

УДК 551.463

ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ ЯПОНСКОГО МОРЯ

© 1998 г. Р. А. Вадов

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника, 4

E-mail: bvp@acoins.msc.ru

Поступила в редакцию 15.05.97 г.

По материалам одного из опытов по дальнему распространению взрывных сигналов, проведенных в Японском море, анализируется временная структура звукового поля, формируемая в подводном звуковом канале.

На основе полученных экспериментальных материалов строится усеченная t - R -характеристика и аппроксимируется зависимость $t(R)$, на основе которой предлагается способ определения временных соотношений между отдельными "четверками" при приеме сигнала на любой дистанции от источника, расположенного на оси канала. Анализируются временные соотношения между отдельными сигналами в "четверках". Особое внимание обращается на усложненную структуру оконечной (наиболее энергонесущей) части многолучевого сигнала в подводном звуковом канале Японского моря, на дисперсионные явления, приводящие к заметной затяжке сигнала на низких (50–100 Гц) частотах.

На примере сигналов, принятых на горизонте 600 м, иллюстрируется характер преобразований временной структуры при удалении точки приема от оси подводного звукового канала.

В условиях сформированного подводного звукового канала размещение источника и приемника на его оси или в непосредственной близости от нее следует признать наиболее благоприятным для проведения эксперимента с целью исследования тонкой структуры звукового поля. При такой постановке эксперимента удается получить наиболее полную информацию о временной структуре звукового поля в океане.

В середине 80-х годов в центральной части Японского моря был проведен ряд экспериментов с целью определения затухания, изучения тонкой структуры звукового поля в подводном звуковом канале, исследования особенностей формирования звуковых полей в этом регионе. Один из опытов проводился в середине октября на трассе, расположенной в глубоководной части Японского моря, для которой характерен выравненный рельеф дна. Глубина моря вдоль трассы изменялась от 3400 м в точке приема до 3600 м на противоположном её конце, донные отложения в этом регионе представлены мелкоалевритовыми илами [1]. Вдоль исследуемой трассы отмечалась достаточно спокойная гидрологическая обстановка: два профиля изменения скорости звука с глубиной $C(z)$, зарегистрированные во время проведения опыта в двух противоположных, максимально разнесенных точках трассы различались между собой лишь глубиной расположения слоя температурного скачка (рис. 1). Ось подводного звукового канала располагалась на глубине около 120–160 м. Для канала характерна сильная раз-

мытость его оси: при изменении глубины со 100 до 200 м изменения скорости звука не превышали 1.5 м/с. Температура воды у поверхности достигала 13–15°C, слой температурного скачка, где температура снижалась с 13 до 2–3 град, располагался на глубине 30–40 м. На глубинах более 100 м температура воды монотонно понижалась с 1–1.5 до 0 град (у дна). Значение скорости звука у дна на 3–5 м/с выше чем у поверхности (1507–1508 м/с и 1502–1504 м/с, соответственно), на оси канала ее значение составляло 1452–1453 м/с.

Опыт проводился с участием двух судов. Приемное судно лежало в дрейфе в 240 км к югу от Владивостока с опущенными за борт ненаправленными приемными системами, одна из которых располагалась на оси канала. Большая часть опыта выполнялась при ветровом волнении около 5 баллов, при скорости ветра 9–11 м/с. Лишь во второй половине опыта (после расхождения судов на 300–350 км) скорость ветра постепенно снизилась до 5–6 м/с. Скорость дрейфа приемного судна оставалась при этом в пределах 1.1–1.3 узла в первой части опыта, снизившись затем до 0.5–0.6 узла. Снижение скорости ветра во второй части опыта сказалось на глубине расположения интересующей нас приемной системы, которая в начале опыта по результатам инструментальных замеров оставалась равной 155 м (ее изменения не превышали 3–5 м), а затем увеличилась до 180 м.

Излучающее судно двигалось курсом 70 град вдоль обследуемой трассы на удаление от точки приема со скоростью около 10 узлов, периодиче-

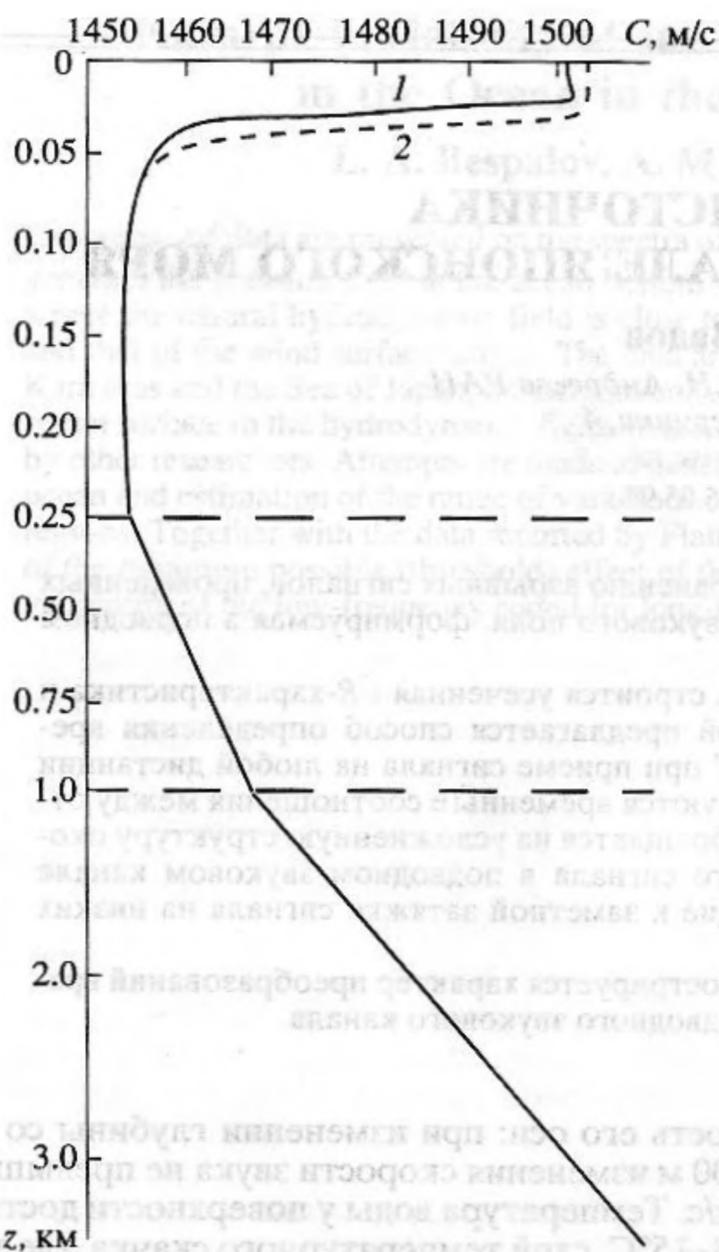


Рис. 1. Профили изменения скорости звука с глубиной, зарегистрированные в Японском море в начале (1) и в конце (2) исследуемой трассы.

