

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 282

ЗВУКОВОЙ КАНАЛ
В ОСАДКАХ ГЛУБОКОГО ОКЕАНА

В.Н.Голубев
Ю.В.Петухов

Горький 1989

Г о л у б е в В. Н., П е т у х о в Ю. В.

ЗВУКОВОЙ КАНАЛ В ОСАДКАХ ГЛУБОКОГО ОКЕАНА.// Препринт № 282.-
- Горький : НИРФИ, 1989. - 20 с.

УДК 534.231.1

По полученным, с использованием метода периодического импульсного зондирования широкополосными акустическими сигналами осадочного слоя в глубоководном районе океана, зависимостям от расстояния времен распространения и амплитуд волн, отраженных от верхней и нижней границ слоя, определены глубинные зависимости скорости звука и плотности в осадках, а также угловые зависимости коэффициентов отражения от соответствующих границ раздела.

Петухов Юрий Васильевич

ЗВУКОВОЙ КАНАЛ В ОСАДКАХ ГЛУБОКОГО ОКЕАНА

Подписано в печать 13.07.89 г. Мц 05190. Формат 60x84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем усл.п.л.
Заказ 4885. Тираж 120. Бесплатно

Отпечатано на ротационном НИРФИ

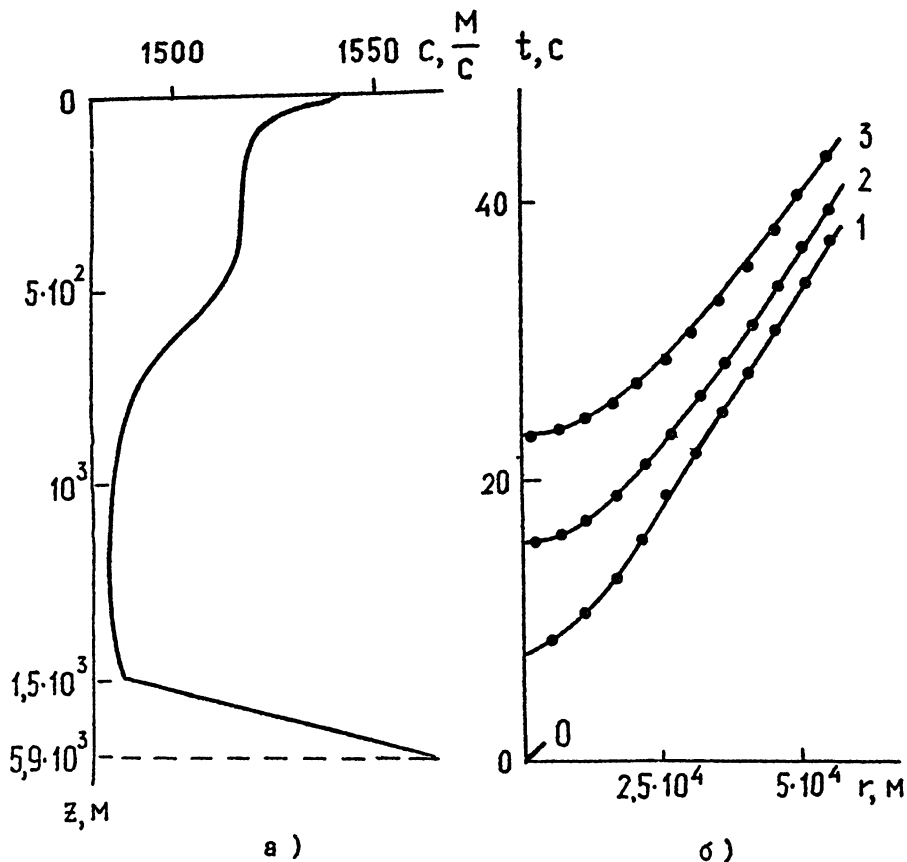
Исследования акустических характеристик осадочной толщи в глубоководных районах океана во многом обусловлены определяющим влиянием свойств дна на формирование акустического поля в довольно обширных областях геометрической тени для водных лучей /1, 2/. Именно поэтому изучению слоистой структуры осадков /3-8/, затухания в них /9,10/ и отражательных свойств /11-15/ уделяется заметное внимание. При восстановлении глубинной зависимости скорости звука в осадках используются, в основном, достаточно разработанные методы сейсмопрофилирования /16-18/ (отраженных и преломленных волн), в которых в качестве исходной информации служат годографы соответствующих волн. Обнадеживающими являются также методы восстановления с использованием разностного годографа (см./3, 4/), получаемого с использованием нестрального анализа шумового поля. При восстановлении стратификации плотности используют, как правило (см., например, /8/), дополнительную информацию об изменении фазы сигнала при отражении от резких границ раздела, содержащуюся в угловой зависимости коэффициента отражения.

В настоящей работе, с использованием методов, аналогичных /8, 16-18/, исследуется слоистая структура верхнего осадочного слоя в глубоководном районе океана, где ранее проводилось глубоководное бурение и был выполнен уже ряд экспериментальных /19-22/ и теоретических /2, 23/ работ. Основная же причина изучения стратификации осадков именно в данном районе заключалась в том, что, как показано в /21/, скорость звука в осадках вблизи границы раздела с жидкостью оказалась меньше чем скорость звука в жидкости у дна. Однако известно (см. /1, 2/), что с ростом глубины скорость звука в осадках, как правило, возрастает, поэтому следует ожидать образования приповерхностного звукового канала в осадках (см./22/), аналогичного существующим в водных массах /24-27/, определение параметров которого и

ооставляло, в конечном счете, цель данной работы.

