, что сланец кроме ориентированного биотита содержит амфибол, который также имеет разные значения скорости в зависимости от кристаллографического направления в минерале.

С увеличением давления коэффициент анизотропии скорости обычно изменяется. В образцах слоистых пород микротрещины приурочены к слоистости, поэтому увеличение скорости в направлении, перпендикулярном слоям, часто больше, чем в направлении вдоль слоев. Вследствие этого коэффициент анизотропии скорости в этих породах уменьшается с давлением. Иногда различие в скоростях совсем исчезает при высоком давлении. Однако остается анизотропия скорости, связанная с ориентировкой минералов. Как видно из рис. 4, коэффициент ани-

зотропии скорости уменьшается при увеличении давления до 1 кбар, а затем изменяется очень мало. Иногда, например для обр. 12 кварцито-гнейса, наблюдается нерегулярное изменение его при малом давлении, что связано, по-видимому, с трещиноватостью, которая не приурочена к структурным особенностям пород. Как правило, в метаморфических породах анизотропия скорости сохраняется даже при высоком давлении.

Для более точного определения анизотропии скорости (в пространстве или плоскости) применена методика профилирования, аналогичная методике, применявшейся при полевых исследованиях азимутальной анизотропии [9]. На отшлифованной поверхности образца были проведены 12 профилей (рис. 5) в виде лучей, выходящих из одной точки, с углом между соседними лучами, равным 30° . В точке пересечения профилей устанавливался пьезоэлектрический излучатель упругих колебаний, приемник перемещался вдоль профилей с шагом 2,5 мм. В ходе

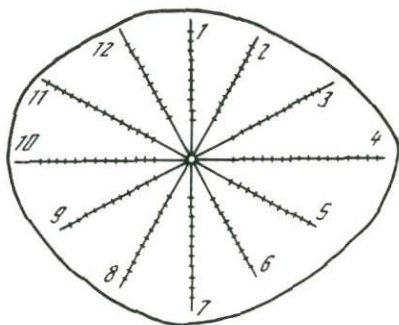
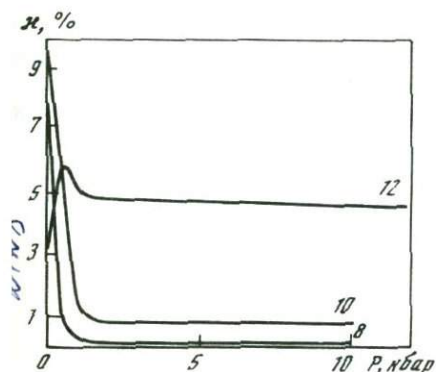
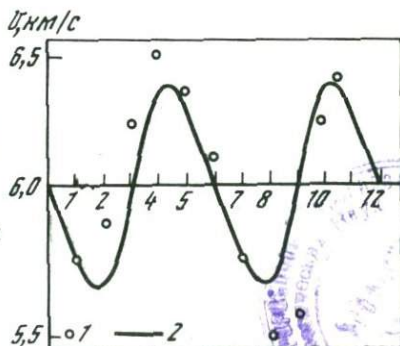


Рис. 4. Зависимость коэффициента анизотропии скорости k от давления P для кристаллических сланцев (обр. 8 и 10) и кварцито-гнейса (обр. 12)

Рис. 5. Схема расположения профилей на плоскости блока горной породы. Точка в центре — местоположение излучателя ультразвука

Рис. 6. Распределение скорости V продольных волн в плоскости блока горной породы в зависимости от направления измерения (от номера профиля)
1 — экспериментальные значения скорости;
2 — средняя кривая



измерений получено 12 годографов для определения скорости продольных волн в 12 направлениях лучей. Полученные значения скоростей продольных волн обработаны с применением методики, предложенной М.В. Невским.

Результаты обработки показаны на рис. 6. Большинство значений удовлетворительно совпадает с осредняющей кривой. Некоторые отклонения связаны с неоднородностями в горной породе: наличием включений, трещин и т.д. Максимальный коэффициент анизотропии скорости, т.е. различие между наибольшим и наименьшим значением скорости, составляет около 12%, при этом наибольшее значение скорости почти точно соответствует направлению слоистости. Сравнивая найденное значение коэффициента анизотропии скорости с определенным на образцах той же породы по скоростям в двух направлениях (см. табл. 1), можно заметить, что они не совпадают. Значение скорости в направлении слоистости точно соответствует измеренному в обр. 31_р, а минимальное значение скорости оказалось значительно меньше, чем в обр. 31_р. Это, вероятно, объясняется трещиноватостью большого блока породы. Примененная методика дает более надежные сведения об анизотропии скорости в горной породе (более близкие к анизотропии в естественных условиях), чем измерения в двух направлениях.

На основании лабораторных измерений анизотропии скорости следует ожидать большую анизотропию скорости в полевых условиях, если в верхних слоях залегают породы типа сланцев и гнейсов, и меньшую, если там залегают габбро или граниты.

Сопоставление результатов измерения скорости в образцах с данными наблюдений

Для сопоставления лабораторных данных и измерений в условиях естественного залегания в скв. 190 величины скорости упругих волн, полученные на образцах горных пород, были нанесены на график, построенный на основании акустического каротажа (см. рис. 1 в работе В.Н. Балмашова и Н.Ф. Юхнина [5]). При этом использовались три вида лабораторных данных: результаты измерения скорости при атмосферном давлении, скорости в образцах, насыщенных водой, и величины скорости, полученные в опытах при высоких давлениях. Учитывалась анизотропия скорости в породах; скорости вдоль и перпендикулярно слоистости отмечались соответствующими значками.

Как видно из указанного рисунка, скорости в образцах, измеренные при атмосферном давлении, всегда ниже значений, полученных по данным АК для тех же глубин, и только некоторые точки располагаются вблизи кривой АК. Величины скорости для насыщенных пород мало меняют эту картину.

При использовании результатов опытов при высоких давлениях можно было бы сравнить с данными АК скорости, измеренные при давлении, соответствующем глубине залегания образцов. Но вследствие

того, что глубина невелика (250–495 м), давление мало отличается от атмосферного (0,1–0,2 кбар) и, как видно из рис. 1 и 2, значения скорости для кварцито–гнейсов, гранитов и габбро при таких давлениях практически совпадают со скоростью при атмосферном давлении. Некоторое различие в скорости можно заметить только для сланцев, в которых наблюдается очень резкое возрастание скорости при малых давлениях. Для сланцев величины скорости при давлении, соответствующем глубине залегания образцов, уже лучше согласуются с полученными в естественных условиях.

Учитывая опыт более ранних исследований [4, 10], лабораторные результаты, полученные при высоких давлениях, обрабатывались следующим образом. Линейная часть кривых зависимости скорости упругих волн от давления в интервале 4–10 кбар экстраполировалась к нулевому давлению, как показано пунктирными линиями на рис. 1–3. Полученные исправленные значения скорости при атмосферном давлении соответствуют породам, не имеющим микротрещиноватой пористости, которая ликвидируется при увеличении давления до 1–2 кбар. Естественно ожидать, что именно такие породы залегают на глубине в естественных условиях.

Такие исправленные значения скорости продольных волн для всех изученных пород приведены в двух последних столбцах табл. 2 и нанесены на график рис. 1 из работы В.Н.Балмашова и Н.Ф.Юхнина [5]. Водонасыщение образцов изменяет эти значения лишь на 2–3% (см. рис. 3). Более существенным оказывается учет направления изменения скорости в метаморфических породах. Скорость, измеренная в образцах перпендикулярно слоистости, лучше согласуется с данными АК, чем скорость вдоль слоистости, последняя иногда оказывается выше максимальных скоростей по АК. Можно предположить, что минимальные скорости на кривой АК связаны с трещинами и кавернами в кристаллических породах.

Сопоставление лабораторных и полевых данных позволяет использовать график АК для уточнения сведений о вещественном составе разреза. На тех глубинах, где получены высокие скорости по АК (от 7 до 8 км/с), можно предполагать присутствие габбро–норитов или кристаллических сланцев. Слой со скоростью около 6,5 км/с, вероятно, сложен кварцито–гнейсами или плагиогнейсами.

На основании проведенного исследования и сопоставления лабораторных и полевых данных можно заключить следующее.

Скорость упругих волн, измеренная на образцах при атмосферном давлении, ниже, чем скорость в условиях естественного залегания. Результаты сопоставления получаются хорошими, если измерения в образцах производятся при высоких давлениях, а затем линейная часть кривой $V = f(p)$ в интервале 4–10 кбар экстраполируется к атмосферному давлению. Водонасыщение при этом существенно не изменяет результата; анизотропию скорости в метаморфических породах необходимо учитывать.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Волярович М.П.* Применение ультразвуковых импульсных методов изучения горных пород при высоких давлениях в связи с некоторыми геофизическими задачами. – В сб.: Геоакустика. М., "Наука", 1966, с. 109–114.
2. *Епинатьева А.М.* Скорость распространения сейсмических волн в кристаллических и метаморфических породах. – Изв. АН СССР, серия Физика Земли, 1975, № 2, с. 93–106.
3. *Гоголенков Г.Н., Шлычкин П.Д.* О сейсмических свойствах кристаллического фундамента по данным измерений в глубокой скважине. – Изв. АН СССР, серия Физика Земли, 1969, № 8, с. 16–23.
4. *Simmons G., Nur A.* Granites: relation of properties in situ to laboratory measurements. – Science, 1968, v.162, N 3855, pp. 789–791.
5. *Балмашов В.Н., Юхин Н.Ф.* Скорость продольных волн в фундаменте по измерениям в скважине. – В настоящем сборнике, с. 6–9.
6. Физико–механические свойства горных пород и минералов при высоких давлениях и температурах. М., "Наука", 1974, с. 222. Авт.: Волярович М.П., Баяк Е.И., Левыкин А.И., Томашевская И.С.
7. *Петкевич Г.И., Вербицкий Т.З.* Исследование упругих свойств пористых геологических сред, содержащих жидкости. Киев, "Наукова думка", 1965, с. 76.
8. *Силаева О.И.* Исследование с помощью ультразвука скоростей распространения упругих волн и упругих параметров в образцах горных пород при одностороннем давлении. – Труды ИФЗ АН СССР, № 27. М., Изд-во АН СССР, 1962, с. 112.
9. *Невский М.В.* Анизотропия скоростей в кристаллическом фундаменте. – В настоящем сборнике, с. 40–55.
10. Скорость продольных волн в условиях естественного залегания и на образцах при высоких давлениях. – Изв. АН СССР, серия Физика Земли, 1974, № 2, с. 94–99. Авт.: Баяк Е.И., Епинатьева А.М., Карус Е.В., Шкерина Л.П.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ В ФУНДАМЕНТЕ ОТ ГЛУБИНЫ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Задачей статьи является определение зависимости скорости в фундаменте от глубины по годографам рефрагированной волны на Белорусском кристаллическом массиве ($H \approx 250$ м; профиль 1). Использован способ Вихерта – Герглотца. Применительно к условиям наблюдений рассмотрен вопрос об аппроксимации наблюдаемого годографа теоретическим; оценена степень приближенности известной формулы А.Г. Авербуха для определения глубины максимального проникания луча [1].

Аппроксимация годографа преломленно-рефрагированной волны

Пусть имеется градиентное полупространство, скорость распространения упругих волн в котором $V=V(z)$. Оно перекрыто однородным слоем мощностью H . Скорость в однородном слое равна V_1 , граница раздела горизонтальна, и скорость в кровле градиентного полупространства равна $V_{0Г}$, причем $V_{0Г} > V_1$. Требуется определить по годографу преломленно-рефрагированной волны закон $V(z)$.

Если годограф $t(x)$ непрерывный и однозначный, его можно представить в виде ряда [1]:

$$t(x) = a_0 + a_1(x - x_{HT}) + a_2(x - x_{HT})^2 + \dots + a_n(x - x_{HT})^n + \dots, \quad (1)$$

где a_i – некоторые коэффициенты; x_{HT} – абсцисса начальной точки годографа преломленно-рефрагированной волны.

Так как $a_0 = t(x)|_{x=x_{HT}} = t_{HT}$ и $a_1 = \left(\frac{dt}{dx}\right)|_{x=x_{HT}} = \frac{1}{V_{0Г}}$, то уравнение

(1) можно представить в виде:

$$t(x) = t_{HT} + \frac{x - x_{HT}}{V_{0Г}} + \sum_{i=2}^n a_i (x - x_{HT})^i. \quad (2)$$

Определим коэффициенты a_i . Для пары нагоняющих годографов (l – расстояние между пунктами взрыва) можем записать [1]:

$$t_1 = t_{HT} + \sum_{i=1}^n a_i (x - x_{HT})^i;$$

$$t_2 = t_{HT} + \sum_{i=1}^n a_i (x - x_{HT} + l)^i.$$

Тогда разность времен между нагоняющими годографами будет равна [1]:

$$\Delta t(x) = t_2 - t_1 = b_1 + b_2(x - x_{HT}) + \dots + b_n(x - x_{HT})^{n-1}, \quad (3)$$

Для выражения $\Delta t(x, l)$ имеем:

$$\begin{aligned} \Delta t(x, l) &= t_2 - t_1 = \frac{x - x_{\text{HT}} + l}{V_{0\Gamma}} - \frac{x - x_{\text{HT}}}{V_{0\Gamma}} - \\ &- a [(x - x_{\text{HT}} + l)^2 - (x - x_{\text{HT}})^2] = \\ &= \frac{l}{V_{0\Gamma}} - a [(x - x_{\text{HT}} + l)^2 - (x - x_{\text{HT}})^2]; \end{aligned}$$

отсюда:

$$\frac{\partial \Delta t(x, l)}{\partial x} = -2al = \tau = \text{const}; \quad (7)$$

$$a = -\frac{1}{2l} \cdot \frac{\partial \Delta t}{\partial x} = -\frac{\tau}{2l}. \quad (8)$$

Таким образом, коэффициент a можно определить по графику Δt для двух нагоняющих годографов.

Оценка ошибок определения максимальной глубины проникания луча в градиентном полупространстве, перекрытом однородным слоем, возникающих за счет применения приближенной формулы А.Г. Авербуха

В работе А.Г. Авербуха [1] для определения глубины максимального проникания луча в случае градиентного полупространства, покрытого однородным слоем мощностью H , предлагается формула:

$$z_{\text{max}} = H + \frac{1}{\pi} \int_{x_{\text{HT}}}^{x_m} \text{arch} \frac{V^*(x_m)}{V^*(x)} dx,$$

где x_{HT} — абсцисса начальной точки годографа преломленно-рефракционной волны, x_m — абсцисса точки выхода луча с глубиной проникания z_{max} , $V^*(x)$ — кажущаяся скорость. Данная формула не является точной и получена чисто формально из общеизвестной формулы Чибисова путем переноса начала интегрирования в точку $x = x_{\text{HT}}$ (вместо $x = 0$) и увеличения z_{max} на величину, равную H . Точная формула имеет иной вид [2].

Обозначим разность между точной формулой и приближенной формулой А.Г. Авербуха Δz_m и запишем ее в виде:

$$\Delta z_m = \frac{x_{\text{HT}}}{\pi} \text{arch} \frac{V^*(x_m)}{V_{0\Gamma}} - \frac{H}{\pi} \arccos \left\{ \frac{1 - 2 \left(\frac{V_1}{V_{0\Gamma}} \right)^2 + \left(\frac{V_1}{V^*(x_m)} \right)^2}{1 - \left(\frac{V_1}{V^*(x_m)} \right)^2} \right\}. \quad (9)$$

Подставив в формулу (9)

$$x_{HT} = 2H \frac{V_1}{V_{0\Gamma} \sqrt{1 - \left(\frac{V_1}{V_{0\Gamma}}\right)^2}},$$

получим окончательно:

$$\Delta z_m = \frac{H}{\pi} \left\{ \frac{2V_1}{\sqrt{V_{0\Gamma}^2 - V_1^2}} \operatorname{arch} \frac{V^*(x_m)}{V_{0\Gamma}} - \operatorname{arc} \cos \frac{\left[1 - 2\left(\frac{V_1}{V_{0\Gamma}}\right)^2 + \left(\frac{V_1}{V^*(x_m)}\right)^2 \right]}{1 - \left(\frac{V_1}{V^*(x_m)}\right)^2} \right\}. \quad (10)$$

В общем случае $\Delta z_m \geq 0$ (при $V_{0\Gamma} \leq V^*(x_m) < \infty$), т.е., по формуле А.Г. Авербуха, должны получаться заниженные значения глубин z_m .

Рассмотрим частный случай зависимости $V^*(x)$, когда географ преломленно-рефрагированной волны аппроксимируется многочленом второй степени (6).

Продифференцировав (6) по x , получим:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{V_{0\Gamma}} - 2a(x - x_{HT}) = \frac{1}{V^*(x)};$$

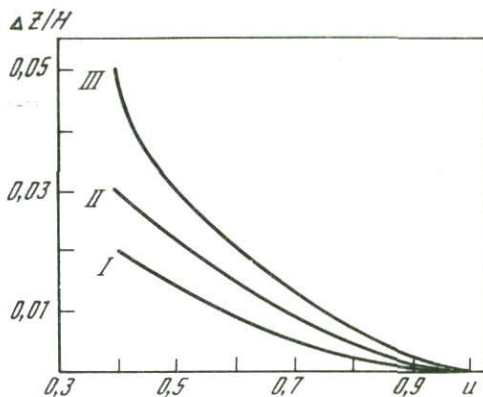
$$\text{отсюда: } V^*(x) = \frac{V_{0\Gamma}}{1 - 2aV_{0\Gamma}(x - x_{HT})} = \frac{V_{0\Gamma}}{u}. \quad (11)$$

Используя выражение (11), перепишем формулу (10) в виде:

$$\Delta z_m = \frac{H}{\pi} \left\{ \frac{2V_1}{\sqrt{V_{0\Gamma}^2 - V_1^2}} \operatorname{arch} \sqrt{1 - u^2} - \operatorname{arc} \cos \frac{\left[1 - 2\left(\frac{V_1}{V_{0\Gamma}}\right)^2 + u^2 \left(\frac{V_1}{V_{0\Gamma}}\right)^2 \right]}{1 - u^2 \left(\frac{V_1}{V_{0\Gamma}}\right)^2} \right\}. \quad (12)$$

Оценим, при каких условиях можно пренебречь выражением (12) и пользоваться приближенной формулой А.Г. Авербуха, для различных значений параметров, входящих в выражение (12). В работе [3] приводятся значения параметров H , V_1 , $V_{0\Gamma}$ и a для ряда районов. Основываясь на этих данных, выберем конкретные значения параметров H , V_1 , $V_{0\Gamma}$ и a .

Рис. 1. Графики зависимости $\Delta z/H$ от u при значениях параметра $V_1/V_{0Г}$, равных $\approx 0,364$ (I), $0,545$ (II) и $0,636$ (III)



Скорость в кровле градиентного полупространства возьмем равной 5500 м/с, что соответствует скорости продольных волн в кристаллических породах. Для скорости в покрывающих толщах выберем три значения: 2000, 3000 и 3500 м/с, что соответствует значениям

$$10^{-4} \text{ с/км}^2 \leq a \leq 10^{-3} \text{ с/км}^2; \quad x_{\text{нт}} \leq x_m \leq 500 \text{ км.}$$

На рис. 1 представлена зависимость $\frac{\Delta z_m}{H}$ от u при трех различных значениях $\frac{V_1}{V_{0Г}}$.

Из графика видно, что Δz_m обратно пропорционально u и прямо пропорционально отношению $\frac{V_1}{V_{0Г}}$. Из графика видно также, что при всех значениях параметров $\left(\frac{1}{V_{0Г}}\right)$ и u значение Δz_m не превышает 5% от H . Поэтому в большинстве случаев для вычисления максимального проникания луча можно пользоваться приближенной формулой А.Г. Авербуха.

Скоростная характеристика кристаллического фундамента по данным наземных наблюдений на профиле 1

В общем виде зависимость скорости от глубины можно записать таким образом:

$$\begin{cases} z_{\text{max}} = f(V^*(x_m), H, V_1, V_{0Г}); \\ V(z_{\text{max}}) = V^*(x_m). \end{cases}$$

В частном случае, для условий наблюдения на профиле 1, когда годограф преломленно-рефрагированной волны можно аппроксимиро-

вать функцией (6), зависимость $V(z)$ в параметрическом виде запишет- ся следующим образом:

$$V(z_{\max}) = \frac{V_{0\Gamma}}{1 - 2aV_{0\Gamma}(x_m - x_{HT})} = \frac{V_{0\Gamma}}{u};$$

$$z_{\max} = H + \frac{1}{2\pi a V_{0\Gamma}} \left(\ln \frac{1 + \sqrt{1 - u^2}}{u} - \sqrt{1 - u^2} \right) +$$

$$+ \frac{H}{\pi} \left\{ \frac{2V_1}{\sqrt{V_{0\Gamma}^2 - V_1^2}} \operatorname{arth} \sqrt{1 - u^2} - \arccos \left[\frac{1 - 2\left(\frac{V_1}{V_{0\Gamma}}\right) + u^2 \left(\frac{V_1}{V_{0\Gamma}}\right)^2}{1 - u^2 \left(\frac{V_1}{V_{0\Gamma}}\right)^2} \right] \right\}.$$

По данным наблюдений на профиле 1 скорость в покрывающей тол- ще V_1 равна 2000 м/с. Скорость $V_{0\Gamma}$ определена по годографу прелом- ленно-рефрагированной волны и равна 5800 м/с. Отношение $\frac{V_1}{V_{0\Gamma}}$ рав- но 0,345. С использованием значений τ из [3] и формулы (8) для раз- ных пар пунктов взрыва на профиле 1 были получены значения a , при- веденные в табл. 1.

Таблица 1

Значения параметра a для профиля 1

Пары пунктов взрыва	$a, \text{с}/\text{м}^2$	Пары пунктов взрыва	$a, \text{с}/\text{м}^2$
5520-3220	$1,30 \cdot 10^{-9}$	3220-920	$1,00 \cdot 10^{-9}$
6440-3220	$1,22 \cdot 10^{-9}$	920-100	$1,40 \cdot 10^{-9}$
3220-100	$1,25 \cdot 10^{-9}$	6440-5520	$0,93 \cdot 10^{-9}$

Величина x менялась от 200 до 6200 м. Мощность покрывающей толщи H принята равной 220 м, $x_{HT} = 180$ м.

При значениях $\frac{V_1}{V_{0\Gamma}}$, a и x , приведенных выше, и при $u > 0,8$

ошибка определения глубины максимального проникания луча z_{\max} по приближенной формуле А.Г. Авербуха не превышает $0,003 H$ (см. рис. 1), поэтому $V(z)$ рассчитывалась по приближенной формуле А.Г. Авербуха и формуле (11), задающим функцию $V(z)$ в параметричес- ком виде.

Результаты расчетов представлены на рис. 2 и в табл. 2, где приве- дены также средние $\bar{V}(z)$ для значений, вычисленных по формуле А.Г. Авербуха, и относительная ошибка $\epsilon(\bar{V})$.

Рис. 2. График зависимости скорости продольных волн от глубины в кристаллическом фундаменте по годографам преломленных волн на профиле 1

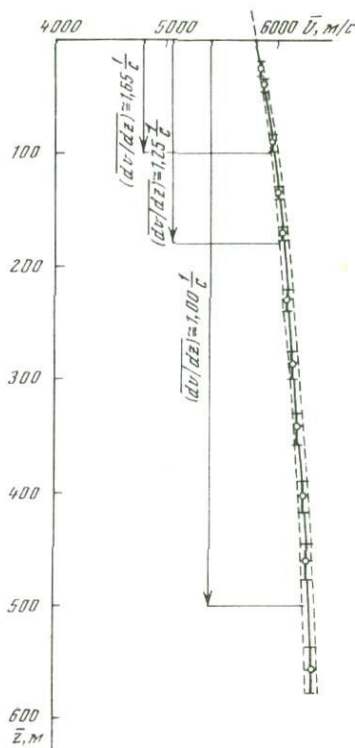


Таблица 2

Расчетные значения $V(z)$ для профиля 1

$\frac{x_m}{2}$	z_{\max} , м	$V(z)$, км/с			
		$a = 1,25 \cdot 10^{-3}$	$1,40 \cdot 10^{-3}$	$0,93 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
352,8	15,3	5,84	5,85	5,83	5,86
602,8	29,1	5,88	5,90	5,86	5,89
852,8	65,5	5,93	5,94	5,89	5,93
1102,8	91,3	5,97	5,99	5,93	5,98
1352,8	135,5	6,02	6,05	5,96	6,03
1602,8	170,8	6,06	6,10	5,99	6,07
1852,8	227,7	6,11	6,15	6,03	6,13
2102,8	287,3	6,16	6,20	6,06	6,17
2352,8	342,4	6,20	6,26	6,10	6,22
2602,8	403,7	6,25	6,31	6,13	6,27
2852,8	462,0	6,30	6,37	6,16	6,33
3102,8	556,5	6,35	6,42	6,20	6,37

Таблица 2 (окончание)

$\frac{\lambda_m}{2}$	z_{\max} м	$V(z)$, км/с		$V(z)$, км/с	$\epsilon(\bar{V})$
		$1,22 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$		
352,8	15,3	5,84	5,84	5,84	0,005
602,8	29,1	5,88	5,87	5,88	0,007
852,8	65,5	5,92	5,90	5,92	0,008
1102,8	91,3	5,96	5,94	5,96	0,010
1352,8	135,5	6,01	5,97	6,01	0,014
1602,8	170,8	6,06	6,01	6,05	0,017
1852,8	227,7	6,10	6,05	6,09	0,019
2102,2	287,3	6,15	6,08	6,14	0,022
2352,2	342,4	6,20	6,12	6,18	0,025
2602,8	403,7	6,24	6,16	6,23	0,028
2852,8	462,0	6,29	6,20	6,27	0,033
3102,8	556,5	6,34	6,24	6,32	0,035

Таблица 3

Параметры изменения скорости с глубиной

Интервал глубин, м	$\frac{dv}{dz}$, с ⁻¹	β , км ⁻¹
0-100	≈ 1,65	0,28
0-200	≈ 1,25	0,22
0-500	≈ 1,00	0,17

Для профиля I отмечается существенное увеличение скорости с глубиной, причем градиент скорости $\frac{dV}{dz}$ с глубиной уменьшается (см. табл. 3). Таким образом, закон изменения скорости с глубиной можно аппроксимировать функцией вида: $V = V_{0\Gamma} (1 + \beta z)$ с различными коэффициентами β для различных интервалов глубин (см. табл. 3).

* * *

Для условий наблюдения на профиле I годограф преломленно-рефракционной волны аппроксимируется многочленом второй степени вида (6).

При определении зависимости скорости от глубины по данным наблюдений на профиле I можно пользоваться формулой А.Г. Авербуха; ошибка за счет приближенности формулы не превышает 4%.

По данным интерпретации наземных годографов на профиле I отмечается увеличение скорости с глубиной, градиент скорости с глубиной уменьшается.

ЛИТЕРАТУРА

Авербух А.Г. Об интерпретации годографов рефрагированных волн. — В сб.: "Прикладная геофизика", вып. 36. М., Гостехиздат, 1963, с. 28—37.

Гейко В.С. Интерпретация годографа рефрагированной волны при наличии слоя с постоянной скоростью, покрывающего градиентную среду. — Докл. АН СССР, сер. Б, 1968, № 5, с. 425—428. (На украинском языке).

Пинатьева А.М., Юхиян Н.Ф. Пределаенная волна от кристаллического фундамента. — В настоящем сборнике, с. 56—65.

ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ В ФУНДАМЕНТЕ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ НАПРАВЛЕНИИ

Характеристика изменений скорости в фундаменте в горизонтальном направлении основывается на данных о граничных скоростях V_{Γ} , определенных способом интервальных граничных скоростей. Этот способ и результаты его применения на объекте с мелко залегающим фундаментом ($H \approx 250$ м) описаны ранее [1]. Напомним некоторые сведения из работы [1].

Интервальная граничная скорость $V_{\Gamma, \text{инт}}$ определяется на малой базе l из соотношения $V_{\Gamma, \text{инт}} = l/\Delta t$, где Δt — разность времен между двумя соседними изохронами; l — расстояние по границе, равное диагонали ромба, образованного системой встречных изохрон на преломляющей границе. В результате строится график $V_{\Gamma, \text{инт}}$ вдоль профиля: $V_{\Gamma, \text{инт}} = f(x)$. Для повышения точности определения $V_{\Gamma, \text{инт}}$ применяется сглаживание [число точек n , окно сглаживания $d = (n-1)l$], позволяющее уменьшить помехи случайного характера в \sqrt{n} раз. Выбирая n (или d), можно настраивать сглаживающие фильтры на выделение неоднородностей с определенными размерами [1].

Определение V_{Γ} проведено на продольных профилях: на профиле I длиной 6,5 км и на взаимно пересекающихся продольных профилях площадных съемок ("Звезда-1", "Звезда-2", "Звезда-3" [2]); длина отдельных профилей 2,0–3,22 км. Максимальное удаление источников и приемников совпадает с длиной профиля.

При определении $V_{\Gamma, \text{инт}}$ поправка за рефракцию не вводилась. Поэтому полученные значения V_{Γ} относятся не к поверхности фундамента, а к некоторой приповерхностной его зоне: на профилях длиной 2–3 км — к зоне мощностью около 70–100 м; на профилях длиной 6,5 км — к зоне мощностью около 300 м. Эти цифры получены на основании зависимости $V(H)$, установленной при интерпретации наземных годографов по способу Вихерта — Герглотца [3]. На самом деле они меньше [4].

Точность определения V_{Γ} характеризуется следующими цифрами [1]: среднеквадратическая погрешность определения $V_{\Gamma, \text{инт}}$ не превышает 300 м/с; сглаживание по n точкам уменьшает среднеквадратическую погрешность в \sqrt{n} раз, т.е. $\sigma_V = 175$ м/с для $n = 3$; $\sigma_V = 150$ м/с для $n = 4$; $\sigma_V = 115$ м/с для $n = 7$.

По сравнению с [1], в настоящей статье сведения о V_{Γ} дополнены результатами определения граничной скорости по-

перечных волн сравнением $V_{ГР}$ и $V_{ГС}$ для мелко залегающего фундамента и результатами определения $V_{Г}$ для глубокого фундамента.

Значения $V_{Г}$ для мелко залегающего фундамента. Поведение кривых $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_n$ (рис. 1; см. вкладку), построенных по разным парам встречных годографов на одних и тех же участках профиля I, сходно (расстояние между встречными пунктами взрыва от 2,5 до 6,5 км; кратность перекрытия – до 8). $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_7$ для разных систем отличаются на 100–500 м/с; форма кривых хорошо повторяется: изменение $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_7$ по горизонтали значительно превосходит различие между кривыми $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_7$ для разных пар встречных годографов и ошибки измерений, что свидетельствует о надежности результатов. Отмечаются чередование зон с повышенными и пониженными $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_n$. Расчлененность графиков и пределы изменения $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_n$ при $n = 3$ гораздо больше, чем при $n = 7$ (см. табл. 1).

Граничная скорость меняется в больших пределах; размеры участков с постоянными значениями $V_{Г}$ при окнах сглаживания от 100 до 300 м изменяются в пределах 200–1500 м. Изменения $V_{Г}$ по горизонтали гораздо больше, чем изменения V по вертикали, которые следуют из зависимости $V(H)$, определенной по годографам первых волн [3].

Заметим, что при определении $V_{Г}$ по способу разностного годографа с осреднением годографа прямой линией на больших базах (1–5 км) граничная скорость практически постоянна и равна 5,7–5,9 км/с.

Применение нового способа определения $V_{Г}$ позволило достигнуть большей точности и разрешенности данных о $V_{Г}$ и установить сильное изменение $V_{Г}$ вдоль профиля.

Карты $V_{Г}$. Для выяснения характера распределения скоростных неоднородностей по площади использованы данные площадных наблюдений по системам взаимно пересекающихся продольных профилей ("Звез-

Таблица 1
Пределы изменения $V_{Г}$ при разных n

n	Окно сглаживания d , м	Пределы изменения $V_{Г}$, км/с	Горизонтальные размеры выделяемых неоднородностей, м
3	100	4,8 – 7,0	200–600
7	300	5,0 – 6,4	700–1500
21	1000	5,55 – 6,0	2000

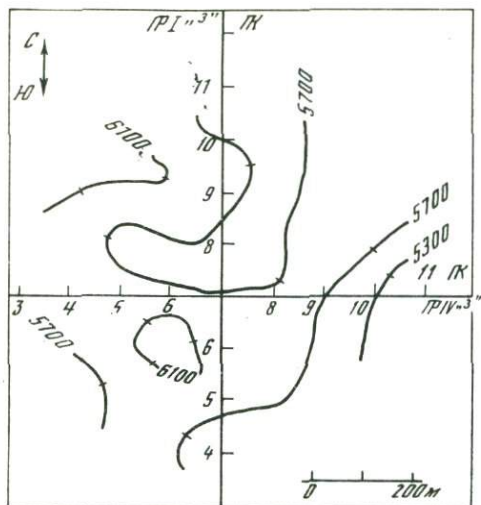


Рис. 2. Карта $\langle V_{Г,инт} \rangle_4$ для системы профилей "Звезда-1"

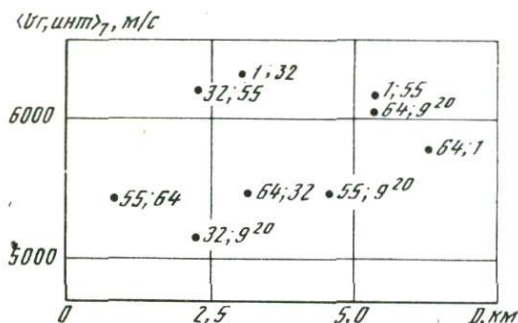


Рис. 3. Зависимость значений $\langle V_{Г,инт} \rangle_7$ в центре интервала между встречными пунктами взрыва от длины интервала D . Цифры около точек — пары пунктов взрыва

да-1", "Звезда-2", "Звезда-3"). На каждом профиле определено значение $\langle V_{Г,инт} \rangle_4$, эти значения нанесены на схему расположения профилей и по ним построены карты $\langle V_{Г,инт} \rangle_4$ [1].

Предварительным этапом при построении карт на "Звезде-2" и "Звезде-3" было исключение влияния анизотропии (на "Звезде-1" анизотропия отсутствует [2]). Для этого из наблюдаемых значений $\langle V'_{Г,инт} \rangle_4$ вычиталась поправка на анизотропию $a(\alpha)$, соответствующая данному направлению (с азимутом α):

$$\langle V_{Г,инт} \rangle_4 = \langle V'_{Г,инт} \rangle_4 - a(\alpha).$$

Пример карты $\langle V_{Г,инт} \rangle_4$ приведен на рис.2. В табл. 2 даны сведения о картах: площадь S , по которой построена карта; диапазон изменения $\langle V_{Г,инт} \rangle_4$.

Таблица 2
Характеристики карт $\langle V_{Г,инт} \rangle_4$

Система профилей	$S, \text{ км}^2$	$\langle V_{Г,инт} \rangle_4, \text{ км/с}$
"Звезда-1"	0,64	5,3 - 6,1
"Звезда-2"	1,00	5,8 - 6,2
"Звезда-3"	1,40	5,4 - 6,3

Влияние проникания лучей на $\langle V_{Г,инт} \rangle_n$. Для выяснения связи $\langle V_{Г,инт} \rangle_n$ с прониканием лучей в глубь фундамента сделано следующее. С графиков рис. 1 сняты значения $\langle V_{Г,инт} \rangle_7$ в центрах интервалов между встречными пунктами взрыва и сопоставлены с длинами D этих интервалов. В среде, где скорость увеличивается с глубиной, $\langle V_{Г,инт} \rangle_7$ должна быть тем больше, чем больше D (при этом больше глубина проникания лучей). На рис. 3 этого не видно: разброс значений $\langle V_{Г,инт} \rangle_7$ на очень большой и при малых, и при больших D . Это можно объяснить горизонтальной неоднородностью фундамента по распределению скоростей, причем неоднородность по горизонтали гораздо больше, чем изменения V по вертикали, которые следуют из зависимости $V(H)$, определенной по годографам первых волн [3]. При сильной горизонтальной неоднородности среды значения $\langle V_{Г,инт} \rangle_n$ в отдельных точках (например, использованные выше значения $\langle V_{Г,инт} \rangle_7$ в середине интервала между встречными пунктами взрыва) не могут выявить проникания волн в глубь фундамента за счет изменения скорости по вертикали.

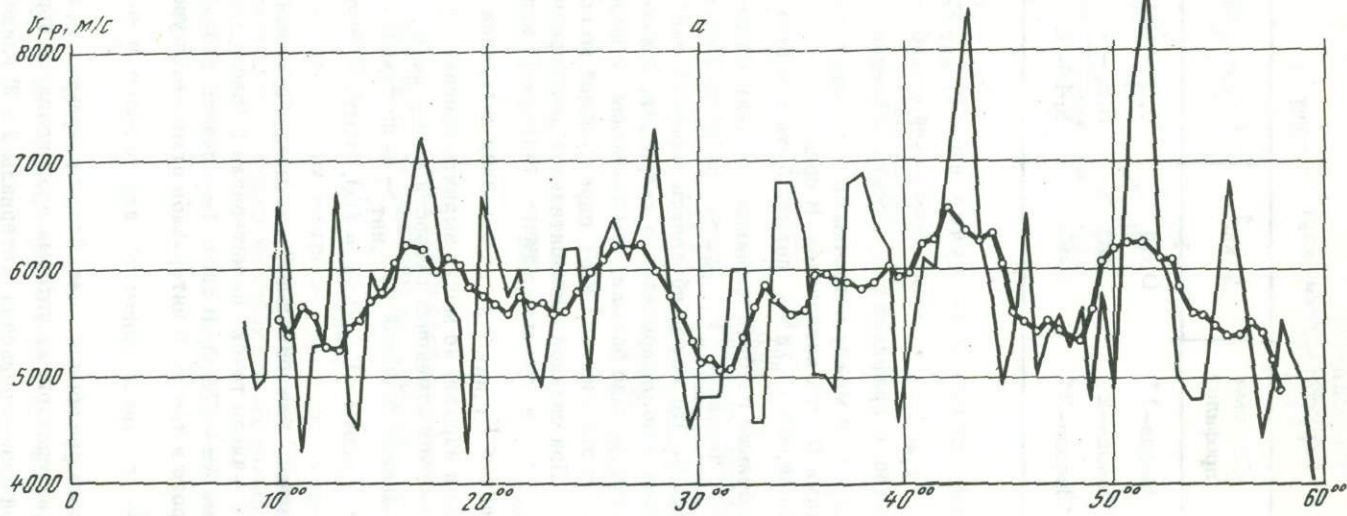
Для осреднения значений $\langle V_{Г,инт} \rangle_7$ на протяженных интервалах профиля I по кривым $\langle V_{Г,инт} \rangle_7 = f(x)$, соответствующим разным

парам встречных пунктов взрыва, вычислялась величина $\frac{\sum \langle V_{Г,инт} \rangle_7}{N}$,

где число N – число точек на интервале L (расстояние между соседними точками $\Delta x \approx \text{Const}$). В табл. 3 приведены результаты.