ски (через каждые 15 мин) сбрасывая и подрывая на глубине 150 м малые заряды ВВ – детонаторы гидростатического действия. Всего на 440-километровой трассе было сброшено около 90 зарядов. Среднеквадратичный разброс глубины подрыва для зарядов такого типа, оцененный по результатам замера периода первой пульсации газового пузыря, не превышает 2.5 м.

Расстояние между судами на момент сброса каждого заряда определялось по времени распространения акустического сигнала и уточнялось по результатам обсерваций, выполняемых периодически (через каждые 1.5–2 ч) на обоих судах с использованием спутниковой навигационной системы.

Принятые на гидрофон взрывные сигналы регистрировались на магнитофоне. В лабораторных условиях эти сигналы воспроизводились и после предварительной фильтрации (фильтр низких частот имел частоту среза 2.5 кГц) с частотой квантования 10 кГц преобразовывались из аналоговой в цифровую форму и сохранялись в памяти

ЭВМ. При этом использовался 12-разрядный преобразователь аналог-код.

На рис. 2 представлена временная структура взрывных сигналов, принятых на различных расстояниях от источника. Все сигналы нормированы на их максимальную амплитуду.

Необходимо заметить, что принятый в полосе частот от 10–20 Гц до 1–2 кГц с дистанции 10–20 км и более в условиях однолучевого распространения, взрывной сигнал представляет собой во временной области два кратковременных (длительностью < 1 мс) импульса – ударная волна и первая пульсация пузыря – равных по величине и знаку [2]. Расстояние между ними соответствует периоду первой пульсации пузыря T (в нашем опыте $T = 20$ мс). В условиях многолучевого приема каждому лучу во временной структуре взрывного сигнала соответствует своя пара таких импульсов [3].

Для детального описания временной структуры звукового поля в подводном звуковом канале Ивингом и Ворцелем [4] была предложена $t-R$ -диаграмма (t – опережения во времени распространения сигнала по отдельным лучам относительно сигнала, распространяющегося вдоль оси канала, на дистанции R). При расположении источника и приемника на одном и том же горизонте $t-R$ -диаграмма представляет собой множество троек кривых. Центральная кривая в каждой тройке характеризует $t-R$ -соотношение для лучей, описавших в пространстве целое число полных циклов, боковые – для лучей, описавших полуцелое число циклов. Соседние тройки различаются на один полный цикл, описываемый соответствующими лучами.

Классическая $t-R$ -диаграмма является воплощением представленной на рис. 2 картины изменений с расстоянием структуры взрывных сигналов, зарегистрированной в Японском море. В опыте хорошо прослеживаются до 12 ветвей, образуемых четверками сигналов, отклоняющихся с расстоянием от основной группы до полного их исчезновения после касания дна. На рисунке цифры, проставленные у каждой из таких ветвей, соответствуют числу N полных циклов, описываемых центральными сигналами соответствующих четверок. В конце каждого взрывного сигнала наблюдается компактная группа неразделяющихся элементарных сигналов, ширина которой очень медленно растет с расстоянием (назовем её группой А).

Анализ временной структуры взрывных сигналов, принятых с разных расстояний от источника, проводился в три этапа: оценивалось положение отдельных четверок на $t-R$ -диаграмме; анализировались временные соотношения между отдельными сигналами в четверках; проводился анализ сигналов группы А.

Помимо этого результаты расчета сопоставлялись с экспериментом, в случае хорошего их согласия по временной структуре взрывного сигнала восстанавливалась его угловая структура.

В работе [5] для удобства сопоставительного анализа временной структуры звукового поля в различных регионах было предложено использовать усеченную t - R -диаграмму – всего одна кривая – для луча, прошедшего один полный цикл. Эта кривая (для горизонтально слоистой модели океана) также применима для лучей, описавших N полных циклов, если отнормировать масштаб t и R на соответствующее число циклов (t/N и R/N). Результаты такого пересчета, выполненного для второй, третьей, четвертой, пятой и шестой ветвей, представлены на рис. 3. Довольно хорошее взаимное их согласие для разных ветвей свидетельствует о применимости модели горизонтально слоистой среды для условий эксперимента. Расчет усеченной t - R -диаграммы, выполненный по программе В.П. Тебякина [6] с учетом профиля $C(z)$, приведенного на рис. 1 (кривая 1), также неплохо согласуется с экспериментальным материалом. При этом следует сделать оговорку: речь идет пока только о разделяющихся элементарных сигналах или о разделяющихся группах (соответствующих тройкам, четверкам) сигналов, о временных интервалах между центром каждой из групп и конечной частью взрывного сигнала (конец сигнала определялся по уровню 0.1–0.2 от его максимума).

Для описания зависимости t/N от R/N было найдено эмпирическое соотношение:

$$t/N = 3.155 \times 10^{-7} (R/N)^{3.6}$$

где t – время опережения, с, R – расстояние от источника, км. Это соотношение несколько отличается от приведенного в работе [7] аналогичного соотношения, выведенного для Средиземноморского подводного звукового канала. По-видимому, это различие можно объяснить региональными особенностями формирования соответствующих профилей $C(z)$.