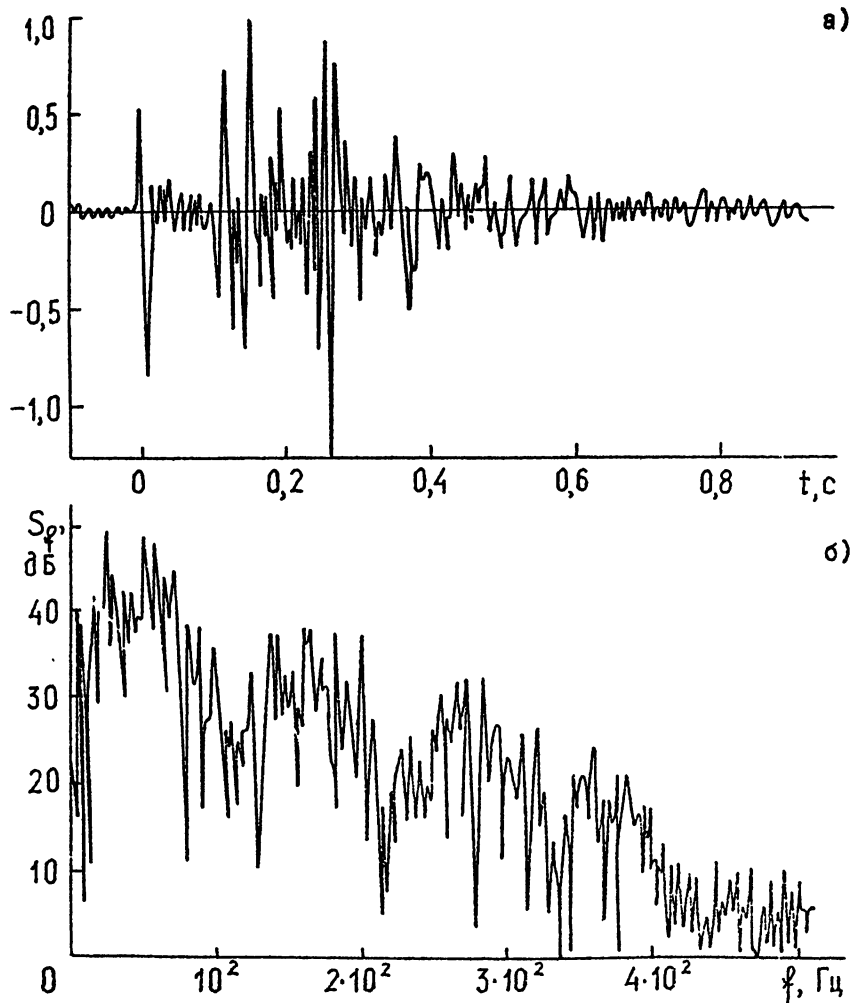
Определение акустических параметров приповерхностного звукового канала в осадках проводилось в районе океана (см. рис.1,а) в котором по данным глубоководного бурения (скважины № 194, 195, 197) зафиксирован глобальный осадочный слой толщиной $H \approx 3 \cdot 10^2$ м, подразделяющийся, в свою очередь, на три слоя, границы которых при стандартном сейсмопрофилировании не выделялись. Верхний слой (представляющий здесь основной интерес) со средней скоростью звука $C_8 \approx (1,6 + 1,7) \cdot 10^3$ м/с образован кремнистыми илами третичного возраста, средний – со скоростью звука $C_5 \approx 1,8 \cdot 10^3$ м/с представлен пеллагическими глинами, нижний – соответствует карбонатным осадкам мелового возраста со средней скоростью звука $C_4 \approx 1,9 \cdot 10^3$ м/с. В качестве излучателя, так же как и в /19-21/, использовалась пневматическая пушка объемом $U = 10$ л, которая при буксировке со скоростью $v \approx 3,5$ м/с на глубине $Z_s \approx 8$ м излучала периодически через каждые 60 с импульсы давления, спектр которого спадал на 36 дБ при изменении частоты от 10 до 300 Гц. Прием сигналов осуществлялся на два ненаправленных гидрофона, погруженных на глубины $Z_r \approx 40$ м, $Z_r = 120$ м и регистрировавших водные сигналы и сигналы трех донных отражений (см.рис.1,в); последние в области геометрической тени для водных лучей $1,5 \text{ км} \leq r \leq 63 \text{ км}$ дают существенный вклад в значение интенсивности поля, которое не более чем на 10 – 15 дБ меньше ожидаемого значения интенсивности поля для изоскоростного волновода.

При восстановлении глубинных зависимостей скорости звука $C_t(z)$ и плотности $\rho_t(z)$ в осадках удобно использовать лишь сигналы первого донного отражения, зависимость давления $p(t)$ от времени t в котором и его спектр на фиксированном горизонтальном расстоянии r приведены на рис.2. Для дальнейшего целесообразно сделать представление сигналов первого донного отражения, приведенное на рис.3 и наглядно демонстрирующее изменение амплитудных, фазовых и временных характеристик в отраженных от сложного дна сигналах с ростом расстояния r . В дальнейшем будем интересоваться лишь группой "сигнальных" линий I (см.рис.3,а,з), отвечающих четверкам сигналов, сформированных соответствующими ударными волнами, отраженными от верхней и нижней границ осадочного слоя. Заметим, что в этой группе сигналов замешаны также импульсы давлe-