Для второго и третьего интервалов отмечается увеличение $\frac{\sum \langle V_{Г,инт} \rangle_7}{N}$ с увеличением D ; для первого и четвертого систематического увеличения нет. Такой результат можно объяснить

размерами интервалов, на которых производилось осреднение $\langle V_{Г,инт} \rangle_7$. При большой базе осреднения (интервалы 2 и 3) влияние изменений $V_{Г}$ по горизонтали сглаживается и проявляется зависимость V от H ; длина



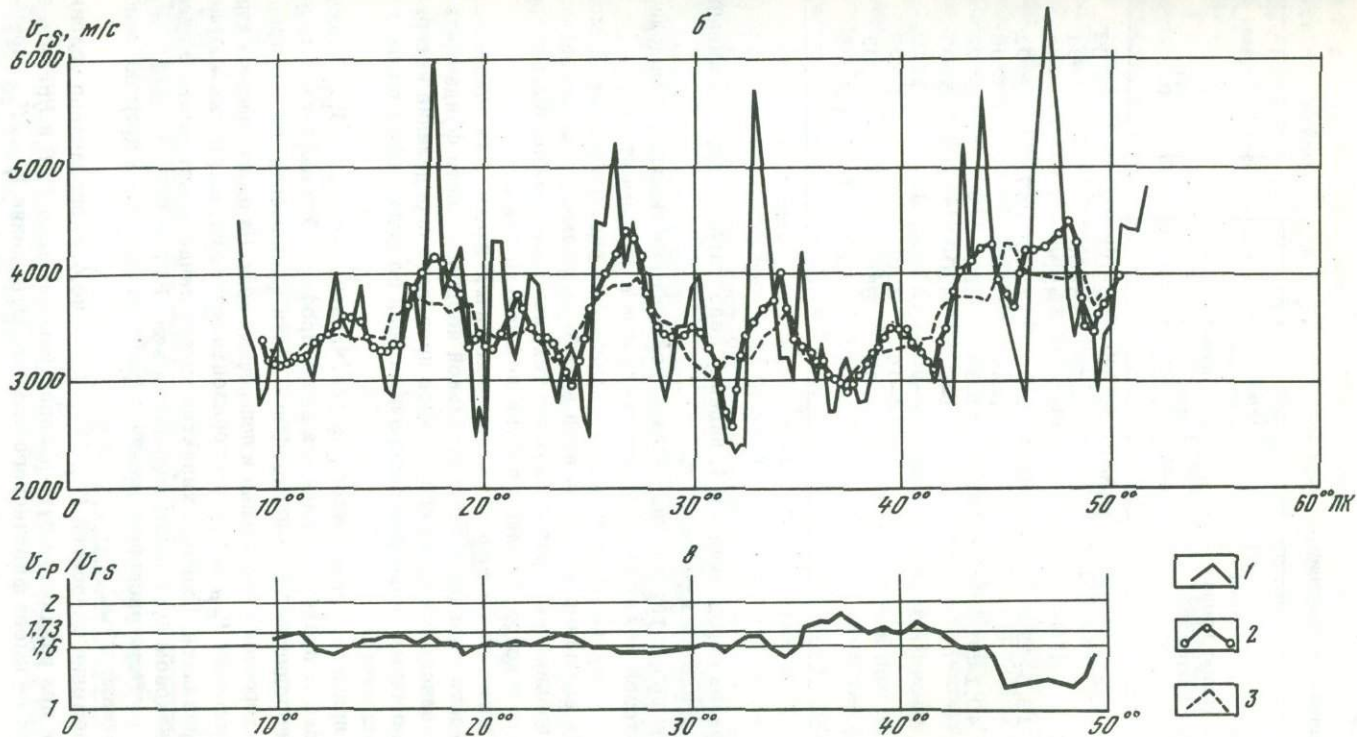


Рис. 4. Графики V_{GP} (а), V_{GS} (б) и V_{GP}/V_{GS} (в) на профиле 1
 1 - $V_{Г, \text{инт}}$; 2 - $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_3$; 3 - $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_5$

Таблица 3

Осредненные значения

Интервал, №	Ликеты, соответствующие границам интервала	L, м	Пара встречных пунктов взрыва	D, м	N	$\Sigma < V_{Г,шт} > 7$
						N м/с
1	15,25-25,25	1000	9-32	2300	18	5650
			1-55	5400		5901
			1-64	6300		5832
2	18,5-45,9	2740	9-32	2300	47	5601
			1-64	6300		5796
3	40,1-55,3	1520	32-64	3200	27	5772
			1-64	6300		5903
4	41,1-47,4	630	32-55	2300	12	5710
			32-64	3200		5779
			9-64	5500		5702
			1-64	6300		5785

интервалов осреднения 1 и 4, видимо, недостаточна для сглаживания горизонтальных изменений $V_{Г}$.

Этот результат хорошо согласуется с общими выводами о модели среды, которой может быть аппроксимирован в фундамент [4].

По совокупности данных, приведенных на рис. 3 и в табл. 3, можно сделать вывод о проникании волн в глубь фундамента; но закономерности проникания гораздо сложнее тех, которые должны быть в среде, скорость в которой является функцией только глубины.

Граничная скорость поперечных волн. Для повышения надежности выводов о горизонтальной неоднородности фундамента и более полного описания его свойств проведено определение интервальных граничных скоростей поперечных волн по годографам волны PSP от фундамента.

Из примера, приведенного на рис. 4, видно, что $V_{ГР}$ и $V_{ГS}$ сложно и в больших пределах меняются вдоль профиля. Это свидетельствует о неоднородности приповерхностной части фундамента по распределению скоростей и продольных и поперечных волн. На одних участках характер изменения $V_{ГР}$ и $V_{ГS}$ по горизонтали сходен, на других — существенно различен. Сходный характер может свидетельствовать о примерно одинаковом пути распространения волн PPP и PSP, разный — о различном пути их распространения (разное проникание и др.), об ошибках определений и т.д.

Отношение скоростей $V_{ГР}/V_{ГS}$ (см. рис.4, в) определено условно, так как при различном пути распространения волн PPP и PSP это отношение не имеет физического смысла. Отношение $V_{ГР}/V_{ГS}$ преимущественно равно 1,6 — 1,7 (пределы изменения от 1,3 до 2,1). Отноше-

ние $V_{ГР} / V_{ГS} \approx 1,6$ получено на протяженных участках при сходном характере графиков $V_{ГР}$ и $V_{ГS}$, что позволяет предполагать, что пути волн PPP и PSP на этих участках близки. Это значение аномально мало для кристаллических пород [5]. Причины таких малых значений пока не ясны.

Глубокий фундамент. Без специальных экспериментальных доказательств не ясно, характерна ли сильная горизонтальная неоднородность, установленная по распределению скоростей, для фундамента при разной (в том числе очень большой) глубине его залегания. С одной стороны, при увеличении глубины залегания неоднородность среды может уменьшаться (больше давление вышележащей толщи). С другой стороны, при разной глубине залегания фундамента на поверхности Земли в области первых вступлений регистрируются волны, проникающие на разную глубину в фундамент. Это поясняется рис.5. Волна от мелко залегающего фундамента в области первых вступлений (интервал $x_1 - x_2$) соответствует интервалу глубин от поверхности фундамента $H_1 - H_2$, а при глубоком фундаменте область первых вступлений приходится на интервал $x'_1 - x'_2$ и соответствует глубинам $H_3 - H_4$. Свойства фундамента на глубинах $H_1 - H_2$ и $H_3 - H_4$ могут быть разными (экспериментами отмечено уменьшение градиента скорости с глубиной [3]). Кроме того, при изучении глубокого фундамента используются более низкие частоты и разреженные системы наблюдений, что определяет меньшую разрешающую способность исследований, чем при мелко залегающем фундаменте. Поэтому представляет большой интерес экспериментальное доказательство горизонтальной неоднородности фундамента при глубоком его залегании.

Для этого были выполнены определения $V_{Г, \text{инт}}$, на котором глубина до поверхности фундамента меняется мало (3,6-3,9 км) и, судя по

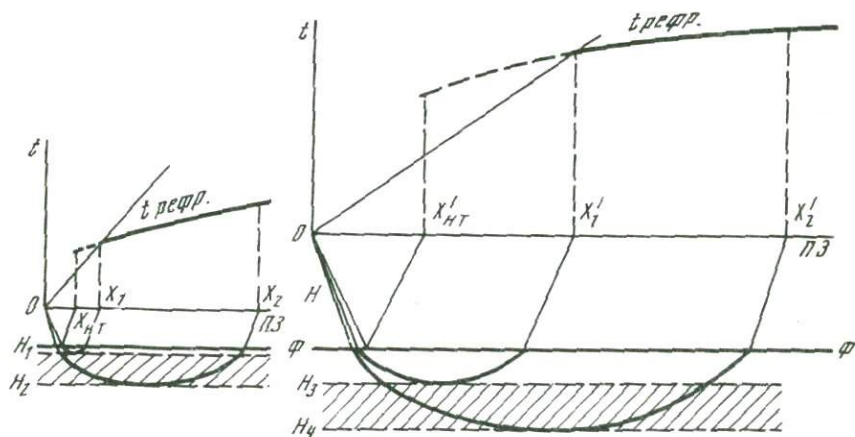


Рис. 5. Лучевые схемы и годографы при мелком (слева) и глубоком (справа) залегании фундамента

Пояснения - в тексте

Таблица 4

Значения $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_3$ для профиля 06

Интервалы профиля		$\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_3$, км/с
Граничные пикеты	Протяженность, км	
168-200	3,2	6,3-6,8
218-230	2,0	5,4-5,5
242-248	0,6	6,0-6,4
280-288	0,8	6,3-6,5
300-332	3,2	6,6-6,8
372-386	1,4	6,2-7,1
394-398	0,4	5,7
438-456	1,8	6,2-7,2
470-486	1,6	6,0

геологическим данным, нет крупных тектонических нарушений. На рис.6 (см. вкладку) приведены результаты, из которых видно, что величина $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_3$, например, меняется в пределах от 5,4 до 7,2 км/с (табл.4).

Таким образом, и для глубокого фундамента $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_n$ претерпевает значительные изменения вдоль профиля. Изменения могут быть обусловлены горизонтальной неоднородностью фундамента, искажениями, вызванными тектоническими нарушениями, неточностью определений и другими причинами.

* * *

Главный результат – установление сильной горизонтальной неоднородности фундамента по распределению граничной скорости. Горизонтальная неоднородность установлена и для мелко и для глубоко залегающего фундамента. Она тем больше, чем меньше базы измерения и осреднения $V_{Г}$.

Причины зафиксированных горизонтальных изменений скорости могут быть разные: изменения вещественного состава, степень трещиноватости пород фундамента, а также фиктивные изменения, обусловленные тектоническими нарушениями, рельефом преломляющей границы, изменениями строения и свойств покрывающей толщи и, наконец, ошибками измерений и интерпретации.

В примере, рассмотренном в статье, для мелкого фундамента сильные горизонтальные изменения $V_{Г}$ определяются первой причиной, т.е. изменением физических свойств пород фундамента в его приповерхностной части. Для глубокого фундамента могут иметь место горизонтальная неоднородность фундамента, тектонические нарушения и другие причины.

Можно полагать, что в дальнейшем мы научимся разделять эти причины, выделять часть, обусловленную изменением физических свойств пород фундамента, и использовать ее при интерпретации. Для

решения такого типа задач очень важно повышение точности определения V_{Γ} . Существенное повышение точности определения V_{Γ} может быть достигнуто путем применения при наблюдениях КМПВ систем многократного профилирования с цифровой регистрацией, что должно дать эффект, аналогичный эффекту, достигнутому с помощью таких систем при определении скоростей в МОГТ. Вопрос об определении V_{Γ} при многократном профилировании в КМПВ поставлен [6].

Повышение точности определения V_{Γ} требует также перехода к интерпретации с помощью ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Епинатьева А.М., Невский М.В.* Граничная скорость. – Геофизический сборник АН УССР, № 65. Киев, "Наукова думка", 1975, с. 3–14.
2. *Невский М.В.* Анизотропия скоростей в кристаллическом фундаменте. – В настоящем сборнике, с. 40–55.
3. *Волосов С.Г., Горчилин В.А.* Зависимость скорости в фундаменте от глубины по данным наземных наблюдений. – В настоящем сборнике, с. 21–29.
4. *Епинатьева А.М.* Представление о модели среды, аппроксимирующей фундамент. – В настоящем сборнике, с. 112–118.
5. *Молотова Л.В., Васильев Ю.И.* О величине отношения скоростей продольных и поперечных волн в горных породах, II. – Изв. АН СССР, серия геоф., 1960, № 8, с. 1097–1116.
6. *Hirschleber U.* Multicover measurements in refraction shooting. – Geophysical Prospecting, 1971, v.19, N 3, pp.345–356.

АНИЗОТРОПИЯ СКОРОСТЕЙ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ФУНДАМЕНТЕ

Анизотропия скоростей сейсмических волн относится к числу сравнительно слабо изученных свойств реальных сред. До недавнего времени основное внимание при исследовании анизотропии уделялось изучению этого свойства в осадочных толщах [1, 2]. Анизотропия скоростей в кристаллических и метаморфических породах изучалась в основном на образцах в ультразвуковом диапазоне частот [3, 4], а также при сейсмоакустических исследованиях массивов скальных пород, выходящих на поверхность [5].

В некоторых работах [6, 7, 8] отмечается возможность проявления анизотропии скоростей в породах кристаллической части коры. В последние годы также появились и экспериментальные данные ГСЗ об анизотропных свойствах пород верхней мантии [9, 10]. Можно отметить, что интерес сейсморазведчиков и сейсмологов к изучению вопросов сейсмической анизотропии заметно повысился. В значительной мере это объясняется предполагаемой геологической информативностью анизотропных характеристик реальных сред, в частности, возможностью получения по ним сведений о структурно-текстурных особенностях горных пород, условиях их формирования, трещиноватости, напряженном состоянии среды.

Однако степень изученности анизотропии в кристаллической коре, даже в ее верхней части, пока явно недостаточна. По существу, нет и обоснованных методических приемов исследования этого свойства в кристаллических толщах.

В настоящей статье приведены результаты экспериментов, поставленных непосредственно для исследования анизотропии скоростей сейсмических волн в верхней части кристаллической коры для пород докембрийского фундамента Белорусского кристаллического массива. Основные задачи этих работ состояли в разработке методики экспериментального изучения анизотропии скоростей в верхней части фундамента в КМПВ и использовании этой методики для получения надежных сведений об анизотропных свойствах пород кристаллического фундамента в условиях естественного залегания для волн сейсмического диапазона частот.

Условия эксперимента

Экспериментальные исследования сейсмической анизотропии кристаллического фундамента проведены в пределах Белорусского кристаллического массива в Гродненской и Брестской областях БССР. В данной статье использованы материалы по двум отдельным участкам наблюдений. Кристаллический фундамент в пределах этих участков сложен различными разностями гнейсов, гранито-гнейсами и гранитами архейского, ранне- и среднепротерозойского возраста. Кровля докембрийского фундамента на участках работ залегает практически горизонтально на глубинах - 250 ÷ 300 м.

Работы проводились с использованием серийной сейсморазведочной аппаратуры "Поиск 1-48" КМПВ при регистрации колебаний на "открытом" канале ($-5 \div 130$ Гц) сейсмографами СВ 1-20.

Для изучения распределения скоростей продольных волн в кристаллическом фундаменте как функции азимута наблюдений использованы записи первой преломленной волны от фундамента. В условиях Белорусского кристаллического массива эта волна устойчиво прослеживается в первых вступлениях, начиная с расстояний $0,7 \div 0,8$ км от источника, до удалений порядка нескольких километров. Преобладающие частоты колебаний для этой волны составляют $-40 \div 50$ Гц. По кинематическим и динамическим характеристикам волна может быть отнесена к классу рефрагированных волн в среде с локальными горизонтальными неоднородностями. Детальное изучение характеристик этой волны проведено А.М.Епинатьевой и Н.Ф.Юхниним [11].

Особенности методики эксперимента

При сравнительно небольшой азимутальной анизотропии в преломляющей среде определение индикатрис нормальных скоростей по встречным системам годографов преломленных волн на различно ориентированных по азимуту профилях возможно с любой желаемой детальностью [12]. При планировании реальной системы наблюдений для изучения азимутальной анизотропии принципиально важным вопросом является выбор числа различно ориентированных профилей, достаточного для выявления анизотропии и определения ее количественных характеристик, или шага измерений скорости по азимуту.

В кристаллофизике при изучении упругой анизотропии кристаллов [13] число направлений для измерения скорости выбирают в соответствии с типом симметрии среды и числом независимых упругих постоянных, определяющих свойства кристалла данного типа симметрии. В сейсмике подобный подход неприменим, поскольку ни тип симметрии, ни число упругих постоянных изучаемой среды априори неизвестны.

Для планирования систем наблюдений при изучении сейсмической анизотропии целесообразно применить иной подход, основанный на спектральном представлении индикатрис скоростей.

Индикатрисы нормальных скоростей волн P в анизотропных средах являются гладкими периодическими, с периодом π , кривыми [14]. На отрезке $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$ зависимость нормальной скорости от азимута $V(\alpha)$ в соответствии со сказанным выше может быть представлена в виде тригонометрического ряда Фурье:

$$V(\alpha) = \langle V \rangle + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos 2k\alpha + b_k \sin 2k\alpha, \quad (1)$$

$$\text{где } a_k = \frac{2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} V(\alpha) \cos 2k\alpha d\alpha, \quad (1a)$$

$$b_k = \frac{2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} V(\alpha) \sin 2k\alpha d\alpha, \quad (16)$$

$$\langle V \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} V(\alpha) d\alpha. \quad (1в)$$

При небольшой анизотропии, когда абсолютные значения a_k и b_k малы по сравнению с $\langle V \rangle$, для представления индикатрисы можно использовать частичную сумму ряда (1) из n членов. Поскольку зависимости $V(\alpha)$ представляют собой достаточно гладкие кривые, на практике для определения индикатрис, по-видимому, достаточно выбирать небольшое число гармоник или небольшие значения n .

Покажем возможность представления индикатрис нормальных скоростей частичной суммой ряда Фурье на примере среды с эллиптической анизотропией. Индикатриса нормальных скоростей $V(\alpha)$ в эллиптически анизотропной среде представляется в виде [2]:

$$V(\alpha) = V_1 [1 + (\kappa^2 - 1) \sin^2 \alpha]^{1/2}, \quad (2)$$

где κ — коэффициент анизотропии, α — азимут.

Ввиду четности функции $V(\alpha)$ в (1) достаточно определить коэффициенты a_k и $\langle V \rangle$, поскольку $b_k \equiv 0$.

Среднее значение скорости $\langle V \rangle$ по формуле (1в) с учетом зависимости (2) можно представить в виде:

$$\langle V \rangle = \frac{2\kappa V_1}{\pi} E(c, \pi/2), \quad (3)$$

где $E(c, \pi/2) = \int_0^{\pi/2} [1 - c^2 \sin^2 i]^{1/2} di$ — полный нормальный эллиптический интеграл Лежандра второго рода; $c^2 = \frac{\kappa^2 - 1}{\kappa^2}$.

Значение коэффициента a_1 с использованием (1а) и (2) после необходимых преобразований можно записать так:

$$a_1 = \frac{8\kappa V_1}{3\pi} \left(\frac{1-c^2}{c^2} \right) F(c, \pi/2) - \frac{4\kappa V_1}{3\pi} \left(\frac{2-c^2}{c^2} \right) E(c, \pi/2), \quad (4)$$

где $F(c, \pi/2) = \int_0^{\pi/2} \frac{di}{[1 - c^2 \sin^2 i]^{1/2}}$ — полный нормальный эллиптический интеграл Лежандра первого рода.

Величина коэффициента a_2 может быть также выражена через значения $E(c, \pi/2)$ и $F(c, \pi/2)$:

$$a_2 = \frac{4\kappa V_1}{15\pi} \left[8 \left(\frac{c^4 - 3c^2 + 2}{c^4} \right) F(c, \pi/2) - \left(\frac{c^4 - 16c^2 + 16}{c^4} \right) E(c, \pi/2) \right]. \quad (5)$$

Если значения коэффициентов анизотропии близки к единице, что характерно для небольшой анизотропии, то значения параметра c близки к нулю. В этом случае можно применить представления $E(c, \pi/2)$ и $F(c, \pi/2)$ в виде гипергеометрического ряда [15]:

$$E(c, \pi/2) = \pi/2 \left[1 - \left(\frac{1}{2} \right)^2 \cdot c^2 - \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \right)^2 \cdot \frac{c^4}{3} - \dots \right],$$

$$F(c, \pi/2) = \pi/2 \left[1 + \left(\frac{1}{2} \right)^2 \cdot c^2 + \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \right)^2 \cdot c^4 + \dots \right].$$

Используя последние представления и формулы (3)–(5), для коэффициентов a_k ($k = 1, 2$) и $\langle V \rangle$ находим следующие приближенные выражения:

$$\langle V \rangle \approx \kappa V_1 \left[1 - \frac{c^2}{4} - \frac{3}{4} c^4 \right],$$

$$a_1 \approx -\frac{\kappa V_1}{4} c^2; \quad a_2 \approx -\frac{\kappa V_1}{64} c^4. \quad (6)$$

При слабой анизотропии значение коэффициента κ удобно представить в виде:

$$\kappa = 1 + \delta, \quad \text{где } \delta \ll 1.$$

С учетом формул (6) и последнего выражения получим следующее приближенное представление для индикатрисы нормальных скоростей в среде с эллиптической анизотропией:

$$V(\alpha) \approx V_1 \left(1 + \frac{\delta}{2} \right) - V_1 \left(\frac{\delta}{2} \right) \cos 2\alpha - V_1 \left(\frac{\delta^2}{16} \right) \cos 4\alpha. \quad (7)$$

В последнем выражении оставлены члены второго порядка малости относительно малой величины δ .

Из формулы (7) следует возможность представления индикатрисы нормальных скоростей в эллиптически анизотропной среде частичной суммой ряда Фурье при небольшом числе гармоник. Так, при $\delta \leq 0,10$ ($\kappa \leq 1,10$) абсолютное значение коэффициента второй гармоники составит всего 1,2% от значения коэффициента первой гармоники и - 0,06% от среднего значения скорости. При $\delta = 0,15$ абсолютное значение коэффициента третьей гармоники составляет - 0,15% от среднего значения скорости и - 2% от значения коэффициента второй гармоники. Таким образом, для изучения анизотропии скоростей в слабо анизотроп-

ных средах, где значения κ не превышают $1,10 \div 1,15$, практически достаточно представления индикатрис скоростей первой гармоникой ряда Фурье, в крайнем случае – суммой первой и второй гармоник.

Если ограничиться первой гармоникой, то значения коэффициента анизотропии, определяемого как [1, 2]:

$$\kappa = V(\pi/2)/V(0),$$

согласно (7), будут с точностью до малых первого порядка относительно δ равны истинному значению κ , т.е.

$$V(\pi/2)/V(0) = (1 + \delta)^{-1} \approx 1 + \delta = \kappa.$$

Приведенный пример поясняет возможность представления индикатрисы $V(\alpha)$ в слабо анизотропной среде частичной суммой вида:

$$V(\alpha) \approx \langle V \rangle + \sum_{k=1}^n a_k \cos 2k\alpha + b_k \sin 2k\alpha. \quad (8)$$

При изучении анизотропии скоростей важно определить не среднее значение скорости $\langle V \rangle$, а параметры a_k и b_k . Обозначив разность $V(\alpha) - \langle V \rangle$ через $a(\alpha)$ и предполагая, что величина $a(\alpha)$ находится из эксперимента, запишем систему уравнений для определения a_k и b_k на отрезке $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$ в виде:

$$a(\alpha_j) = \sum_{k=1}^n a_k \cos 2k\alpha_j + b_k \sin 2k\alpha_j; \quad 1 \leq j \leq N. \quad (9)$$

Система (9) для определения a_k и b_k содержит $2n$ неизвестных; следовательно, число N уравнений в системе, а значит и число направлений, по которым определяется $a(\alpha)$, должно быть не меньше $2n$, т.е. шаг $\Delta\alpha = \alpha_{j+1} - \alpha_j$ не должен превышать величины $\pi/2n$:

$$\Delta\alpha < \pi/2n, \quad (10)$$

где n – число гармоник, выбранных для представления индикатрисы скоростей с заданной детальностью. При строгом равенстве $\Delta\alpha = \pi/2n$ система (9) оказывается неопределенной, поэтому шаг $\Delta\alpha$ должен быть несколько меньше величины $\pi/2n$.

Поскольку значения скоростей или величин $a(\alpha_j)$ в эксперименте определяются с погрешностями, то для обеспечения более надежного определения параметров a_k и b_k также следует использовать большее число уравнений или меньший, чем $\pi/2n$, шаг измерений скорости.

При планировании системы наблюдений на Белорусском кристаллическом массиве шаг наблюдений рассчитывался для определения параметров первой гармоники суммы (9). Основанием для такого выбора аппроксимирующей суммы служили данные определения граничных скоростей при обычных профильных наблюдениях. Согласно этим результатам, относительное изменение скоростей на базах определения $-200 \div 400$ м для профилей различного азимута не превышает $-15 \div 20\%$ [16]. Это свидетельствует о том, что даже при наличии анизотропии в породах фундамента возможная степень ее невелика. Для повы-

шения точности определения параметров первой гармоники максимально возможный шаг, который, согласно (10), равен $\pi/2$, был уменьшен втрое, т.е. до $\pi/6$.

Таким образом, использованная система наблюдений представляла собой шесть пересекающихся в центральной точке профилей с шагом по азимуту $\pi/6$. Совмещение профилей на площади исследований использовано для исключения влияния крупных горизонтальных неоднородностей среды.

Система наблюдений по каждому из профилей строилась в соответствии с известными принципами КМПВ с использованием нагоняющих и встречных годографов при одинаковом удалении пунктов возбуждения колебаний на каждом из профилей от центра системы или точки пересечения профилей.

Максимальные удаления "взрыв-прибор", используемые на каждом профиле, не превышали ~ 1400 м. При таких удалениях от источника эффект рефракции практически не изменяет кинематические характеристики преломленной волны от фундамента [11]. В частности, ошибка в определении скорости из-за неучета рефракции при этом не превышает 1,5%. Подобный выбор удалений от источника позволил использовать при определении скоростей в фундаменте аппарат кинематической интерпретации головных волн.

Модель среды

Результаты определения граничных скоростей по данным профильных наблюдений на участках экспериментов [16] свидетельствуют о существенной горизонтальной неоднородности среды. Для получения надежных данных о параметрах сейсмической анизотропии модель среды должна учитывать и горизонтальную неоднородность фундамента по скоростям сейсмических волн.

В связи со сказанным модель среды, используемую при интерпретации, зададим следующим образом.

Пусть в преломляющей среде (фундаменте) распределение скоростей описывается функцией трех пространственных координат $V(x, y, z)$. Введем полярную систему координат, центр которой совпадает с точкой пересечения различно ориентированных профилей, используемых для измерения скоростей в преломляющей среде. Тогда зависимость скорости от координат точки среды и направления будет иметь вид $V(r, z, \alpha)$, где α – азимут направления измерения скорости, r – расстояние от центра системы координат, z – глубина от кровли преломляющей среды. Функцию $V(r, z, \alpha)$ в дальнейшем будем называть полем скоростей в преломляющей среде.

Предположим, что поле скоростей $V(r, z, \alpha)$ представимо в виде суперпозиции различных компонент, в отдельности описывающих вертикальную и горизонтальную неоднородности и анизотропию:

$$V(r, z, \alpha) = V_0(z) + b(r, \alpha) + a(\alpha), \quad (11)$$

где $V_0(z)$ – гладкая, слабо меняющаяся функция глубины, представляющая главную часть поля скоростей; $b(r, \alpha)$ – компонента поля скоростей, описывающая горизонтальную неоднородность среды, – "неодно-

родная" компонента; $a(\alpha)$ – компонента поля скоростей, описывающая анизотропию, – "анизотропная" компонента.

Представление (11) не является существенно новым. Подобным представлением поля скоростей пользуются в сейсмологии и ГСЗ [9, 17].

Определим некоторые свойства компонент $b(r, \alpha)$ и $a(\alpha)$. Для анизотропной компоненты поля скоростей при любом типе анизотропии в преломляющей среде вследствие выполнения принципа взаимности период повторения по азимуту должен быть равен π [14]:

$$a(\alpha) = a(\alpha \pm \pi). \quad (12)$$

Поскольку мы интересуемся лишь изменением скорости в зависимости от направления, среднее значение анизотропной компоненты можно определить как:

$$\langle a(\alpha) \rangle = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} a(\alpha) d\alpha = 0. \quad (12a)$$

Для неоднородной компоненты поля скоростей $b(r, \alpha)$ период повторения по азимуту, естественно, составит 2π :

$$b(r, \alpha) = b(r, \alpha \pm 2\pi). \quad (13)$$

В самом деле, при повторных измерениях скорости по различным направлениям влияние произвольной неоднородности среды на скорость будет повторяться через 360° . Исключение будет представлять лишь тот маловероятный случай, когда распределение неоднородностей по плоскости центрально симметрично относительно начала системы полярных координат. При этом как анизотропная, так и неоднородная компоненты поля скоростей будут иметь одинаковый период, равный π .

Поскольку скорости продольных волн в кристаллическом фундаменте достаточно велики, можно предполагать выполнение неравенств:

$$\frac{|a(\alpha)|}{V(r, z, \alpha)} \ll 1, \quad \frac{|b(r, \alpha)|}{V(r, z, \alpha)} \ll 1. \quad (14)$$

При выполнении этих условий и предположения о слабой зависимости $V_0(z)$ можно считать, что вертикальная и боковая рефракция в исследуемой среде мала и что при интерпретации экспериментальных данных обычными способами КМПВ, например способом полей времен, будет найдено поле скоростей, удовлетворяющее представлению (11). Существенным отличием поля скоростей, найденного в результате эксперимента, будет то, что при определении скоростей по встречной системе географов для каждого направления вместо функциональной зависимости $V_0(z)$ находятся постоянные значения $V_0(\hat{z})$. При одинаковом удалении источников колебаний (пунктов взрыва) от центра системы координат определяемые значения скоростей соответствуют приблизительно одному значению глубины \hat{z} и ввиду слабой зависимости $V_0(z)$ будут близки для различных направлений.

Поясним физический смысл компонент $b(r, \alpha)$ и $a(\alpha)$. Неоднородная компонента поля скоростей приблизительно описывает влияние, оказываемое на кинематические характеристики преломленных волн срав-

нительно крупными неоднородностями среды с характерным размером, превышающим преобладающую длину волны. Характер распределения этих неоднородностей в пространстве в общем случае произволен. Анизотропная компонента связана с наличием в среде мелких и упорядоченных по структуре (ориентированных) неоднородностей, например трещин, пор и других текстурных и структурных элементов горной породы.

Способ селекции анизотропной компоненты поля скоростей

Основной задачей обработки поля скоростей

$$V(r, \hat{z}, \alpha) = V_0(\hat{z}) + b(r, \alpha) + a(\alpha),$$

определенного в эксперименте, является выделение анизотропной компоненты $a(\alpha)$. Способ селекции $a(\alpha)$ основан на применении линейной пространственно-угловой фильтрации поля скоростей $V(r, \hat{z}, \alpha)$ [18]. В основу способа положено различие периодов азимутальной зависимости компонент $a(\alpha)$ и $b(r, \alpha)$. Существо способа сводится к следующему.

Для выделения анизотропной компоненты поля $V(r, \hat{z}, \alpha)$ исключим вначале зависимость поля скоростей от координаты r . Усредняя $V(r, \hat{z}, \alpha)$ по координате r с использованием прямоугольной весовой функции, получим:

$$\langle V(r, \hat{z}, \alpha) \rangle_r = V_0(\hat{z}) + \langle b(r, \alpha) \rangle_r + a(\alpha), \quad (15)$$

$$\text{где } \langle V(r, \hat{z}, \alpha) \rangle_r = \frac{1}{r_i} \int_0^{r_i} V(r, \hat{z}, \alpha) dr, \quad \langle b(r, \alpha) \rangle_r = \frac{1}{r_i} \int_0^{r_i} b(r, \alpha) dr,$$

где r_i — длина базы осреднения скоростей по i -му профилю. Выполним осреднение $\langle V(r, \hat{z}, \alpha) \rangle_r$ по азимуту на базе $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ также с использованием прямоугольной весовой функции:

$$\langle \langle V(r, \hat{z}, \alpha) \rangle_r \rangle_\alpha = V_0(\hat{z}) + \langle \langle b(r, \alpha) \rangle_r \rangle_\alpha + \langle a(\alpha) \rangle_\alpha. \quad (16)$$

Угловые скобки с индексом α обозначают операцию вида:

$$\langle f(\alpha) \rangle_\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\alpha) d\alpha.$$

Поскольку, согласно (12) и (12а), $\langle a(\alpha) \rangle_\alpha = 0$, то

$$\langle \langle V(r, \hat{z}, \alpha) \rangle_r \rangle_\alpha = V_0(\hat{z}) + \langle \langle b(r, \alpha) \rangle_r \rangle_\alpha. \quad (17)$$

Образует разность

$$\delta V(\alpha) = \langle V(r, \hat{z}, \alpha) \rangle_r - \langle \langle V(r, \hat{z}, \alpha) \rangle_r \rangle_\alpha. \quad (18)$$

Из (15), (17) и (18) получаем:

$$\delta V(\alpha) = a(\alpha) + \langle b(r, \alpha) \rangle_r - \langle \langle b(r, \alpha) \rangle_r \rangle_\alpha. \quad (19)$$

Последняя зависимость представляет собой сумму двух функций: $a(\alpha)$ с периодом π и $b(r, \alpha)$ с периодом 2π . Для выделения анизотропной компоненты поля $a(\alpha)$ из зависимости (19) используем аппарат линейной фильтрации. Весовую функцию фильтра $h(\theta)$ выберем так, чтобы в результате фильтрации кривой $\delta V(\alpha)$ обеспечивалось подавление компонент с периодом 2π и выделение компонент с периодом π . Операция фильтрации компоненты $a(\alpha)$ может быть представлена в виде:

$$\delta V^{(1)}(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\theta) \delta V(\alpha - \theta) d\theta. \quad (20)$$

В частности, если в качестве $h(\theta)$ выбрать весовую функцию вида [19]:

$$h(\theta) = \frac{1}{2} [\delta(\theta - \pi/2) + \delta(\theta + \pi/2)], \quad (21)$$

то преобразование (20) не изменит компоненты зависимости $\delta V(\alpha)$ с периодами $\pi, \pi/2, \dots, \pi/n$ и полностью подавит компоненты с периодами $2\pi, 2\pi/3, \dots, 2\pi/(2n-1)$.

Таким образом, анизотропная компонента $a(\alpha)$ останется неизменной по амплитуде, а основная гармоника неоднородной компоненты и все ее нечетные гармоники будут полностью подавлены. Двукратное применение преобразования (20) с весовой функцией (21) позволяет исключить фазовые сдвиги для $a(\alpha)$.

Отметим, что описанный способ селекции анизотропной компоненты является более общим, чем способы, применяемые в ГСЗ [9], поскольку в данном случае не требуется задания конкретной функциональной зависимости $b(r, \alpha)$. Способ рассчитан на изучение некоторой усредненной анизотропии, характерной для всего исследуемого при данной системе наблюдений объема среды, а не для отдельных участков.

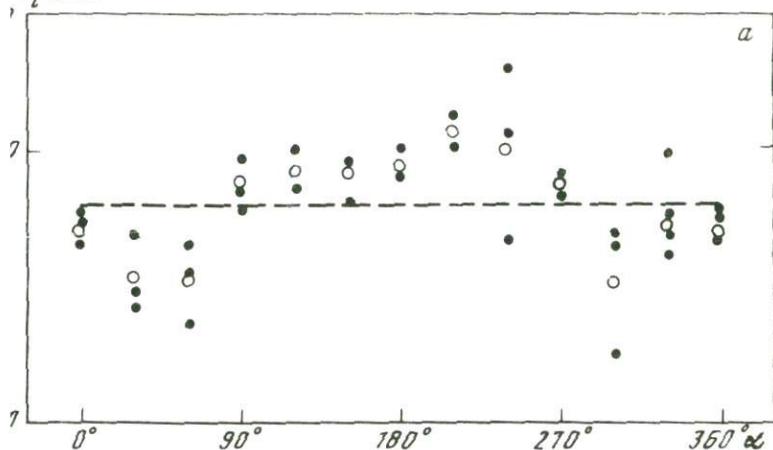
Экспериментальные данные

Описанная выше методика анализа поля скоростей в дискретном варианте использована для обработки экспериментальных данных. Определение скоростей по системе различно ориентированных профилей выполнено по способу полей времен с применением методических приемов, изложенных в работе А.М.Епинатьевой и М.В.Невского [20]. Из-за влияния рефракции лучей в фундаменте полученные значения скоростей соответствуют не кровле фундамента, а интервалу глубин приблизительно до 60 м ниже кровли. Обработка данных о граничных скоростях выполнена для двух баз осреднения скорости по координате r , т.е. для $r_i = 0,2$ и $r_i = 0,4$ км.