Для каждой из ветвей было определено минимальное приведенное расстояние $R_{\min} = (R/N)_{\min}$, на котором уже наблюдались такие сигналы, а также максимальное приведенное расстояние $R_{\max} = (R/N)_{\max}$, на котором они еще наблюдались. Единными для всех шести ветвей были признаны значения $R_{\min} = 27$ км, $R_{\max} = 47$ км. Зная эти величины нетрудно оценить количество отдельных групп (троек–четверок) n , которое можно наблюдать в Японском море на некоторой дистанции R :

$$n = E(R/R_{\min}) - E(R/R_{\max}) + 1,$$

где $E(x)$ – целая часть x .

Используя приведенные выражения, нетрудно оценить временные соотношения между отдель-

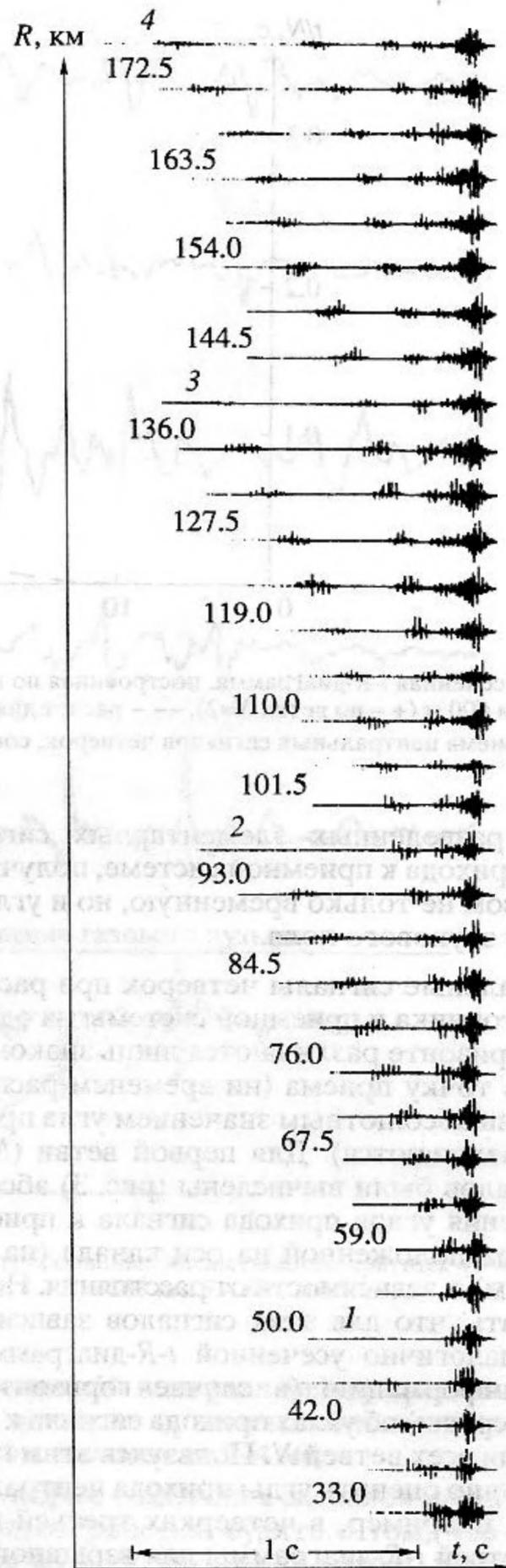


Рис. 2. Временная структура взрывных сигналов, зарегистрированных в Японском море на разных расстояниях от источника. $Z_{\text{ист}} = 150$ м, $Z_{\text{пр}} = 155$ м.

ными (соседними) четверками, наблюдаемыми на любой дистанции от источника (dt):

$$dt = 3.155 \times 10^{-7} [N(R/N)]^{3.6} - (N+1)(R/(N+1))^{3.6},$$

где $R/R_{\max} < N < R/R_{\min}$.

Неплохое согласие расчета временной структуры с экспериментом позволило приписать каж-