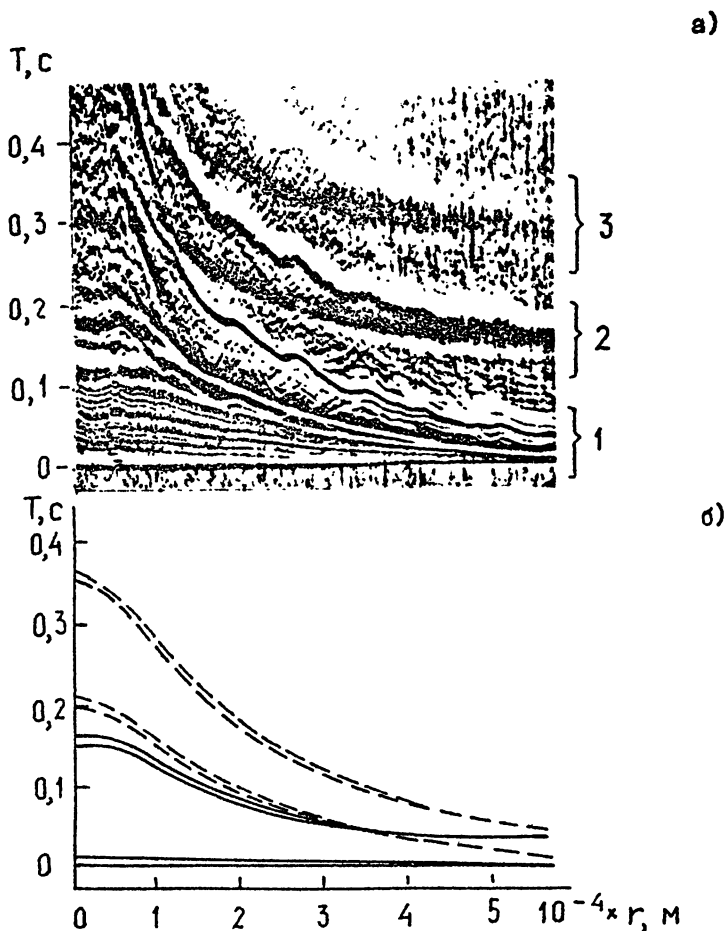
Р и с . I

Зависимость скорости звука $c(z)$ от глубины z в водном слое - (а) и соответствующие условиям экспериментальных исследований изменения с расстоянием r времен распространения $t(r)$ сигналов при $z_r = 120$ м - (б): водного 0 и трех донных отражений 1, 2, 3. Точки и отмечены соответствующие теоретические значения.



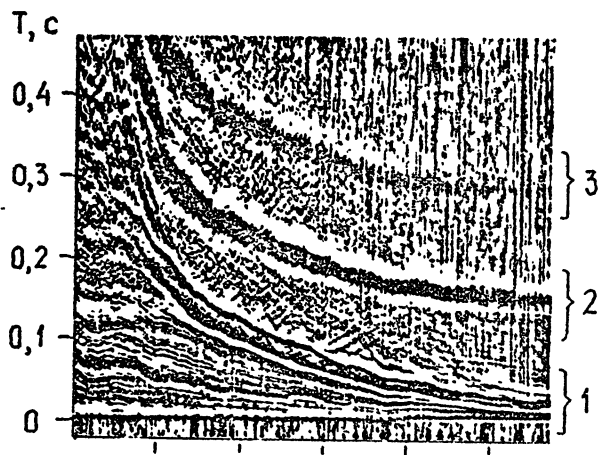
Р и с. 2

Зависимости: (а) - возмущения давления $P = p(t)/p_m$ в относительных единицах ($p_m = \max\{p(t) > 0\}$) от времени t при $r = 10^4$ м, $z_r = 120$ м; (б) - квадрата модуля спектра S_p от частоты ϕ , нуль децибел которого выбран произвольным образом.

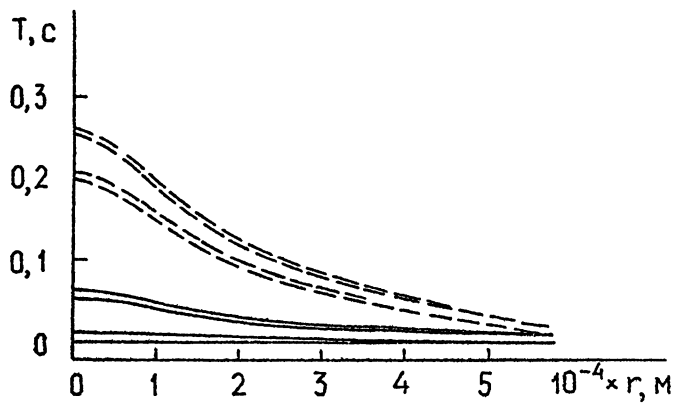


Р и с. 3

Экспериментальные - (а), (в) и теоретические (б), (г) зависимости времени распространения $T(r) = t(r) - t_{min}(r)$ сигналов в первом донном отражении. В (а) и (в), соответствующих $Z_r = 120$ м и $Z_r = 40$ м, темные линии отвечают фазам сжатия, светлые - фазам разрежения в сигналах давления; группа линий I сформирована сигналами ударных волн, отраженных от границ слоя h ; 2, 3 - последующими пульсациями давления, обусловленными колебаниями газового пузыря. В (б), (г) сплошные линии соответствуют сигналам, отраженным от верхней, а штриховые - от нижней границ слоя осадков толщиной $h = 150$ м.