На рис.1 и 2 приведены результаты анализа поля граничных скоростей для первого участка исследований (Щучинский район, Гродненская область; система профилей "Звезда-1"). Среднеквадратическая ошибка определения граничной скорости составляет ~ 200 м/с, а осредненных значений $\langle V \rangle_r$ не более 100 м/с. Разброс значений граничных скоростей (рис.1) относительно $\langle V \rangle_r$ заметно превышает погрешности определения и частично связан с горизонтальной неоднородностью среды.

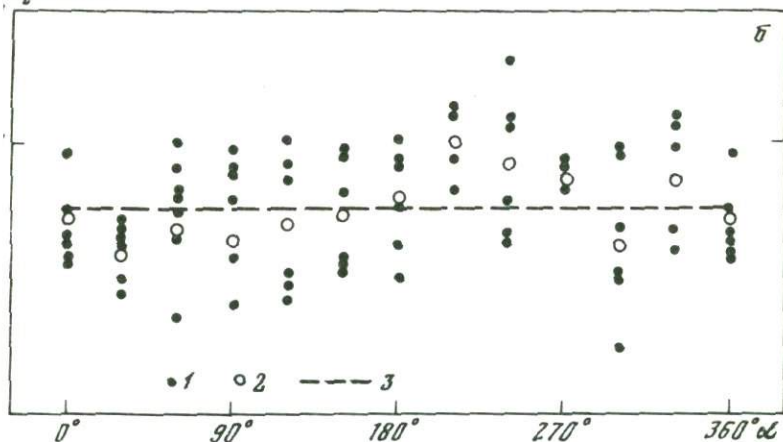
$v(\alpha)$, м/сек

$r_i \leq 200$ м



$v(\alpha)$, м/сек

$r_i \leq 400$ м



1. Зависимость скорости распространения продольных волн в кристаллическом фундаменте от азимута α для баз осреднения $r_i = 0,2$ км $r_i = 0,4$ км (б). Система профилей "Звезда-1" — значения поля скоростей $V(r, z^*, \alpha)$; 2 — осредненные значения $\langle V \rangle_r$; 3 — среднее значение скорости $\langle\langle V \rangle_r \rangle_\alpha$

средненные значения скоростей $\langle V \rangle_r$ показывают заметную азимутную зависимость. Различия величин $\langle V \rangle_r$ для разных азимутов составляют 600 м/с.

Результаты азимутальной цифровой фильтрации кривой $\langle V \rangle_r$ для 0,4 км представлены на рис.2. После исключения влияния горизонтальной неоднородности значения анизотропной компоненты поля ско-

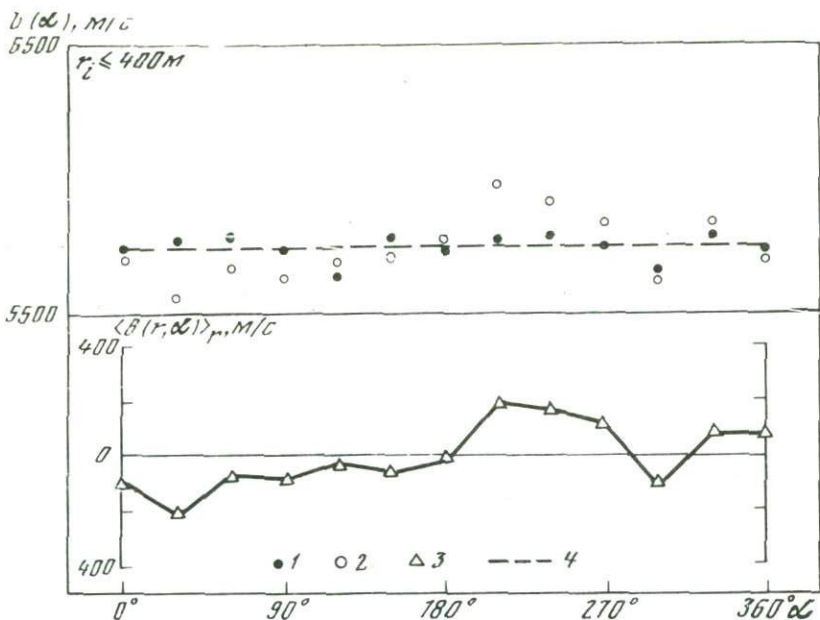


Рис. 2. Селекция анизотропной компоненты поля скоростей в кристаллическом фундаменте. Система профилей "Звезда - 1"

1 — осредненное значение поля $\langle V \rangle_r$; 2 — результат азимутальной фильтрации кривой $\langle V \rangle_r$; 3 — осредненная по координате r неоднородная компонента поля скоростей; 4 — среднее значение скорости $\langle \langle V \rangle_r \rangle_\alpha$

ростей с очень малым разбросом группируются вокруг среднего значения скорости. Следовательно, наблюдаемая на первом участке азимутальная зависимость осредненных скоростей $\langle V \rangle_r$ вызвана не анизотропией, а горизонтальной неоднородностью. Максимальные амплитуды флуктуаций скорости на графиках неоднородной компоненты достигают - 400 м/с. Кристаллический фундамент для первого участка, сложенный преимущественно гранито-гнейсами, по крайней мере до глубин - 60 м ниже кровли представляет собой изотропную и неоднородную среду.

На рис.3 показаны результаты селекции анизотропной компоненты $a(\alpha)$ на втором участке работ (Ляховичский район, Брестская область; система профилей "Звезда-3"). Для баз осреднения $r_i = 0,2$ и $0,4$ км наблюдается сильная азимутальная зависимость осредненных скоростей $\langle V \rangle_r$.

Выделение собственно анизотропной компоненты поля скоростей в результате цифровой азимутальной фильтрации иллюстрируется на рис.4 для базы осреднения $r_i = 0,4$ км. Значения анизотропной компоненты (см. рис.4) с небольшим разбросом группируются вокруг кривой первой гармоники суммы (8), использованной для аппроксимации экспериментальных данных по анизотропии. Параметры этой гармоники определялись по методу наименьших квадратов. В отличие от первого участка работ, значения осредненной по координате r неоднородной компоненты

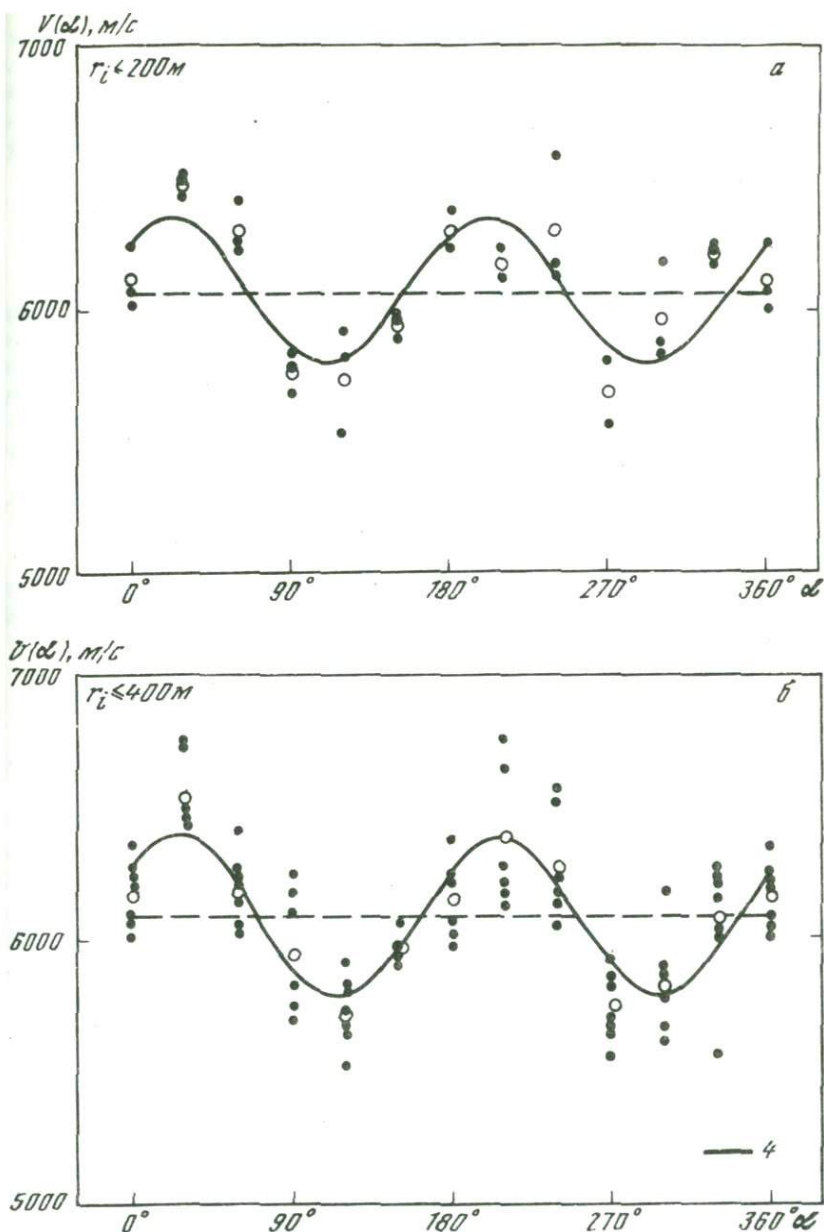


Рис. 3. Зависимость скорости распространения продольных волн в кристаллическом фундаменте от азимута α для баз осреднения $r_i = 0,2$ км (а) и $r_i = 0,4$ км (б). Система профилей "Звезда-3"

1-3 - см. условные обозначения на рис. 1; 4 - анизотропная компонента поля скоростей

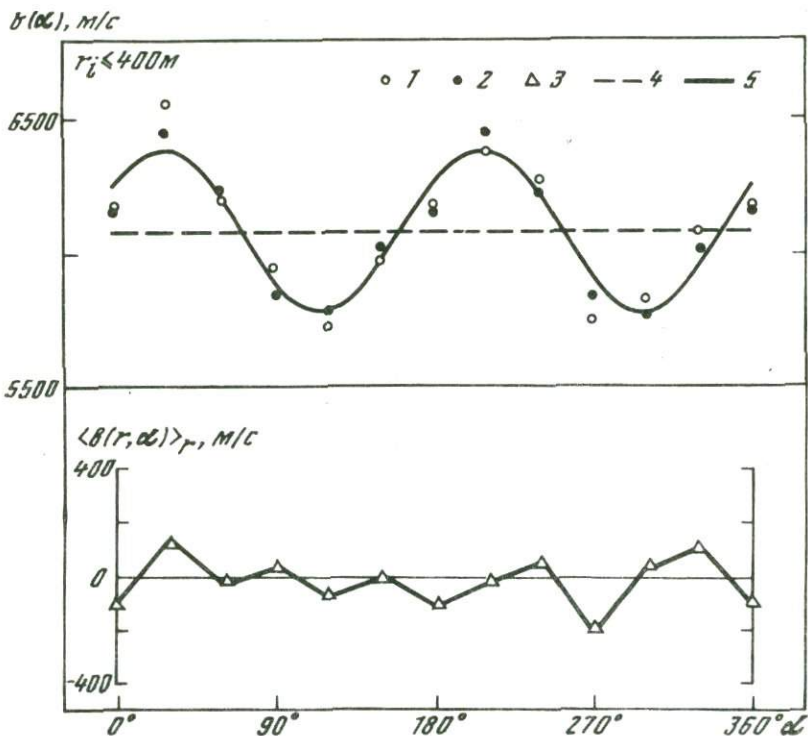


Рис. 4. Селекция анизотропной компоненты поля скоростей в кристаллическом фундаменте. Система профилей "Звезда-3"
 Условные обозначения (1 - 4) на рис. 2; 5 - анизотропная компонента поля скоростей

$\langle b(r, \alpha) \rangle_r$ в среднем не более чем на 100 м/с отличаются от нуля. Анизотропная компонента, напротив, претерпевает большие изменения при изменении азимута. Так, различие скоростей в двух взаимно ортогональных направлениях, определяемое по кривой $a(\alpha)$, составляет ≈ 600 м/с.

Важно отметить, что направления экстремальных значений скорости и амплитуды ее изменения по кривой $a(\alpha)$ практически равны как для базы осреднения $r_i = 0,2$ км, так и для $r_i = 0,4$ км. Поскольку периоды флуктуаций граничных скоростей по продольным профилям в среднем составляют $0,2 \div 0,4$ км, совпадение результатов для двух баз осреднения является дополнительным доказательством существования сейсмической анизотропии в породах фундамента на втором участке наблюдений.

Графики на рис.4 позволяют считать, что кристаллический фундамент на втором участке исследований, сложенный различными возрастными гнейсов раннепротерозойского возраста, представляет собой слабо неоднородную среду с существенной анизотропией скорости.

Азимут направления максимальной скорости в породах фундамента на втором участке - 30° СВ. По геологическим данным, такой же преобладающий азимут простираения характерен для системы разрывных нарушений района. Поэтому наблюдаемая на этом участке существенная сейсмическая анизотропия, по-видимому, вызвана ориентированной трещиноватостью пород фундамента.

Об оценке коэффициента анизотропии

В сейсморазведке в качестве меры скоростной анизотропии принято использовать так называемый коэффициент анизотропии κ , определяемый как отношение скоростей в двух взаимно ортогональных направлениях, соответствующих в большинстве случаев направлениям максимальной и минимальной скоростей. Для объективной характеристики степени упругой анизотропии коэффициент κ следует вычислять, исключив горизонтальную неоднородность среды.

Поскольку при обработке экспериментальных данных анизотропная компонента поля скоростей аппроксимировалась зависимостью вида

$$\bar{a}(\alpha) = A \cos 2\alpha + B \sin 2\alpha, \quad (22)$$

величину κ , характеризующую анизотропию в горизонтальной плоскости, целесообразно оценивать по формуле

$$\kappa \approx 1 + \frac{2a'}{\langle\langle V \rangle\rangle_a r}, \quad (23)$$

где $a' = [A^2 + B^2]^{1/2}$.

Формула (23) позволяет определить κ , исключив влияние горизонтальной неоднородности среды. Значения A и B определяются по найденным в результате эксперимента величинам $\bar{a}(\alpha_j) = a_j$ с помощью метода наименьших квадратов. При шаге измерений по азимуту $\Delta\alpha = \pi/6$, использованном при построении систем наблюдений "Звезда-2" и "Звезда-3", соответствующие формулы имеют вид:

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{6} (2\bar{a}_0 + \bar{a}_1 - \bar{a}_2 - 2\bar{a}_3 - \bar{a}_4 + \bar{a}_5), \\ B &= \frac{\sqrt{3}}{6} (\bar{a}_1 + \bar{a}_2 - \bar{a}_4 - \bar{a}_5), \end{aligned} \quad (24)$$

где $\bar{a}_j = \bar{a}(j\Delta\alpha) = \bar{a}\left(\frac{j\pi}{6}\right)$.

Вычисление коэффициента κ по (23), (24) для второго участка наблюдений дает совпадающие средние значения $\hat{\kappa} = 1,10$ как для $r_i = 0,2$ км, так и для $r_i = 0,4$ км.

Оценим точность определения коэффициента κ по разбросу значений \bar{a}_j , относительно осредняющей кривой (22). Пользуясь известными правилами определения погрешностей в методе наименьших квадратов

[21], найдем значения среднеквадратических погрешностей величин A и B для шага $\Delta\alpha = \pi/6$:

$$\sigma(A) = \sigma(B) = \frac{S}{2\sqrt{3}}, \quad (25)$$

где

$$S = \left[\sum_{j=0}^5 \epsilon_j^2 \right]^{1/2},$$

где ϵ_j – отклонения величин \bar{a}_j от кривой (22).

Применив формулу переноса ошибок [21], легко показать, что

$$\sigma(a') = \sigma(A) = \sigma(B). \quad (26)$$

Принимая $a' \ll \langle\langle V \rangle_r \rangle_a$ и $\sigma(A) \ll \sigma(\langle\langle V \rangle_r \rangle_a)$, что справедливо для экспериментальных данных на втором участке, из (23) находим

$$\sigma(\kappa) = \frac{2\sigma(a')}{\langle\langle V \rangle_r \rangle_a};$$

или с учетом (26) и (25)

$$\sigma(\kappa) = \frac{S}{\sqrt{3} \langle\langle V \rangle_r \rangle_a}.$$

Используя таблицы распределения Стьюдента [21], найдем доверительный интервал для κ с доверительной вероятностью 0,7:

$$\kappa - \frac{1,19S}{\sqrt{3} \langle\langle V \rangle_r \rangle_a} < \kappa < \kappa + \frac{1,19S}{\sqrt{3} \langle\langle V \rangle_r \rangle_a}. \quad (27)$$

По формуле (27) вычисляем следующие доверительные пределы для коэффициентов анизотропии на втором участке наблюдений: $1,073 < \kappa < 1,127$ при $r_i = 0,2$ км и $1,083 < \kappa < 1,117$ при $r_i = 0,4$ км.

Таким образом, значения κ для двух баз осреднения r_i значимо отличны от единицы, что означает статистическую значимость установленного эффекта сейсмической анизотропии докембрийского кристаллического фундамента.

* * *

1. Предложена методика изучения азимутальной сейсмической анизотропии кристаллического фундамента (при неглубоком залегании его кровли) применительно к исследованиям КМПВ.

2. Разработаны способы исключения влияния горизонтальной неоднородности среды на результаты определения анизотропных свойств пород кристаллического фундамента при интерпретации материалов КМПВ, полученных на системах различно ориентированных по азимуту продольных профилей.

3. Установлена существенная анизотропность пород верхней части докембрийского фундамента по скоростям упругих волн для сейсмического диапазона частот ($\kappa \approx 1,10$). Определения параметров анизотропии выполнены с учетом горизонтальной неоднородности среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гурвич И.И.* Интерпретация данных сейсморазведки в случае анизотропной среды. – Изв. АН СССР, серия геогр. и геофиз., 1940, № 5, с. 735–750.
2. *Невский М.В.* Квазианизотропия скоростей сейсмических волн. М., "Наука", 1974, с. 179.
3. *Беликов Б.И., Александров К.С., Рыжова Т.В.* Упругие свойства породообразующих минералов и горных пород. М., "Наука", 1970, с. 276.
4. *Силаева О.И., Баюк Е.И.* О природе анизотропии упругих свойств горных пород. – Изв. АН СССР, серия Физика Земли, 1967, № 12, с. 22–29.
5. Сейсмоакустические методы изучения массивов скальных пород. М., "Недра", 1969, с. 239. Авт.: Савич А.И., Коптев В.И., Никитин В.Н., Ященко З.Г.
6. *Павленкова Н.И.* Волновые поля и модель земной коры (континентальной части). Киев, "Наукова думка", 1973, с. 219.
7. Elastic dilatational wave velocity in crystalline schists from Sunbagawa metamorphic terrain, Shikoku. – J. Earth Sc. Nagoya Univ., 1967, v.15, N 2, pp.112–147. Aut.: Iida K., Sugino T., Furuhashi H., Kumazawa M.
8. *Dorman L.M.* Seismic crustal anisotropy in northern Georgia. – Bull. Seism. Soc. Amer., 1972, v.62, N 1, pp.39–45.
9. Anisotropy of the Pacific upper mantle. – J. Geoph. Res., 1969, v.74, N 12, pp.3095–3109. Aut.: Raitt R.W., Shor G.G. In, Francis T.J.G., Morris G.B.
10. *Чесноков Е.М.* Влияние анизотропии упругих свойств поликристаллической верхней мантии на характеристики сейсмического волнового поля. – Автореф. канд. дисс. М., МГУ, 1974, с. 14.
11. *Епинатьева А.М., Юхнин Н.Ф.* Преломленная волна от кристаллического фундамента. – В настоящем сборнике, с. 56–68.
12. *Невский М.В.* Кинематика преломленных волн в азимутально-анизотропной среде. – В настоящем сборнике, с. 88–104.
13. *Мак-Скимин Г.* Ультразвуковые методы измерения механических характеристик жидкостей и твердых тел. – В кн.: Физическая акустика, т. I. Методы и приборы ультразвуковых исследований, часть А. М., "Мир", 1966, с. 327–397.
14. *Федоров Ф.И.* Теория упругих волн в кристаллах. М., "Наука", 1965, с. 386.
15. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. 2-е изд. М., "Наука", 1970, с. 720.
16. *Епинатьева А.М.* Изменение скорости в фундаменте в горизонтальном направлении. – В настоящем сборнике, с. 30–39.
17. *Николаев А.В.* Сейсмика неоднородных и мутных сред. М., "Недра", 1973, с. 174.
18. *Невский М.В., Епинатьева А.М., Волосов С.Г.* Исследование сейсмической анизотропии кристаллического фундамента. – Докл. АН СССР, 1974, т. 218, № 5, с. 1082–1085.
19. *Серебрянников М.Г., Первозванский А.А.* Выявление скрытых периодичностей. М., "Наука", 1965, с. 244.
20. *Епинатьева А.М., Невский М.В.* Граничная скорость. – В сб.: Геофизический сборник АН УССР, вып. 65. Киев, "Наукова думка", 1975, с. 3–14.
21. *Худсон Д.* Статистика для физиков. М., "Мир", 1970, с. 296.

ПРЕЛОМЛЕННАЯ ВОЛНА ОТ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ФУНДАМЕНТА

В статье описаны характеристики преломленной волны, соответствующей фундаменту, обсуждено их соотношение с теоретическими характеристиками головных и рефрагированных волн.

Детальное изучение волны от фундамента выполнено на Белорусском кристаллическом массиве в Щучинском районе Гродненской области. На участках исследования поверхность фундамента горизонтальная, глубина ее 200–280 м; скорость в покрывающей толще $V_1 = 2000$ м/с, скорость V_2 в фундаменте преимущественно 5800–6000 м/с. Наблюдения проведены на продольных профилях КМПВ; регистрация колебаний производилась станцией СС–48 "Поиск" при широкополосной фильтрации.

Сейсмические профили располагались на участках, характеризующихся (по геологическим данным) неизменностью вещественного состава верхней части фундамента, отсутствием тектонических нарушений. Основной профиль (профиль 1) расположен на участке распространения гнейсово–мигматитовых пород архейского и раннепротерозойского возраста.

Для сравнения с экспериментом использованы результаты теоретических расчетов для простейших двуслойных моделей: верхний слой – покрывающая толща, $V_1 = 2000$ м/с, $H = 250$ м; нижний слой (полупространство) – фундамент, скорость V_2 принята постоянной (для головных волн) или увеличивающейся с глубиной по линейному закону $V_2 = V_{20}(1 + \beta z)$ (для рефрагированных волн). Параметры расчетных моделей приведены в таблице.

Расчеты годографов и графиков амплитуд проведены в лучевом приближении по программе Т.Б.Яновской [1]. При сравнении экспериментальных данных и теории в области, близкой к начальной точке, использованы результаты Б.С.Чекина [2].

В статье приведены также сведения о волнах при глубоком залегании фундамента. При этом использованы материалы, полученные другими организациями в Припятском прогибе при глубине фундамента около 4 км.

Параметры расчетных моделей

Модель, №	V_1 , км/с	H , км	V_{20} , км/с	β , км ⁻¹	V_P/V_S	Тип волны
1	2,0	0,25	5,8	0	1,73	Головная
2	2,0	0,25	5,8	0,17	1,73	Рефрагированная

Мелко залегающий фундамент

Сейсмограммы. Волна от фундамента появляется в первых вступлениях на расстоянии около 700–800 м от источника и регистрируется до максимальных применявшихся расстояний (– 7,0 км). Форма записи волны довольно простая. На рис.1 и 2 приведены примеры записей волны от фундамента на наземном профиле (см. рис.1) и во внутренних точках среды (см. рис.2). На некоторых участках отмечаются "подходы" к первой волне волн из последующей части записи; области прослеживания этих волн небольшие, оси синфазности имеют разный наклон. Смены первых волн повторяются на нагоняющих системах.

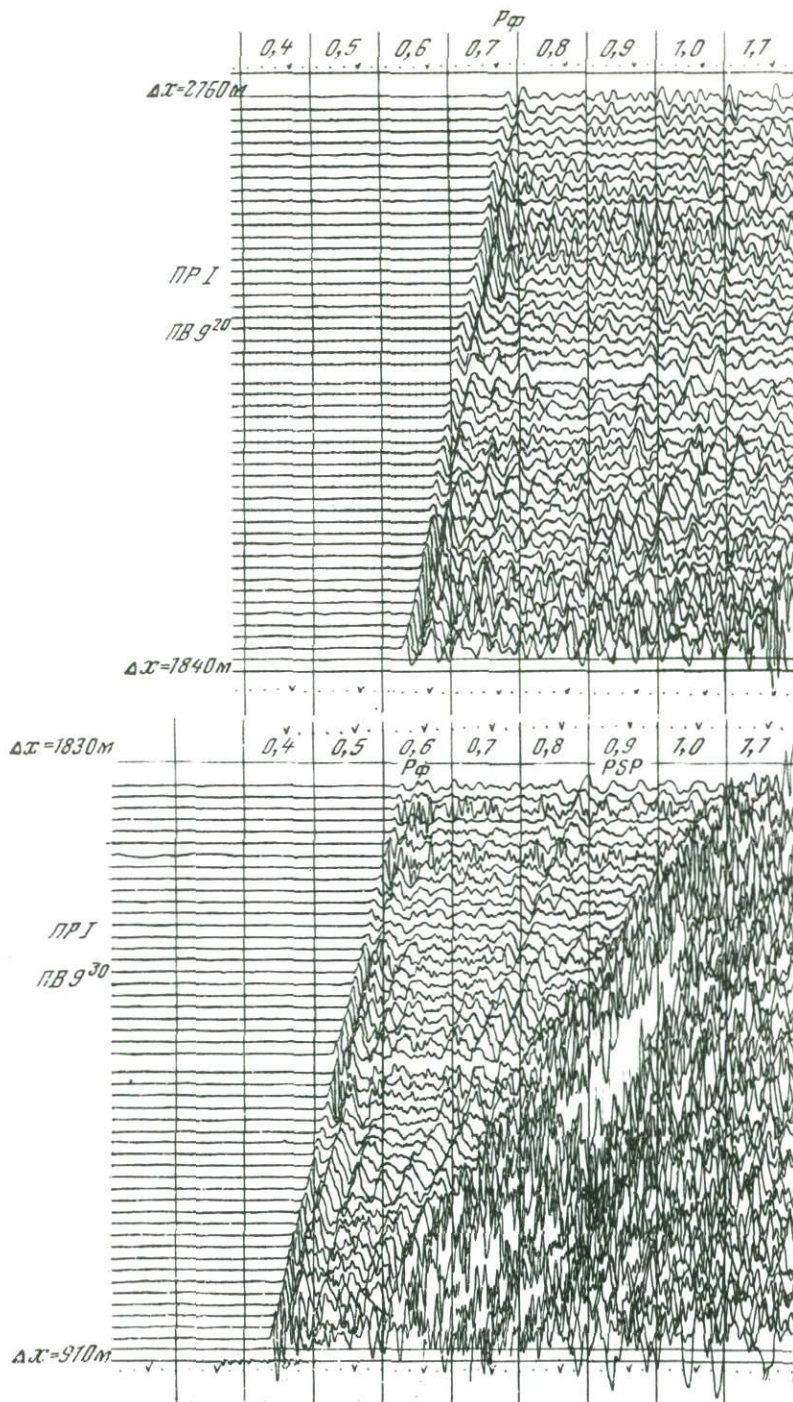
В последующей части записей между первой волной от фундамента $P_{\text{ф}}$ и интенсивной группой волн от осадочной толщи $P_{\text{ос}}$ на некоторых записях выделяется обменная преломленная волна от фундамента PSP (см. рис.1); ее кажущаяся скорость ~ 3500 м/с, интенсивность – разная на разных участках и при разных условиях возбуждения. В редких случаях вблизи пункта взрыва удается выделить волну P_{II} , отраженную от поверхности фундамента.

Годографы волны $P_{\text{ф}}$ близки к прямолинейным (рис.3); форма нагоняющих и встречных годографов мало отличается. Экспериментальные годографы близки к теоретическим для головных и для слабо рефрагированных волн (рис.4).

Кажущаяся скорость. Для времен прихода волны от фундамента характерны флуктуации [3], которые определяют изменение V^* при разной базе осреднения. Кажущаяся скорость, определенная по всему годографу длиной 3–6 км, в большинстве случаев заключена в пределах 5,8–6,0 км/с. Это детерминированная или низкочастотная компонента. Для характеристики флуктуаций на рис.5 приведены графики $\langle V^*_{\text{инт}} \rangle_{13}$. $V^*_{\text{инт}}$ определялась на базе 60 м с интервалом между точками 20 м; значения $\langle V^*_{\text{инт}} \rangle_{13}$ получены при сглаживании по 13 точкам (окно сглаживания $d=240$ м). Флуктуации V^* – большие: от 4,0 до 9,0 км/с; они повторяются на нагоняющих системах. Для многих флуктуаций на встречных системах имеется такая закономерность: максимумам V^* на прямой системе соответствуют минимумы V^* на встречной системе, смещенные примерно на 150–200 м в сторону к пунктам взрыва встречной системы. Величина смещения примерно равна сейсмическому сносу для волны от поверхности фундамента (головной или рефрагированной).

На этом основании можно заключить, что часть флуктуаций V^* на рис.5 связана с изменением наклона поверхности фундамента. Для объяснения флуктуаций достаточно допустить, что наклон поверхности фундамента на локальных участках меняется в пределах $\pm 10^\circ$.

На рис.6 приведены графики $\Delta t(x)$, построенные по разным парам нагоняющих годографов по прямым и встречным системам. Расстояние l между нагоняющими пунктами взрыва изменяется в больших пределах (920, 2300 и 3200 м). По всем графикам отмечается уменьшение Δt с увеличением x . В грубом приближении графики могут быть



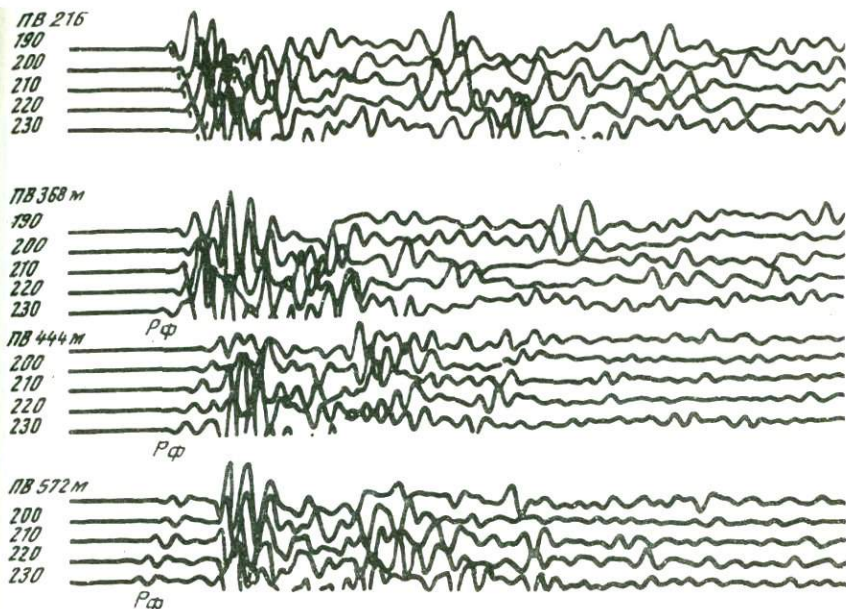


Рис. 2. Сейсмограммы ВСП при разноудаленных пунктах взрыва. Первая слабая волна соответствует фундаменту

аппроксимированы прямыми линиями; их наклон $\tau = \frac{\Delta t_1 - \Delta t_2}{x_1 - x_2}$ тем больше, чем больше l . При $l_1 = 920$ м $\tau_1 = (1,7 - 2,3) \cdot 10^{-6}$ с/м, при $l_3 = 3200$ м $\tau_3 = (7,9 - 8,4) \cdot 10^{-6}$ с/м.

Эти особенности графиков $\Delta t(x)$ характерны для рефрагированных волн.

Однако более детальный анализ графиков $\Delta t(x)$ обнаруживает и расхождение эксперимента и теории для рефрагированных волн. Наклон наблюдаемых графиков $\Delta t(x)$ меняется с расстоянием; на рис.6 графики $\Delta t(x)$ на значительных участках могут быть аппроксимированы горизонтальными линиями, на промежуточных участках — наклонными. Не удастся подобрать одной расчетной модели с вертикальным градиентом скорости, обеспечивающей удовлетворительное сходство расчетных кривых с наблюдаемыми кривыми $\Delta t(x)$ при разных l . Так, на рис.6 экспериментальная кривая при $l_1 = 920$ м удовлетворительно аппроксимируется кривой, рассчитанной для модели 1 (см. табл.). При $l_2 = 2300$ м и $l_3 = 3200$ м наблюдается большое расхождение между теоретической кривой и экспериментальными данными по абсолютным значениям Δt и по наклону кривых $\Delta t(x)$. Эти расхождения указывают на неадекват-

Рис. 1. Сейсмограммы на наземном профиле; волны PPP (P_Φ) и PSP соответствуют кристаллическому фундаменту

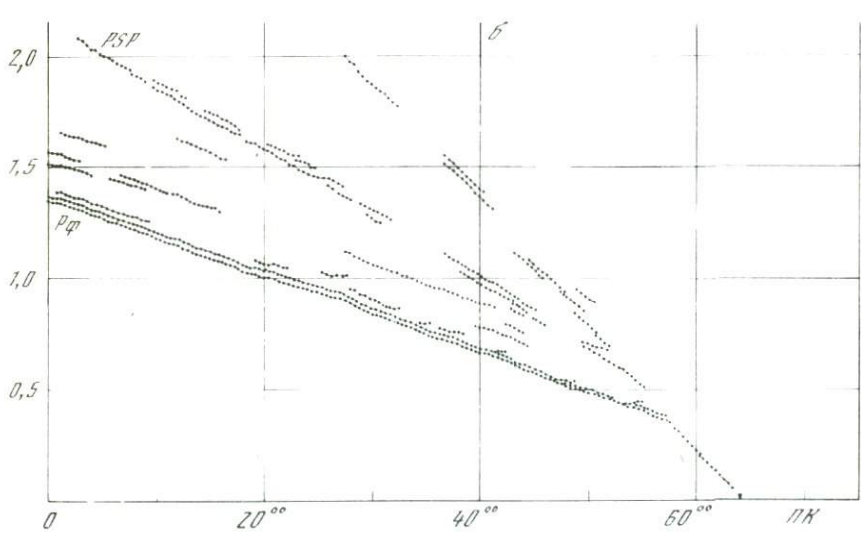
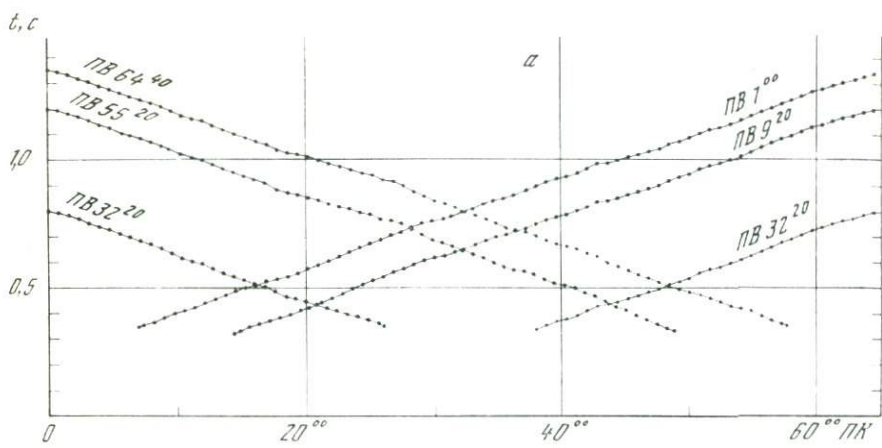


Рис. 3. Годографы первых волн от фундамента при разных пунктах взрыва (а) и разных волн при пункте взрыва 64⁴⁰ (б) на профиле 1 (Щучинский район)

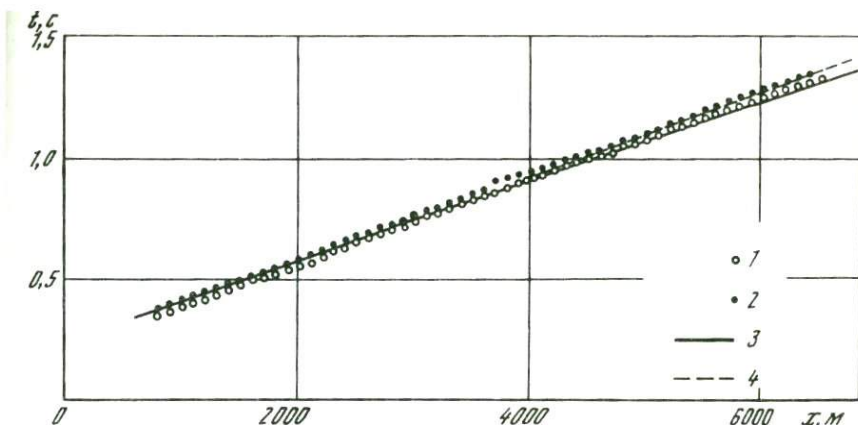


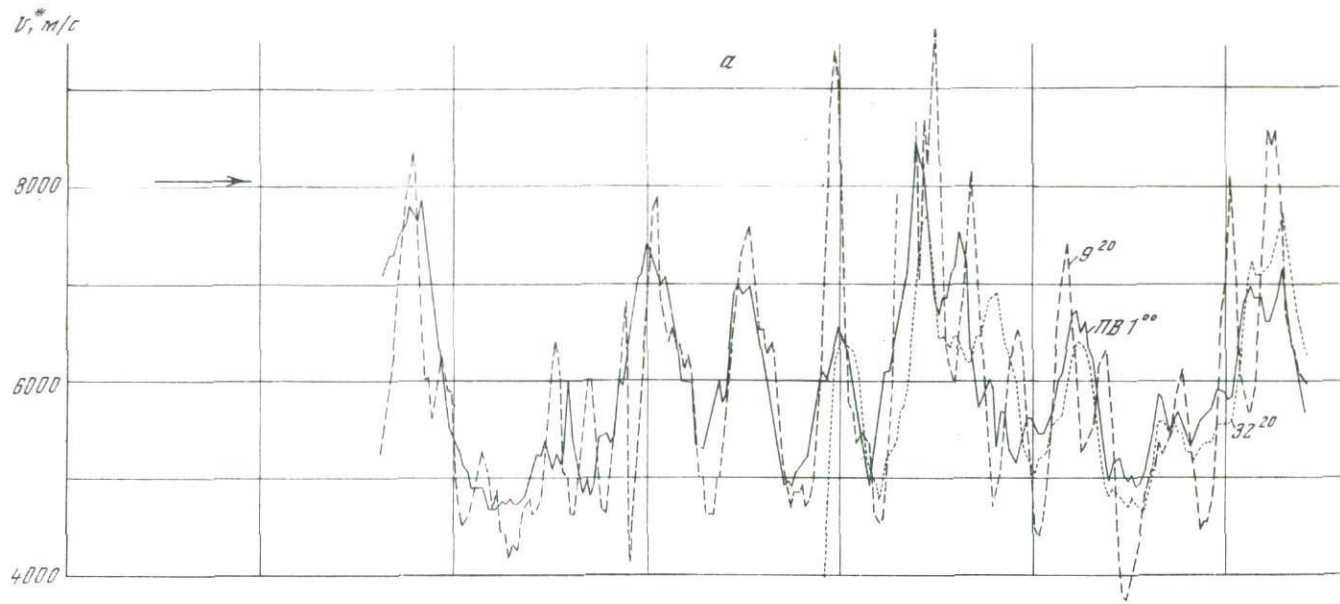
Рис. 4. Сопоставление наблюдаемых и расчетных годографов
 1, 2 – наблюдаемые годографы при ПВ 1(1) и 64^{40} (2); 3 – расчетный годограф рефрагированных волн от фундамента (модель 2, см. табл.); 4 – расчетный годограф головной волны (модель 1, см. табл.)