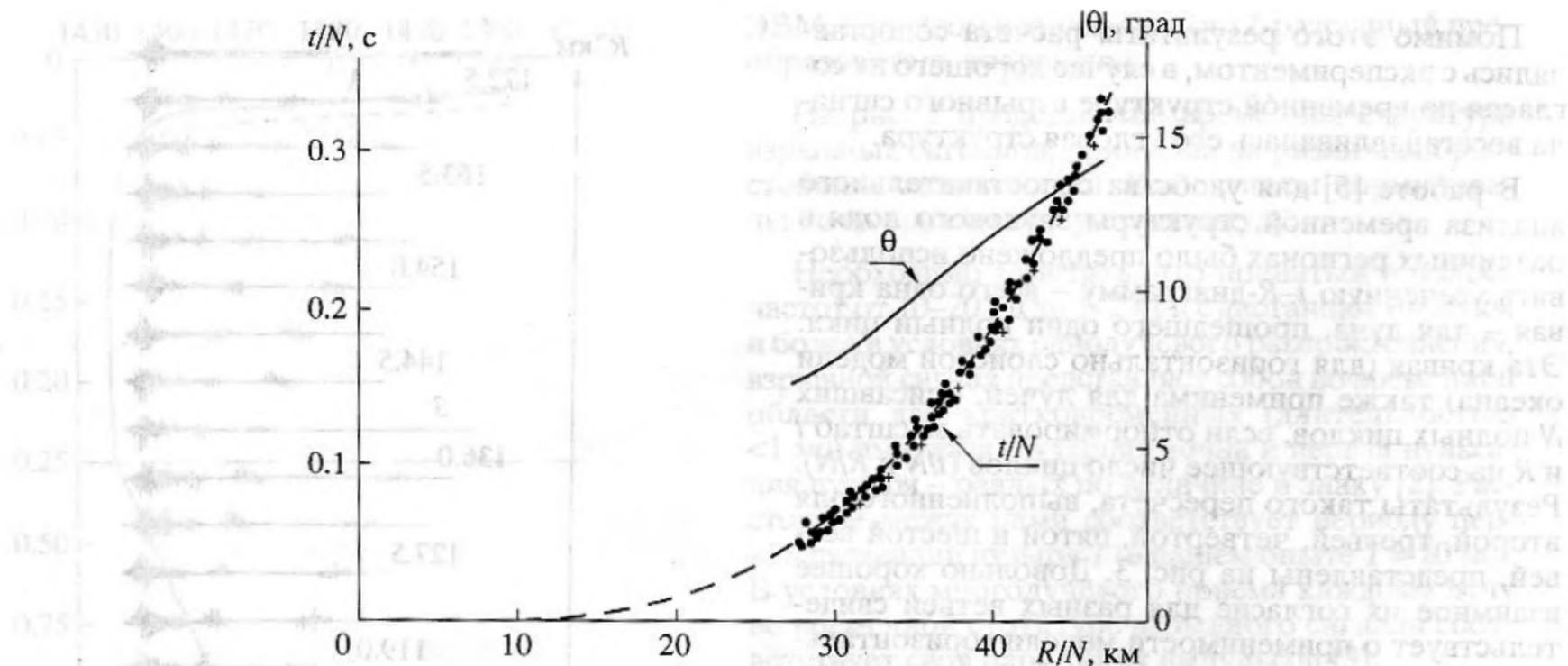


Рис. 3. Усеченная t - R -диаграмма, построенная по взрывным сигналам, принятым на горизонте 155 м (... — по ветвям $N = 2-6$) и 600 м (+ — по ветви $N=2$). --- расчет для $Z_{\text{пр}} = 155$ м. — абсолютные значения расчетных углов прихода в точку приема центральных сигналов четверок, соответствующих ветвей (излучение и прием на оси канала).

дому из разделенных элементарных сигналов угол его прихода к приемной системе, получив таким образом не только временную, но и угловую структуру звукового поля.

Центральные сигналы четверок при расположении источника и приемной системы на одном и том же горизонте различаются лишь знаком угла прихода в точку приема (ни временем распространения, ни абсолютным значением угла прихода они не различаются). Для первой ветви ($N = 1$) этих сигналов были вычислены (рис. 3) абсолютные значения углов прихода сигнала к приемной системе, расположенной на оси канала (на горизонте 155 м), в зависимости от расстояния. Нетрудно показать, что для этих сигналов зависимость $\Theta(R/N)$ аналогично усеченной t - R -диаграмме содержит информацию (в случае горизонтально слоистой среды) об углах прихода сигнала к точке приема для всех ветвей N . Пользуясь этим графиком нетрудно оценить углы прихода центральных сигналов, например, в четверках третьей и четвертой ветвей t - R -диаграммы для взрывного сигнала, принятого на расстоянии 136 км от источника (см. рис. 2). Находим приведенные расстояния R/N : $136/3 = 45.3$ км и $136/4 = 34$ км, для которых из рис. 3 определим величину абсолютных значений углов прихода: 14.1 и 9.9 град.

Несколько сложнее выглядят временные и угловые соотношения в четверках. На рис. 4 представлена временная структура зарегистрированных на дистанциях 42, 84.5, 127.5, 168, 210.5 и 253 км (на дистанциях кратных 42–42.5 км) четверок, соответствующих первым 6 ветвям. На выбранных таким образом расстояниях от источни-

ка средние сигналы этих четверок приходят в точку приема практически под одними и теми же углами (около ± 13 град), но распространяются по лучам, различающимся количеством полных циклов. Обращает на себя внимание следующее:

- несмотря на близость горизонтов размещения источника и приемника (150 и 155 м) в опыте, времена распространения сигнала по лучам, совершившим N полных циклов, но вышедшим из источника вверх или вниз различаются на 3–7 мс;
- длительность каждой из первых трех четверок не зависит от дистанции и составляет 80–85 мс, средние сигналы расположены на равном удалении от боковых; при удалении от источника на расстояние более 150–200 км длительность четверок несколько увеличивается (до 110–120 мс и более), возникают дополнительные сигналы: четверки превращаются в группы сигналов, во время их прихода появляется повышенный шумовой фон;
- на расстояниях от источника, превышающих 250–300 км, отдельные четверки превращаются в группы сигналов, практически неразделяющихся во времени.

Расчеты структуры звукового поля на дистанциях, кратных 42 км, выполненные по программе В.П. Тебякина, подтвердили независимость от дистанции (при постоянстве R/N) длительности соответствующих четверок. При этом с увеличением расстояния от источника заметно уменьшается разность абсолютных значений углов прихода средних и боковых сигналов четверки (по результатам расчета). Если для первой четверки из этой серии различие в углах прихода первого и третьего сигналов составляет 0.6 град, второго и