в)



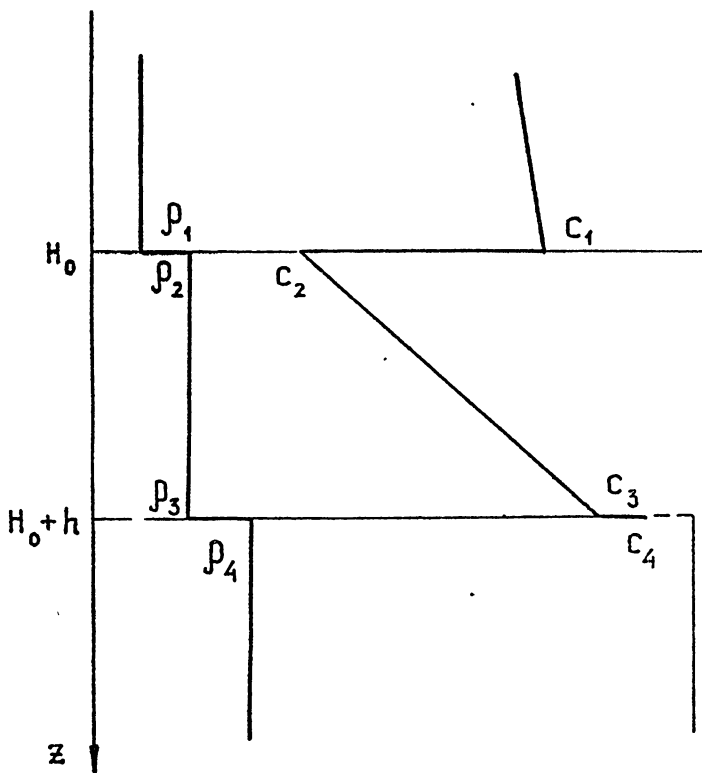
г)

нии, отвечающие первой пульсации газового пузыря и отразившиеся от верхней границы осадочного слоя; эти сигналы едва просматриваются при нормальном падении из-за малой, по сравнению с ударной волной, величины амплитуды, а также малого значения коэффициента отражения при нормальном падении от верхней границы (см. ниже), и исчезают с расстоянием, вследствие уменьшения с ростом угла падения коэффициента отражения от верхней границы (см. ниже), а также - амплитуд волн из-за геометрической расходимости.

Для идентификации сигналов в первой группе (см. рис. 3 а, в), а также - восстановления $C_1(z)$, $\rho_1(z)$ (см. рис. 4) необходимо проводить одновременно сравнительный анализ, во-первых, результатов расчетов времен распространения $t(r)$ импульсных сигналов за вычетом времени распространения $t_{\min}(r)$ импульса, отраженного от верхней границы и приходящего первым в точку приема (см. рис. 3 б, г), с аналогичными экспериментальными данными $T(r) = t(r) - t_{\min}(r)$ (см. рис. 3 а, в), во-вторых, теоретических и экспериментальных угловых зависимостей коэффициентов отражения от верхней и нижней границ осадочного слоя (см. рис. 5). При расчетах $T(r)$ использовалась лучевая теория при кусочно-линейной аппроксимации зависимостей $C(z)$ в водном слое (см. рис. 1, а) и $C_1(z)$ в осадках; причем в первом приближении верхний слой осадков толщины h считался изоскоростным, а дальнейшая вариация градиента скорости звука в нем осуществлялась, исходя из требований наилучшего совпадения экспериментальных и теоретических зависимостей $T(r)$. При расчетах угловых зависимостей коэффициентов отражения от верхней $V_1(\theta_1)$ и нижней $V_2(\theta_2)$ границ осадочного слоя предполагалось, что отражение каждый раз происходит от соответствующей границы раздела двух однородных жидких пространств

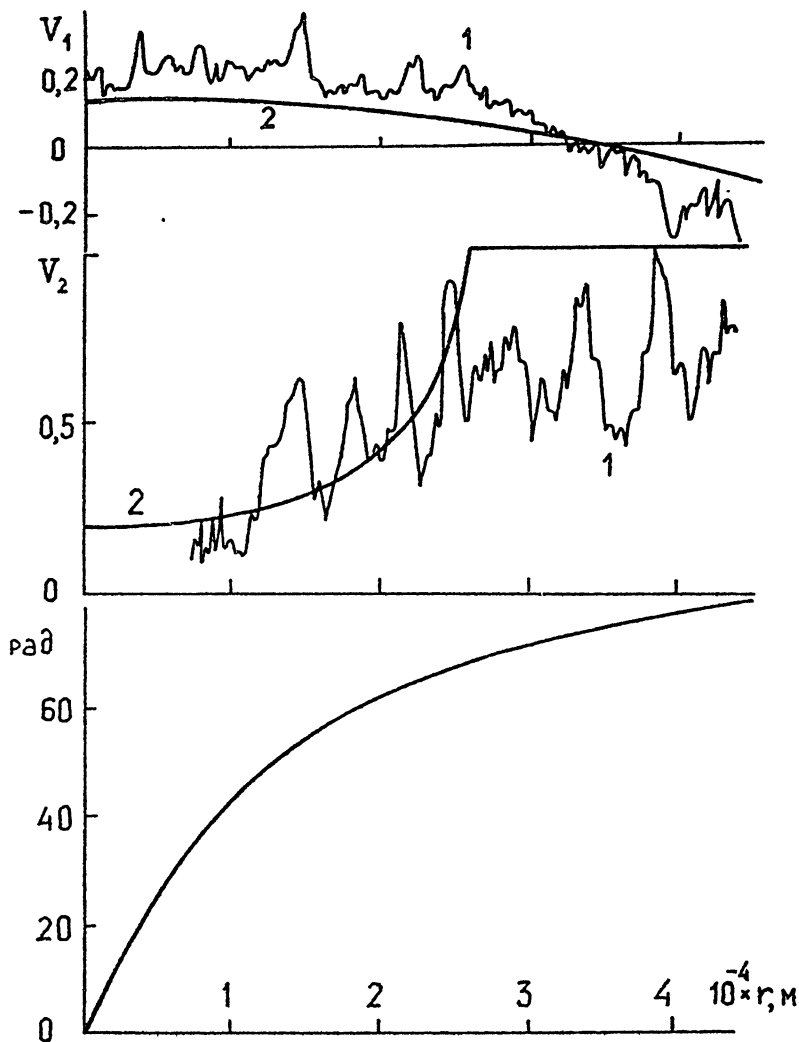
$$V_j(\theta_j) = \frac{\mu_j \cos \theta_j - \sqrt{n_j^2 - \sin^2 \theta_j}}{\mu_j \cos \theta_j + \sqrt{n_j^2 - \sin^2 \theta_j}}, \quad (I)$$