ность модели 2 (см. табл.), в которой скорость является функцией только глубины.

Спектры. На рис.7а приведены спектры волн от фундамента на разных расстояниях x от пункта взрыва. Спектры определялись по участкам записи, включающим 6–7 экстремумов, через интервалы 200 – 280 м. До расстояний $x \approx 3200$ м спектры имеют сложную форму, при $x > 3200$ м форма спектров упрощается; спектры становятся уже с одним максимумом. Частота f_{\max} , соответствующая максимумам спектра (рис. 7б), изменяется по профилю в пределах от 25 до 50 Гц; преобладающие значения 35 – 40 Гц. На одном участке профиля (ПК 2000–3300) для разных пунктов взрыва отмечается понижение f_{\max} до 25 Гц, что, вероятно, связано с аномальными свойствами среды на этом участке. Закономерного уменьшения f_{\max} с расстоянием не отмечается.

Амплитуды. Графики зависимости амплитуды от расстояния (рис. 8; см. вкладку) построены по начальным, наиболее интенсивным фазам волны P_{Φ} . На рис. 9 (см. вкладку) приведены наблюдаемые графики $A(x)$ для встречных систем в функции эпицентрального расстояния и их сравнение с теоретическими кривыми $A(x)$ для головных и рефрагированных волн в идеально упругих средах.

Даже визуальный просмотр графиков позволяет выделить в них три компоненты – детерминированную (или низкочастотную), среднечастотную и высокочастотную. Детерминированная компонента определяет постепенный спад амплитуд с расстоянием; он примерно одинаков на встречных системах (рис.9), что позволяет считать эту компоненту соответствующей горизонтально однородной среде. Спад амплитуд более



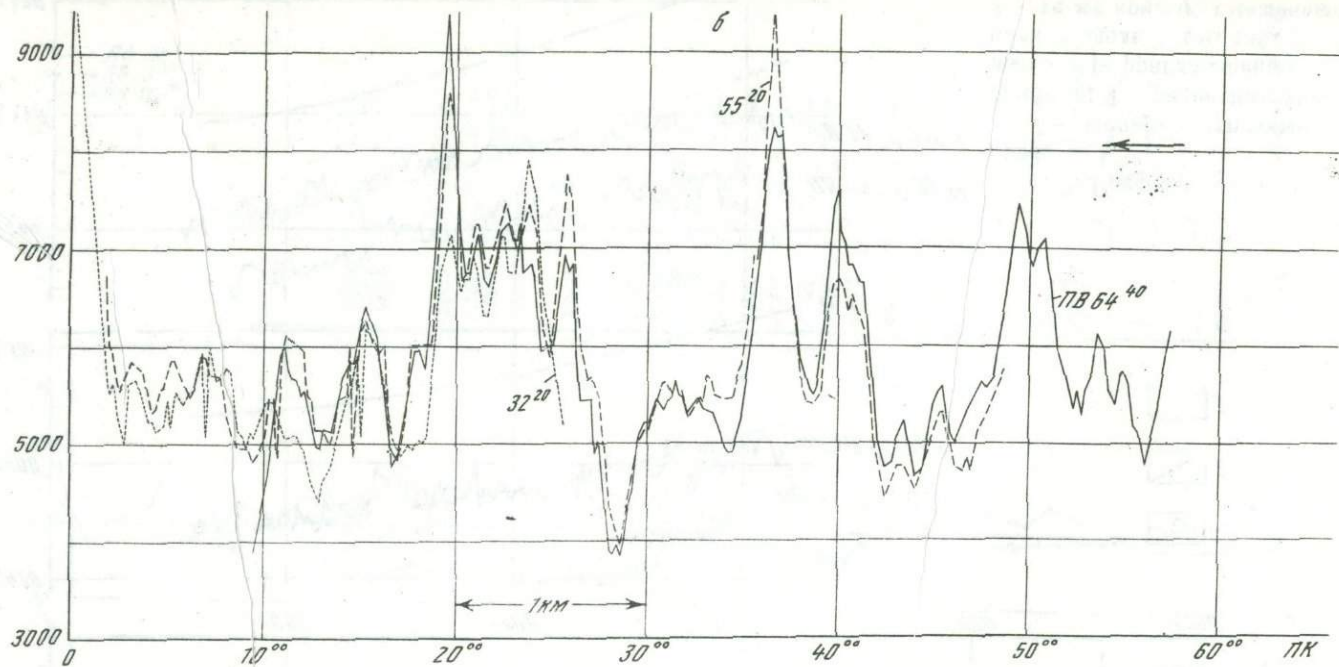


Рис. 5. Графики флуктуаций кажущейся скорости по прямой (а) и обратной (б) системам

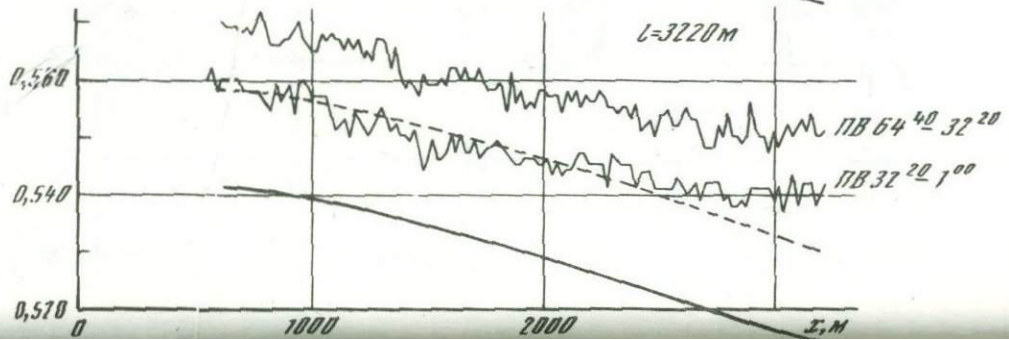
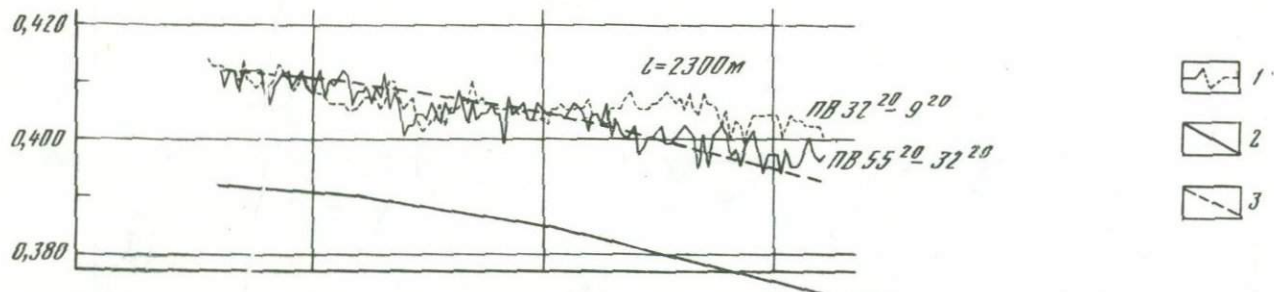
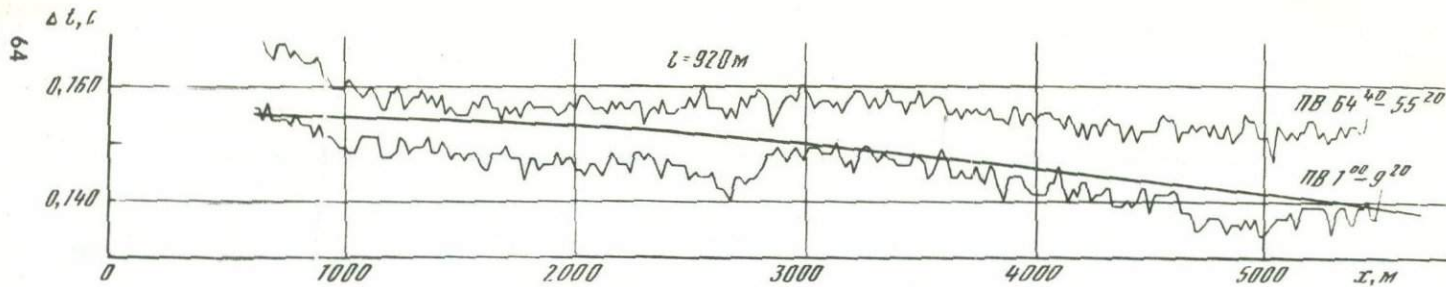


Рис. 6. Графики $\Delta t(x)$ для профиля 1
 1 — экспериментальные графики; 2 — расчетные кривые для рефрагированных волн (модель 2, см. табл.); 3 — те же кривые, смещенные по оси Δt

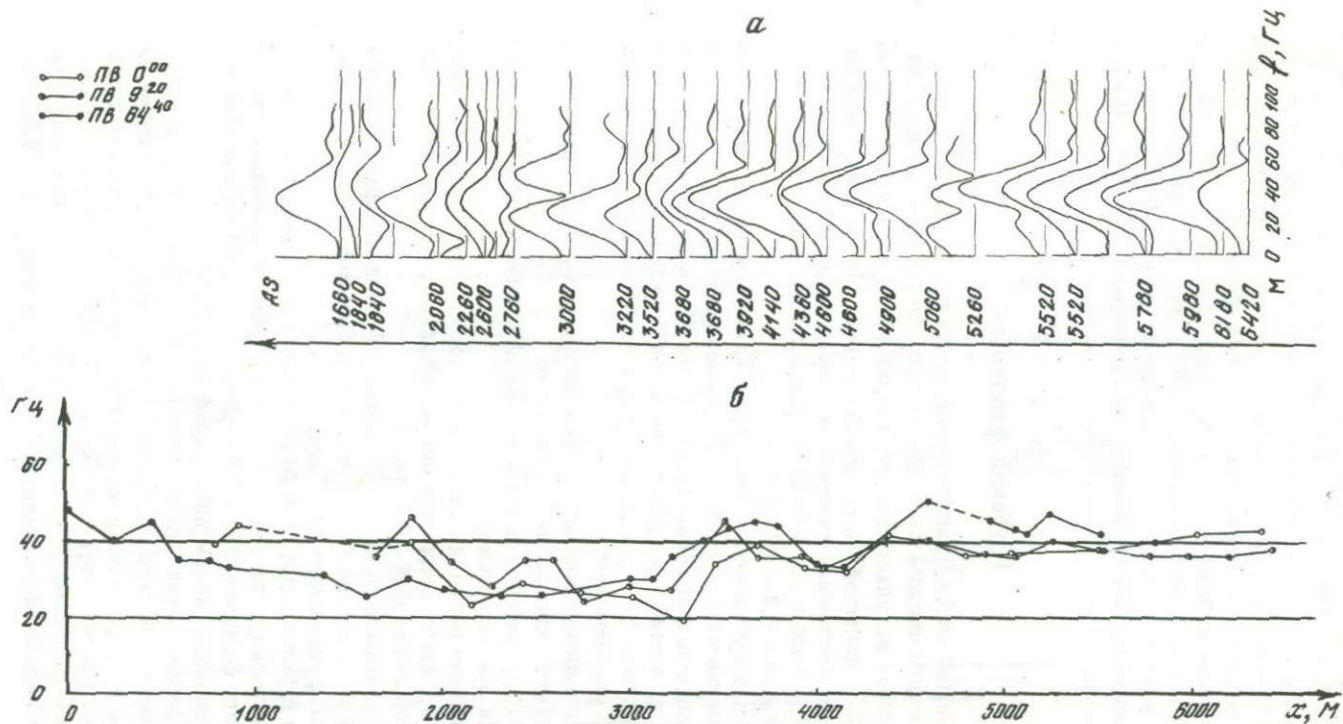


Рис. 7. Спектры волны от фундамента (а) и изменение частоты максимума спектра волны от фундамента с расстоянием (б)

резкий при малых расстояниях от источника ($x < 2500$ м) и более медленный вдали от источника. На расстоянии - 6000 м амплитуда детерминированной компоненты уменьшается примерно на два порядка. Наклон экспериментальных графиков $A(x)$ меньше, чем расчетных для головных волн в поглощающей среде [4].

Для высокочастотных флуктуаций характерен период 40–100 м; для среднечастотных – преимущественно 400–1000 м. Причины флуктуаций обсуждены в работе Н.В.Петерсен и Г.Н.Петерсена [4], там же проведено сопоставление наблюдаемых графиков $A(x)$ с теоретическими.

Глубокий фундамент

В центральной части Припятского прогиба при глубине до поверхности фундамента около 4 км волна от фундамента прослеживается в области первых вступлений с расстояний 15–16 км и до максимальных удалений (в принятой системе наблюдений 40–50 км). Годографы волны P_{Φ} на значительных интервалах близки к прямолинейным; кажущаяся скорость варьирует в больших пределах (от 4,0 до 8,0 км/с), но в среднем близка к 6,0 – 6,2 км/с.

Соотношение нагоняющих годографов иллюстрируется графиками $\Delta t(x)$, построенными для профиля III, расположенного вкрест простирающегося Припятского прогиба (рис. 10). На большей части профиля наклон графиков Δt не меняется с расстоянием; на локальных участках отмечается уменьшение Δt с увеличением x , в отдельных случаях Δt увеличивается с увеличением x .

Сравнение кинематических характеристик волн от глубокого и мелкого фундаментов показывает следующее.

1. Форма годографов похожа и на значительных интервалах расстояний близка к прямолинейной.

2. Осредненная величина кажущейся скорости для глубокого фундамента (6,0 – 6,2 км/с) равна или немного больше, чем для мелко залегающего фундамента (5,8 – 6,0 км/с).

3. Форма графиков $\Delta t(x)$ – различная: для мелкого фундамента четко выражено уменьшение Δt с ростом x ; на большей части графиков для глубокого фундамента $\Delta t = \text{Const}$.

Различие в форме графиков $\Delta t(x)$ может быть связано с уменьшением градиента скорости в фундаменте с глубиной (доказано для мелко залегающего фундамента [5]) и с разной глубиной проникания лучей для использованных систем наблюдений [6, рис. 5].

Таким образом, можно предположить, что свойства фундамента при разной глубине его залегания близки. Отсюда следует, что изучение модели среды и природы волн на объекте с мелко залегающим фундаментом может рассматриваться как моделирование (на реальной среде) для объектов с глубоким фундаментом. Вопрос о модели среды и природе волн от мелкого фундамента обсуждается в статье А.М.Епинатьевой [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновская Т.Б. Программа для расчета годографов и амплитудных кривых объемных волн в слоистой среде. В сб.: Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн, сб. 18. М., "Наука", 1966, с. 87–92.
2. Чекин Б.С. Об отражении упругой сферической волны от неоднородного пространства. – Изв. АН СССР, серия геофиз., 1964, № 5, с. 711–717.
3. Николаев А.В. Сейсмика неоднородных и мутных сред. М., "Недра", 1973, с. 174.
4. Петерсен Н.В., Петерсен Г.Н. Использование амплитуд преломленных волн при интерпретации. – В настоящем сборнике, с. 69–75.
5. Волосов С.Г., Горчилин В.А. Зависимость скорости в фундаменте от глубины по данным наземных наблюдений. – В настоящем сборнике, с. 21–29.
6. Епинатьева А.М. Изменение скорости в фундаменте в горизонтальном направлении. – В настоящем сборнике, с. 30–39.
7. Епинатьева А.М. Представление о модели среды, аппроксимирующей фундамент. – В настоящем сборнике, с. 112–118.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АМПЛИТУД ПРЕЛОМЛЕННЫХ ВОЛН ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Обработка экспериментальных графиков $A(x)$ [1, рис.8] проводилась со следующими целями:

- разделение графиков $A(x)$ на разночастотные компоненты;
- определение коэффициента поглощения по детерминированной компоненте;
- анализ высокочастотной и среднечастотной компонент, определение их природы;
- определение коэффициента мутности по высокочастотной компоненте.

В работе использованы приемы анализа графиков $A(x)$, изложенные в работе А.В.Николаева [2].

Разделение графиков $A(x)$ на компоненты

Выделение компонент в экспериментальных графиках зависимости амплитуды преломленной волны от расстояния проведено с помощью пространственной фильтрации. Использованы фильтры с прямоугольной весовой функцией и разными окнами сглаживания d . Для выделения высокочастотной составляющей использован фильтр с окном сглаживания $d \approx 120$ м. Проверка высокочастотных флуктуаций (рис.1) на случайность проводилась путем сравнения построенных гистограмм (рис.2) с кривыми нормального распределения. Кривые распределения высокочастотной компоненты близки к нормальным при ширине окна сглаживания

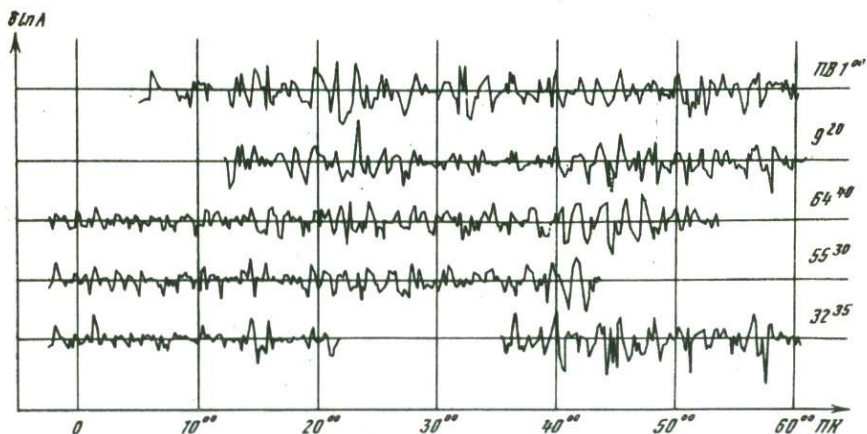


Рис. 1. Графики флуктуаций логарифмов амплитуд $\delta \ln A$ для всех пунктов взрыва

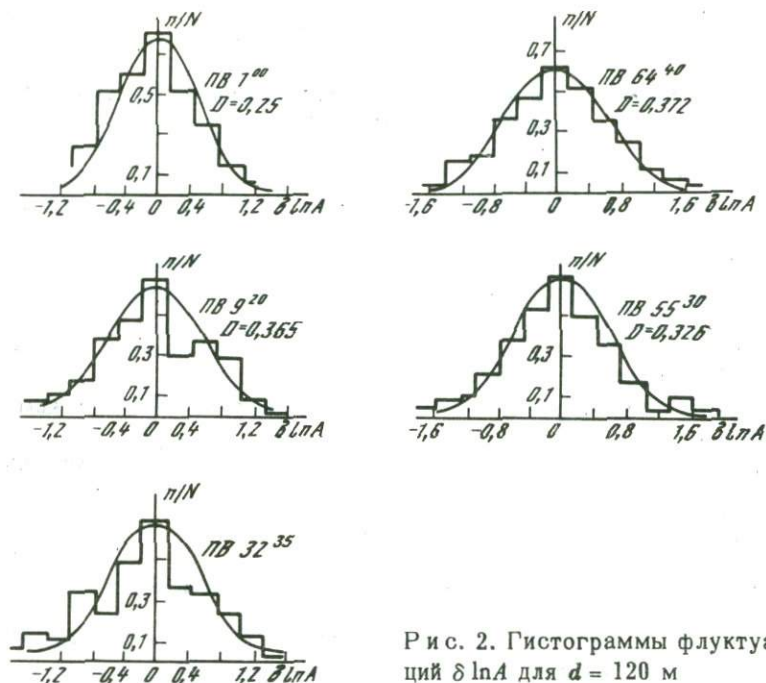


Рис. 2. Гистограммы флуктуаций $\delta \ln A$ для $d = 120$ м

$d = 120$ м. Отсюда следует, что высокочастотная компонента может рассматриваться как случайные колебания, которые могут быть подавлены фильтрацией (при $d = 120$ м). Сглаженные амплитудные кривые, полученные после фильтрации, представляют собой сумму двух компонент — низкочастотной (или детерминированной) и среднечастотной. Детерминированная компонента (по определению) характеризуется плавным изменением A с x . Осложнения этого закона относятся к среднечастотной компоненте. Разделение этих компонент осуществлялось следующим образом. При осреднении шести сглаженных (при $d = 400$ м) графиков $A(x)$ получена детерминированная компонента (рис. 3). Вычитанием детерминированной компоненты из сглаженных кривых $A(x)$ получена среднечастотная компонента (рис. 4).

Определение коэффициента поглощения

Детерминированная компонента описывает изменение амплитуды волны в зависимости от эпицентрального расстояния для эффективной, горизонтально однородной модели. Эта компонента использовалась для определения коэффициента поглощения. Для этого в график детерминированной компоненты вводилась поправка за расхождение волны. Для расчета функции расхождения была принята двуслойная модель среды: верхний слой мощностью $H = 220$ м с постоянной скоростью $V_1 = 2,0$ км/с

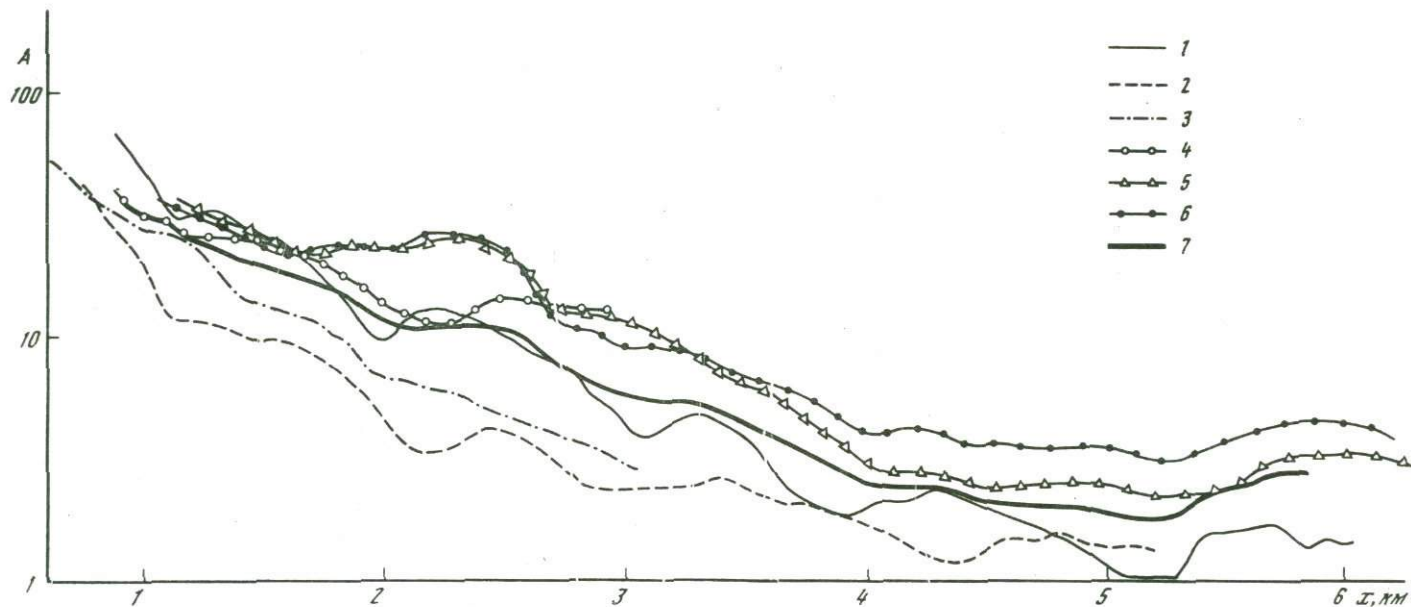
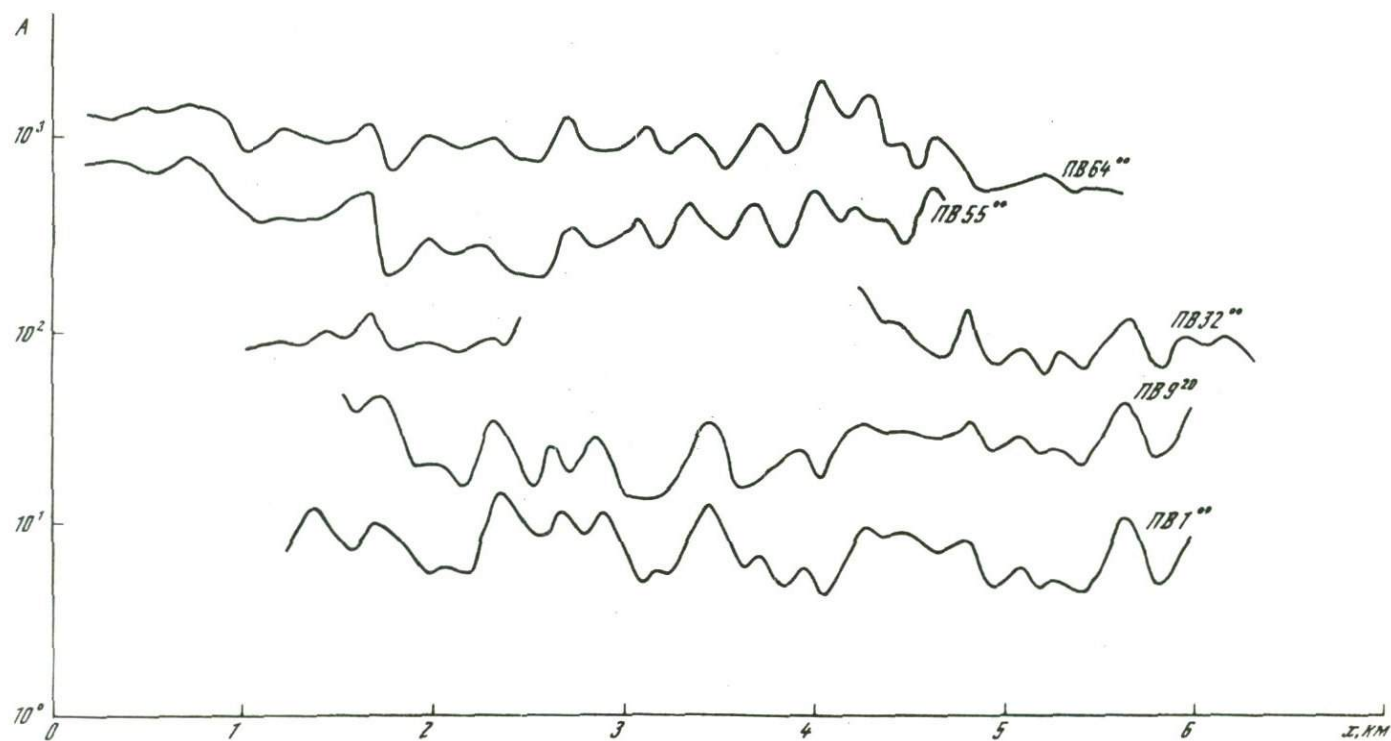


Рис. 3. Графики зависимости амплитуды A от эпицентрального расстояния x

1 - ПВ 1^{00} ; 2 - ПВ 9^{20} ; 3 - ПВ 32^{35} ; 4 - ПВ 32^{20} ; 5 - ПВ 55^{20} ; 6 - ПВ 64^{40} ; 7 - детерминированная компонента y



Р и с. 4. Графики среднечастотной компоненты амплитуд

нижний – полупространство со скоростью, возрастающей с глубиной по линейному закону:

$$V_2 = V_{20}(1 + \beta h),$$

где $V_{20} = 5,8$ км/с, $\beta = 0,17$ км⁻¹, h – расстояние от кровли фундамента в км [3]. Так как параметры среды (H, V_1, V_{20}, β), определенные при интерпретации полевых данных, содержат ошибки, величина расхождения R рассчитывалась при вариации каждого из параметров в пределах 10%; получена область значений функции расхождения R . Поправка за расхождения вычислялась по формуле:

$$\left\{ \begin{aligned} R = & \left\{ \left(2H \operatorname{tg} i_0 + \frac{2\sqrt{1-\sin^2 i_1}}{\beta \sin i_1} \right) \left(\frac{2H}{\cos^2 i_0} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{2}{\beta \sin^2 i_1} \cdot \frac{V_1 \cos i_0}{V_{20} \sqrt{1-\sin^2 i_1}} \right) \right\} \operatorname{ctg} i_0, \\ x = & 2H \operatorname{tg} i_0 + \frac{2 \operatorname{ctg} i_1}{\beta}, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где $i_1 = \arcsin \frac{V_{20}}{V_1} \sin i_0$, i_0 – угол выхода луча из источника. В результате получено, что коэффициент поглощения в фундаменте уменьшается с глубиной по линейному закону

$$a = a_0(1 - \kappa h),$$

где h – глубина от кровли фундамента.

Значения a_0 и κ определены путем сопоставления экспериментальной кривой $A(x)$ (детерминированной компоненты, исправленной за расхождение) с теоретическими кривыми $\Phi(x)$, построенными для различных значений a_0 и κ :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\beta \sin i_1} (\pi - 2 \arcsin i_1) \left(1 - \frac{\kappa}{\beta} \right) i_0 + \frac{2 a_0 \kappa \cos i_1}{\beta^2 \sin i_1}. \quad (2)$$

Необходимо отметить, что разрешающая способность такой процедуры оказалась довольно высокой. Для данной модели среды точность определения a_0 составляет $\pm 0,01$ км⁻¹, а для κ она равна $\pm 0,05$ км⁻¹. В окончательном виде функция поглощения выглядит так:

$$a(h) = 0,18(1 - 0,75h).$$

Определение коэффициента сейсмической мутности

Коэффициент мутности определен по сводному графику зависимости среднего квадрата высокочастотной компоненты амплитуды от эпицентрального расстояния: $D\delta \ln A(R)$ (рис. 5, а). На различных удалениях от пункта взрыва $D\delta \ln A(R)$ имеет разный характер изменения с расстоянием. Это было учтено при вычислении коэффициента мутности. Вид функции $D\delta \ln A(R)$ определяется соотношением между путем пробега

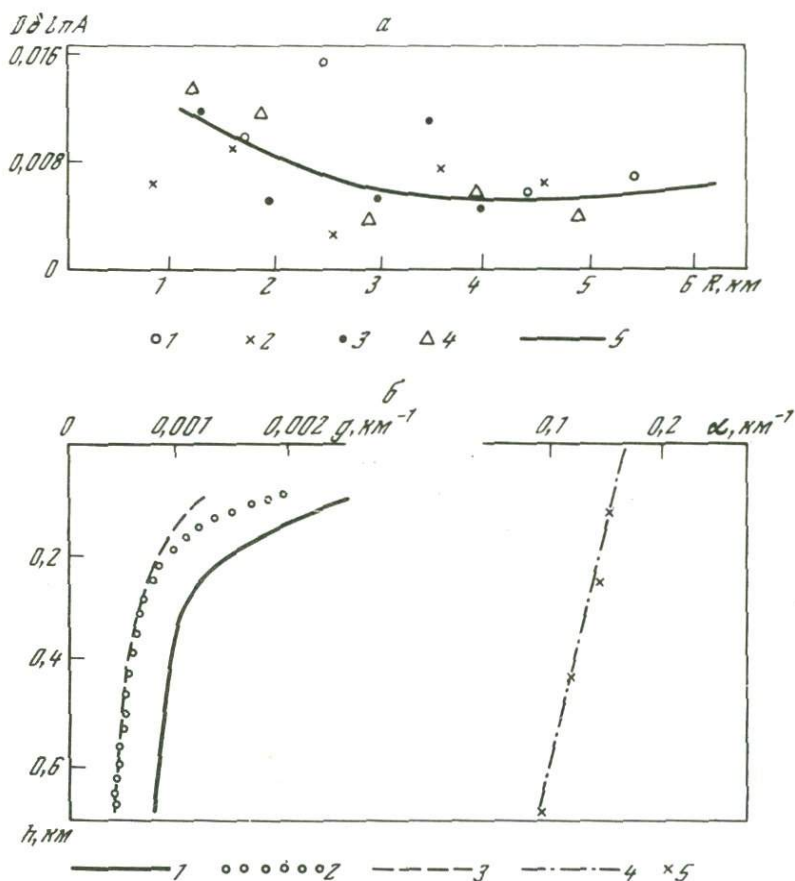


Рис. 5. К определению коэффициента сейсмической мутности

а — зависимость $D\delta \ln A$ от эпицентрального расстояния R . 1 — 4 — пункты взрыва: 1 — 1^{00} , 2 — 9^{20} , 3 — 55^{20} , 4 — 64^{40} ; 5 — аппроксимирующая кривая; б — графики зависимости от глубины: коэффициента мутности (1, 2, 3) и коэффициента поглощения (4, 5)

волны L , длиной волны λ и размером неоднородностей a [2].

Размер неоднородностей нам неизвестен. Поэтому на рис. 5, 6 приведены графики коэффициента мутности $g(h)$, вычисленные для двух вариантов зависимости $D\delta \ln A(R)$ от длины пробега волны L . Кривые показывают уменьшение коэффициента мутности с глубиной, причем для линейной зависимости $D\delta \ln A(R)$ от L (кривые 1, 2) уменьшение $g(h)$ в верхней части более резкое, чем для квадратичной зависимости (кривая 3). Нужно отметить, что полученные значения $D\delta \ln A(R)$ содержат дисперсию флуктуаций амплитуд, вызванных неидентичностью условий установки приборов, неоднородностью ЗМС и осадочной толщи. Влияние этих факторов можно учесть введением постоянного уровня отсчета в график $D\delta \ln A(R)$. На рис. 5, 6 приведены графики коэффициента мутности $g(h)$ для нулевого (кривая 1) и максимально возможного (кривая 2) уровней отсчета $D\delta \ln A(R)$. Графики (рис. 5, 6) показывают не только общий характер изменения $g(h)$, но и область возможных значений коэффициента мутности.

Среднечастотная компонента

На графиках среднечастотной компоненты амплитуд (см. рис. 4) отмечается хорошая корреляция флуктуаций амплитудных кривых для нагоняющих систем. Это свидетельствует о том, что флуктуации вызваны одними и теми же неоднородностями, а так как лучи рефрагированной волны имеют общие участки лишь на выходе из фундамента, то можно утверждать, что выделенные флуктуации амплитуд вызваны неоднородностями, сосредоточенными в верхней части фундамента.

* * *

Итак, произведено разделение экспериментальных графиков $A(x)$ на три составляющие: детерминированную, среднечастотную и высокочастотную. В результате интерпретации детерминированной составляющей, соответствующей эффективной горизонтально-однородной модели, определен коэффициент поглощения α , который в фундаменте уменьшается с глубиной по закону $\alpha(h) = 0,18(1 - 0,75h)$.

По высокочастотной составляющей флуктуаций амплитуд установлено, что коэффициент мутности уменьшается с глубиной; наиболее резко он уменьшается в верхней части фундамента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Епинатьева А.М., Юзичи Н.Ф. Преломленная волна от кристаллического фундамента. — В настоящем сборнике, с. 56—68.
2. Николаев А.В. Сейсмика неоднородных и мутных сред. М., "Недра", 1973, с. 174.
3. Волосов С.Г., Горчилин В.А. Зависимость скорости в фундаменте от глубины по данным наземных наблюдений. — В настоящем сборнике, с. 21—29.

ОЦЕНКА СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБОК ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛУБИНЫ КРОВЛИ ГЛУБОКО ЗАЛЕГАЮЩЕГО ФУНДАМЕНТА В КМПВ

Опыт применения КМПВ при разведке глубоко залегающего фундамента Русской платформы показывает, что в целом ряде случаев интерпретация данных КМПВ дает недостаточную точность определения глубины кровли кристаллического фундамента. Сопоставление данных КМПВ с данными бурения иногда оказывается неудовлетворительным, в особенности для наиболее глубоких участков фундамента, соответствующих районам прогибов, центральным частям Московской синеклизы и др. Подобная ситуация наблюдается, в частности, и для участков глубокого залегания фундамента в Припятском прогибе.