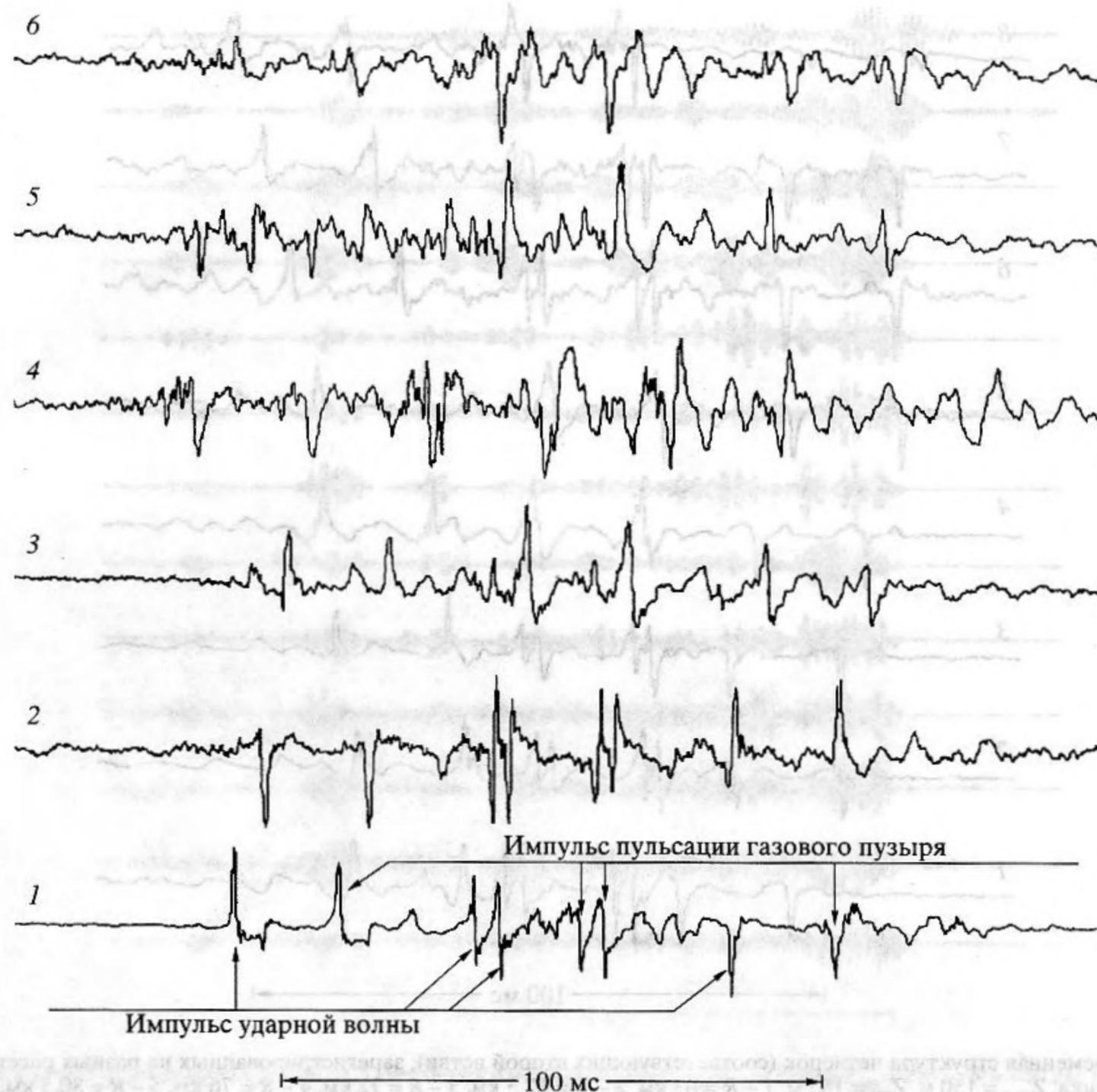


Рис. 4. Временная структура четверок (первые шесть ветвей), зарегистрированных на дистанциях, кратных 42–42.5 км. $Z_{ист} = 150$ м, $Z_{пр} = 155$ м, 1 – $R = 42$ км, 2 – $R = 84.5$ км, 3 – $R = 127.5$ км, 4 – $R = 168$ км, 5 – $R = 210.5$ км, 6 – $R = 253$ км.

четвертого 0.4 град, для второй четверки из этой серии 0.3 град и 0.2 град соответственно, то для пятой и шестой четверок это различие не превышает 0.1 град.

На рис. 5 представлена временная структура четверок, соответствующих второй ветви, зарегистрированных на дистанциях 63, 67.5, 72, 76, 80.5, 84.5, 88.5 и 93 км. На этих расстояниях от источника средние сигналы четверок приходят в точку приема под разными углами (изменяющимися с дистанцией от ± 9.5 до ± 14.5 град). Для этой серии четверок характерно следующее:

– временной интервал между крайними сигналами в четверке увеличивается пропорционально дистанции;

– временной интервал между средними сигналами в четверке практически не меняется с дистанцией и составляет 3–4 мс;

– по форме отдельных сигналов можно с большой достоверностью судить о том, что крайние сигналы во всех четверках вплоть до дистанции 80.5 км от источника различаются на два касания каустики – сдвигом фазы (независимым от частоты) на 180 град.

Аналогичным образом была проанализирована временная структура четверок, соответствующих шестой ветви, зарегистрированных на дистанциях 172.5, 186.5, 201.5, 215.5, 229.5, 243.5 и 258 км. Средние сигналы этих четверок приходят в точку приема под углами, изменяющимися с дистанцией от 8.7 до 13.5 град. Для этой серии четверок: временной интервал между крайними сигналами в четверке также увеличивается пропорционально