$$\text{где } \mu_1 = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad \mu_2 = \frac{\rho_4}{\rho_3}, \quad n_1 = \frac{c_1}{c_2}, \quad n_2 = \frac{c_3}{c_4}, \quad c_m \text{ и } \rho_m$$



Р и с . 4

Стратификация скорости звука $c_1(z)$ и плотности $\rho_1(z)$ в верхнем осадочном слое: $c_1 = 1560$ м/с, $c_2 = 1513$ м/с, $c_3 = 1570$ м/с, $c_4 = 1706$ м/с; $\rho_1 = 10^3$ кг/м³, $\rho_2 = 1,4 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_3 = \rho_2$, $\rho_4 = 1,93 \cdot 10^3$ кг/м³, $h = 150$ м, $H_0 \approx 5,9 \cdot 10^3$ м.



Р и с . 5

Экспериментальные 1 и теоретические 2 зависимости от расстояния r (угла падения θ) коэффициентов отражения от верхней V_1 - (а) и нижней V_2 - (б) границ слоя осадков; (в) - теоретическая зависимость угла падения $\theta(r)$ на дно океана.

($m = [I-4]$) значения скорости звука и плотности соответственно в жидкости у дна ($m = 1$), вблизи верхней ($m = 2$) и нижней ($m = 3$) границ осадочного слоя и в жидком дне ($m = 4$) (см. рис. 4). В соответствии с этим, экспериментальные зависимости $V_1(\theta_1)$ и $V_2(\theta_2)$ от углов падения θ_1 и θ_2 определялись по амплитудам ударных волн $P_1(r)$, $P_2(r)$:

$$V_1(\theta_1) = V_{01} \left[\frac{P_1^2(r) \Sigma_1(r, z_s, z_r)}{P_1^2(0) \Sigma_1(0, z_s, z_r)} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$V_2(\theta_2) = V_{02} \left[\frac{P_2^2(r) \Sigma_2(r, z_s, z_r)}{P_2^2(0) \Sigma_2(0, z_s, z_r)} \right]^{1/2} \frac{1 - V_{01}^2}{1 - V_1^2}.$$

Здесь $\Sigma_j(r, z_s, z_r)$ - площадь поперечного сечения лучевой трубки соответствующего луча ($j = 1, 2$), V_{01} и V_{02} - значения коэффициентов отражения при нормальном падении. Значение V_{01} определялось из соотношения амплитуд ударных волн второго донного отражения к первому, а V_{02} - по величине V_{01}/V_{02} ; зависимости $P_0(r)$ находились при "движении" на плоскости T, r вдоль соответствующих линий: $j = 1$ - вдоль первой, $j = 2$ - вдоль самой последней из рассматриваемой группы I (см. рис. 3, а, в).

Остановимся теперь несколько подробнее на определении значений C_2, ρ_2 ; C_3, ρ_3 , C_4, ρ_4 . Как отмечалось выше, при известной стратификации скорости звука в водном слое $C(z)$ вначале проводился расчет зависимости $T(r)$ в предположении изоскоростного слоя осадков $C_1(z) = C_2$, глубина которого в первом приближении оценивалась из соотношения $h \approx C_2 \cdot T_2(0)$, где $T_2(0)$ соответствует сигналу с $j = 2$. Значения C_2 и ρ_2 вблизи верхней границы слоя определялись по экспериментальной зависимости $V_1(\theta_1)$:

$$n_1^{-1} = \sqrt{1 - 4V_{01} / (1 + V_{01})^2 \sin^2 \theta_0 (1 + V_{01}) / (1 - V_{01})}, \quad (3)$$