Существенными причинами недостаточной точности определения глубины кровли фундамента в КМПВ являются упрощающие предположения относительно скоростной модели среды, используемые при интерпретации, а также неоднозначность в определении природы волн, соответствующих фундаменту или принимаемых за таковые. Упрощающие предположения о скоростном строении покрывающей среды, например однородность и изотропность покрывающей толщи, приводят к недоучету ряда существенных закономерностей скоростного строения и вызывают появление систематических ошибок в определении глубины залегания кровли фундамента. Так, использование метода средних скоростей при сильной скоростной дифференциации или сильной неоднородности покрывающей толщи не обеспечивает полного учета эффекта преломления лучей и изменения скорости в горизонтальном направлении при построении кровли фундамента. Как правило, не учитывается и возможная анизотропность слоев в покрывающей толще. Неоднозначность в определении природы волн от фундамента или невозможность однозначного определения природы волн существующими в настоящее время методами заставляют в большинстве случаев использовать способы интерпретации годографов головных волн. При неоднородном фундаменте в лучшем случае вводится лишь поправка за рефракцию в преломляющей среде [1], т.е. поправка за вертикальную неоднородность фундамента.

Предположение о головной природе волн, регистрируемых в первых вступлениях при работах КМПВ, подчас вынужденно вводится и при интерпретации годографов от дислоцированной поверхности глубокого фундамента в зонах тектонических нарушений, характерных для районов глубоких прогибов.

Указанные источники систематических ошибок затрудняют разработку и совершенствование методических приемов интерпретации данных КМПВ при исследовании глубоко залегающего фундамента. Для дальнейших работ в этом направлении важно сконцентрировать внимание на устранении влияния наиболее сильно действующих факторов,

т.е. на устранении источников наибольших ошибок интерпретации. В связи с этим представляется важным оценить возможный порядок систематических ошибок в определении глубины кровли фундамента, вызываемых различными причинами.

В данной работе проведена приближенная оценка порядка величины ошибок в определении глубины кровли фундамента, вызванных учетом таких факторов, как слоистость покрывающей толщи, ее анизотропность, изменение скорости по горизонтали в покрывающей толще и в породах фундамента, рефракция лучей в фундаменте, а также ошибок, вызванных неправильным определением природы волны, а следовательно, и неверным выбором способа интерпретации при изучении кровли фундамента в областях тектонических нарушений.

При оценке ошибок примем однородно-слоистую модель покрывающей среды и будем предполагать, что определение глубины проводится по способу t_0 с использованием средней скорости по вертикали в покрывающей толще (до кровли фундамента).

Ниже дан вывод аналитических выражений, описывающих относительные ошибки определения глубины кровли фундамента, вызванные учетом различных факторов. Для получения численных значений ошибок выбраны конкретные сейсмогеологические условия и средние значения параметров разреза, соответствующие районам Припятского прогиба в Белорусской ССР:

h ,	Δh ,	V_{Γ} ,	\bar{V} ,	$\delta \bar{V}$,	v_e	$\hat{\kappa}$	a	L ,	δV_{Γ}
км	км	км/с	км/с	км/с	км/с		с/км ²	км	км/с
4,0	1,0	6,0	3,3	0,3-0,5	3,6	1,06	$1 \cdot 10^{-4}$	40	0,2-1,0

При этом h – глубина залегания кровли фундамента, Δh – амплитуда сброса по кровле фундамента, V_{Γ} – среднее значение граничной скорости по кровле фундамента, \bar{V} – средняя скорость по вертикали до кровли фундамента, $\delta \bar{V}$ – изменение \bar{V} в горизонтальном направлении вдоль профиля наблюдений, v_e – предельная эффективная скорость до кровли фундамента, $\hat{\kappa}$ – среднее значение коэффициента анизотропии в покрывающей толще, a – параметр рефракции [1], L – максимальное расстояние "взрыв-прибор" для одиночного годографа преломленной волны от фундамента, δV_{Γ} – изменение граничной скорости в фундаменте в горизонтальном направлении вдоль профиля наблюдений.

Выбор значений параметров h , Δh , V_{Γ} , \bar{V} , $\delta \bar{V}$, δV_{Γ} , v_e , L проведен на основании результатов работ Комплексной нефтегазовой геофизической экспедиции и ряда других организаций Министерства геологии СССР [2, 3] в Припятском прогибе. Значения a , δV_{Γ} и $\hat{\kappa}$ выбраны с учетом результатов работ ряда авторов [4, 5, 6]. Перейдем к рассмотрению различных факторов и вызываемых ими ошибок в определении глубины залегания кровли фундамента.

Слоистость покрывающей толщи

Глубина кровли фундамента \tilde{h} , определенная по способу t_0 , выражается формулой:

$$\tilde{h} = \frac{\bar{V} t_0}{2} \left[1 - \left(\frac{\bar{V}}{V_\Gamma} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где

$$t_0 = 2 \sum_{i=1}^n \frac{h_i}{V_i} \left[1 - \left(\frac{V_i}{V_\Gamma} \right)^2 \right]^{1/2},$$

n – число слоев в покрывающей толще, h_i и V_i – соответственно мощность и пластовая скорость i -го слоя, V_Γ – граничная скорость, \bar{V} – средняя скорость в покрывающей толще (до кровли фундамента). Поскольку при определении глубин по формуле (1) используется средняя скорость по вертикали

$$\bar{V} = \frac{n}{\sum_{i=1}^n h_i} \left(\sum_{i=1}^n \frac{h_i}{V_i} \right)^{-1},$$

то найденное значение \tilde{h} отличается от истинного значения глубины

$$h = \sum_{i=1}^n h_i.$$

Оценим относительную ошибку определения глубины кровли фундамента, вызванную использованием при интерпретации средней скорости по вертикали, т.е. учетом эффектов преломления лучей на границах слоев в покрывающей толще.

Так как $\frac{V_i}{V_\Gamma} \ll 1$ и $\frac{\bar{V}}{V_\Gamma} \ll 1$, то выражения (1) можно представить в

виде рядов по степеням $\left(\frac{V_i}{V_\Gamma} \right)^2$ и $\left(\frac{\bar{V}}{V_\Gamma} \right)^2$:

$$\tilde{h} = \frac{\bar{V} t_0}{2} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} c_m \left(\frac{\bar{V}}{V_\Gamma} \right)^{2m}, \quad (2)$$

$$t_0 = 2 \sum_{i=1}^n \frac{h_i}{V_i} \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{c}_m \left(\frac{V_i}{V_\Gamma} \right)^{2m}, \quad (3)$$

где c_m и \tilde{c}_m – коэффициенты разложения соответственно $(1-x)^{-1/2}$ и $(1-x)^{1/2}$ в ряд Маклорена. Из (2) и (3), используя выражение для ис-

тинной глубины залегания кровли фундамента, находим формулу относительной ошибки определения глубины из-за неучета преломления лучей на границах слоев покрывающей толщи, т.е. из-за неучета слоистости:

$$\epsilon^{(1)}(h) = \left\{ \sum_{i=1}^n h_i \left[\left(\frac{\bar{V}}{V_i} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{c}_m \left(\frac{V_i}{V_i} \right)^{2m} \sum_{m=0}^{\infty} c_m \left(\frac{\bar{V}}{V_i} \right)^{2m} - 1 \right] \right\} \left(\sum_{i=1}^n h_i \right)^{-1}. \quad (4)$$

Для оценки порядка величины погрешности $\epsilon^{(1)}(h)$ ограничимся в (4) членами второго порядка малости относительно $\frac{V_i}{V_i}$ и $\frac{\bar{V}}{V_i}$. В результате получим:

$$\epsilon^{(1)}(h) = \frac{1}{2V_i^2} \left[\bar{V}^2 - \sum_{i=1}^n h_i V_i \left(\sum_{i=1}^n \frac{h_i}{V_i} \right)^{-1} \right]. \quad (4a)$$

В последнем выражении для $\epsilon^{(1)}(h)$ величина

$$\sum_{i=1}^n h_i V_i \left(\sum_{i=1}^n \frac{h_i}{V_i} \right)^{-1} = v_e^2 \quad (5)$$

представляет собой квадрат предельной эффективной скорости v_e до кровли фундамента.

Используя обозначение (5), получаем окончательное выражение для относительной погрешности определения глубины кровли фундамента:

$$\epsilon^{(1)}(h) = \frac{1}{2V_i^2} (\bar{V}^2 - v_e^2). \quad (6)$$

Неучет слоистости в покрывающей толще занижает глубину кровли фундамента на величину ошибки $\epsilon^{(1)}(h)$, так как $v_e > \bar{V}$.

Оценка погрешности $\epsilon^{(1)}(h)$ по формуле (6) с использованием принятых значений параметров разреза дает

$$|\epsilon^{(1)}| < 3\%.$$

Таким образом, погрешность, вызванная неучетом слоистости покрывающей толщи, в условиях Припятского прогиба невелика. Она не превышает 120 м при глубине кровли фундамента, равной 4 км.

Анизотропность покрывающей толщи

Анизотропия скоростей сейсмических волн в слоях покрывающей толщи, обусловленная тонкой слоистостью, обычно не учитывается при интерпретации данных КМПВ. Но результаты изучения сейсмической анизотропии для различных осадочных толщ [5] дают основание предполагать заметное влияние этого фактора на точность интерпретации данных КМПВ.

Оценим величины погрешностей в определении глубины кровли фундамента, возникающих вследствие неучета эффекта анизотропии при интерпретации годографов преломленных (головных) волн.

Аппроксимируем индикатрисы лучевых скоростей в каждом из слоев покрывающей толщи эллипсами с полуосями V_i и $\kappa_i V_i$, где $\kappa_i \geq 1$ — коэффициент анизотропии в i -м слое покрывающей толщи. Тогда для величины t_0 справедлива формула [7]:

$$t_0 = 2 \sum_{i=1}^n \frac{h_i}{V_i} \left[1 - \kappa_i^2 \left(\frac{V_i}{V_\Gamma} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Полагая, что $\kappa_i \frac{V_i}{V_\Gamma} \ll 1$, разложим выражение $\left[1 - \kappa_i^2 \left(\frac{V_i}{V_\Gamma} \right)^2 \right]^{1/2}$ в степенной ряд с точностью до членов порядка $\kappa_i^2 \left(\frac{V_i}{V_\Gamma} \right)^2$. В результате из формул (1) и (7) можно получить выражение, аналогичное (4а), но вместо суммы $\sum_{i=1}^n h_i V_i$ оно будет содержать сумму $\sum_{i=1}^n \kappa_i^2 h_i V_i$.

Распределение коэффициентов анизотропии κ_i на различных интервалах глубин в осадочных толщах изучено еще недостаточно полно. Поэтому естественно для оценки ошибок определения глубины кровли фундамента использовать не пластовые коэффициенты анизотропии κ_i , а некоторый средний коэффициент анизотропии $\hat{\kappa}$, вводимый согласно формуле:

$$\hat{\kappa}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \kappa_i^2 h_i V_i \left(\sum_{i=1}^n h_i V_i \right)^{-1}}{\sum_{i=1}^n h_i V_i}. \quad (8)$$

С учетом последнего выражения и (4а) для относительной ошибки определения глубины получаем:

$$\epsilon^{(2)}(h) = \frac{1}{2 V_\Gamma^2} (\bar{v}^2 - \hat{\kappa}^2 v_e^2). \quad (9)$$

Погрешность $\epsilon^{(2)}(h)$ по существу представляет собой суммарную погрешность, возникшую из-за неучета влияния анизотропии и слоистости покрывающей толщи. Собственно погрешность из-за неучета анизотро-

пии, например в условиях однородной среды или при учете слоистости, можно получить из (9), положив $v_e = \bar{V}$. На практике чрезвычайно трудно полностью разделить эффекты анизотропии и слоистости, а поэтому при оценке погрешности целесообразно использовать формулу (9).

Сделаем некоторые замечания относительно выбора величины \hat{k} для численной оценки величины $\epsilon^{(2)}(h)$ в условиях Припятского прогиба. Согласно экспериментальным данным [5] и результатам оценки коэффициентов анизотропии по данным ультразвукового каротажа и прогнозным скоростным разрезам [8] для районов Припятского прогиба величина коэффициента анизотропии максимальна для отложений глинисто-галогенной толши и не превышает 1,10–1,15. Отложения надсолевой толши, а также чистая соль – практически изотропны. Тогда величина среднего по разрезу коэффициента анизотропии \hat{k} , по-видимому, не будет выше 1,05–1,07. Указанные соображения поясняют выбор значения \hat{k} в данной работе.

Используя выбранные значения параметров и выражение (9), получаем, что величина суммарной относительной ошибки в определении глубины из-за неучета слоистости и анизотропии в покрывающей толще в условиях Припятского прогиба не превышает 5%, т.е.

$$|\epsilon^{(2)}| \leq 5\%.$$

Неучет слоистости и анизотропии также занижает глубину залегания кровли фундамента.

Горизонтальная неоднородность покрывающей толши

Значение средней скорости в покрывающей толще при больших глубинах залегания кровли кристаллического фундамента может существенно изменяться вдоль профилей КМНВ. Например, в условиях Припятского прогиба средняя скорость до кровли фундамента существенно зависит от мощности соленосной толши и прежде всего от суммарной мощности чистой соли. В области сводов соляных куполов средние скорости на 0,3–0,5 км/с превышают значения скоростей в межкупольных зонах. Изменение средней скорости вдоль профиля является индикатором горизонтальной неоднородности среды.

Оценим погрешности определения глубины кровли фундамента при неучете изменения средней скорости в горизонтальном направлении.

Предположим, что значение средней скорости на некотором интервале профиля $L \gg h$ меняется от $\bar{V} = \bar{V}_0$ до $\bar{V} = \bar{V}_0 + \delta\bar{V}$, а определение глубины кровли фундамента проводится в предположении постоянства скорости $\bar{V} = \bar{V}_0$. Величина t_0 в данном случае – функция средней скорости, т.е.

$$t_0(\bar{V}) = \frac{\sigma h}{\bar{V}} \left[1 - \left(\frac{\bar{V}}{\bar{V}_0} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Вычисление глубины до кровли фундамента при постоянном значении средней скорости выполняется по формуле:

$$\bar{h}(\bar{V}) = \frac{\bar{V}_0 t_0(\bar{V}_0)}{2} \left[1 - \left(\frac{\bar{V}_0}{V_r} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (11)$$

Относительная ошибка в определении глубины кровли фундамента из-за неучета изменения средней скорости может быть найдена из выражения:

$$\epsilon^{(3)}(h) = \left. \frac{\partial \ln \bar{h}(\bar{V})}{\partial \bar{V}} \right|_{\bar{V}_0} \cdot \epsilon(\bar{V}) \cdot \bar{V}_0,$$

где $\epsilon(\bar{V})$ – относительное изменение средней скорости. Поскольку в (11) функцией \bar{V} является лишь величина t_0 , то последняя формула записывается в виде:

$$\epsilon^{(3)}(h) = \left. \frac{\partial \ln t_0(\bar{V})}{\partial \bar{V}} \right|_{\bar{V}_0} \cdot \bar{V}_0 \cdot \epsilon(\bar{V}).$$

Используя последнее выражение и (10), окончательно находим:

$$\epsilon^{(3)}(h) = -\epsilon(\bar{V}) \left[1 - \left(\frac{V_0}{V_r} \right)^2 \right]^{-1} \quad (12)$$

Из [12] следует, что при уменьшении средней скорости глубина кровли фундамента завышается, а при увеличении \bar{V} на ту же величину $|\epsilon(\bar{V})|$, наоборот. Используя выбранные значения \bar{V} , $\delta \bar{V}$ и выражение $\delta \bar{V} = |\epsilon(\bar{V})| \cdot \bar{V}$, определяем $|\epsilon(\bar{V})|$ и соответственно получаем из (12):

$$|\epsilon^{(3)}| \leq 12 \div 20\%.$$

Таким образом, неучет горизонтальной неоднородности покрывающей среды в условиях Припятского прогиба вызывает очень большие ошибки в определении глубины кровли фундамента, в 2 + 4 раза превышающие ошибки, вызванные неучетом слоистости и анизотропности покрывающей толщи.

Изменение граничной скорости в фундаменте в горизонтальном направлении

Установлена сильная горизонтальная неоднородность докембрийского кристаллического фундамента Белорусского массива по скоростям продольных волн [9]. Использование новых методических приемов определения V_r , аналогичных применявшимся на Белорусском массиве, для глубокого фундамента в Припятском прогибе позволяет установить

здесь также значительную горизонтальную неоднородность фундамента по граничным скоростям [6].

При интерпретации материалов КМПВ для глубокого фундамента обычно применяемые способы определения V_{Γ} не позволяют выявить горизонтальную неоднородность преломлящей среды. Поэтому при построении кровли фундамента по способу t_0 обычно используют постоянные значения V_{Γ} . Оценим возникающую при этом относительную погрешность.

Пусть на некотором участке профиля граничная скорость в фундаменте изменилась от $V_{\Gamma} = V_{\Gamma 0}$ до $V_{\Gamma} = V_{\Gamma 0} + \delta V_{\Gamma}$. Величина t_0 для этого участка профиля может быть приближенно записана как:

$$t_0(V_{\Gamma}) = \frac{2h}{\bar{v}} \left[1 - \left(\frac{\bar{v}}{V_{\Gamma}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

Величина относительной ошибки определения глубины при неучете изменения граничной скорости вдоль профиля определяется из выражения:

$$\epsilon^{(4)}(h) = \left. \frac{\partial \ln \bar{h}(V_{\Gamma})}{\partial V_{\Gamma}} \right|_{V_{\Gamma 0}} \cdot V_{\Gamma 0} \epsilon(V_{\Gamma}) = \left. \frac{\partial \ln t_0(V_{\Gamma})}{\partial V_{\Gamma}} \right|_{V_{\Gamma 0}} \cdot V_{\Gamma 0} \cdot \epsilon(V_{\Gamma}).$$

Из (13) и последней формулы окончательно находим с точностью до малых второго порядка относительно $\frac{\bar{v}}{V_{\Gamma}}$:

$$\epsilon^{(4)}(h) = \epsilon(V_{\Gamma}) \left(\frac{\bar{v}}{V_{\Gamma}} \right)^2. \quad (14)$$

Заметим, что увеличение граничной скорости в фундаменте приводит к завышению глубины кровли фундамента на величину $|\epsilon^{(4)}| \cdot h$, а уменьшение, наоборот.

Оценим величину ошибки вначале для небольших значений $\delta V_{\Gamma} = \epsilon(V_{\Gamma}) \cdot V_{\Gamma}$, которые удается установить стандартными способами определения V_{Γ} , но на больших базах ($l \sim n \cdot 10$ км). Значения δV_{Γ} составляют $\sim 0,2$ км/с [2, 3]. При этом величина $|\epsilon^{(4)}| \sim 1\%$, т.е. ошибкой, возникающей при неучете слабых ($\delta V_{\Gamma} \sim 0,2$ км/с) изменений V_{Γ} в горизонтальном направлении, явно можно пренебрегать.

Результаты, полученные для Припятского прогиба [6], показывают, что детальный анализ графиков граничных скоростей позволяет установить здесь горизонтальную неоднородность фундамента на сравнительно небольших базах определения ($l \sim n \cdot 1$ км). Неоднородность на малых базах выражена гораздо сильнее, и значения δV_{Γ} могут достигать $1,0$ км/с. При этом

$$|\epsilon^{(4)}| \leq 5\%.$$

Таким образом, даже при очень сильных изменениях V_{Γ} (от 5,0 до 7,0 км/с) величина ошибки определения глубины кровли фундамента оказывается небольшой. Кроме того, сильно завышенные и заниженные значения граничной скорости наблюдаются обычно на сравнительно небольших по протяженности участках фундамента, а следовательно, и ошибки - 5% будут иметь место лишь на коротких отрезках профилей.

Рефракция лучей в фундаменте

При слабой вертикальной неоднородности кристаллического фундамента годографы преломленно-рефрагированных волн часто чрезвычайно трудно отличить от годографов головных волн. В подобных случаях при интерпретации обычно используется аппарат теории головных волн. Оценим величину допускаемой при этом ошибки.

Пусть годограф преломленно-рефрагированной волны допускает квадратичную аппроксимацию вида:

$$t(x) = t_{HT} + \frac{1}{V_{\Gamma}} (x - x_{HT}) - a (x - x_{HT})^2,$$

где величина a представляет собой так называемый параметр рефракции [1]. Известно, что в этом случае относительная ошибка определения глубины кровли фундамента по способу t_0 при неучете рефракции не превышает следующей величины [1]:

$$\epsilon^{(5)}(h) \leq \frac{a \bar{V}}{4H} (L^2 - 2x_{HT}^2) \left[1 - \left(\frac{\bar{V}}{V_{\Gamma}} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (15)$$

где L - максимальное расстояние "взрыв-прибор", использованное при интерпретации.

При предположении $\left(\frac{H}{L} \right)^2 \ll 1$, обычно выполняющемся на практике, запишем (15) с точностью до малых $\left(\frac{\bar{V}}{V_{\Gamma}} \right)^2$:

$$\epsilon^{(5)}(h) \leq \frac{a \bar{V} L^2}{4h^2} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{V}}{V_{\Gamma}} \right)^2 \right]. \quad (16)$$

Используя выбранные значения параметров, для условий Припятского прогиба получаем:

$$\epsilon^{(5)} \leq 4\%.$$

Следовательно, до удалений - 40 км неучет рефракции лучей в фундаменте не вызывает больших ошибок определения глубины кровли фундамента.

Следует заметить, что величина ошибки $\epsilon^{(5)}(h)$ сильно зависит от расстояния L и, например, при $L = 80$ км $\epsilon^{(5)}(h) = 16\%$, но в то же время погрешностью $\epsilon^{(5)}(h)$ можно в известной степени "управлять", т.е. уменьшать ее, по возможности уменьшая используемые расстояния L .

Относительная ошибка определения глубины кровли фундамента в зоне тектонического нарушения

В практике интерпретации годографов первых волн в КМПВ над зоной тектонического нарушения нередко возникает ситуация, когда правильное определение природы волн и собственно разделение различных волн, регистрируемых в начальной части записи, например головных и дифрагированных, оказывается затруднительным при использовании как кинематических, так и динамических особенностей записей. Подобное положение в особенности характерно при большой глубине залегания фундамента и сравнительно небольшой амплитуде сбросов по кровле фундамента, а также при сложном скоростном строении покрывающей толщи, например при заметной горизонтальной неоднородности покрывающей среды над зоной нарушения.

Обычно в таких случаях первые волны принимают за головные и применяют соответствующие приемы интерпретации для головных волн. Оценим возникающую при этом ошибку в определении глубин до кровли фундамента непосредственно над сбросом. Обозначая амплитуду сброса через Δh , а расстояние от пункта взрыва встречной системы до проекции линии сброса на дневную поверхность через l , по способу t_0 получим следующее приближенное выражение для глубины кровли фундамента:

$$\tilde{h} \approx h + \frac{\Delta h}{2} \left(\frac{\bar{V}}{V_{\Gamma}} \right) \left(1 - \frac{\Delta h}{2l} \right) + \frac{h}{4} \left(\frac{\bar{V}}{V_{\Gamma}} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{\Delta h}{l} \right)^2 \right]. \quad (17)$$

В последнем выражении оставлены члены не выше второго порядка малости относительно $\frac{\bar{V}}{V_{\Gamma}}$.

Таким образом, над зоной сброса, принимая волны за головные, мы получаем непрерывную преломляющую границу и соответственно одно значение глубины \tilde{h} вместо h или $h + \Delta h$. Величина относительной ошибки для приподнятого крыла при значительном удалении источников от проекции линии сброса на поверхность наблюдений и малых амплитудах сброса, т.е. при $\frac{\Delta h}{l} \ll 1$, определяется формулой:

$$\epsilon^{(6)}(h) \approx \frac{\Delta h}{2h} \left(\frac{\bar{V}}{V_{\Gamma}} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{\bar{V}}{V_{\Gamma}} \right)^2. \quad (18)$$

По отношению к глубине залегания опущенного крыла ошибка определяется из выражения:

$$\epsilon^{(6)}(h + \Delta h) = \frac{\Delta h}{h + \Delta h} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{V}}{V_{\Gamma}} \right) \right] - \frac{h}{4(h + \Delta h)} \left(\frac{\bar{V}}{V_{\Gamma}} \right)^2. \quad (19)$$

Принятое при выводе выражений для ошибок предположение $\frac{\Delta h}{l} \ll 1$ обычно выполняется на практике, поскольку для условий работ КМПВ в Припятском прогибе $\Delta h \leq 1$ км, а $l \sim 10$ км. Для принятой величины Δh , равной 1 км, получаются следующие значения относительных погрешностей:

$$\epsilon^{(6)}(h) \approx 15\%, \quad \epsilon^{(6)}(h + \Delta h) \approx 9\%.$$

Ясно, что ошибки, возникающие при предположении головной природы волн над зоной сброса, очень велики и в $2 \div 5$ раз превышают ошибки из-за неучета слоистости, анизотропии и рефракции в фундаменте. Кроме того, при этом исключается возможность обнаружения тектонических нарушений.

Обсуждение результатов

Проведенная оценка различных систематических ошибок определения глубины кровли глубоко залегающего фундамента показывает, что в условиях Припятского прогиба наибольшие ошибки могут вызываться неучетом горизонтальных вариаций скорости в покрывающей толще, а также неправильным определением природы волн и, соответственно, неправильным выбором способов интерпретации при наличии тектонических нарушений по кровле фундамента. Погрешности, обусловленные рефракцией лучей в фундаменте, оказываются существенно меньшими и, кроме того, допускают простой прием их подавления — уменьшение длины одиночных годографов преломленных волн, используемых для построения сводных годографов.

Погрешности определения глубины кровли фундамента, вызванные неучетом изменения граничной скорости по горизонтали, невелики даже для очень большой скоростной дифференциации в фундаменте. При необходимости они могут быть исключены автоматически при интерпретации по способу полей времен, а также введением поправки за изменение V_{Γ} по горизонтали в значение $k = \frac{\bar{V}}{2} \cos^{-1} i_K$ при построении границы по способу t_0 .

Ошибки, вызываемые слоистостью и анизотропностью покрывающей толщи, также оказываются сравнительно небольшими. На практике они могут быть уменьшены использованием при интерпретации лучевых диаграмм для покрывающей среды, приближенно учитывающих эффект преломления лучей на промежуточных границах в покрывающей толще, либо использованием эффективных скоростей вместо средних по вертикали. Известны и другие практические приемы уменьшения данной ошибки¹¹.

Хотя вопросы учета вертикальной неоднородности среды и анизотропии при интерпретации данных КМПВ требуют дальнейшей теоретической проработки, нельзя не признать, что наиболее важные практические задачи интерпретации данных КМПВ при разведке глубоко залегающего фундамента пока — учет горизонтальной неоднородности покрывающей толщи и интерпретация годографов в зонах тектонических нарушений.

В Припятском прогибе нередко встречается ситуация, когда над зоной тектонического нарушения вследствие резкого изменения мощности соленосных отложений, главным образом "чистой" соли, наблюдаются большие горизонтальные градиенты средней скорости. В таких случаях обе указанные задачи на практике приходится решать одновременно, что вызывает серьезные трудности при интерпретации.

В заключение следует отметить, что вопросы учета горизонтальной неоднородности среды и интерпретации в зонах тектонических нарушений в КМПВ в целом разработаны еще недостаточно полно. Исследования в этом направлении представляются наиболее актуальными среди проблем интерпретации данных КМПВ по глубоко залегающему фундаменту.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Авербух А.Г.* Интерпретация материалов сейморазведки преломленными волнами. М., "Недра", 1975, с. 223.
2. Геология нефтяных месторождений Белоруссии. М., "Недра", 1972, с. 230.
3. *Кудрявец И.Д.* Скоростная характеристика геологического разреза Припятского прогиба и ее связь с литологией и тектоникой. — Докл. АН БССР, 1973, т. XVIII, № 11, с. 1037–1040.
4. *Авербух А.Г., Березина Г.А.* Скорость продольных сейсмических волн в породах докембрийского фундамента Восточно-Европейской платформы по данным полевых и лабораторных исследований. — В сб.: Прикладная геофизика, вып. 70. М., "Недра", 1973, с. 85–96.
5. *Невский М.В.* Квазианизотропия скоростей сейсмических волн. М., "Наука", 1974, с. 179.
6. *Епинатьева А.М.* Изменение скорости в фундаменте в горизонтальном направлении. — В настоящем сборнике, с. 30–39.
7. *Kleyn A. H.* On seismic wave propagation in anisotropic media with applications in the Betun area, South Sumatra. — Geoph. Prospecting, 1956, v. IV, N 1, pp. 56–69.
8. *Чернобыльская А.М.* Прогнозирование скоростных разрезов и их использование для интерпретации сейсмических материалов на примере Припятской впадины. — Автореф. канд. дисс. М., МГУ, 1974, с. 23.
9. *Епинатьева А.М., Невский М.А.* Граничная скорость. — В сб.: Геофизический сборник АН УССР, № 65. Киев, "Наукова думка", 1975, с. 3–14.

КИНЕМАТИКА ПРЕЛОМЛЕННЫХ ВОЛН В АЗИМУТАЛЬНО-АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Геофизическая информативность результатов сейсмических исследований кристаллической части земной коры в значительной мере определяется кругом физических параметров реальных сред, получаемых при сейсмической интерпретации. В последние годы большое внимание как сейсморазведчиков, так и сейсмологов привлекает исследование характера пространственного распределения скоростей сейсмических волн в кристаллической коре, изучение тонкой структуры скоростных неоднородностей, анизотропности кристаллических и метаморфических пород по скоростям упругих волн.

Сейсмическая анизотропия в кристаллической части коры пока изучена сравнительно слабо. В настоящее время по существу имеются лишь отдельные экспериментальные факты, свидетельствующие о заметном проявлении этого свойства в кристаллических и метаморфических породах в условиях естественного залегания [1 – 5].

Подобная ситуация в известной степени связана с отсутствием рациональных методик исследования сейсмической анизотропии для глубоких горизонтов коры.

Экспериментальные данные о параметрах сейсмической анизотропии кристаллических пород, как правило, получаются в результате наземных сейсмических исследований по методу преломленных волн. При наземных наблюдениях возможно исследование азимутальной зависимости скоростей упругих волн в изучаемой среде или азимутальной сейсмической анизотропии. Основными исходными данными для выявления азимутальной анизотропности кристаллических пород при интерпретации в настоящее время являются кинематические характеристики преломленных волн, прежде всего времена пробега, годографы для различных азимутов наблюдений.

Интерпретация результатов экспериментов по исследованию анизотропии обычно проводится по способам, либо разработанным для изотропных сред [1–3, 5], либо принципиально не отличающимся от таковых [6, 7]. При этом предполагается, что применение подобных методов позволяет без существенных погрешностей установить наличие анизотропии и определить ее параметры. Между тем в литературе по сейсмике нет специальных обоснований возможности определения параметров азимутально-анизотропной среды по годографам преломленных волн. Обычно предполагается, что измерение граничной скорости по тому или иному азимуту наблюдений равнозначно измерению скорости в азимутально-анизотропной преломляющей среде в том же направлении.

Для обоснования этих предположений необходимо получить и исследовать точное решение прямой кинематической задачи метода преломленных волн в азимутально-анизотропной среде, хотя бы для

простейших случаев строения покрывающей толщи, геометрии преломляющей границы и скоростного строения преломляющей среды.

В приближенной постановке задача о годографе головной волны в слабо анизотропной среде рассматривалась Дж. Бэкусом [6], но в его работе нет точного решения прямой кинематической задачи метода преломленных волн и обоснования возможности применения приближенных решений в практике сейсмической интерпретации.

Настоящая статья посвящена изучению кинематики преломленных (головных) волн от однородного азимутально-анизотропного полупространства, моделирующего верхнюю часть кристаллического фундамента, анизотропного по упругим свойствам [4]. На основе полученного точного решения прямой кинематической задачи КМПВ и его численного исследования в работе выведено приближенное представление для годографа головной волны от азимутально-анизотропного полупространства, которое может быть использовано для разработки методических приемов исследования анизотропии в КМПВ. Обоснована возможность применения традиционных способов интерпретации КМПВ для приближенного определения характеристик азимутальной сейсмической анизотропии высокоскоростных преломляющих сред, в частности кристаллического фундамента.

Модель среды

Пусть однородное азимутально-анизотропное полупространство покрыто n -слойной горизонтально слоистой средой. Каждый из слоев покрывающей толщи однороден и изотропен. Скорость в k -м слое покрывающей толщи обозначим V_k ($1 \leq k \leq n$), его мощность — h_k . Зависимость нормальной скорости в азимутально-анизотропном полупространстве от азимута наблюдений α будем обозначать $V(\alpha)$. Предположим, что скорость V_k в любом из слоев покрывающей толщи меньше скорости в азимутально-анизотропном полупространстве для любого азимута α , т.е.

$$V(\alpha) > V_k, \quad 0 \leq \alpha \leq 2\pi, \quad 1 \leq k \leq n.$$

Для упрощения задачи рассмотрим конкретную модель анизотропной среды — поперечно-изотропную среду с осью симметрии, лежащей в плоскости преломляющей границы. Ограничимся исследованием случая распространения продольных (точнее квазипродольных) волн в анизотропном полупространстве.

При сделанных предположениях зависимость нормальной скорости волн P от азимута α в анизотропном полупространстве может быть представлена в виде [8]:

$$V(\alpha) = \frac{V_1}{\sqrt{2}} [1 + \gamma_1^2 + (\kappa^2 - 1) \sin^2 \alpha + F(\alpha)]^{1/2}, \quad (1)$$

$$F(\alpha) = [(K^2 + \gamma_1^2)^2 \sin^2 2\alpha + [(\kappa^2 - 2\gamma_1^2 + 1) \sin^2 \alpha - 1 + \gamma_1^2]^2]^{1/2}.$$

В формулах (1) параметры V_1 , κ , γ_1 K представляют собой так называемые эффективные упругие параметры поперечно-изотропной среды [8]. Угол α в формулах (1) – это угол между направлением нормали к фронту волны и осью симметрии поперечно-изотропной среды.

Поскольку сейсмические лучи в анизотропной среде не ортогональны фронту волны, при решении задач кинематики сейсмических волн в анизотропных средах обычно рассматривают не только нормальную скорость (или скорость распространения волны по нормали к фронту), но и лучевую скорость, т.е. скорость распространения волны вдоль сейсмического луча [8, 9]. Показано [8, 10], что нормальные скорости удобны для решения задач отражения и преломления сейсмических волн в анизотропных средах, в то время как лучевые скорости более удобны для определения времен пробега упругих волн.

Обозначим лучевую скорость в анизотропном полупространстве через $v(\theta)$, где θ – угол между осью симметрии среды и сейсмическим лучом. Зависимость лучевой скорости от азимута луча θ в анизотропном полупространстве можно представить в параметрическом виде [8]:

$$v(\alpha) = V(\alpha) \left[1 + \left(\frac{d \ln V}{d \alpha} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$\theta(\alpha) = \alpha + \operatorname{arctg} \left(\frac{d \ln V}{d \alpha} \right),$$

где $V(\alpha)$ – зависимость нормальной скорости от угла α или уравнение индикатрисы нормальных скоростей (1).

Величина $\theta(\alpha) - \alpha = \psi(\alpha)$ из уравнения (2) представляет собой угол между нормалью к фронту волны в анизотропной среде и лучом. Согласно (2), имеем следующее равенство для угла $\psi(\alpha)$:

$$\psi(\alpha) = \operatorname{arctg} \left(\frac{d \ln V}{d \alpha} \right). \quad (3)$$

Для описанной модели среды требуется найти точные уравнения годографа головной волны от анизотропного полупространства. При изучении азимутально-анизотропных сред необходимо исследование зависимости времен пробега рассматриваемой волны не только от расстояния до источника, но и от азимута наблюдений. Поэтому при решении прямой задачи целесообразно получить уравнения поверхностного годографа головной волны.

Следует заметить, что рассматриваемая задача поставлена в предположении однородности преломляющей анизотропной среды именно для того, чтобы оценить влияние собственно анизотропии среды на годографы преломленных (в данном случае головных) волн в чистом виде, не рассматривая других эффектов, в частности неоднородности среды. Однако решение поставленной задачи представ-

ляет интерес также для градиентных сред и волн типа рефрагированных, поскольку в сейсморазведке хорошо известна методика изучения кинематики рефрагированных волн, опирающаяся на основные закономерности кинематики головных волн [11].

Уравнения поверхностного годографа

Для вывода точных уравнений поверхностного годографа найдем вначале координаты начальной точки головной волны и время пробега волны до начальной точки при различных азимутах наблюдений. На плоскости наблюдений введем декартову систему прямоугольных координат (x, y) , центр которой совпадает с источником. Ось oy этой системы расположим параллельно оси симметрии среды. Отсчет азимутов в указанной системе будем вести от оси oy . Поскольку зависимость $V(\alpha)$, согласно (1), является четной и периодической функцией азимута α (с периодом, равным π), исследование кинематических особенностей преломленной волны достаточно провести для интервала значений $0 \leq \alpha \leq \pi/2$.

Воспользуемся для вывода уравнений годографа чертежом на рис. 1.

В любой плоскости, содержащей нормаль к преломляющей границе и проходящей через источник, величина критического угла i_k в k -м слое покрывающей толщи равна [9]:

$$i_k = \arcsin \frac{V_k}{V(\alpha)}.$$

Из последнего равенства следует, что величина i_k является функцией направления, т.е. $i_k = i_k(\alpha)$.

Согласно теории упругих волн в кристаллах [9], в рассматриваемом случае азимутом α характеризуются нормаль к фронту преломленной волны в анизотропном полупространстве, а также падающий и восходящий отрезки луча головной волны. Сейсмический луч в преломляющей среде (точнее на ее кровле) имеет иное направление,

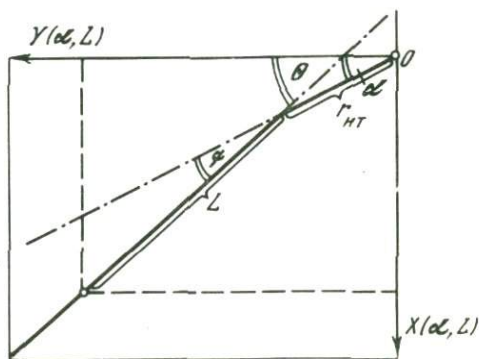


Рис. 1. Схема к выводу уравнения годографа головной волны от азимутально-анизотропного полупространства

θ — азимут отрезка луча головной волны в анизотропной среде; α — азимут нормали к фронту волны; ψ — угол между нормалью к фронту и лучом

отличное от α на величину угла ψ , определяемого формулой (3). Поэтому азимут отрезка луча головной волны в плоскости преломляющей границы, учитывая сделанные замечания, будет равен:

$$\theta(\alpha) = \alpha + \psi(\alpha), \quad (4)$$

где величина ψ определяется из (3).