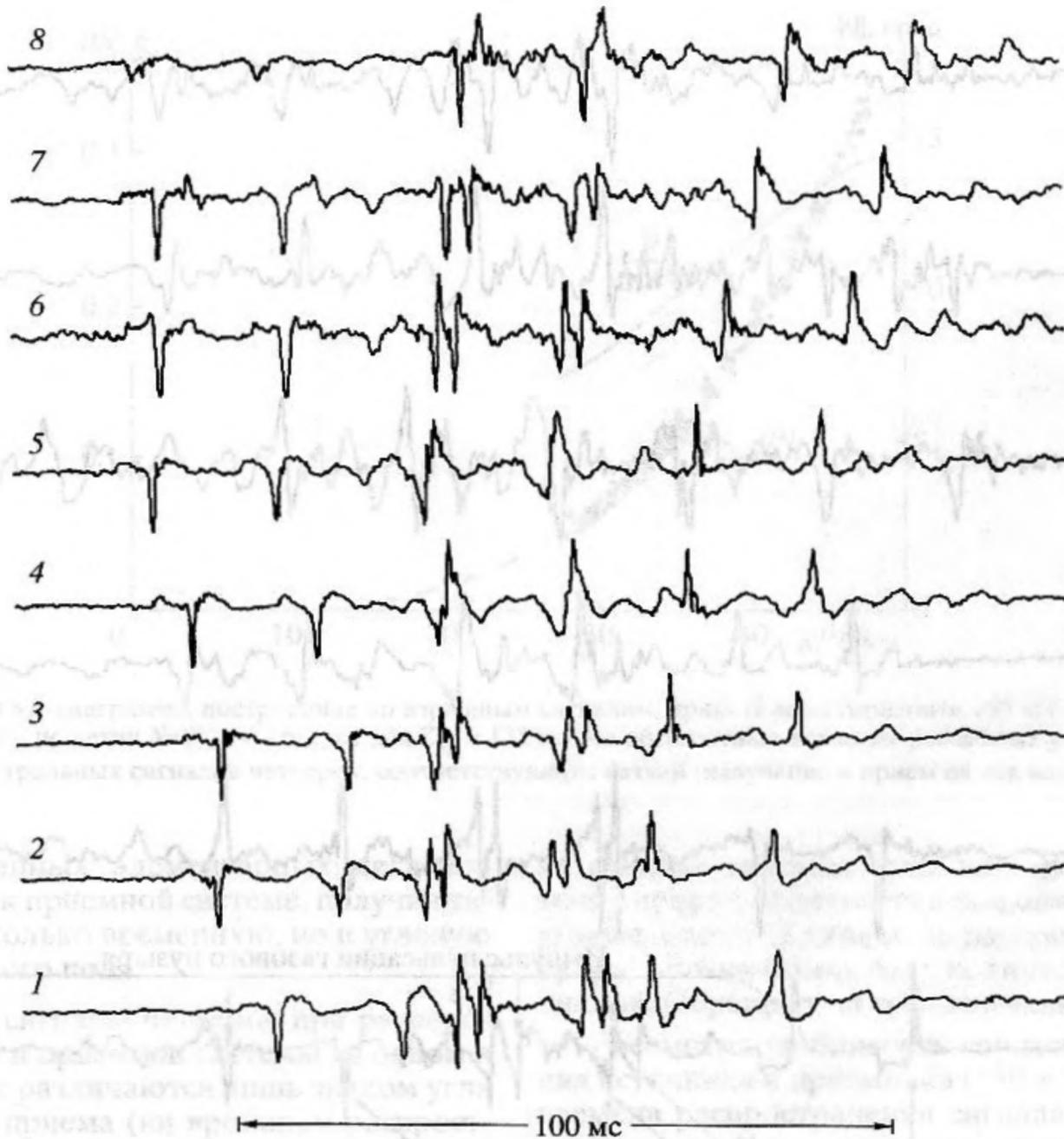


Рис. 5. Временная структура четверок (соответствующих второй ветви), зарегистрированных на разных расстояниях от источника. $Z_{\text{ист}} = 150$ м, $Z_{\text{пр}} = 155$ м, 1 - $R = 63$ км, 2 - $R = 67.5$ км, 3 - $R = 72$ км, 4 - $R = 76$ км, 5 - $R = 80.5$ км, 6 - $R = 84.5$ км, 7 - $R = 88.5$ км, 8 - $R = 93$ км.

дистанции; временной интервал между средними сигналами в четверках (там, где они достаточно хорошо идентифицируются) также не зависит от дистанции. Вместе с тем помимо основных сигналов четверки появляются дополнительные, как правило с меньшими амплитудами. В момент прихода четверки к приемной системе появляется шумовой фон, сопоставимый по амплитуде с основными сигналами.

Аппроксимируя зависимость протяженности каждой из четверок от приведенного значения дистанции R/N прямой, получим значения коэффициента пропорциональности: 2.08 мс/км для $N = 2$ и 4.21 мс/км для $N = 6$. Для расчетной (по программе В.П. Тебякина) протяженности четверок при такой аппроксимации было получено значение коэффициента пропорциональности (для R/N изменяющихся в пределах от 27 до 47 км), не зависящее от N и равное 2.4 мс/км. Для $R/N = 30$ км для протяженности четверки расчет дает значение

40–44 мс, что всего лишь на 5–8 мс (на 10–15%) ниже полученных из эксперимента. Наблюдаемые различия между расчетом и экспериментом трудно связать с возможными изменениями горизонтов размещения источника или приемника. Так, увеличение различия в глубинах размещения корреспондентов до 25 м приводит (согласно расчета) к разнице времен прихода средних сигналов в четверке до 4–8 мс и к уменьшению общей её длительности на 10%. По-видимому, отмеченные выше расхождения между экспериментом и расчетом следует отнести на счет неконтролируемых при проведении опыта изменений профиля $C(z)$ по трассе.

Основную энергию звукового поля, регистрируемого на оси канала, несет оконечная группа неразделяющихся сигналов (группа А), приходящих в точку приема в секторе углов ± 6.5 –7.0 град и распространяющихся в слое воды, ограниченном глубинами 45–50 м сверху и 750–850 м снизу.