$$\mu_1^{-1} = \sqrt{1 - \frac{4 V_{01}}{(1 + V_{01})^2 \sin^2 \theta_0}}$$

При $V_{01} \approx 0,15$ и угле падения $\theta_0 \approx 76^\circ$ ($\sin \theta_0 \approx 0,97$), соответствующем обращению в нуль коэффициента отражения $V_1(\theta_0) = 0$ на расстоянии $r \approx 3,6 \cdot 10^4$ м (см. рис. 5, а), из (3) находим $\rho_2/\rho_1 = 1,4$, $C_2/C_1 \approx 0,97$ (см. /21/) при $\rho_1 = 10^3$ кг/м³, $C_1 = 1560$ м/с. Далее считалось, что $\rho_3 = \rho_2$, а значение $C_3 = 1570$ м/с определялось из условия наилучшего совпадения экспериментальных и теоретических зависимостей $T(r)$ (см. рис. 3) варьированием градиента в скорости звука $C_1 = C_2 + b z$, в осадочном слое $h = 150$ м. Здесь следует отметить два обстоятельства. Во-первых, на самом деле стратификация $C_1(z)$ и $\rho_1(z)$ характеризуется мелкослоистой структурой с резкими изменениями импеданса $\rho_1(z) C_1(z)$, которой отвечают многочисленные близкорасположенные линии, представленные на рис. 3, а, в между линиями $T(r)$, соответствующими четверке сигналов, отраженных от верхней границы слоя осадков. Однако из приведенной на рис. 2 зависимости $\rho(t)$ следует, что коэффициенты отражения от границ этих тонких слоев почти в 3-4 раза меньше чем $V_1(\theta_1)$, т.е. соответствующие им границы раздела являются слабоконтрастными. Поэтому можно надеяться, что усредненные зависимости $C_1(z)$, $\rho_1(z)$ будут достаточно точно описывать поведение $T(r)$, $V_1(\theta_1)$. Во-вторых, при сравнении экспериментальных и теоретических зависимостей $T(r)$ (см. рис. 3) возникают определенные трудности, обусловленные немонотонным характером поведения экспериментальных зависимостей $T(r)$, отвечающих каждой паре принимаемых сигналов, испытавших после отражения от дна (верхней и нижней границ слоя) взаимодействие со свободной поверхностью океана. Такое поведение $T(r)$ (см. рис. 3, а, в) является следствием изменения глубины приемных гидрофонов $Z_r(r)$ на 20% под воздействием ветровых нагрузок на корабль, с которыми он связан кабельтросом. Зависимости же $T(r)$, отвечающие парам сигналов, приходящим в точку приема и не испытавшим после отражения от дна взаимодействия со свободной поверхностью, характеризуются монотонным поведением, что свидетельствует о стабильности расположения источника относительно поверхности океана.

Для определения C_4 и ρ_4 необходимо воспользоваться информацией, содержащейся в угловой зависимости $V_2(\theta_2)$. Если при находке-

или $V_2(\theta_2)$ пренебречь отражениями от слабоконтрастных границ раздела тонких слоев, т.е. множителем $S = \prod_{n=0}^N |1 - W_{оп}^2| / |1 - W_n^2(\theta'_n)|$, где $W_n \approx 0,04$ - коэффициент отражения от границы с номером n , θ'_n - угол падения на эту границу, $W_{оп} = W_n(\theta'_n = 0)$, то с использованием выражения (2) из эксперимента следует немонотонная зависимость $V_2(\theta_2)$ (см. рис. 5, б), как, впрочем, и $V_1(\theta_1)$ (см. 5, а). Поскольку различия в θ_1 и θ_2 незначительные, то в дальнейшем будем использовать один угол падения $\theta = \theta_1 \approx \theta_2$ сигнала на дно. Наличие осцилляций в $V_1(\theta)$ и $V_2(\theta)$ объясняется, по-видимому, следующими причинами: во-первых, интерференцией сигналов, отраженных от границ мелкослоистой структуры осадочного слоя; во-вторых, изменением акустических характеристик мелкослоистой структуры осадочного слоя с расстоянием, так как с ростом r меняется область озвученного участка дна, формирующая донное отражение; в-третьих, неустойчивостью излучения источника. Тем не менее, несмотря на довольно сложное поведение $V_2(\theta)$ (см. рис. 5, б), по огибающей этой зависимости легко определить значение угла полного внутреннего отражения $\theta_r \approx 67^\circ$ (при $r \approx 2,6 \cdot 10^4$ м), используя которое, а также значение $V_{02} \approx 0,2$, найдем величины $n_2 = \sin \theta_r$, $\mu_2 = n_2(1 + V_{02}) / (1 - V_{02})$: $n_2 = 0,92$; $\mu_2 = 1,38$, а следовательно и значения $c_4 = 1706$ м/с, $\rho_4 = 1,93 \cdot 10^3$ кг/м³. Тот факт, что при $\theta > \theta_r$ экспериментальная зависимость $V_2(\theta)$ несколько меньше единицы, объясняется, по-видимому, влиянием мелкослоистой структуры осадочного слоя, которое несколько усиливается с ростом θ , так как величина отброшенного при определении $V_2(\theta)$ множителя S возрастает ($S(\theta = 0) = 1$, $S(\theta > 0) > 1$).

Таким образом, на конкретном примере определения параметров в звукового канала в осадочном слое показано, что с использованием метода периодического импульсного зондирования осадков широкополосными акустическими сигналами возможно восстановление глубинных зависимостей скорости звука и плотности в них по зависимостям от расстояния r времен распространения $T(r)$ отраженных дном сигналов и угловым зависимостям коэффициентов отражения от верхней и нижней границ слоя. Естественно, что этот метод обладает более широкими возможностями по сравнению с [3, 4], поскольку в нем "сохраняются" фазовые характеристики в отраженных сигналах, получение же здесь разностного годографа $\tau(r)$ (используемого в [3, 4]) не представляет трудности с использованием нецентрального анализа (см.