Длина радиуса-вектора начальной точки с координатами $(x_{\text{НТ}}, y_{\text{НТ}})$ головной волны для произвольного азимута α может быть найдена из соотношения:

$$r_{\text{НТ}}(\alpha) = [x_{\text{НТ}}^2 + y_{\text{НТ}}^2]^{1/2} = 2 \sum_{k=1}^n h_k \operatorname{tg} i_k(\alpha).$$

Используя формулу для величины угла $i_k(\alpha)$ и последнее соотношение, находим:

$$r_{\text{НТ}}(\alpha) = 2 \sum_{k=1}^n \frac{h_k V_k}{V(\alpha)} \left[1 - \frac{V_k^2}{V^2(\alpha)} \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

Время пробега волны в начальной точке определяется формулой:

$$t_{\text{НТ}}(\alpha) = 2 \sum_{k=1}^n \frac{h_k}{V_k} \operatorname{sec} i_k(\alpha)$$

или

$$t_{\text{НТ}}(\alpha) = 2 \sum_{k=1}^n \frac{h_k}{V_k} \left[1 - \frac{V_k^2}{V^2(\alpha)} \right]^{-1/2}. \quad (6)$$

Для вычисления времени пробега головной волны в произвольной точке плоскости наблюдений помимо параметра α введем также дополнительный параметр L ($L \geq 0$), равный расстоянию по отрезку луча преломленной волны в плоскости границы от проекции начальной точки до некоторой точки с координатами (x, y) (см. рис. 1). Используя этот параметр, формулу (6), а также значение лучевой скорости в преломляющей среде для азимута $\theta(\alpha)$, определяемого по формуле (4), запишем выражение для времени пробега головной волны:

$$t(\alpha, L) = \frac{L}{v(\alpha + \psi)} + t_{\text{НТ}}(\alpha).$$

С учетом формул (2) последнее выражение перепишем в виде:

$$t(\alpha, L) = t_{\text{НТ}}(\alpha) + \frac{L}{V(\alpha)} \left[1 + \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (7)$$

где $\frac{\dot{V}}{V} = \frac{d \ln V}{d\alpha}$, а значение $t_{\text{НТ}}(\alpha)$ определяется формулой (6).

Помимо времени пробега $t(\alpha, L)$ для полного определения поверхностного годографа найдем также формулы координат точки выхода на плоскость наблюдений луча головной волны. С помощью чертежа на рис. 1 получаем следующие выражения для x и y как функций параметров α и L :

$$\begin{aligned} x(\alpha, L) &= r_{\text{HT}}(\alpha) \sin \alpha + L \sin[\alpha + \psi(\alpha)], \\ y(\alpha, L) &= r_{\text{HT}}(\alpha) \cos \alpha + L \cos[\alpha + \psi(\alpha)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Используя формулы (3)–(8), запишем двухпараметрические уравнения поверхностного годографа головной волны от азимутально-анизотропного полупространства:

$$\begin{cases} t(\alpha, L) = t_{\text{HT}}(\alpha) + \frac{L}{V(\alpha)} \left[1 + \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \\ x(\alpha, L) = r_{\text{HT}}(\alpha) \sin \alpha + L \left[\sin \alpha + \left(\frac{\dot{V}}{V} \right) \cos \alpha \right] \cdot \left[1 + \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \\ y(\alpha, L) = r_{\text{HT}}(\alpha) \cos \alpha + L \left[\cos \alpha - \left(\frac{\dot{V}}{V} \right) \sin \alpha \right] \cdot \left[1 + \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \end{cases} \quad (9)$$

где $V(\alpha)$ определяется формулой (1), а $r_{\text{HT}}(\alpha)$ и $t_{\text{HT}}(\alpha)$ соответственно — формулами (5) и (6), α и L — параметры ($0 \leq \alpha \leq \pi/2$, $L \geq 0$).

Формулы (9) в параметрическом виде определяют уравнение поверхностного годографа головной волны $t = t(x, y)$ от азимутально-анизотропного полупространства. Если преломляющая среда изотропна и $V(\alpha) = \text{const}$, они переходят в известные уравнения годографа головной волны от изотропного полупространства.

Для направлений $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$ уравнения (9) могут быть записаны в явном виде. Так, при $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$ производная $dV/d\alpha$, согласно формулам (1), обращается в нуль, и первое из уравнений (9) принимает следующую форму:

$$t(\alpha, L) \Big|_{\alpha=0, \pi/2} = \left[t_{\text{HT}}(\alpha) + \frac{L}{V(\alpha)} \right]_{\alpha=0, \pi/2}.$$

При $\alpha = 0$:

$$x(0, L) = 0,$$

$$y(0, L) = r_{\text{HT}}(0) + L.$$

Если $\alpha = \pi/2$, то

$$x(\pi/2, L) = r_{\text{HT}}(\pi/2) + L,$$

$$y(\pi/2, L) = 0.$$

С помощью выписанных соотношений для направлений $\alpha = 0$ (направление оси симметрии) и $\alpha = \pi/2$ получаем соответственно:

$$t(y) = \frac{y}{V_1} + 2 \sum_{k=1}^n \frac{h_k}{V_k} \left[1 - \frac{V_k^2}{V_1^2} \right]^{1/2},$$

$$t(x) = \frac{x}{\kappa V_1} + 2 \sum_{k=1}^n \frac{h_k}{V_k} \left[1 - \frac{V_k^2}{\kappa^2 V_1^2} \right]^{1/2},$$
(10)

где V_1 — скорость в анизотропном полупространстве в направлении оси симметрии среды; κV_1 — скорость в преломляющей среде, в направлении, перпендикулярном оси симметрии среды, т.е. по формулам (1): $V(\pi/2) = \kappa V_1$. Уравнения (10) полностью аналогичны по форме известным уравнениям годографа головной волны для изотропного полупространства.

Для направлений, отличных от $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$, исключить параметры a и L из уравнений (9) не удастся.

Для изучения формы годографа головной волны от азимутально-анизотропного полупространства исследуем характер изменения кажущейся скорости вдоль прямолинейных продольных профилей. Найдем вначале производную поверхностного годографа по некоторому направлению \vec{s} с направляющими косинусами

$$\cos(\hat{x}\vec{s}) = \sin\alpha_0, \quad \cos(\hat{y}\vec{s}) = \cos\alpha_0.$$

Поскольку

$$\frac{dt}{ds} = \frac{1}{v_s^*} = \frac{\partial t}{\partial x} \cos(\hat{x}\vec{s}) + \frac{\partial t}{\partial y} \cos(\hat{y}\vec{s}),$$

для определения v_s^* требуется найти производные $\frac{\partial t}{\partial x}$ и $\frac{\partial t}{\partial y}$. Из (9) ясно, что поверхностный годограф головной волны от анизотропного полупространства представляет собой функцию двух координат, заданную в параметрическом виде:

$$t = t(x, y) = t(x(a, L), y(a, L)).$$
(11)

Пользуясь известными правилами определения частных производных по параметру, найдем из (11) производные $\frac{\partial t}{\partial a}$, $\frac{\partial t}{\partial L}$:

$$\frac{\partial t}{\partial a} = \frac{\partial t}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial a} + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial a},$$

$$\frac{\partial t}{\partial L} = \frac{\partial t}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial L} + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial L}.$$

Последние равенства можно рассматривать как систему линейных уравнений относительно $\frac{\partial t}{\partial x}$ и $\frac{\partial t}{\partial y}$. Решение этой системы имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial t}{\partial x} &= \Delta_x(a, L) \cdot \Delta_0^{-1}(a, L), \\ \frac{\partial t}{\partial y} &= \Delta_y(a, L) \cdot \Delta_0^{-1}(a, L), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\Delta_0(a, L) = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial a} & \frac{\partial y}{\partial a} \\ \frac{\partial x}{\partial L} & \frac{\partial y}{\partial L} \end{vmatrix}; \quad \Delta_x(a, L) = \begin{vmatrix} \frac{\partial t}{\partial a} & \frac{\partial y}{\partial a} \\ \frac{\partial t}{\partial L} & \frac{\partial y}{\partial L} \end{vmatrix}; \quad \Delta_y(a, L) = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial a} & \frac{\partial t}{\partial a} \\ \frac{\partial x}{\partial L} & \frac{\partial t}{\partial L} \end{vmatrix}.$$

Производные $\frac{\partial x}{\partial a}$, $\frac{\partial x}{\partial L}$, $\frac{\partial y}{\partial a}$, $\frac{\partial y}{\partial L}$, $\frac{\partial t}{\partial a}$ и $\frac{\partial t}{\partial L}$ в (12) легко могут быть найдены из (9). При этом производные $\frac{\partial t}{\partial L}$, $\frac{\partial x}{\partial L}$ и $\frac{\partial y}{\partial L}$ оказываются функциями только параметра a , а остальные три производные — функциями a и L .

При известных значениях $\frac{\partial t}{\partial x}$ и $\frac{\partial t}{\partial y}$ величина кажущейся скорости по направлению $\vec{s} \{ \sin \alpha_0, \cos \alpha_0 \}$ может быть вычислена из выражения:

$$v_s^*(a, L) = \frac{\Delta_0(a, L)}{\Delta_x(a, L) \sin \alpha_0 - \Delta_y(a, L) \cos \alpha_0}. \quad (13)$$

На рис.1 легко увидеть связь между величинами параметров a , L , радиусом-вектором точки прямолинейного продольного профиля r и его азимутом α_0 . Соответствующее выражение имеет вид:

$$r = r_{\text{HT}}(a) \cos(a - \alpha_0) + L \cos[\theta(a) - \alpha_0].$$

Определим кажущуюся скорость по прямолинейному продольному профилю вблизи начальной точки годографа, т.е. при $L \rightarrow 0$. Из последней формулы следует, что $a \rightarrow \alpha_0$ при $L \rightarrow 0$ и $r \rightarrow r_{\text{HT}}$. Поэтому значение кажущейся скорости в начальной точке можно найти из (12) и (13) в результате предельного перехода

$$v_{s \text{ HT}}^* = \lim_{\substack{a \rightarrow \alpha_0 \\ L \rightarrow 0}} v_s^*(a, L) = V(\alpha_0). \quad (14)$$

Следовательно, в начальной точке годографа кажущаяся скорость равна нормальной скорости в анизотропном полупространстве в направлении профиля. Расчеты по формуле (13) показывают, что при удалении от начальной точки в направлении продольного радиального профиля кажущаяся скорость не остается постоянной, как в случае изотропной преломляющей среды, а слабо уменьшается, приближаясь при больших удалениях от источника к значению лучевой скорости в анизотропной среде для азимута профиля.

Аналитическое исследование параметрических уравнений поверхностного годографа (9) крайне затруднено громоздкостью соответствующих формул. Полученные уравнения предназначены прежде всего для численного расчета и исследования поверхностных годографов головных волн от азимутально-анизотропного полупространства. Эти уравнения позволяют рассчитать времена пробега головных волн для произвольного расположения приемников на плоскости наблюдений, в том числе и для прямолинейных продольных и непродольных профилей. Задача расчета точек годографа $t(x, y)$ сводится к вычислению значений функций $\chi(a, L)$, $\gamma(a, L)$, $t(a, L)$ для заданного шага изменения параметров a ($0 \leq a \leq \pi/2$) и L ($L \geq 0$).

Численный пример

Наиболее существенные особенности поверхностных годографов головных волн при азимутально-анизотропной преломляющей среде удобно проиллюстрировать на расчетном примере для одной из возможных конкретных моделей анизотропных сред, описанных в первом разделе. Рассмотрим результаты расчетов поверхностного годографа для азимутально-анизотропного полупространства, покрытого однородным изотропным слоем.

При расчетах годографа мощность покрывающей толщи выбрана равной 200 м, скорость в ней $V_1 = 2000$ м/с. Скорости в азимутально-анизотропном полупространстве изменяются в зависимости от азимута от 5040 м/с (для направления оси симметрии среды) до 6180 м/с (для перпендикулярного ему направления). Рассматриваемая модель приближенно соответствует условиям неглубокого залегания кристаллического фундамента, например для центральной части Белорусского кристаллического массива [12].

На рис.2 показаны индикатрисы нормальных и лучевых скоростей волн P для поперечно-изотропной среды, моделирующей азимутально-анизотропное полупространство. Параметры поперечно-изотропной среды [8] приняты следующими:

$$V_1 = 5040 \text{ м/с}; \quad \kappa = 1,23; \quad \gamma_1 = 0,55; \quad K = 0,63.$$

Направление $a=0$ соответствует направлению оси симметрии среды. Рассматриваемая модель характеризуется сильной анизотропией скоростей; коэффициент анизотропии κ равен 1,23. Заметно различаются нормальные и лучевые скорости для одних и тех же направлений.

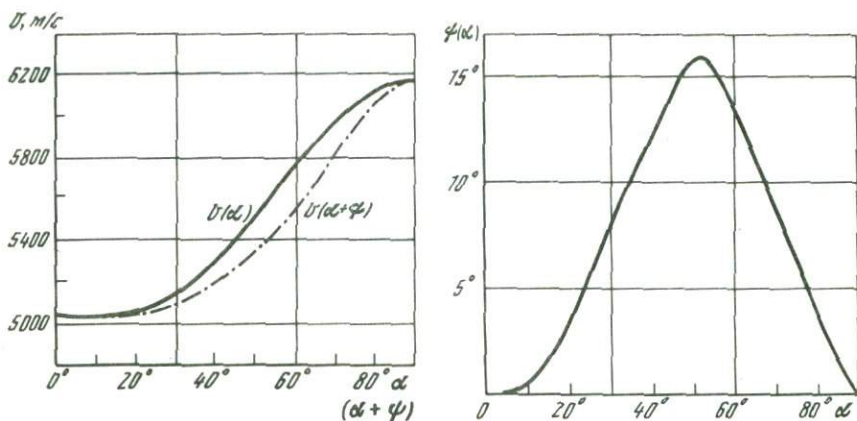


Рис. 2. Индикатрисы нормальной (сплошная линия) и лучевой (пунктир) скоростей для поперечно-изотропной среды, моделирующей анизотропное полупространство; α – азимут наблюдений, ψ – угол между нормалью к фронту волны и лучом

Рис. 3. Зависимость угла ψ (между нормалью к фронту волны и лучом) от азимута α для поперечно-изотропной модели анизотропного полупространства

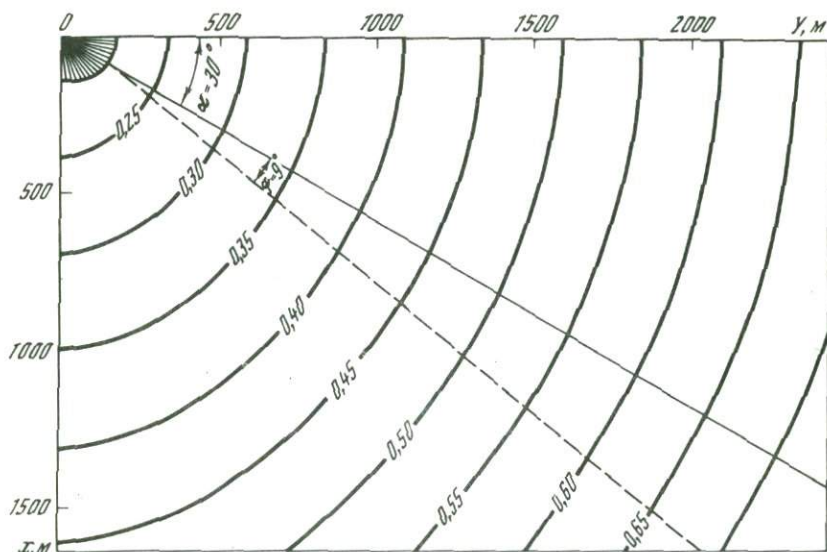


Рис. 4. Карта изохрон поверхностного годографа головной волны от азимутально-анизотропного полупространства для модели среды, показанной на рис. 2. Расчеты выполнены по формулам (9)

Угол $\psi(\alpha)$ между нормалью к фронту волны и лучом для данной модели анизотропной среды показан на рис.3. Вычисление угла $\psi(\alpha)$ по кривой $V(\alpha)$ проведено по формуле (3). Из рис.3 видно, что для азимутов $\alpha = 30^\circ - 70^\circ$ (при отсчете углов от оси симметрии среды) возможно существенное отклонение отрезка луча головной волны в анизотропном полупространстве от плоскости падения луча под критическим углом. Так, для $\alpha = 50^\circ$ величина угла ψ превышает 15° . На рис.4 пунктирной линией показано направление отрезка луча головной волны в плоскости преломлящей границы и сплошной линией — направление нормали к фронту головной волны для $\alpha = 30^\circ$. Видно существенное угловое ($\psi \approx 9^\circ$) и пространственное отклонение скользящего луча от нормали к фронту головной волны.

Карта изохрон головной волны от анизотропного полупространства на поверхности наблюдений при расположении источника в центре системы координат приведена на рис.4. Из-за четности и периодичности (с периодом π) функции $V(\alpha)$, согласно формуле (1), в трех остальных квадрантах плоскости наблюдений будет иметь место симметричное (относительно осей координат) расположение изохрон. В отличие от случая изотропной среды изохроны на рис.4 имеют не круговую, а эллипсообразную форму. Большие полуоси изохрон расположены в направлении максимальной скорости, т.е. перпендикулярно оси симметрии среды.

Радиальной штриховкой на рис.4 показана так называемая мертвая зона вблизи источника, где головная волна отсутствует. В данном случае эта зона также имеет эллипсообразную форму, однако большая полуось вытянута в направлении оси симметрии среды, т.е. в направлении минимальной скорости в анизотропном полупространстве.

Годографы головной волны вдоль радиальных прямолинейных профилей, проходящих через источник, характеризуются различными значениями кажущихся скоростей: от $v^* = 5040$ м/с при $\alpha = 0$ до $v^* = 6180$ м/с при $\alpha = \pi/2$. Вдоль каждого профиля до удалений ~ 3000 м ($r \leq 15$ h) от источника кажущаяся скорость практически не меняется, и годографы имеют прямолинейную форму. Лишь для направлений $40^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$, где наибольшие значения принимают производная $dV/d\alpha$ и угол $\psi(\alpha)$, кажущаяся скорость очень слабо уменьшается по сравнению со скоростью в начальной точке (на $100 \div 150$ м/с). Однако столь малые изменения v^* практически не меняют прямолинейную форму годографа головной волны.

Таким образом, наиболее существенной особенностью линейных годографов головной волны от анизотропного полупространства является различие кажущихся скоростей по годографам для различных азимутов наблюдений, т.е. для разных направлений профилей.

Приближенное представление для годографа

Точные уравнения годографа головной волны для анизотропной преломляющей среды (9) громоздки и неудобны для разработки способов определения скоростей в анизотропном полупространстве. Но уравнения (9) можно существенно упростить для случая небольшой анизотропии в преломляющей среде. Опыт исследования сейсмической анизотропии

в кристаллических породах [4, 5] показывает, что во многих случаях анизотропия оказывается небольшой и значения функции $V(\alpha)$ сравнительно слабо меняются в зависимости от азимута α . При этом логарифмическая производная \dot{V}/V принимает по абсолютной величине небольшие значения.

Предполагая слабую зависимость нормальной скорости в анизотропной среде от азимута α , выведем приближенные формулы для годографа головной волны от анизотропного полупространства. Пусть значения логарифмической производной нормальной скорости по азимуту удовлетворяют неравенству:

$$\left| \frac{\dot{V}}{V} \right| \ll 1. \quad (15)$$

Учитывая последнее неравенство, запишем уравнения (9) с точностью до малых первого порядка относительно $\frac{\dot{V}}{V}$:

$$\begin{aligned} t(\alpha, L) &= t_{\text{HT}}(\alpha) + \frac{L}{V(\alpha)}, \\ x(\alpha, L) &= r_{\text{HT}}(\alpha) \sin \alpha + L \left[\sin \alpha + \left(\frac{\dot{V}}{V} \right) \cos \alpha \right], \\ y(\alpha, L) &= r_{\text{HT}}(\alpha) \cos \alpha + L \left[\cos \alpha - \left(\frac{\dot{V}}{V} \right) \sin \alpha \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Из последних уравнений находим величину радиуса-вектора точки выхода луча на поверхность наблюдений:

$$r^2 = x^2(\alpha, L) + y^2(\alpha, L) = [r_{\text{HT}}(\alpha) + L]^2 + \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^2 L^2. \quad (17)$$

Пренебрегая, как и при выводе (16), квадратом логарифмической производной нормальной скорости, из (17) получаем:

$$r = r_{\text{HT}}(\alpha) + L. \quad (18)$$

Пренебрегая малыми величинами $\left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^2$, мы пренебрегаем различием лучевых и нормальных скоростей, что справедливо при небольшой анизотропии среды [10]. Если в (16) пренебречь и величинами $\frac{\dot{V}}{V}$, что означает пренебрежение различием в направлениях нормали к фронту волны в анизотропном полупространстве и сейсмического луча, то выражение для радиуса-вектора точки выхода луча останется прежним, т.е. совпадающим с (18).

Из формулы (18) можно найти значение параметра L :

$$L = r - r_{\text{HT}}(\alpha). \quad (19)$$

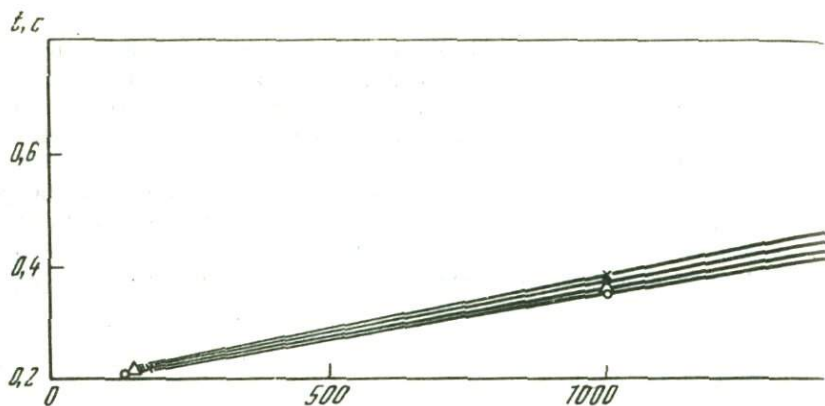


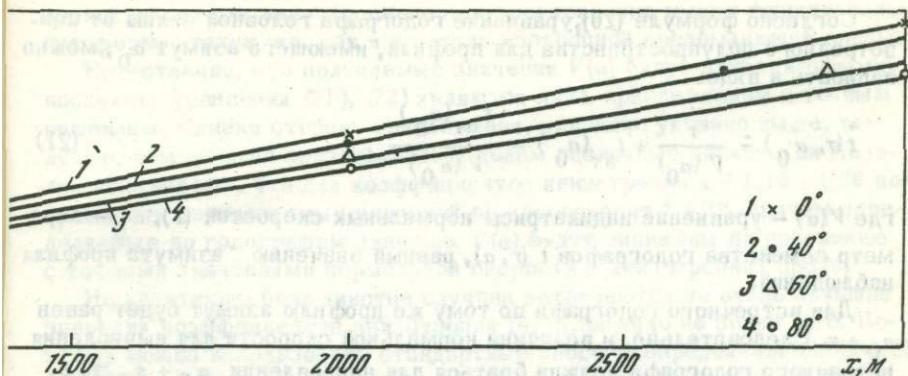
Рис. 5. Сопоставление результатов расчетов годографов головной волны от анизотропного полупространства по точным (9) и приближенной (20) формулам. Сплошные линии – годографы, рассчитанные по формуле (20), точечные значения – времена, снятые с карты изохрон на рис. 4

Используя последнее выражение и уравнение для времени пробега волны из (16), находим:

$$t(r, \alpha) \approx t_{HT}(\alpha) + \frac{r - r_{HT}(\alpha)}{V(\alpha)}. \quad (20)$$

Уравнение (20) и является искомым приближенным представлением для годографа головной волны от азимутально-анизотропного полупространства при сравнительно небольшой анизотропности среды. Поскольку при выводе формул (19) и (20) можно пренебречь различием в направлениях нормали к фронту и сейсмического луча в преломляющей азимутально-анизотропной среде, параметр α в (20) можно рассматривать как азимут радиального продольного профиля, а значения r как значения радиуса-вектора точек наблюдения на этом профиле.

Для доказательства возможности применения приближенного представления для годографа (20) при решении прямых и обратных задач сейсморазведки КМПВ сопоставим результаты численных расчетов годографов по точным (9) и приближенной (20) формулам. На рис.5 приведены годографы головной волны от анизотропного полупространства, вычисленные по формуле (20) для модели среды, принятой при расчете поверхностного годографа на рис.4. Расчеты проведены для четырех направлений профиля, соответствующих четырем азимутам $\alpha = 0^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ и 90° . Помимо приближенных значений времени пробега по формуле (20) на рис.5 показаны и точные значения времен, снятые с карты изохрон на рис.4. Из рис.5 следует, что для азимутов $\alpha = 0^\circ$ и 80° точные и приближенные формулы для годографа дают практически один и тот же результат при любых удалениях от источника. Для направлений $\alpha = 40^\circ$ и 60° , где различия между направлением нормали к фронту волны и направлением луча для рассматриваемой модели анизотропной



среды существенны, точные и приближенные значения времен пробега отличаются сильнее, причем различие возрастает с удалением от источника. Однако и для этих направлений до удалений ~ 2000 м от источника ($r \leq 10h$) различие времен пробега по точным и приближенным формулам не превышает 0,01 с. Кажущиеся скорости, определенные по годографам для удаления $r \approx 2000$ м, различаются на 100 м/с ($\alpha = 40^\circ$) и 150 м/с ($\alpha = 60^\circ$).

Рассмотренная модель среды характеризуется весьма сильной анизотропией. Коэффициент анизотропии k равен 1,23, и нормальная скорость достаточно сильно изменяется в зависимости от азимута. Результаты расчетов, приведенные на рис.5, показывают, что и в этом случае полученные приближенные формулы для годографа дают вполне удовлетворительное приближение к точному решению для не очень больших удалений от источника ($r \leq 10h$).

При меньшей анизотропии в преломляющей среде, которая, по-видимому, обычно и наблюдается в реальных средах, формула (20) будет давать более точное приближение к точному решению. Следовательно, приближенное уравнение годографа головной волны от азимутально-анизотропного полупространства можно использовать на практике при решении прямых и обратных задач КМПВ для изучения сейсмической анизотропии в высокоскоростных преломляющих средах, в частности в кристаллическом фундаменте.

О возможности определения индикатрис нормальных скоростей по значениям граничной скорости

Покажем, что по годографу головной волны от азимутально-анизотропного полупространства можно определить значение нормальной скорости в преломляющей среде в направлении профиля. Существенно, что для определения скорости будем использовать способы интерпретации, предложенные для случая изотропных сред. Рассмотрим определение нормальной скорости в анизотропной преломляющей среде в направлении профиля способом разностного годографа.

Согласно формуле (20), уравнение годографа головной волны от анизотропного полупространства для профиля, имеющего азимут α_0 , можно записать в виде:

$$\vec{t}(r, \alpha_0) = \frac{r}{V(\alpha_0)} + t_{\text{HT}}(\alpha_0) - \frac{r_{\text{HT}}(\alpha_0)}{V(\alpha_0)}, \quad (21)$$

где $V(\alpha)$ – уравнение индикатрисы нормальных скоростей (1), α_0 – параметр семейства годографов $\vec{t}(r, \alpha)$, равный значению азимута профиля наблюдений.

Для встречного годографа по тому же профилю азимут будет равен $\alpha_0 + \pi$. Следовательно, и величина нормальной скорости для вычисления встречного годографа должна браться для направления $\alpha_0 + \pi$, т. е. $V(\alpha_0 + \pi)$. Из формулы (1) следует, что

$$V(\alpha_0) = V(\alpha_0 + \pi). \quad (22)$$

Последнее соотношение, как известно [9], выполняется не только для поперечно-изотропной среды, но и для анизотропных сред любого типа симметрии. При выполнении (22) из (5) и (6) получаем:

$$t_{\text{HT}}(\alpha_0 + \pi) = t_{\text{HT}}(\alpha_0); \quad r_{\text{HT}}(\alpha_0 + \pi) = r_{\text{HT}}(\alpha_0).$$

Таким образом, уравнение встречного годографа головной волны можно записать в форме:

$$\vec{t}(r, \alpha_0) = \frac{l - r}{V(\alpha_0)} + t_{\text{HT}}(\alpha_0) - \frac{r_{\text{HT}}(\alpha_0)}{V(\alpha_0)}, \quad (23)$$

где l – расстояние между встречными пунктами взрыва.

В соответствии со стандартной схемой применения способа разностного годографа, используя формулы (21), (23), найдем:

$$t_p(\alpha_0, r) = \vec{t}(\alpha_0, r) - \vec{t}(\alpha_0, r) + \vec{t}(l, \alpha_0).$$

Производная разностного годографа по координате r будет равна:

$$\frac{d}{dr} t_p(r, \alpha_0) = 2V^{-1}(\alpha_0). \quad (24)$$

Формула (24) показывает, что по встречным годографам головной волны от азимутально-анизотропного полупространства способом разностного годографа может быть определена величина нормальной скорости в направлении профиля. Определяя граничную скорость по различно ориентированным профилям, можно в принципе с любой детальностью найти форму индикатрисы нормальных скоростей в анизотропном полупространстве.

Заметим, что и другие методы определения граничных скоростей в случае изотропных сред, известные в КМПВ, также будут давать значения нормальной скорости в преломляющей анизотропной среде в направлении профиля, поскольку приближенные уравнения годографа го-

ловной волны для анизотропного полупространства имеют функциональную форму, такую же, как и в случае изотропной преломляющей среды.

Естественно, что получаемые значения $V(\alpha)$ будут приближенными, поскольку уравнения (21), (22) являются лишь приближением к точным решениям. Однако степень приближения, как было указано выше, тем лучше, чем меньше анизотропия. В целом оценочные расчеты на моделях показывают, что для коэффициентов анизотропии $\kappa \approx 1,15 \div 1,20$ погрешность определяемых значений не превосходит $2 \div 3\%$, причем определяемые по годографам значения $V(\alpha)$ будут занижены по сравнению с точными значениями нормальной скорости в анизотропной среде.

На практике в большинстве случаев встречаются не очень большие значения коэффициентов анизотропии [4, 5], обычно не более 1,10. Поэтому можно использовать стандартные способы определения скоростей в КМПВ для изучения азимутальной анизотропии в высокоскоростных преломляющих толщах, в частности и для изучения анизотропии кристаллического фундамента.

* * *

1. Дано точное решение прямой кинематической задачи сейсморазведки КМПВ для азимутально-анизотропной преломляющей среды. Исследованы основные особенности годографа головной волны от азимутально-анизотропного полупространства.

2. На основе точного решения прямой кинематической задачи сейсморазведки КМПВ предложено приближенное представление для годографа головной волны от анизотропного полупространства, облегчающее решение прямых и обратных задач КМПВ в азимутально-анизотропных средах. Показана удовлетворительная для практики точность приближенного уравнения годографа головной волны от азимутально-анизотропного полупространства.

3. Доказана возможность определения нормальных скоростей сейсмических волн в азимутально-анизотропном полупространстве по значениям граничных скоростей, определенных на различно ориентированных по азимуту продольных профилях.

Автор благодарен Е.И.Куриленко за помощь в выполнении расчетов, результаты которых приведены в настоящей статье.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elastic dilatational wave velocity in crystalline schists from Sanbagawa metamorphic terrain, Shikoku. - J. Earth Sc. Nagoya Univ., 1967, v.15, N 2, pp.112-147. Aut.: Iida K., Sugino T., Furuhashi H., Kumazawa M. <
2. Сейсмоакустические методы изучения массивов скальных пород. М., "Наддра", 1969, с. 239. Авт.: Савич А.И., Колтев В.И., Никитин В.Н., Яшенко З.Г. .
3. Питерский В.Н., Комаров М.А., Рвачев В.М. Взаимосвязь закономерностей искривления скважин с сейсмической анизотропией горных пород. - Изв. ВУЗов, геология и разведка, 1973, № 9, с. 144-147.

4. Невский М.В., Епикатьева А.М., Волосов С.Г. Исследование сейсмической анизотропии кристаллического фундамента. – Докл. АН СССР, 1974, т. 218, № 5, с. 1082–1085.
5. Павленкова Н.И. Волновые поля и модель земной коры континентальной части. Киев, "Наукова думка", 1973, с. 219.
6. Backus G.E. Possible forms of seismic anisotropy of the uppermost mantle under Oceans. – J. Geoph. Res., 1965, v.70, N 14, pp.3429–3439.
7. Morris G.B., Raitt R.W., Shor G.G.Jr. Velocity anisotropy and delay-time maps of the mantle near Hawaii. – J. Geoph. Res., 1969, v.74, N 12, pp.4300–4316.
8. Невский М.В. Квазианизотропия скоростей сейсмических волн. М., "Наука", 1974, с. 179.
9. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М., "Наука", 1965, с. 386.
10. Невский М.В. Вопросы кинематики отраженных волн в поперечно-изотропных средах. – Изв. АН СССР, серия Физика Земли, 1975, № 5, с. 25–36.
11. Авербух А.Г. Интерпретация материалов сейсморазведки преломленными волнами. М., "Недра", с. 223.
12. Епикатьева А.М. Изменение скорости в фундаменте в горизонтальном направлении. – В настоящем сборнике, с. 30–39.

МОДЕЛЬ СКАЛЬНОГО ОСНОВАНИЯ ПО ДАННЫМ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

При исследовании скальных оснований гидротехнических сооружений регистрируются волны, которые по кинематическим характеристикам часто относятся к рефрагированным [1]. По годографам этих волн определяется зависимость скорости от глубины; обычно скорость плавно увеличивается с глубиной. В то же время, по данным акустического каротажа, в отдельных скважинах такого увеличения скорости с глубиной не отмечается.

Цель работы — построение модели среды, удовлетворяющей и данным акустического каротажа, и данным наземных наблюдений. Особенность экспериментальных материалов, использованных в работе, — детальное изучение разреза с помощью акустического каротажа во многих скважинах. Вопрос о согласии модели среды с данными эксперимента в скважинах и на поверхности земли решен при помощи теоретических расчетов с использованием программы [2] для сложных неоднородных сред.

Характеристика экспериментального материала

Исследования выполнены в районе Шульбинской ГЭС на р. Иртыш. Изучался скальный массив, сложенный переслаивающимися песчаниками, сланцами, алевролитами палеозойского возраста, сильно трещиноватыми, смятыми в серию изоклинальных складок. Скальные породы перекрыты песчано-глинистыми отложениями мощностью около 10 м.

Акустический каротаж, результаты которого стали основой для построения исходного поля скоростей, проведен в девяти скважинах глубиной до 50 м, расположенных в 20–40 м одна от другой и в 5–20 м от профиля наблюдений. Исследования выполнены установкой УЗК-2 [1] при шаге наблюдений 0,2 м. На графиках АК отмечаются участки повышенных и пониженных значений скоростей мощностью от 1 до 5 м при колебании скоростей от точки к точке 500–1000 м/с; неоднородности не коррелируются между скважинами (рис. 1; см. вкладку). Нарастание скорости с глубиной по отдельным скважинам при данном шаге наблюдений не отмечается. При осреднении данных АК по всем исследованным скважинам наблюдается нарастание скорости с глубиной: от 2000–2100 м/с у поверхности скальных пород до 4500–4800 м/с на глубине 45–50 м (рис. 1). Осредненный график АК в некоторых случаях существенно отличается от графиков АК по отдельным скважинам (скв. 1, 4), для других скважин эти графики близки (скв. 7, 9).

Наземное сейсмическое профилирование выполнено со стандартной сейсмической станцией СС-24-П. Зарегистрированные волны характеризуются следующими особенностями, позволяющими отнести их к типу рефрагированных.

1) кажущаяся скорость возрастает с удалением от пункта взрыва; это нарастание происходит неравномерно (кривизна годографа в начальной части больше, чем в последующей) и не плавно (имеются участки протяженностью 5–20 м, характеризующиеся пониженными и повышенными значениями скоростей);

2) нагняющие годографы при расстояниях $x \leq (120-180)$ м от пункта взрыва не параллельны, при $x > (120-180)$ м нагоняющие годографы параллельны;

3) встречные годографы увязываются во взаимных точках и пересекаются примерно на середине интервала между пунктами взрыва.

В результате обработки наблюдаемых годографов (при условии их сглаживания) способом Вихерта–Герглотца установлено постепенное нарастание V с увеличением H и уменьшение градиента скорости с глубиной.

Таким образом, экспериментальные данные подтверждают отмеченное [3, 4] противоречие между сложным законом изменения скорости с глубиной, измеренной в каждой отдельной скважине методом АК, и сравнительно простым законом нарастания скорости с глубиной по результатам обработки наземных годографов.

Принципы построения расчетной модели

Скоростная функция для осуществления численного расчета на ЭВМ задавалась в виде дискретных значений в узлах прямоугольной сетки. В остальных точках среды скоростная функция определялась путем кубической интерполяции, обеспечивающей непрерывность функции и ее первых частных производных. В этом случае все границы заменяются переходными слоями, изменение скорости в которых описывается интерполирующей функцией [2].

Расчетная модель I построена по данным акустического каротажа скважин, расположенных примерно вдоль одной линии. Это обстоятельство, а также сложность скоростного строения среды, обусловили выбор двумерной расчетной модели. Невозможность аппроксимации скоростного разреза непрерывной функцией вызвала необходимость табличного задания скоростной функции. Модель, используемая для расчета, приведена на рис.2 (см. вкладку). Шаг сетки по оси z выбран равным 5 м, по оси x – 10 м, что обусловлено отсутствием достаточного количества скважин для характеристики скоростного строения среды с той же степенью детальности, как и по вертикали.