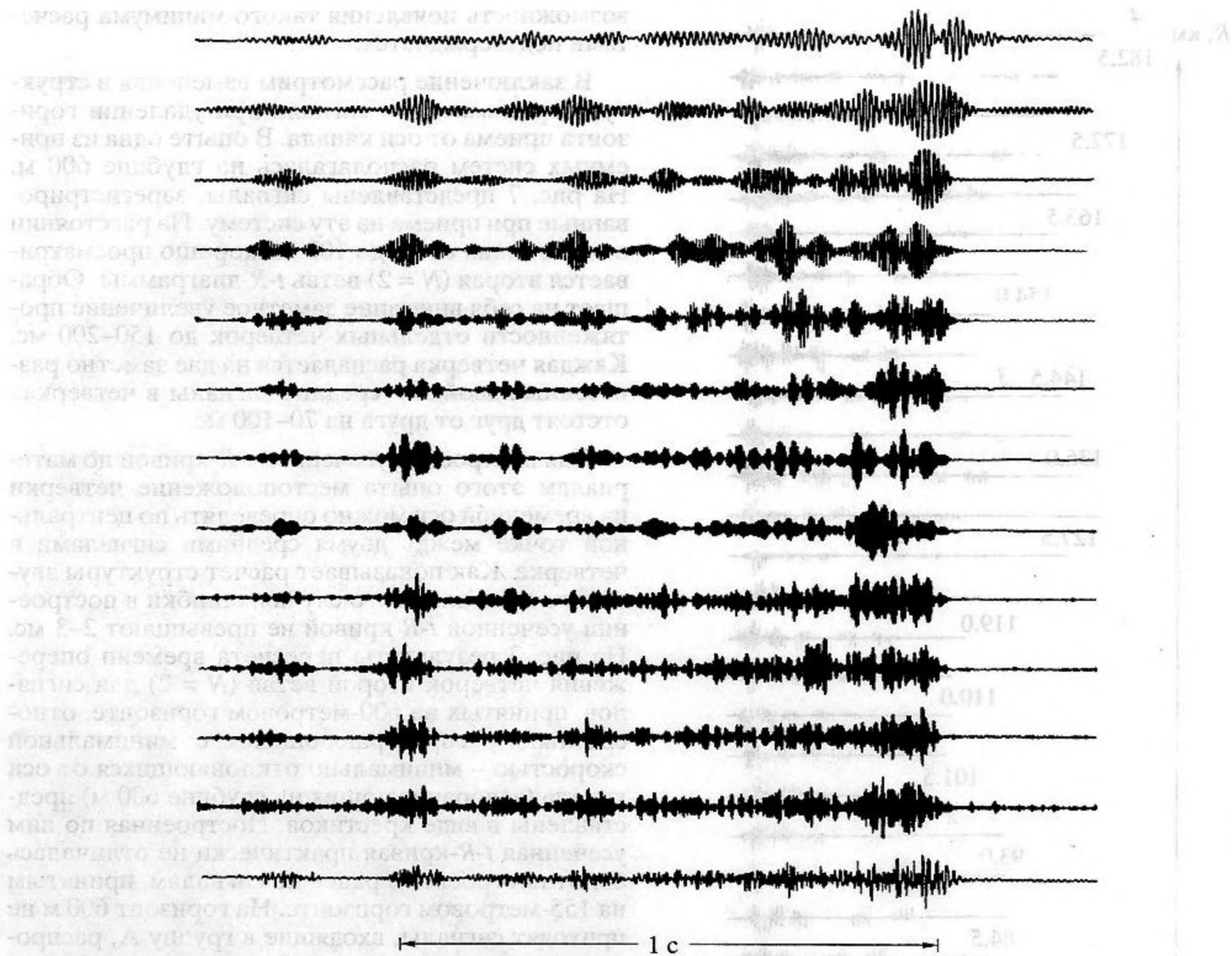


Рис. 6. Сигнал, расфильтрованный в 1/3-октавных частотных полосах. $Z_{ист} = 150$ м, $Z_{пр} = 155$ м, $R = 440$ км. Сверху вниз центральная частота фильтрации меняется с 80 до 1000 Гц, внизу – исходный сигнал в широкой полосе частот.

Протяженность этой группы в 3–5 раз меньше общей протяженности суммарного (многолучевого) взрывного сигнала. Вместе с тем, как показал спектральный анализ, проведенный в диапазоне частот 30–1250 Гц, сигналы этой группы определяют 90–95% энергии суммарного сигнала, принимаемого на оси канала.

О временной структуре звукового поля, формируемого этой группой, позволяют судить результаты кепстрального анализа. На кепстрограмме помимо максимума, соответствующего периоду пульсации газового пузыря, проявляется ряд других максимумов, которые можно было бы приписать временным задержкам между отдельными сигналами этой группы. Кепстрограмма сигналов группы А отличается существенной усложненностью по сравнению со сравнительно простой структурой кепстрограммы обычной четверки сигналов. Расчет для временной структуры поля, формируемого этой группой, также

дает весьма сложную картину: наблюдается наложение друг на друга четверок, принадлежащих разным ветвям, нарушается привычная последовательность сигналов.

На рис. 6 представлен один из принятых в опыте сигналов, расфильтрованный в 1/3-октавных частотных полосах. На частотах ниже 160 Гц наблюдается заметная его дисперсия. В конце сигнала низкие частоты приходят с некоторым запаздыванием, происходит затягивание сигнала. Экспериментально определенные времена затягивания сигнала, принятого с дистанции 300–400 км, на частотах 63–100 Гц составили 50–60 мс. Для объяснения наблюдаемой в опыте дисперсионной картины была проведена серия расчетов групповых скоростей отдельных мод. Расчеты выполнялись методом нормальных волн по программе М.Ю. Галактионова, являющейся расширением вычислительного комплекса, описанного в работе [8]. Для гидрологических условий, зарегистри-

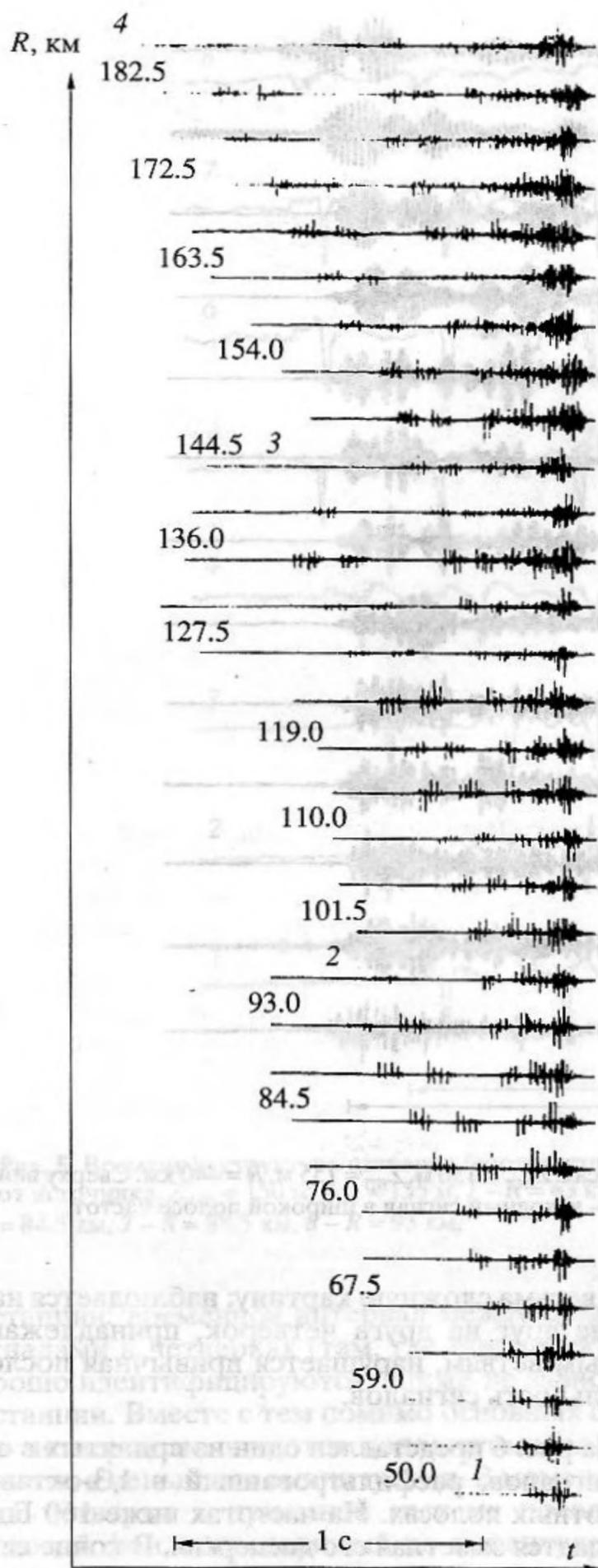


Рис. 7. Временная структура взрывных сигналов, зарегистрированных в Японском море на разных расстояниях от источника. $Z_{ист} = 150$ м, $Z_{пр} = 600$ м.