рис.4,в /20/)

$$K(\tau, r) = \left| \int_0^{\infty} \ln \{ E(f, r) \} e^{i2\pi f \tau} df \right|$$

пространственно-частотного распределения спектральной плотности потока энергии сигнала первого донного отражения

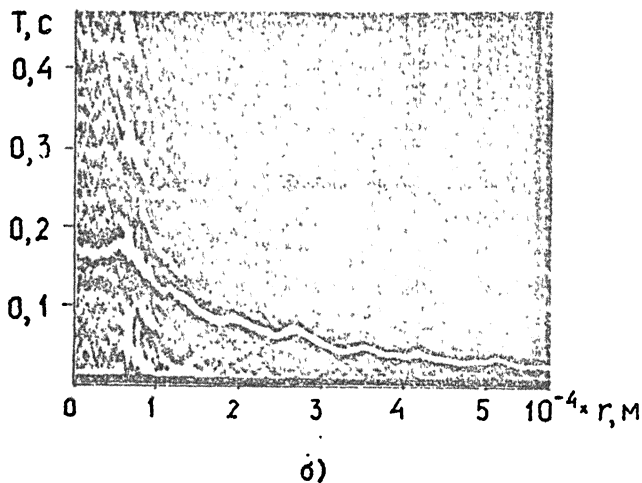
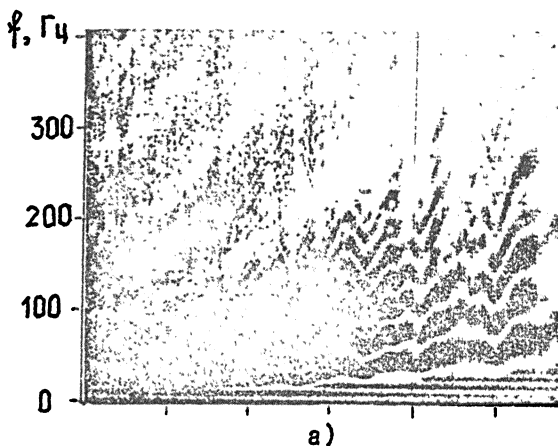
$$E(f, r) = \left| \int_0^{\tau(r)} p(t) e^{i2\pi f t} dt \right|^2 / \rho_0 c_0,$$

или автокорреляционного анализа /3, 4/

$$R(\tau, r) = \int_0^{\tau(r)} p(t) p(t - \tau) dt.$$

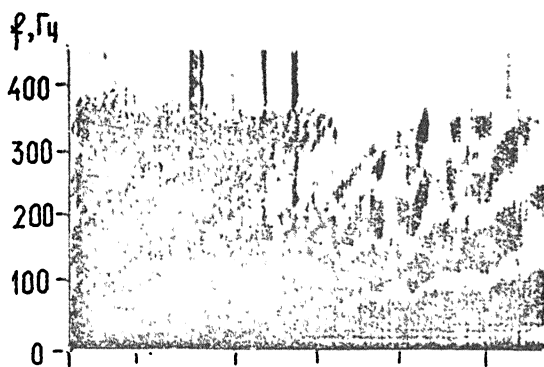
Как видно (см.рис.6), выделение зависимости $\tau(r)$ с использованием функции автокорреляции заметно ухудшает, по сравнению с $T(r)$ (см. рис.3) обнаружение слоистой структуры осадков, тем более сформированной слабоконтрастными слоями, а также определение ее акустических характеристик. Последнее обстоятельство обусловлено нелинейным характером преобразования $R_{11}(T)$, которое для выделения слабых сигналов на фоне мощных импульсов требует существенного расширения динамического диапазона аппаратуры.

В заключение заметим, что на экспериментальных зависимостях $T(r)$ (см.рис.3,а) до расстояний $r \approx (I_2 \div I_4) \cdot 10^3$ м просматриваются линии с наибольшими наклонами к оси r , соответствующие сигналам, отраженным от нижней границы осадочного слоя толщины $H \approx \approx 3 \cdot 10^2$ м ($T(0) \approx 0,4$ с). Однако вследствие того, что это отражение формируется, в основном, более низкочастотными компонентами сигнала, на поведение которых существенно влияет интерференционное подавление, обусловленное расположением источника вблизи свободной поверхности (см./20/), и которые существенно "затеняются" на этих частотах сигналами донной реверберации (см./19/), определение глу-

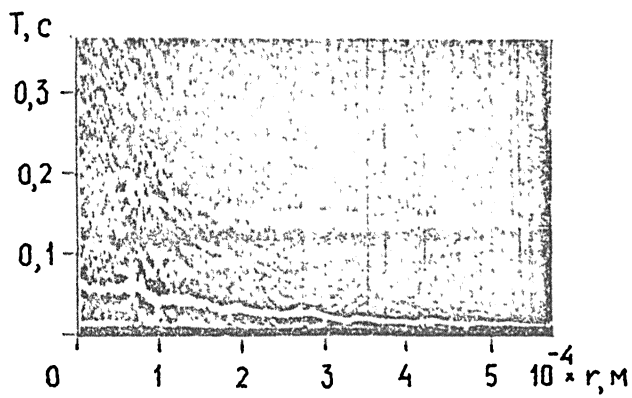


Р и с . 6

Экспериментальные зависимости для первого донного отражения: пространственно-частотного распределения спектральной плотности потока энергии $E(f, r)$ - (а), (в); пространственно-временного распределения автокорреляционной функции $R(\tau, r)$ - (б), (г) при $Z_r = 120$ м и $Z_r = 40$ м соответственно.