Данные АК позволили охарактеризовать только левую часть массива до расстояний 90 м. С целью получения более длинного годографа, соответствующего наблюдаемому, в правой части модели повторены результаты АК по левой части в произвольной комбинации значений скоростей в сетке. Расчетная модель I построена таким образом, что среднее значение скорости по "строчкам" модели (будем его обозначать \bar{V}) совпадает с экспериментальным, полученным в результате осреднения данных АК в той же строке по всем исследованным скважинам. Среднее отклонение δV по строчкам модели составляет $\pm (450 -$

250) м/с и уменьшается с глубиной. Поскольку вблизи поверхности скального массива не во всех скважинах получены данные АК, отдельные графики $V=f(H)$ экстраполированы в область малых глубин в соответствии с общим законом $\bar{V}=f(H)$.

При расчетах по программе [2] углы выхода лучей из источника задавались в пределах $0-70^\circ$, чтобы получить точки выхода лучей на верхнюю грань модели, а положение источников задавалось так, чтобы рассчитать увязанную систему встречных годографов. Шаг по углу менялся от $0,0698$ рад (4°) до $0,0017$ рад ($0,1^\circ$) в зависимости от требуемой детальности расчетов.

Модели 2 и 3. Поскольку модель 1 не полностью основана на экспериментальном материале, появилась необходимость исследовать влияние распределения скорости в узлах сетки на кинематические характеристики волн. Выполнены расчеты еще для двух моделей среды, характеризующихся тем же законом $\bar{V}=f(H)$, как и модель 1, но при другом распределении скоростей в сетке. Отклонение от среднего δV для моделей 2 и 3 уменьшается с глубиной (рис.3). Для каждой из строк модели 2 значения δV близки к значениям в модели 1; для моде-

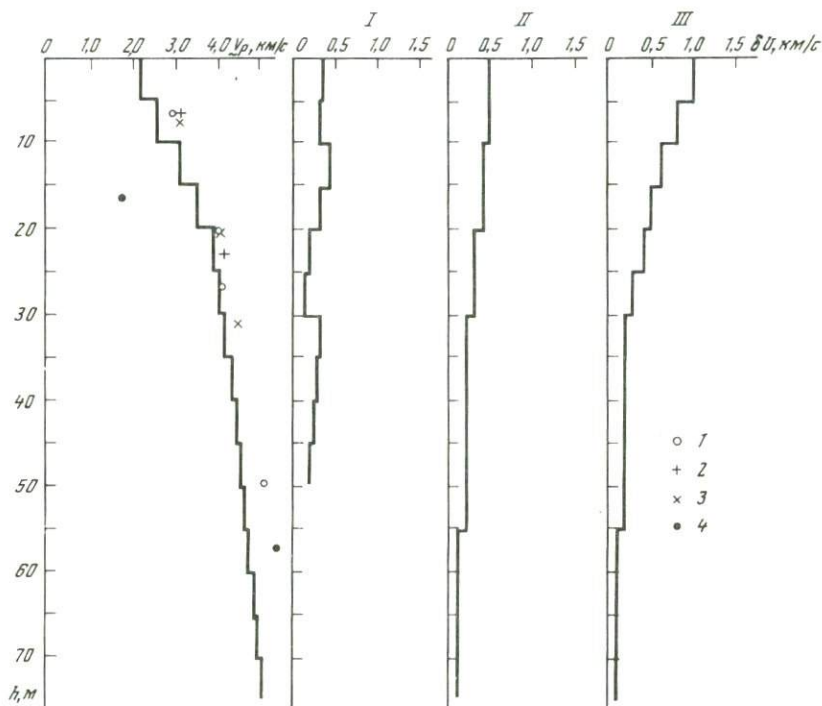


Рис. 3. График $V=f(H)$, использованный для построения моделей, и графики (I – III) отклонения значений от среднего $\delta V=f(H)$ соответственно для моделей 1, 2, 3.

1–4 – результаты обработки годографов экспериментального (1) и расчетных (2–4) соответственно для моделей 1–3

ли 3 до глубины 30 м значения δV почти вдвое больше, чем для модели 2, а глубже 30 м значения δV и распределение скоростей по узлам сетки для моделей № 2 и № 3 совпадают. Совокупность значений скоростей в каждой строчке модели 2 примерно подчиняется нормальному закону распределения при заданной величине δV , а для модели 3 из-за большой величины δV не удалось осуществить распределения, близкого к нормальному, и распределение скоростей произвольное. Углы входа лучей из источника задавались в пределах $10-70^\circ$. Лучи занумерованы в порядке увеличения углов входа.

Результаты расчетов

На рис. 2, 4, 5 (см. вкладку) приведены результаты расчетов лучей и годографов для моделей 1, 2 и 3. Лучи характеризуются сложной формой, часто образуются каустики (лучи 31–52, 64–66, модель 1), обусловленные инверсией скоростей. На годографах каустикам соответствуют петли, зоны тени. Некоторые лучи за счет совокупного влияния нескольких зон пониженных значений скоростей имеют несколько экстремумов. Несмотря на это, годографы первых вступлений для всех моделей имеют вид годографов рефрагированных волн: встречные годографы увязываются во взаимных точках, пересекаются примерно на середине интервала между пунктами взрыва, нагоняющий и нагоняемый годографы не параллельны. Вместе с тем на годографах имеются участки (протяженностью 2–10 м) пониженных и повышенных (иногда даже отрицательных) кажущихся скоростей, отличающие их от годографов волн в среде только с вертикальным градиентом скорости.

Сопоставление расчетных и экспериментальных годографов. Расчетный годограф для модели 1 и экспериментальный годограф первых вступ-

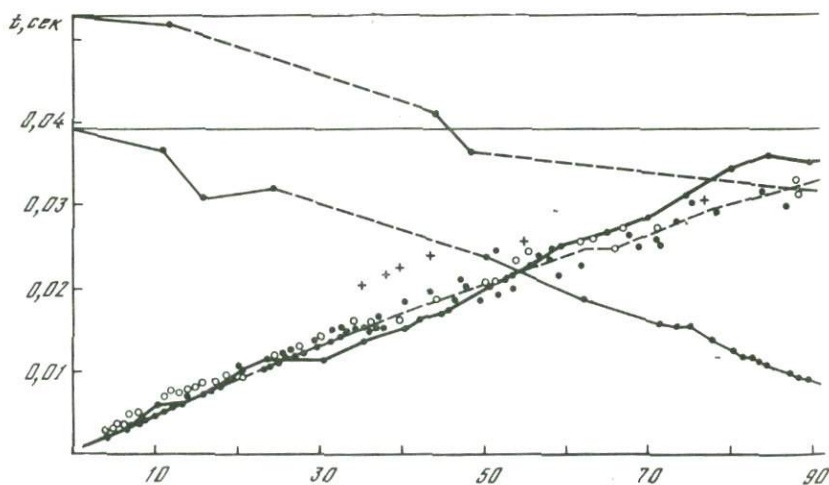
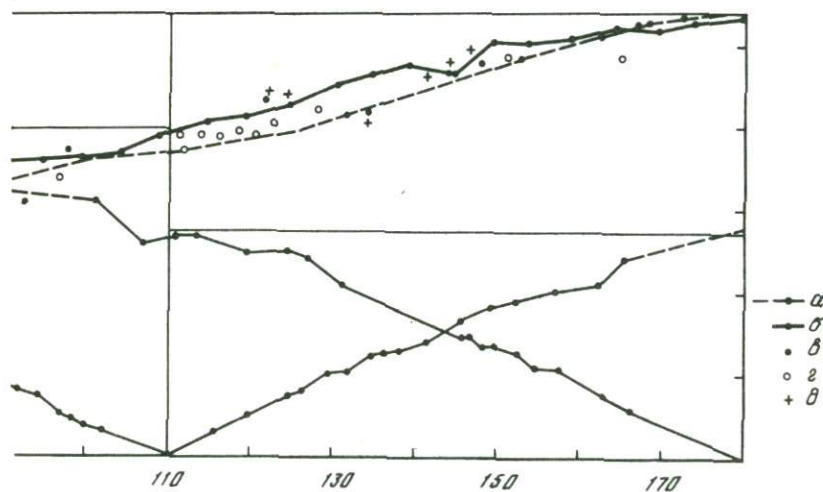


Рис. 6. Годографы первых вступлений для модели 1 (а), экспериментальный годограф (б) и сводные годографы для моделей 1, 2, 3 (в, г, д)

лений (рис. 6) практически совпадают. Значительные различия ($t_{\text{набл}} - t_p = 0,005$ с) наблюдаются на участке прослеживания в последующих вступлениях протяженной петли (40 – 125 м от ПВ). Это может быть объяснено неточным соответствием модели и природы, а также тем, что годограф рассчитан при двумерном моделировании, а реальная среда – трехмерная. Обработка обоих годографов методом Вихерта–Герглотца (при условии сглаживания годографов) дает практически совпадающие результаты, которые близки к осредненному графику $V = f(H)$, полученному по данным АК (см. рис. 3).

Сопоставление результатов расчетов для разных моделей. Анализ рассчитанных годографов и лучевых диаграмм для моделей 1–3 проведен в соответствии с особенностями их скоростного строения: изменения ΔV средней скорости от одного горизонтального ряда к другому и отклонения δV от среднего в данном ряду.

В моделях 1 и 2 до глубины 30 м нарастание скорости на каждую строчку модели ΔV составляет в среднем 300 м/с, а отклонение от среднего $\delta V = 300$ м/с, т.е. выполняется условие $\Delta V \geq \delta V$. Согласно рис. 2 и 5, лучи, проникающие в среду до глубины 30 м и приходящие к верхней грани моделей первыми, имеют вид лучей рефрагированных волн (лучи 52, 55, 60, 62 на модели 1; лучи 55, 60 на модели 2). Лучи, претерпевшие рефракцию на одинаковых глубинах, для разных моделей среды близки по форме; координаты их выхода на верхнюю грань модели различаются незначительно (см. рис. 2, 4, 5). Максимальные искажения в форме лучей типа рефрагированных наблюдаются в области их входа и выхода (например, лучи 10–17 на модели 2). Лучи, приходящие в последующих вступлениях, образуют кустики, им соответствуют петли на годографах. Годографы первых вступлений для этих частей моделей различаются незначительно, и в результате обра-



ботки их методом Вихерта–Герглотца получены данные, олизкие к результатам обработки экспериментального годографа (см. рис.3). Таким образом, характерная особенность этой части моделей – нарастание скорости с глубиной находит отражение в годографах первых волн. Другая особенность среды – изменение скорости или ее градиента от блока к блоку отражается в последующих вступлениях в виде петель, а на годографе первых вступлений – в виде локальных изменений его наклона. Можно предположить, что и динамические особенности записи первых волн – локальные изменения амплитуды – формируются в результате сочетания участков фокусировки энергии и областей тени.

На глубинах 30–50 м в моделях 1 и 2 нарастание скорости $\Delta V \approx \delta V$ и составляет 100–200 м/с, т.е. оба фактора соизмеримы по величине. Пути лучей в этой части моделей не имеют четко выраженных особенностей, но в большинстве случаев отличаются от лучей рефрагированных волн в среде с вертикальным градиентом скорости. Форма лучей, точки максимального проникания и выхода на поверхность для разных моделей среды существенно отличаются. Некоторые лучи близки по форме к лучам отраженных волн (луч 68 на модели 1, луч 63 на модели 2), другие лучи имеют несколько экстремумов, и как бы "скользят" на некоторой глубине, а затем выходят на верхнюю грань модели. Назовем такие лучи "скользяще-рефрагированными".

На участках годографов, соответствующих лучам с глубин 30–50 м, при $x > (120-150)$ м нарастания скорости с расстоянием по расчетным годографам практически не наблюдается; петли, хотя и отмечаются, но прямые и обратные ветви их в большинстве случаев совпадают (см. рис. 2).

В модели 3 до глубины 30 м $\Delta V \approx 300$ м/с, а $\delta V \approx 500$ м/с, т. е. $\Delta V < \delta V$. Глубже 30 м резко (до 100 м/с) уменьшается величина ΔV , причем $\Delta V \approx \delta V$.

В этой модели на глубине около 30 м формируются волны типа скользюще-рефрагированных (см. рис.4), а лучи с глубин более 30 м (при заданных $a_{вх}$), не выходят на поверхность, что, по-видимому, связано с резким уменьшением на глубине 30 м и градиента, и флуктуаций скорости. Годограф первых вступлений и график $V = f(H)$, построенный в результате обработки годографа методом Вихерта–Герглотца, значительно отличаются от годографов и графиков $V = f(H)$ для моделей 1 и 2 (см. рис. 2, 3, 4, 5).

Таким образом, характер рассчитанных лучей и годографов обусловлен особенностями скоростного строения расчетных моделей – соотношениями изменения средней по горизонтальному ряду скорости с глубиной и ее флуктуаций.

* * *

1) по экспериментальным данным акустического каротажа (АК) и наземного сейсмического профилирования подтверждено противоречие между сложным законом изменения скорости с глубиной в каждой отдельной скважине и простым законом изменения скорости с глубиной по данным обработки наземных годографов;

2) по данным АК построена модель кусочно-неоднородной среды:

3) выполнены расчеты лучей и годографов в кусочно-неоднородной модели; получено хорошее согласие расчетного и наблюдаемых годографов;

4) на основании теоретических расчетов подмечены некоторые закономерности в форме лучей и годографов в зависимости от соотношения градиента изменения средней по горизонтальному ряду скорости и ее флуктуаций.

Авторы глубоко благодарны профессору А.М.Епинатьевой за руководство и постоянную помощь в выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сейсмоакустические методы изучения массивов скальных пород. М., "Недра", 1969, с. 239. Авт.: Савич А.И., Коптев В.И., Пикитин В.Н., Яценко З.Г.
2. Ефимова Е.А. Решение прямой задачи сейсмического просвечивания численными методами. – Вестник Моск. ун-та, Геология, 1973, вып. 5, с. 118–122.
3. Епинатьева А.М. Скорость распространения сейсмических волн в кристаллических и метаморфических породах. – Изв. АН СССР, серия Физика Земли, 1975, № 2, с. 93–106.
4. Епинатьева А.М. Представление о модели среды, аппроксимирующей фундамент. Обсуждение результатов. – В настоящем сборнике, с. 112–118.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ О МОДЕЛИ СРЕДЫ, АППРОКСИМИРУЮЩЕЙ ФУНДАМЕНТ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Модель среды

Данные экспериментальных и теоретических исследований, изложенные в статьях сборника, позволяют сформулировать следующие исходные положения для составления модели среды.

1. С использованием известных приемов обработки наземных данных (графиков $\Delta t(x)$ и др.) волна от фундамента определяется как рефрагированная. При этом закон изменения скорости V с глубиной H в толще фундамента характеризуется постепенным увеличением V с увеличением H . Градиент скорости уменьшается с глубиной. Эти результаты являются следствием заложенных в способах интерпретации априорных предположений о модели среды и волнах.

2. По измерениям в скважине (АК и образцы) не обнаружено постепенного увеличения скорости с глубиной. Интервальная скорость с глубиной меняется сложно и в больших пределах (от 4,75 до 8,0 км/с); характерны сильные флуктуации скорости; на значительных интервалах глубин скорость уменьшается с глубиной. Максимальные значения скорости значительно превосходят величины, принятые для верхней части земной коры и полученные при интерпретации годографов первых волн.

Таким образом, имеет место противоречие между определением закона $V(H)$ по наземным годографам и измерениями в скважине. Противоречие – такого же характера, как и установленное по литературным данным для кристаллической части земной коры на объектах сейсмозведки, ГСЗ [1] и инженерной сейсмологии [2].

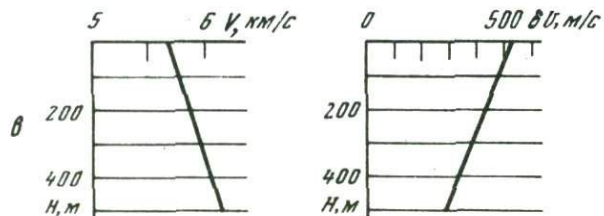
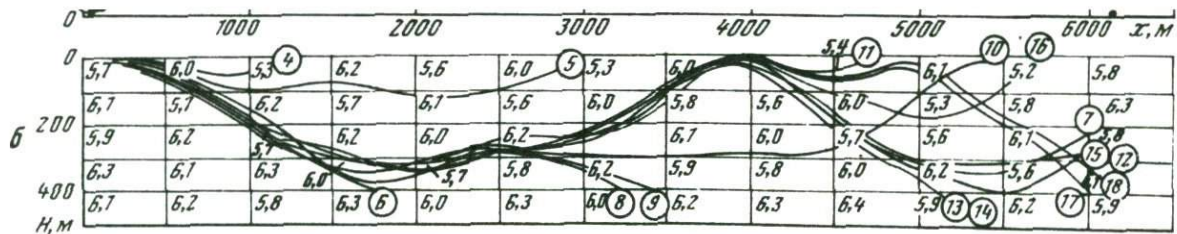
3. Характерна сильная неоднородность фундамента по распределению скорости в горизонтальном направлении. Диапазон изменения V по вертикали и горизонтали примерно одинаков: размеры неоднородностей по вертикали гораздо меньше, чем по горизонтали, что связано с разной детальностью измерений.

4. Для верхней части фундамента установлена азимутальная анизотропия скорости; величины коэффициентов анизотропии и ее ориентация меняются по площади.

5. Неоднородность фундамента уменьшается с глубиной. Это проявляется в уменьшении с глубиной градиента скорости, коэффициентов поглощения и "мутности".

Существующие способы аппроксимации фундамента упрощенными моделями (однородное или градиентное полупространство) не удовлетворяют перечисленным выше данным. Необходимо подбирать новые модели.

Пример построения сложной кусочно-неоднородной модели среды описан в работе Л. Д. Лавровой и Е. А. Ефимовой [2]. Этот пример по особенностям сейсмоакустических данных одностепен с материалами по фундаменту; преимущество его в том, что вы



а — сопоставление годографов — расчетного для кусочной среды (2) и наблюдаемого (1) на профиле 1 при мелком фундаменте (покрывающая среда снята); б — распределение скоростей в среде, принятое при расчетах (скорости подписаны в левом верхнем углу клеток), и рассчитанные лучи (3). Нумерация лучей — в порядке увеличения угла входа; в — графики зависимости от глубины средней по горизонтальному ряду скорости V и флуктуаций скорости δV

полнено много наблюдений в скважинах (по АК). Это позволило надежно определить скорости в кусочной модели. Для фундамента использован такой же подход к построению модели.

Верхнюю часть фундамента можно представить себе в виде мозаики элементов с разными скоростями. Размеры элементов могут быть разные в зависимости от того, какие имеются данные о скоростях, какие используются длины волн и т.д. Заметим, что вопрос о выборе размеров элементов требует дальнейшего изучения.

В качестве примера проведен расчет лучей и годографов в среде со сложным распределением скоростей. Задание модели определялось программой [3], основанной на численном интегрировании дифференциальных уравнений лучей¹. В этой программе скорости задаются в узлах сетки; между узлами производится интерполяция по кубическому закону. Методика расчета такая же, как в работе Л.Д.Лавровой и Е.А.Ефимовой [2].

Расчет годографа выполнен для двумерной среды с мозаичным распределением скорости, аппроксимирующей верхние 500 м фундамента. Распределение скоростей задано в согласии с данными эксперимента об изменении в горизонтальном направлении граничной скорости (для верхнего ряда на рис. б) и данными измерений скорости в скважине, расположенной в точке А на рис. 1. Величины V в остальных клетках модели заданы довольно произвольно. При их задании придерживались двух условий: средние значения скорости V по горизонтальным рядам увеличиваются с глубиной по закону, установленному при интерпретации годографов первых волн по способу Вихерта – Герглотца [4], флуктуации скорости (δV) уменьшаются с глубиной. На рис. в приведен график $V(H)$ и график отклонений скорости ($\pm \delta V$) в ячейках от среднего значения V в данном горизонтальном ряду. Величина δV уменьшается с глубиной (от ± 500 м/с в верхнем ряду до ± 300 м/с в нижнем).

На рис. б лучи имеют очень сложную форму, с несколькими экстремумами, нередко пересекаются и не выходят на поверхность. Годограф же первых волн (см. рис. а) близок к прямолинейному и хорошо согласуется с наблюдаемым.

Приведенный пример расчета для кусочно–неоднородной среды имеет много ограничений:

1. Расчет осуществлен для плоской задачи, а в среде с мозаичным распределением скоростей надо решать трехмерную задачу.

2. Задание скоростей в сеточной модели пока было весьма произвольным.

3. Нет решения соответствующих динамических задач.

Выполненный расчет не может считаться результатом интерпретации, это лишь один из возможных вариантов. Но и по нему можно сделать некоторые заключения.

В сложной среде лучи могут иметь очень сложную конфигурацию с несколькими экстремальными точками. Глубина максимального проникания z_{\max} в данном расчетном примере и при интерпретации наблюден-

¹ Расчеты выполнены Л.Д.Лавровой.

ных годографов по способам, разработанным для рефрагированных волн в среде с $V = V_0 (1 \pm \beta z)$, существенно различна:

Эпицентральное расстояние, м	z_{\max} , м	
	для примера на рис.	для рефрагиро- ванных волн
1500	80	120
3000	120	200
6000	300–400	550

Определение глубины максимального проникания является решающим в результатах интерпретации при решении многих задач: при определении зависимости скорости от глубины, при построении разрезов, при локализации различных зон (очаговых, локальных неоднородностей и т.д.). Приведенный пример показывает, какие большие ошибки могут быть допущены, если не учитывать сложного строения среды и считать, что скорость зависит только от глубины.

На основании полученных экспериментальных и расчетных данных пока можно только полагать, что для решения прямых задач с целью выяснения закономерностей распространения волн в фундаменте и характера осреднения среды волной надо рассматривать сложные модели с мозаичным распределением скорости и анизотропных свойств. На этой основе следует выбирать упрощенные модели для решения обратных задач.

Способы решения прямых и обратных задач сейсмологии для сред со сложным, мозаичным распределением скоростей пока не разработаны. Имеется лишь возможность расчета годографов для сложных сред [3, 5]. Динамика же волн в таких средах не исследована. Теоретические работы в этом направлении очень актуальны, так как модели с мозаичным распределением физических свойств, вероятно, близки ко многим реальным средам.

В то же время закон изменения скорости с глубиной, определяемой по годографам первых волн способами, разработанными для рефрагированных волн, является объективной характеристикой среды; он отражает некоторые осредненные на больших горизонтальных базах закономерности в поведении скорости для всего объема среды, исследуемого при данной системе наблюдений.

Обсуждение результатов

Представляет интерес выяснить, являются ли полученные в сборнике результаты характерными для фундамента вообще или они специфичны для конкретных объектов исследования.

1. Сильная горизонтальная и вертикальная неоднородность фундамента. Вся совокупность данных о скоростях в фундаменте [1, 6, 7], а также

тот факт, что для описываемых в статье наблюдений выбирались участки с наиболее простым строением фундамента (и для них установлена большая неоднородность), позволяют считать, что неоднородность является общим свойством фундамента.

2. Анизотропность пород фундамента. Анизотропия скоростей сейсмических волн, по-видимому, является распространенным свойством кристаллических и метаморфических пород. При наших работах на двух участках из трех установлена анизотропия. По результатам других работ (Гидропроект) квазианизотропия присуща трещиноватым и разломным зонам, которые характерны для фундамента.

3. Концентрация неоднородностей (повышенные градиентность, рассеяние, поглощение) в верхней части фундамента вблизи его верхней границы. Качественно сходный результат получен по амплитудам обменных и продольных проходящих волн для границ фундамента и Мохоровичича [8]. К этому можно добавить и менее сильные доказательства. Это работы по ГСЗ и взрывной сейсмологии [6, 9], в которых рассматриваются модели со слоями или пачками слоев у границы Мохоровичича. По мнению авторов [9], такие модели позволяют достигнуть качественного сходства наблюдаемых и расчетных сейсмограмм. При анализе "мутности" среды [10] получено уменьшение коэффициентов мутности в мантии с увеличением глубины поверхности Мохоровичича.

Можно высказать предположение о том, что концентрация неоднородностей (повышенные градиентность, рассеяние, поглощение) присуща границам в кристаллической толще земной коры и верхней мантии. Характер неоднородностей в горизонтальном направлении, судя по нашим работам, сильно меняется.

4. Волна от фундамента по кинематике и динамике отличается от головной волны и от преломленно-рефрагированной, соответствующей полупространству, в котором скорость постепенно возрастает с глубиной. Представляется, что этот результат является общим.

5. Форма годографов первых волн в кусочных моделях может быть простой, близкой к форме годографов головных или рефрагированных волн.

Заметим, что различие в форме годографов может объясняться не только различием в распределении скоростей в фундаменте, но и диапазоном расстояний, в котором наблюдается волна.

Довольно общей является следующая закономерность. При мелком залегании фундамента четко фиксируется непараллельность нагоняющих годографов (Δt уменьшается с увеличением x); при глубоком фундаменте годографы параллельны, или же непараллельность выражена гораздо слабее, чем при мелком залегании фундамента. Такой результат может быть получен и при одинаковом распределении скоростей в фундаменте, если допустить, что наиболее резко выраженная неоднородность (градиентность) приурочена к верхней части фундамента. Волны, соответствующие этой части, при мелком залегании фундамента регистрируются в области первых вступлений и используются при обработке, а при глубоком фундаменте они регистрируются в последующей части записи (до выхода волны в первые вступления) и при обра-

ботке не используются. Регистрируемые же в области первых вступлений волны соответствуют более глубокой и более однородной части фундамента.

Динамика первых волн в кусочных моделях должна отличаться от динамики простых волн; на графиках амплитуд должны появляться локальные экстремумы, обусловленные горизонтальной неоднородностью среды, фокусировкой лучей, зонами тени, дифракцией, а также подходом отраженных волн.

6. Полученные результаты позволяют объяснить многочисленные факты противоречия в величинах и характере изменения скорости с глубиной в фундаменте, определенных при измерениях в скважинах и по годографам первых волн в КМПВ и ГСЗ [1]. Определение зависимости V от H по годографам первых волн базируется на априорных предположениях о среде и волнах (среда с плавным возрастанием скорости с глубиной, волны рефрагированные). При этом определяется некоторая величина V , осредненная на больших базах (разных для разных точек кривой $V(H)$). При измерениях в скважине определяется зависимость V от H по вертикали в данной точке. При сильной изменчивости скорости в горизонтальном направлении величины V и характер их изменения с изменением H в скважинах и по наземным годографам первых волн могут очень сильно отличаться.

7. Должно быть изменено понимание закона $V(H)$, определяемого по наземным годографам преломленных волн, принимаемых за рефрагированные. Этот закон отражает некоторые, осредненные на больших горизонтальных базах свойства среды и может очень сильно отличаться от истинного изменения скорости с глубиной в каждой точке.

Закон $V(H)$, определенный обычными способами по наземным годографам первых волн, вероятно, может быть использован для построения границ (с некоторой точностью, тем меньшей, чем больше флуктуации скорости), но его нельзя использовать для предсказания физических свойств пород на той или иной глубине в отдельных точках поверхности земли.

8. Для понимания процессов распространения волн в сложных кусочно-неоднородных средах и для разработки способов интерпретации может быть привлечена теория распространения волн в случайно-неоднородных средах [11]. Аппарат этой теории может быть применен для интерпретации данных ГСЗ, а следовательно и КМПВ; в сложно построенных средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Епичатъева А.М. Скорость распространения сейсмических волн в кристаллических и метаморфических породах. — Изв. АН СССР, серия Физика Земли, 1975, № 2, с. 93–106.
2. Лаврова Л.Д., Ефимова Е.А. Модель скального основания по данным сейсмоакустических исследований. — В настоящем сборнике, с. 105–111.
3. Ефимова Е.А. Решение прямой задачи сейсмического просвечивания численными методами. — Вестник Моск. ун-та, геология, 1973, № 5, 118–122.

4. *Волосов С.Г., Горчилин В.А.* Зависимость скорости в фундаменте от глубины по данным наземных наблюдений. – В настоящем сборнике, с. 21–29.
5. *Кушнир Г.С., Пручкина Ф.Н.* Численное определение лучей и годографов в трехмерных неоднородных средах. – В сб.: Вычислительная сейсмология, вып. 7. М., "Наука", 1974, с. 106–117.
6. *Косминская И.П.* Метод глубинного сейсмического зондирования земной коры и верхов мантии. М., "Наука", 1968, с. 227.
7. *Суворов В.Д., Крылов С.В.* Закономерности глубинного строения Западной Сибири. – В сб.: Строение земной коры в Зап. Сибири. Новосибирск, ИГИГ, 1974, с. 30–41.
8. *Линькова Т.М.* Исследование границ раздела земной коры по динамическим характеристикам обменных волн. Автореф. канд. дисс. М., 1974, с. 18.
9. *Fuchs K.* Das Reflexions- und Transmissionsvermögen eines geschichteten Mediums mit beliebiger Tiefen-Verteilung der elastischen Modul und der Dichte für schrägen Einfall ebener Wellen. – Z. für Geophysik, 1968, Bd. 34, N 4, ss. 389–413.
10. *Николаев А.В.* Сейсмика неоднородных и мутных сред. М., "Наука", 1973, с. 174.
11. *Чернов Л.А.* Волны в случайно-неоднородных средах. М., "Наука", 1975, с. 167.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение. <i>А.М. Епинатьева</i>	3
Скорость продольных волн в фундаменте по измерениям в скважине. <i>В.Н. Балмашов, Н.Ф. Юхнин</i>	6
Скорость упругих волн в образцах кристаллических пород при высоких давлениях и сопоставление с измерениями в условиях естественного залегания. <i>Е.И. Баюк</i>	10
Зависимость скорости в фундаменте от глубины по данным наземных наблюдений. <i>С.Г. Волосов, В.А. Горчилин</i>	21
Изменение скорости в фундаменте в горизонтальном направлении. <i>А.М. Епинатьева</i>	30
Анизотропия скоростей в кристаллическом фундаменте. <i>М.В. Невский</i>	40
Преломленная волна от кристаллического фундамента. <i>А.М. Епинатьева, Н.Ф. Юхнин</i>	56
Использование амплитуд преломленных волн при интерпретации. <i>Н.В. Петерсен, Г.Н. Петерсен</i>	69
Оценка систематических ошибок определения глубины кровли глубоко залегающего фундамента в КМПВ. <i>М.В. Невский, С.Г. Волосов, В.С. Бугианишвили</i>	76
Кинематика преломленных волн в азимутально-анизотропной среде. <i>М.В. Невский</i>	88
Модель скального основания по данным сейсмоакустических исследований. <i>Л.Д. Лаврова, Е.А. Ефимова</i>	105
Представление о модели среды, аппроксимирующей фундамент. Обсуждение результатов. <i>А.М. Епинатьева</i>	112

УДК 550.834

Скорость продольных волн в фундаменте по измерениям в скважине. Балмашов В.Н., Юхнин Н.Ф. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М., "Наука", 1977, с. 6–9.

Приведены результаты акустического каротажа в скважине, расположенной на участке сейсмических работ на Белорусском кристаллическом массиве (глубина до поверхности фундамента 220 м). Измерения показали большую скоростную неоднородность фундамента, сложенного гранито-гнейсами, гнейсами, диабазами, кварцитами и др. Скорость продольных волн в фундаменте в интервале глубин 220–495 м изменяется от 4,8 до 8,0 км/с; характерны резкие изменения скорости на малых базах. Закономерного увеличения скорости с глубиной не отмечается. Табл. 1. Илл. 2. Библ. 2 назв.

УДК 550.834

Скорость упругих волн в образцах кристаллических пород при высоких давлениях и сопоставление с измерениями в условиях естественного залегания. Баук Е.И. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. "Наука", 1977, с. 10–20.

Проведено изучение скоростей продольных упругих волн и анизотропии скоростей в образцах горных пород кристаллического фундамента, отобранных из скв. 190, при высоких давлениях и насыщении. Сопоставление с измерениями по акустическому каротажу в скв. 190 показало, что для характеристики горных пород в естественном залегании следует использовать значения скорости упругих волн из лабораторных измерений при давлении 2–4 кбар. Табл. 2. Илл. 6. Библ. 10 назв.

УДК 550.834

Зависимость скорости в фундаменте от глубины по данным наземных наблюдений. Волосов С.Г., Горчилин В.А. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М., "Наука", 1977, с. 21–29.

Оценена возможность использования приближенной формулы А.Г.Авербуха для глубины максимального проникания лучей преломленно-рефраксированной волны. По годографам КМПВ на Белорусском кристаллическом массиве определена зависимость V от H по способу Вихерта-Герглотца. Скорость в фундаменте увеличивается, а градиент скорости уменьшается с глубиной. Табл. 3. Илл. 2. Библ. 3 назв.

УДК 550.834

Изменение скорости в фундаменте в горизонтальном направлении. Епинатьева А.М. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М., "Наука", 1977, с. 30–39.

Применен способ интервальных граничных скоростей к материалам КМПВ на Белорусском кристаллическом массиве ($H = 250$ м) и в Припятской впадине ($H = 3-4$ км). Установлена сильная горизонтальная неоднородность фундамента по граничным скоростям. Изменение V_{Γ} по горизонтали тем больше, чем меньше база сглаживания d . Для мелкого залегания фундамента при $d = 120$ м V_{Γ} меняется от 4,8 до 7,5 км/с на профиле длиной 6,5 км. Табл. 4. Илл. 6. Библ. 6 назв.

УДК 550.834

Анизотропия скоростей в кристаллическом фундаменте. Невский М.В. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М., "Наука", 1977, с. 40–55.

В статье предложены теоретические основы методики изучения азимутальной сейсмической анизотропии кристаллического фундамента применительно к исследованиям КМПВ. Разработаны способы разделения эффектов горизонтальной неоднородности и анизотропности среды. Результаты полевых сейсмических исследований, выполненных по описанной методике, свидетельствуют о существенном проявлении сейсмической анизотропии в породах докембрийского фундамента Белорусского кристаллического массива. Илл. 4. Библ. 21 назв.

УДК 550.834

Преломленная волна от кристаллического фундамента. Епинатьева А.М., Юхнин Н.Ф. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М., "Наука", 1977, с. 56–68.

На основании детальных сейсмических исследований по методике КМПВ и ВСП на Белорусском кристаллическом массиве изучены характеристики преломленной волны от фундамента. Отмечено сходство характеристик при мелком и глубоком залегании фундамента (– 250 м и 3–4 км). Обсуждено соотношение экспериментальных характеристик с расчетными для головных и рефрагированных волн. Табл. 1. Илл. 10. Библ. 7 назв.

УДК 550.834

Использование амплитуд преломленных волн при интерпретации. Петерсен Н.В., Петерсен Г.Н. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М., "Наука", 1977, с. 69–75.

Используя приемы пространственной фильтрации, произведено разделение экспериментальных графиков $A(x)$ на компоненты: детерминированную (или низкочастотную), среднечастотную и высокочастотную. По детерминированной компоненте определен коэффициент поглощения, по высокочастотной компоненте – коэффициент мутности. Коэффициенты поглощения и мутности в фундаменте уменьшаются с глубиной. Илл. 5. Библ. 3 назв.

УДК 550.834

Оценка систематических ошибок определения глубины кровли глубоко залегающего фундамента в КМПВ. Невский М.В., Волосов С.Г., Бугианишвили В.С. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М., "Наука", 1977, с. 76–87.

В статье выполнен сравнительный анализ систематических ошибок определения глубин кровли кристаллического фундамента в КМПВ, вызванных неучетом (при интерпретации) особенностей скоростного строения покрывающей толщи и преломляющей среды: слоистости, анизотропности и горизонтальной неоднородности осадочной толщи, а также вертикальной и горизонтальной неоднородности фундамента тектонических нарушений по его кровле. Применительно к условиям разведки фундамента в Припятском прогибе установлено преобладающее влияние (на точность интерпретации) горизонтальной неоднородности осадочного чехла и сложной формы поверхности фундамента, вызванной тектоническими нарушениями. Библ. 9 назв.

УДК 550.834

Кинематика преломленных волн в азимутально-анизотропной среде. Певский М.В. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М., "Наука", 1977, с. 88–104.

В работе дано точное решение прямой кинематической задачи сейсмо-разведки КМПВ для азимутально-анизотропной преломляющей среды. Исследованы основные особенности годографа преломленной (головной) волны от азимутально-анизотропного полупространства. Обоснована возможность определения параметров анизотропии преломляющей среды по характеристикам годографов преломленной волны, полученных на различно ориентированных по азимуту продольных профилях. Илл. 5. Библ. 12 назв.

УДК 550.834

Модель скального основания по данным сейсмоакустических исследований. Лаврова Л.Д., Ефимова Е.А. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М., "Наука", 1977, с. 105–111.

По данным акустического каротажа (АК) и наземного сейсмического профилирования подтверждено противоречие между сложными и разными законами изменения скорости с глубиной в каждой отдельной скважине и плавным увеличением скорости с глубиной по наземным годографам КМПВ. По данным АК построена модель кусочно-неоднородной среды. При помощи теоретических расчетов показано, что такая модель удовлетворяет экспериментальным данным. Выявлены некоторые кинематические особенности волн в кусочно-неоднородных средах. Илл. 6. Библ. 4 назв.

УДК 550.834 551.24

Представление о модели среды, аппроксимирующей фундамент. Обсуждение результатов. Епинатьева А.М. В сб.: Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным. М., "Наука", 1977, с. 112–118.

На основании комплексного изучения среды и волн, соответствующих фундаменту, результаты которого изложены в статьях сборника, сформулированы критерии для выбора модели среды, аппроксимирующей распределение скоростей в фундаменте. Используемые до настоящего времени модели фундамента в виде однородного или градиентного полупространства не удовлетворяют наблюдаемым данным. Предложена модель кусочно-неоднородной среды (или среды с мозаичным распределением скорости). Для такой модели в лучевом приближении рассчитаны лучевые схемы и годографы; получено хорошее согласие с экспериментом. Обсуждены следствия из полученных результатов для сейсмических исследований КМПВ и ГСЗ. Главное из них – новое понимание закона $V(H)$, определяемого по наземным годографам. Этот закон соответствует осредненным на больших горизонтальных базах (определяемых длиной годографов) значениям скоростей и может очень сильно отличаться от $V(H)$ по вертикали в каждой отдельной точке. Табл. 1. Илл. 1. Библ. 11 назв.