рованных во время проведения опыта на противоположных концах трассы, на частотной зависимости групповой скорости первой моды (по результатам расчета) явно выраженного минимума на низких частотах не наблюдалось. Вместе с тем, при определенных изменениях профиля $C(z)$

возможность появления такого минимума расчетами подтверждается.

В заключение рассмотрим изменения в структуре принимаемого сигнала при удалении горизонта приема от оси канала. В опыте одна из приемных систем располагалась на глубине 600 м. На рис. 7 представлены сигналы, зарегистрированные при приеме на эту систему. На расстоянии от источника от 50 до 100 км хорошо просматривается вторая ($N = 2$) ветвь $t-R$ -диаграммы. Обращает на себя внимание заметное увеличение протяженности отдельных четверок до 150–200 мс. Каждая четверка распадается на две заметно разнесенные двойки – средние сигналы в четверках отстоят друг от друга на 70–100 мс.

Для построения усеченной $t-R$ -кривой по материалам этого опыта местоположение четверки на временной оси можно определять по центральной точке между двумя средними сигналами в четверке. Как показывает расчет структуры звукового поля для этого случая, ошибки в построении усеченной $t-R$ -кривой не превышают 2–3 мс. На рис. 3 результаты пересчета времени опережения четверок второй ветви ($N = 2$) для сигналов, принятых на 600-метровом горизонте, относительно распространяющихся с минимальной скоростью – минимально отклоняющихся от оси канала (заворачивающихся на глубине 600 м) представлены в виде крестиков. Построенная по ним усеченная $t-R$ -кривая практически не отличалась бы от построенной ранее по сигналам, принятым на 155-метровом горизонте. На горизонт 600 м не приходят сигналы, входящие в группу А, распространяющиеся вдоль лучей секущих ось канала под углами, меньшими 5.6° , для которых приведенное время опережения (t/N) приосевых сигналов не превышает 5–15 мс. При большем заглублении приемной системы следует ожидать дальнейшего увеличения длительности отдельных четверок, а с глубины, соответствующей завороту луча, секущего ось канала под углом 7° – 8° и более, когда в точку приема сигналы группы А приходят не будут, следует также ожидать заметного уменьшения общей длительности многолучевого сигнала.

Подводя итог проведенному анализу экспериментального материала, полученного в одном из опытов по дальнему распространению взрывных сигналов в подводном канале Японского моря, следует отметить следующее:

– во временной структуре взрывного сигнала, формируемой в канале, довольно резко обозначены две части: первая, с хорошо разделяющимися элементарными сигналами, объединяющимися в отдельные четверки, временные соотношения между которыми достаточно хорошо прогнозируются, и вторая, отличающаяся более сложной и менее упорядоченной временной структурой, наи-

более энергонесущая, формируемая приосевыми сигналами с углами прихода, не превышающими по абсолютной величине $6^\circ-7^\circ$, по протяженности не превышающая 0.2–0.3 от общей длительности суммарного многолучевого сигнала;

– при частотной фильтрации в 1/3-октавных полосах выявляется заметная дисперсия сигнала, приводящая к его затягиванию на низких частотах (50–80 Гц); на расстоянии 440 км дисперсионное затягивание взрывного сигнала не превышает 80 мс;

– построенная на основании временной структуры зарегистрированных в опыте сигналов усеченная $t-R$ -диаграмма (предложенная ранее для компактного описания региональных особенностей временной структуры звуковых полей) дает основание говорить о достаточно стабильных условиях распространения звука на 400-километровой трассе. Однако характер изменений временной структуры отдельных четверок с дистанцией, более чувствительной к условиям распространения, свидетельствует о некоторых неконтролируемых при проведении опыта изменениях в профиле $C(z)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Суховой В.Ф. Моря Мирового океана. Л.: Гидрометеиздат, 1986.
2. Вадов Р.А. О некоторых гидроакустических характеристиках взрывного сигнала // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 677–679.
3. Whyte E., Werby M.F. On describing pulse signals from explosives in waveguide // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 5. P. 2926(A).
4. Ивинг М., Ворцель Д. Сверхдальнее распространение звука // Распространение звука в океане. М.: Изд-во иностр. лит., 1951.
5. Вадов Р.А. О временах затягивания сигнала в различных районах океана // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 6. С. 930–934.
6. Тебякин В.П. и др. Raymod52 – базовый комплекс программ для вычисления звуковых полей в слоисто-неоднородном океане лучевым методом // Отчет АКИН. М., 1990.
7. Лерой К. Распространение звука в Средиземном море // Подводная акустика. М.: Мир, 1970.
8. Avilov K.V., Galaktionov M.Yu., Ivanitskaya L.A. Computer system for symulation of underwater sound propagation in 2D and 3D environments// Proceedings of UDT-94 Conference. London, 1994.

Point-Source Field in the Underwater Sound Channel of the Sea of Japan

R. A. Vadov

Experimental data are presented on long-range propagation of explosion-generated sound signals in the Sea of Japan. The time structure of the sound field in the underwater sound channel is analyzed.

The experimental data are used to plot reduced $t-R$ diagrams. The approximated $t(R)$ dependence serves to estimate the temporal relations between the signal "quadruplets" received at an arbitrary distance from a source located at the channel axis. Temporal relations between the individual components within the quadruplets are also analyzed. An intricate structure of the terminal part of the signal, which carries most of the total signal energy, is observed for multiray sound-channel propagation in the Sea of Japan. The dispersion phenomenon is found to cause a considerable increase in the signal duration at low (50–100 Hz) frequencies.

For the signals received at a depth of 600 m, changes in the time structure are observed as a function of the receiver departure from the channel axis.