в)



г)

близкой зависимости скорости звука в нижнем слое затруднительно и, поэтому, не проводилось.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Акустика морских осадков/Под ред.Л.Хэмптона. - М.: Мир, 1977. - 533 с.
2. Акустика дна океана/Под ред.Ф.М.Енсена, У.Купермана. - М. : Мир, 1984. - 454 с.
3. Веденев А.И., Гончаров В.В., Курьянов Б.Ф. Определение акустических характеристик донных осадочных слоев в глубоководных районах океана//Докл.АН СССР. - 1984. - Т.279, № 2. - С.328 - 331.
4. Веденев А.И., Гончаров В.В., Курьянов Б. Ф. Оценка акустических параметров морского дна по интерференции широкополосного звука. В кн.: Акустические волны в океане/Под ред.Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. - М.: Наука, 1987. - С.162-173.
5. Thomson D.J. An inverse method for reconstructing the density and sound speed profiles of a layered ocean bottom.// IEEE J. Ocean Eng.- 1984.- V.9, N1.- P. 18-25.
6. Chapman N.R., Barrodal I., Zala G.A. Measurement of sound-speed gradients in deep ocean sediments using $\{_1$ deconvolution techniques.// IEEE J.Ocean Eng.- 1984.- V.9, N1.- P. 26-30
7. Hamilton E.L. Geoacoustic modeling of the sea floor.// J.Acoust Soc.Amer.- 1980.- V.68,N5.- P. 1313-1340.
8. Chapman N.R., Jones I.F., Levy S., Oldenburg D.W., Prager B.T., Stinson K. Inversion of sound-speed and density profiles in deep ocean sediments.// J.Acoust.Soc.Amer.- 1986.- V.79,N5.- P. 1441-1456.

9. Hamilton E.L. Sound attenuation as a function of the depth in the sea floor.// J.Acoust.Soc.Amer.- 1976.- V.59, N3.- P. 528-535.
10. Focke K.C., Mitchell S.K. New measurements of compressional wave attenuation in deep ocean sediments.// J.Acoust.Soc.Amer.- 1980.- V.67, N6.- P. 1582-1589.
11. Dutt J.A., Frisk G.V., Hays E.E. Bottom interaction of low-frequency acoustic signals at small grazing angles in the deep ocean.// J.Acoust.Soc.Amer.- 1981.- V.69, N1.- P. 84-94.
12. Christensen R.E., Frank J.A., Geddes W.H. Low-frequency propagation via shallow refracted paths through deep ocean unconsolidated sediments.// J.Acoust.Soc.Amer.- 1975.- V.57, N6.- Pt 2.- P. 1421-1426.
13. Holthusen H., Vidmar P.J. The effect of near-surface layering on the reflectivity of the ocean bottom.// J.Acoust.Soc.Amer.- 1982.- V.72, N1.- P. 226-234.
14. Воловов В.И., Ивакин А.Н. Отражение звука от дна с градиентами скорости звука и плотности//Акуст.журн. - 1980. - Т.26, № 2. - С.194-199.
15. Волсов В.И., Ивакин А.Н. О влиянии градиента скорости звука в осадке на отражение от дна.//Акуст.журн. - 1982. - Т.28, № 5. - С.698-699.
16. Buffington E.C., Curray J.R., Hamilton E.L., Moore D.G., Sherrer P.L. Sediment velocities from sonobuoys: Bay of Bengal, Bering Sea, Japan Sea, North Pacific.// J.Geophys.Res.- 1974.- V.79, N17.- P. 2653-2668.
17. Ewing J., Houtz R.E., Pichon X.L. Deep-sea sediment velocity determination made while reflection profiling.// J.Geophys.Res.- 1968.- V.73, N8.- P. 2597-2614.

18. Ewing J., Houtz R.E., Pichon X.L. Velocity of deep-sea sediments from sonobuoy data. // J.Geophys.Res.- 1968.- V.73, N8.- P. 2615-2641.
19. Голубев В.Н., Петухов Ю.В., Шаронов Г.А. Интерференционная структура донной реверберации широкополосного звука в глубоком море. // Акуст. журн. - 1987. - Т.33, № 3. - С.448-453.
20. Голубев В.Н., Петухов Ю.В., Шаронов Г.А. О соотношении энергетических характеристик широкополосных импульсных сигналов донных отражений различной кратности. // Акуст. журн. - 1988. - Т.34, № 3. - С.453-458.
21. Голубев В.Н., Петухов Ю.В., Шаронов Г.А. Исследование акустических характеристик верхнего осадочного слоя в глубоком океане. // Акуст. журн. - 1988. - Т.34, № 1. - С.200-202.
22. Hamilton E.L. Sound channels in surficial marine sediments. // J. Acoust. Soc. Amer. - 1970. - V.48, N5, part 2. - P. 1296-1298.
23. Williams A.O., Jr. Normal-mode propagation in deep-ocean sediment channels. // J. Acoust. Soc. Amer. - 1981. - V.70, N3. - P. 820-824.
24. Бреховских Л.М. О распространении звука в слое жидкости с постоянным градиентом скорости распространения. // ДАН СССР. - 1948. - Т.62, № 4. - С.469-471.
25. Бреховских Л.М. О распространении звука в подводном звуковом канале. // ДАН СССР. - 1949. - Т.69, № 2. - С.157-160.
26. Розенберг Л.Д. Об одном новом явлении в гидроакустике. // ДАН СССР. - 1949. - Т.69, № 2. - С.175-176.
27. Ивинг М., Ворцель Д. Сверхдальнее распространение звука. - В кн.: Распространение звука в океане / Под ред. Л.М. Бреховских. - 1951. - М.: ИЛ. - С.17-47.

Дата поступления статьи

24 апреля 1989 г.