НЕОДНОРОДНОСТЬ
КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ФУНДАМЕНТА
ПО СЕЙСМИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Утверждено к печати
Ордена Ленина институтом
физики Земли им. О.Ю. Шмидта

Редактор
И.С. Сидоров

Редактор издательства
Л.В. Миравова

Обложка художника
Ю.А. Ноздрина

Художественный редактор
А.Н. Жданов

Технические редакторы
Е.Б. Полукарлова, Л.А. Куликова

Подписано к печати 18/V - 1977 г. Т - 08557

Усл.печ.л. 7,8+1,0 вкл. Уч.изд.л. 9,2

Формат 60x90 1/16. Бумага офсетная № 1

Тираж 950 экз. Тип.зак. 237.

Цена 90 коп.

Книга издана офсетным способом -

Издательство "Наука", 117485,

Москва, В-485, Профсоюзная ул., 94^а

1-я типография издательства "Наука",
199034, Ленинград, В-34,9-я линия, 12

90 коп.

2128

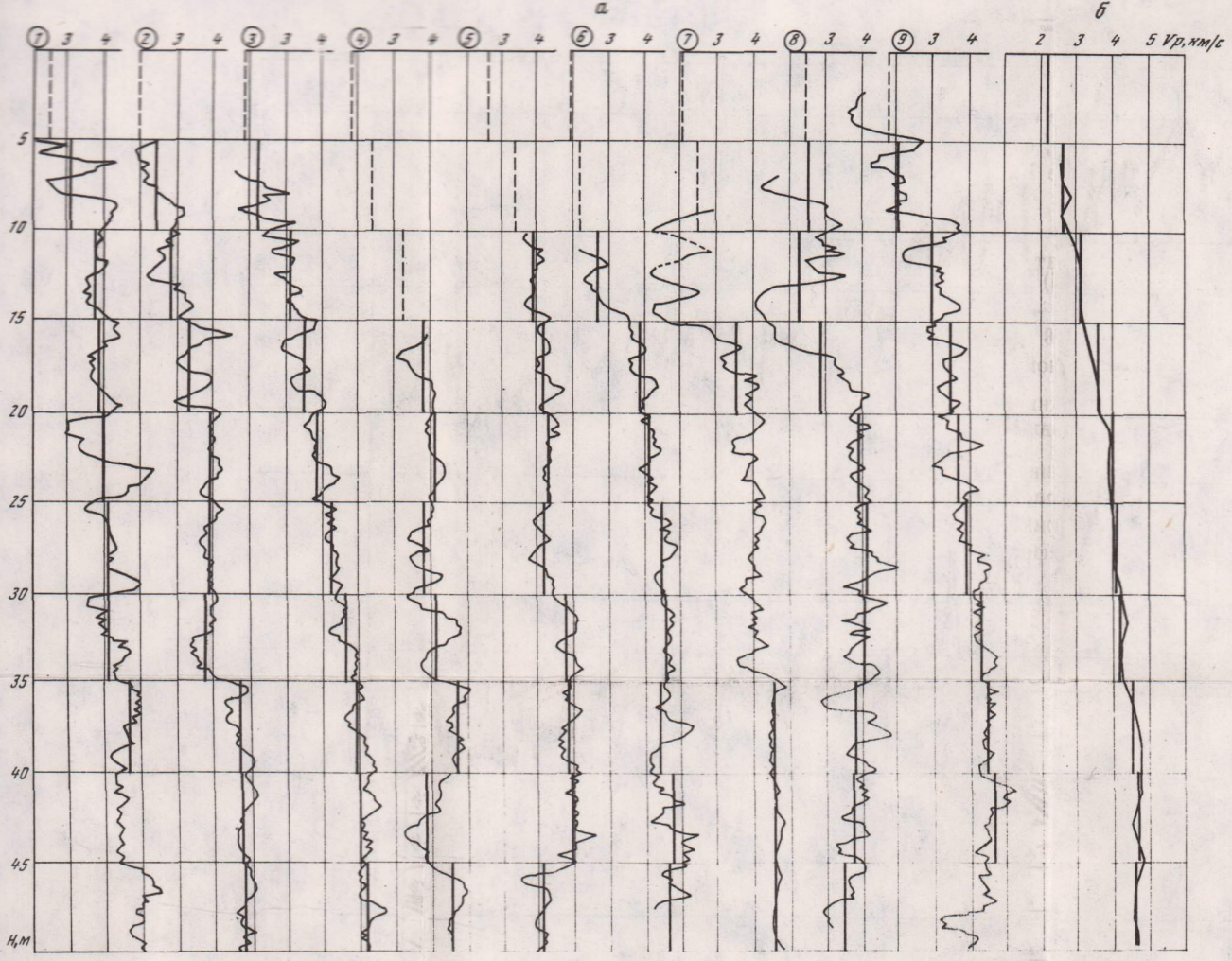
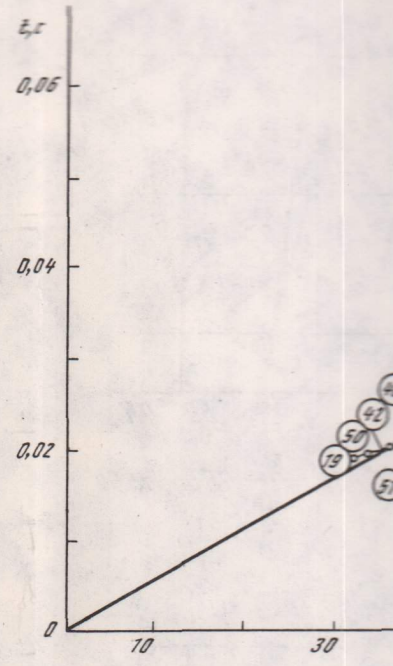


Рис. 1



0	1,4	1,6	1,8	2,0	2,1	2,3
10	1,6	1,7	1,9	2,1	2,3	2,5
20	2,1	2,4	2,7	3,0	3,3	3,5
30	3,25	3,25	3,45	3,65	3,85	4,0
40	4,20	4,4	4,3	4,0	4,4	4,7
50	4,80	4,2	3,9	4,4	4,1	4,3
60	4,30	4,5	4,4	4,1	4,3	4,3
70	4,50	4,6	4,7	4,3	4,3	4,3
80	4,60	4,20	4,5	4,3	4,3	4,3
90	4,70	4,60	4,8	4,7	4,7	4,7
100	4,80	4,9	4,8	4,6	4,6	4,6
110	4,90	4,8	4,9	5,0	5,0	5,0
120	5,0	5,1	4,9	5,1	5,1	5,1
130	5,1	5,2	5,1	5,0	5,0	5,0

Рис. 4

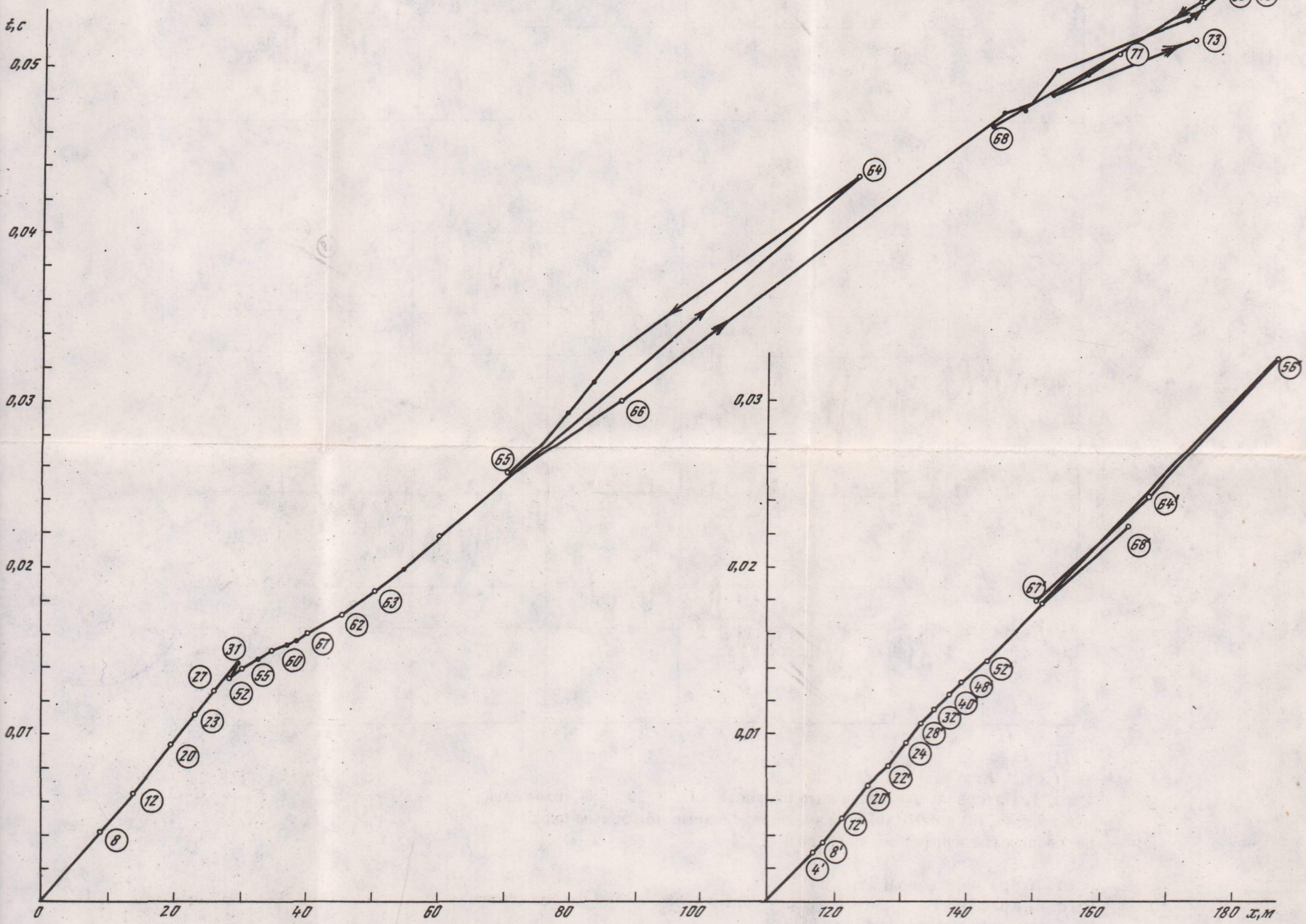
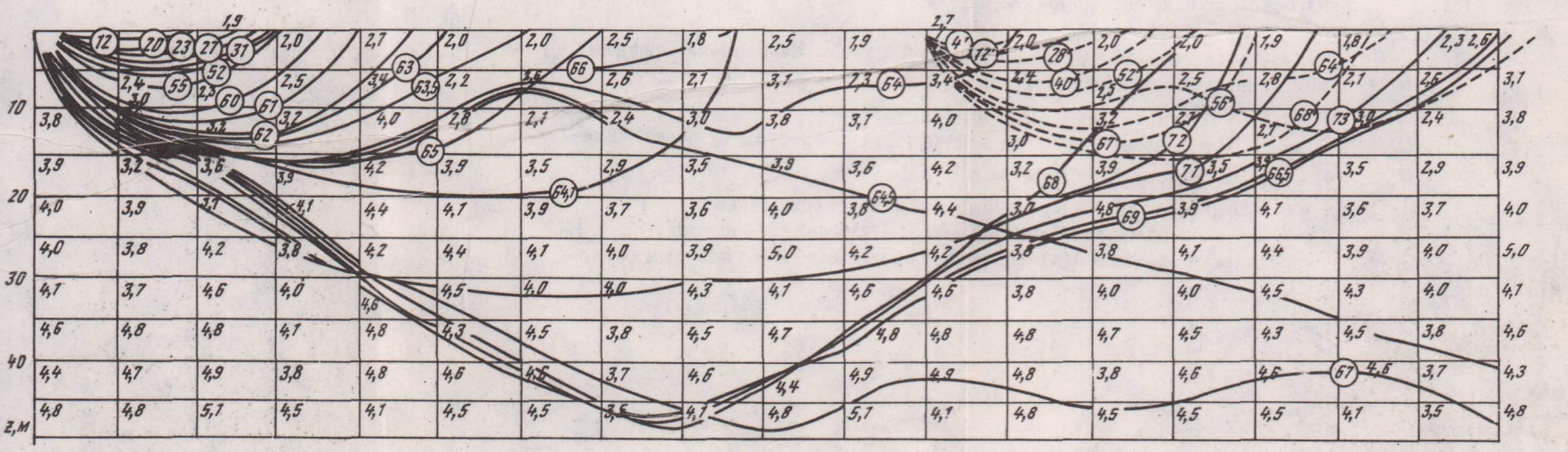


Рис. 2



(к с
Рис. 1. Графики осредненный граф
1 - графики 1
5 м; 3 - график 1
0,2 м; 4 - то же,
Рис. 2. Расчетны
ки - значения скор
Рис. 4. Расчетны
ки - значения ско
Условные обозв
Рис. 5. Схемы лу

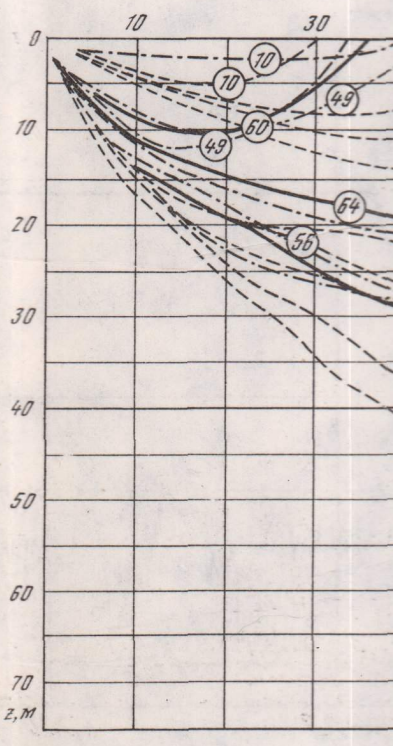
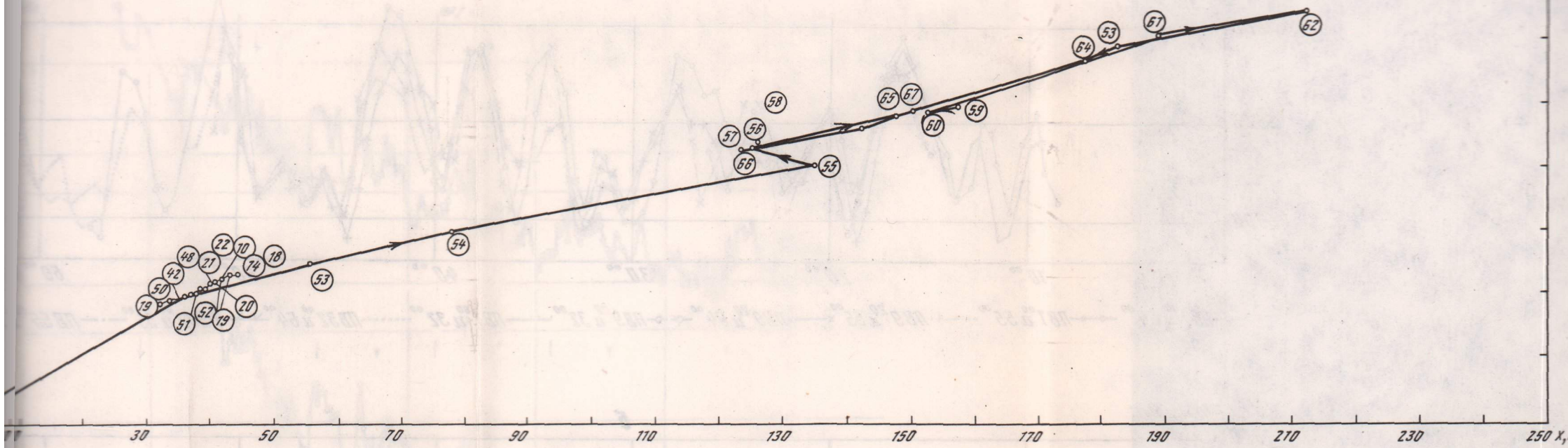


Рис. 5



18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	2,0	2,4	2,5	2,2	2,7	2,6	2,3	2,8	3,0	3,2	2,9	2,3	2,2	2,1	2,5	1,3	1,2	1,7	1,9	2,6	1,6			
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	2,3	2,5	2,7	2,9	3,0	3,2	3,3	2,8	3,4	2,4	2,5	2,6	2,9	2,6	2,7	1,8	2,0	2,1	3,1	3,5	3,6	2,2		
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	2,3	2,9	3,1	3,3	3,1	3,5	3,9	4,0	3,4	2,7	2,8	3,0	3,6	3,7	3,3	3,4	3,2	4,1	3,8	3,2	3,0	2,6	2,5	
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	3,35	3,45	3,15	3,65	3,55	3,85	4,35	4,55	3,55	3,85	4,23	3,75	4,05	4,45	3,75	3,95	3,35	3,65	4,15	3,45	3,05	2,85	2,95	
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	3,45	3,85	3,75	3,95	4,05	4,35	4,25	4,45	3,85	4,05	3,75	4,75	4,05	4,05	3,95	3,95	3,95	4,25	4,45	4,75	3,85	3,65	3,35	
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	4,3	4,0	3,9	4,7	4,1	3,7	3,8	3,9	4,4	4,2	4,10	4,3	4,0	3,6	4,6	3,8	4,1	4,4	4,2	4,3	3,9	4,4	4,0	
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	3,9	4,4	4,2	4,3	4,0	4,3	4,7	4,2	4,1	4,6	4,1	4,4	4,2	4,3	3,9	4,5	4,0	4,3	4,2	4,4	4,1	4,5	4,0	
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	4,4	4,1	4,0	4,2	4,5	4,4	4,7	4,5	4,3	4,2	4,6	4,4	4,5	4,3	4,6	4,5	4,4	4,7	4,1	4,2	4,8	4,4	4,3	
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	4,7	4,3	4,5	4,9	4,2	4,4	4,5	4,7	4,6	4,8	4,5	4,8	4,3	4,7	4,6	4,4	4,5	4,7	4,2	4,4	4,6	4,3	4,4	
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	4,5	4,3	4,7	4,5	4,6	4,9	4,7	4,4	4,8	4,5	4,8	4,5	4,4	4,7	4,7	4,8	4,6	4,3	4,9	4,5	4,4	5,0	4,6	
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	4,8	4,7	4,9	4,7	4,6	4,7	4,6	4,8	4,7	4,8	4,5	4,7	4,8	4,8	4,7	4,8	4,8	4,5	4,7	4,8	4,5	4,7	4,6	4,7
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	4,8	4,6	4,8	4,9	4,7	4,8	4,9	4,7	4,8	4,7	5,0	4,8	4,9	4,8	4,8	4,9	4,7	4,8	4,9	4,8	4,7	4,8	4,7	4,7
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	4,9	5,0	4,9	4,8	5,0	4,9	4,9	4,9	5,0	4,7	4,9	4,8	5,0	5,0	4,9	5,0	4,8	4,9	5,0	4,8	4,9	5,1	4,9	4,9
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	4,9	5,1	5,0	5,0	4,9	5,1	5,0	4,9	4,8	5,0	5,1	4,9	5,2	5,0	5,1	4,9	5,0	5,1	5,0	5,0	4,9	5,0	5,0	5,0
18	22	23	49	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	67	5,1	5,0	5,1	5,00	5,1	5,0	5,3	5,1	5,2	5,1	5,2	5,1	5,0	5,1	5,0	5,2	5,1	4,9	5,2	5,1	5,0	5,2	5,1	5,1

(к ст. Л.Д. Лавровой и Е.А. Ефимовой)

Рис. 1. Графики акустического каротажа в отдельных скважинах (а) и осредненный график по всем скважинам (б).

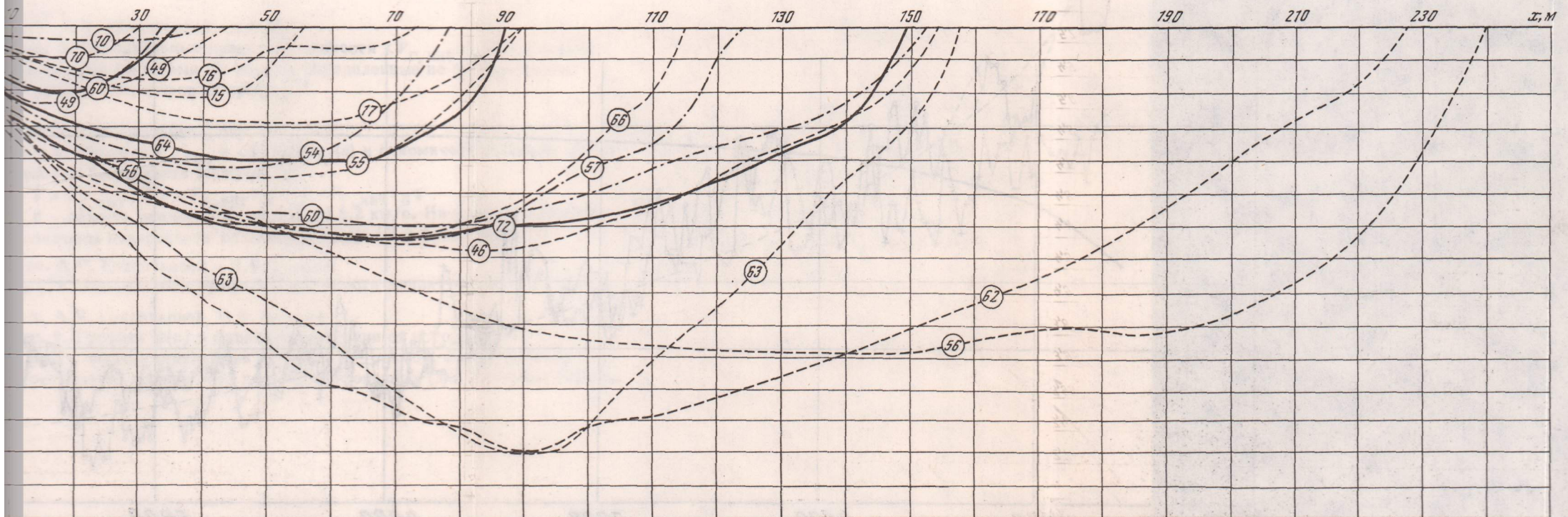
1 - графики АК на базе 0,2 м; 2 - графики АК, осредненные на базе 5 м; 3 - график $V = f(H)$ по всем исследованным скважинам на базе 0,2 м; 4 - то же, на базе 5 м. Цифры в кружках - номера скважин

Рис. 2. Расчетные годографы и схема лучей для модели 1. В узлах сетки - значения скорости в км/с. Цифры в кружках - номера сейсмических лучей

Рис. 4. Расчетные годографы и схема лучей для модели 3. В узлах сетки - значения скорости (в км/с)

Условные обозначения см. на рис. 2

Рис. 5. Схемы лучей для моделей 1, 2, 3



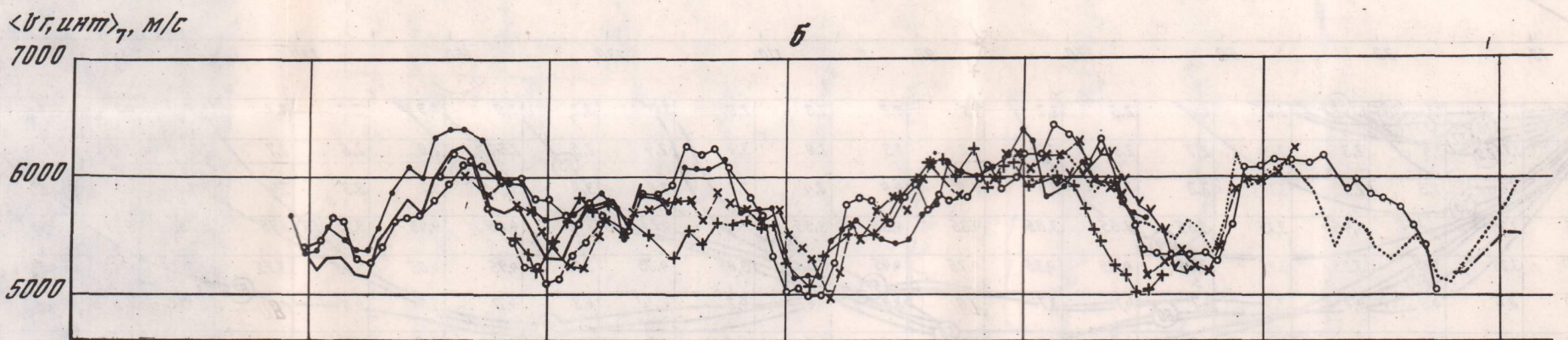
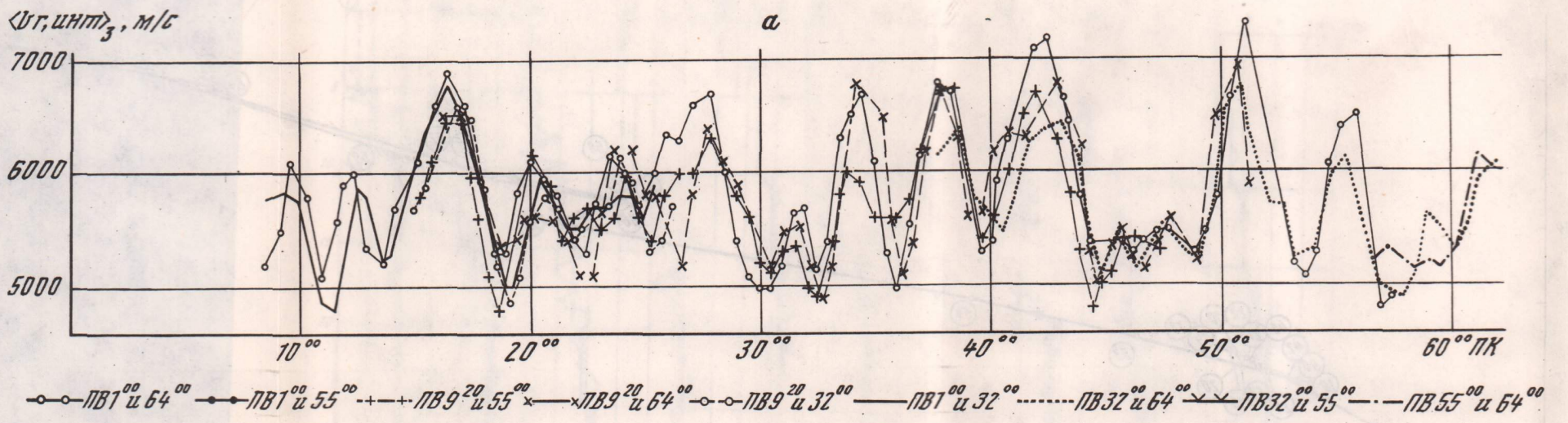


Рис. 1

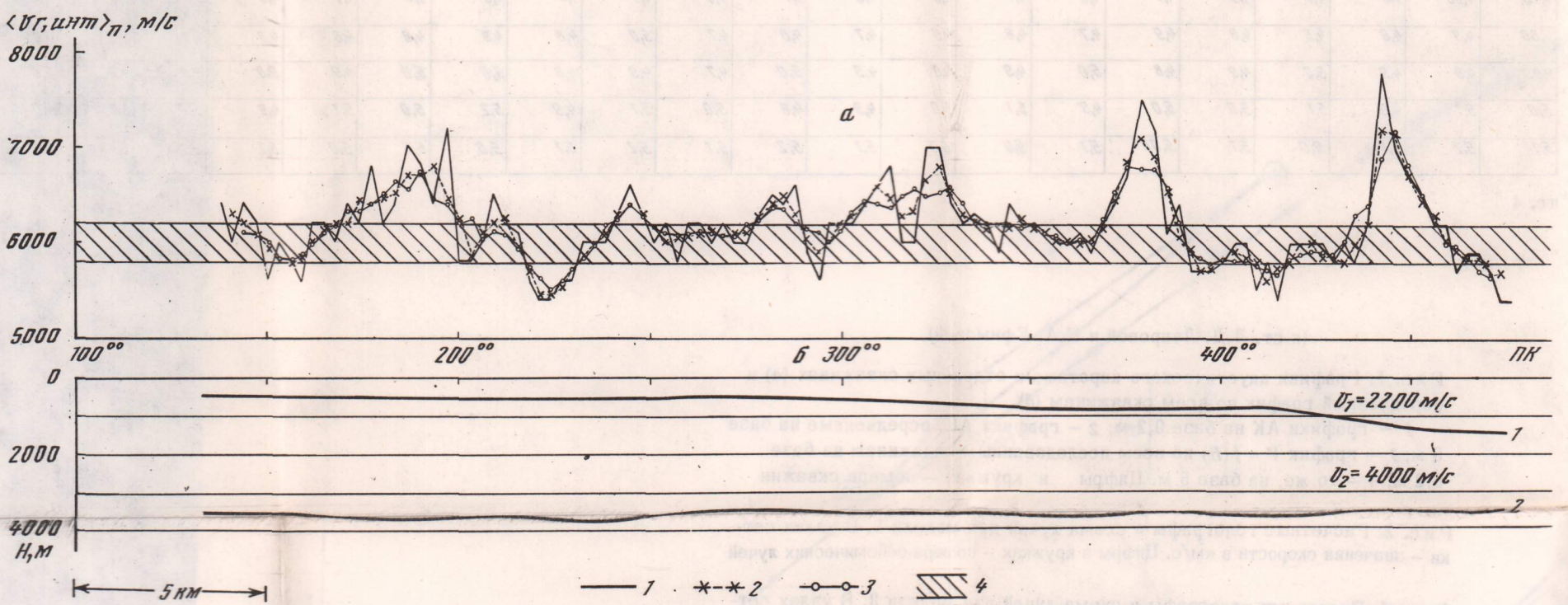
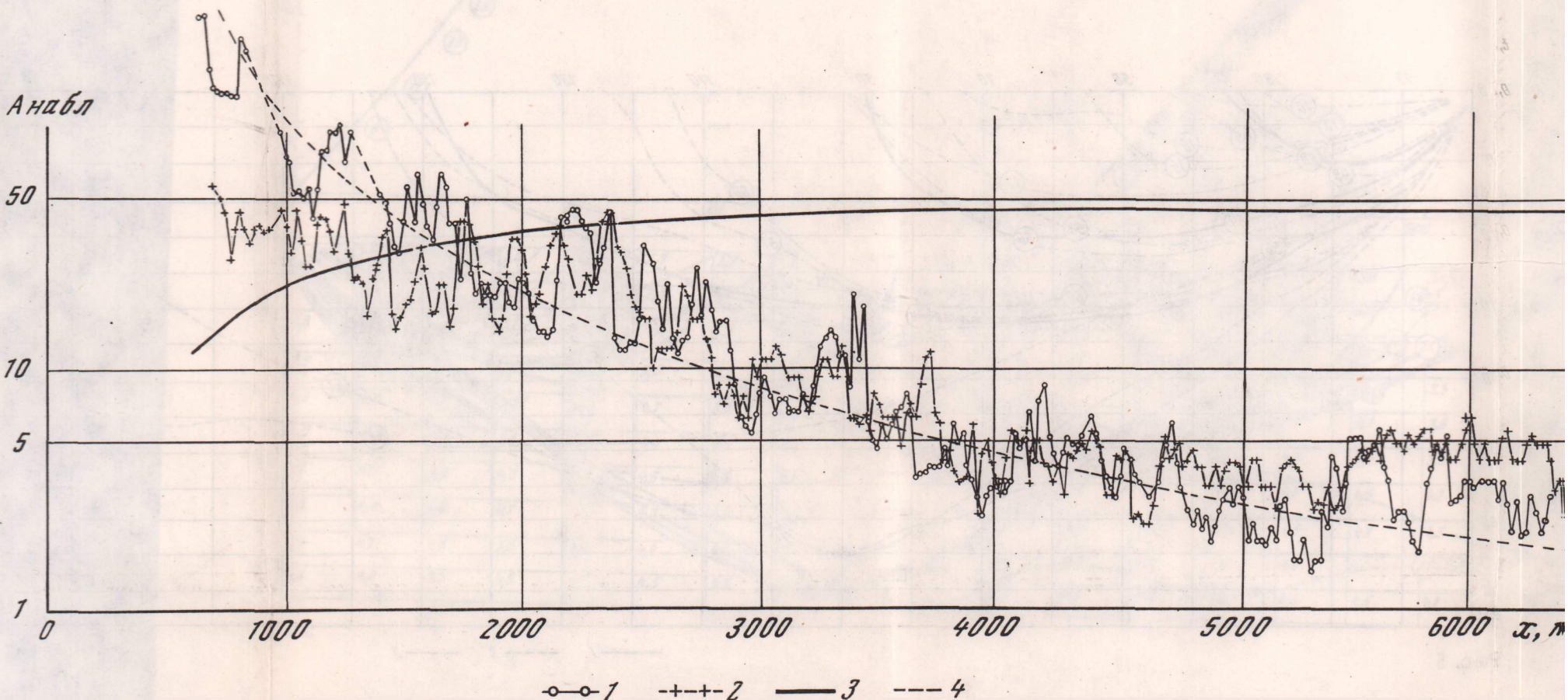
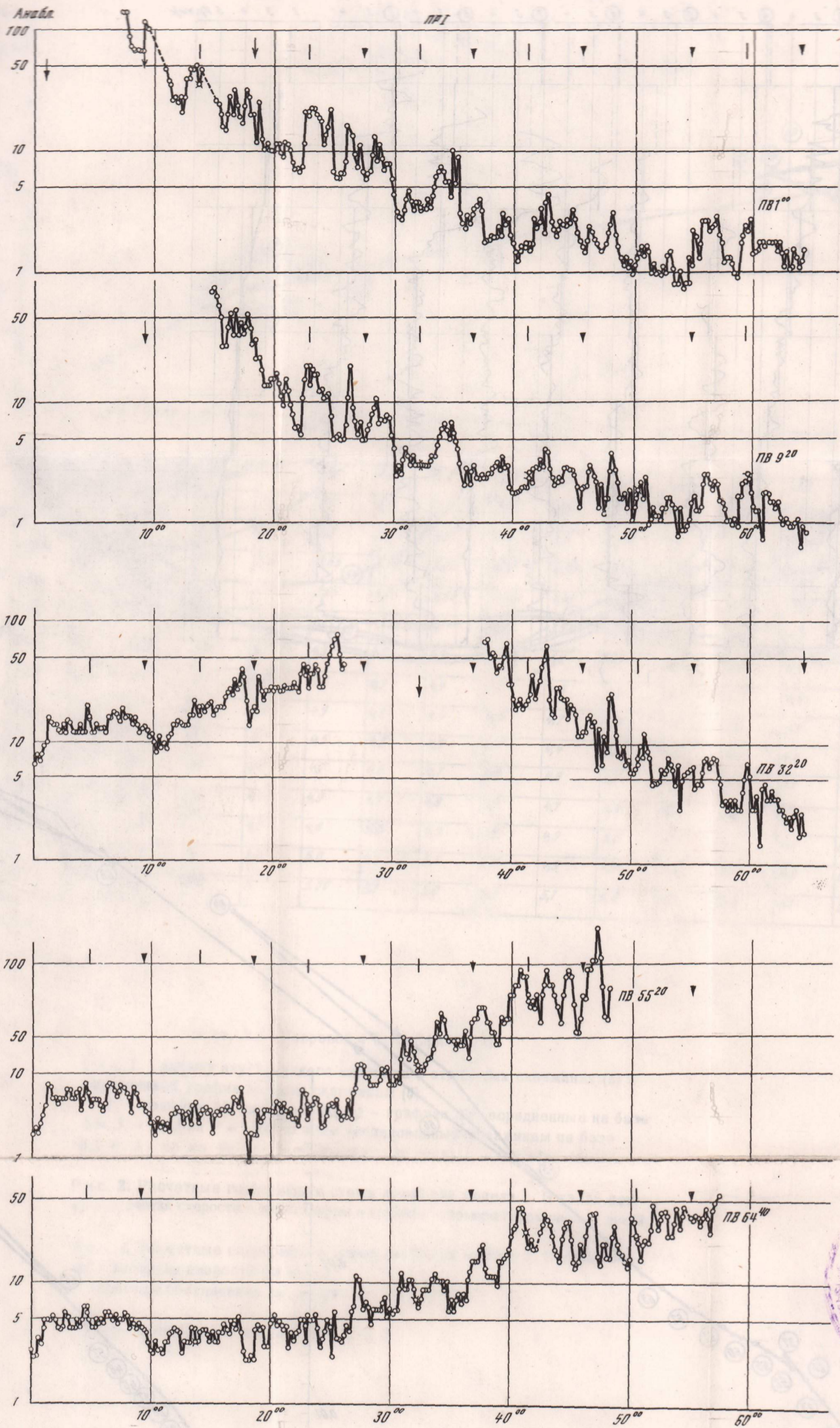


Рис. 6.





(к ст. А.М. Епинатьевой, стр. 30)

Рис. 1. Интервальные граничные скорости $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_n$ при сглаживании по трем (а) и семи (б) точкам, определенные по разным парам встречных годографов на профиле 1

Рис. 8

(к ст. А.М. Епинатьевой, стр. 30)

Рис. 6. Графики $V_{Г, \text{инт}}$ и $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_n$ (а) и сейсмический разрез (б) при глубоком фундаменте (профиль 06)

1 - $V_{Г, \text{инт}}$; 2 - $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_n$; 3 - $\langle V_{Г, \text{инт}} \rangle_n$; 4 - область значений $V_{Г}$ от 5,8 до 6,2 км/с. На разрезе цифрами обозначены поверхности соленосной толщи (1) и фундамента (2)

(к ст. А.М. Епинатьевой и Н.Ф. Юхнина)

Рис. 8. Наблюдаемые графики зависимости амплитуды от расстояния

(к ст. А.М. Епинатьевой, Н.Ф. Юхнина)

Рис. 9. Графики $A(x)$ в функции расстояния от источника

1, 2 - экспериментальные графики: 1 - прямой, 2 - встречный; 3, 4 - теоретические кривые $A(x)$ для рефрагированных (3) и головных (4) волн

2128