

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 № 295

ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ЗВУЧАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА
НА РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

В. А. Лазарев

Ю. В. Петухов

Горький 1990

Л а з а р е в В. А., П е т у х о в Ю. В.

ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ЗВУЧАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА НА РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ // Препринт № 295. -Горький: НИРФИ. - 1990. - 10 с.

УДК 534.231.1

При экспериментальных исследованиях зависимости от горизонтального расстояния длительности звучания импульсного сигнала давления на различных глубинах в подповерхностном звуковом канале обнаружена неизменность этой характеристики с увеличением глубины приема, объясняющаяся вкладом в поле на низких частотах сигналов, рассеянных преимущественно вперед на крупномасштабных неровностях взволнованной поверхности и - объемных неоднородностях приповерхностной толщи океанического волновода.

Известно /1/, что при распространении широкополосных импульсных сигналов в океанических волноводах наблюдается дисперсионное их "расплывание" во времени из-за многолучевости (многомодовости), что приводит к увеличению длительности их звучания $\tau(r)$ с ростом горизонтального расстояния r . Наиболее заметно эти изменения $\tau(r)$ проявляются на значительных расстояниях, реализуемых в подводных звуковых каналах и представляющих здесь основной интерес. Наличие различного рода неоднородностей, в основном в приповерхностных слоях океанических волноводов, а также взволнованной свободной поверхности, приводит к появлению рассеянных сигналов, которые вносят существенный вклад в реверберационную и предреверберационную составляющие поля /2,3/ и, тем самым, влияют на поведение зависимости $\tau(r)$ на значительных расстояниях (см. /2,3/), где, по-видимому, можно не учитывать донную реверберацию.

Поскольку представляют интерес именно значительные расстояния (свыше нескольких сотен километров), то целью данной работы являлось экспериментальное исследование влияния рассеяния взволнованной поверхностью и объемными неоднородностями приповерхностной толщи на изменение времени звучания импульсных сигналов с расстоянием при различных глубинах приема в подповерхностном звуковом канале (рис. I).

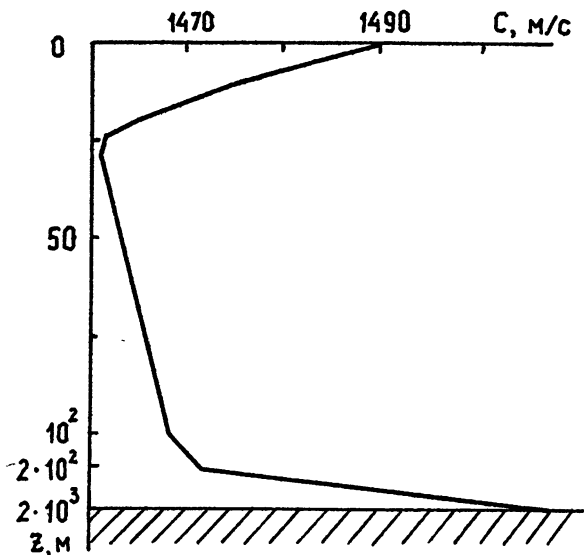


Рис. 1. Зависимость от глубины z скорости звука $c(z)$ в районе проведения экспериментальных исследований.

При проведении экспериментальных исследований в качестве источников широкополосных сигналов использовались ВИЗ с тротильным эквивалентом $Q = 0,38$ кг, которые производились на оси канала $Z_s = 30$ м и определенных расстояниях r от приемной системы, состоявшей из двух ненаправленных гидрофонов, погруженных на глубины $Z_r = 50$ и $Z_r = 10^3$ м. Рассматривалась лишь область расстояний $r > 2 \cdot 10^5$ м, в которой, как ожидалось, влияние сигналов донных отражений и донной реверберации на поведение $\tau(r)$ существенно ослаблено. При приеме на оси звукового канала зависимость от времени t интенсивности $I(t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} p^2(t) dt$ сигнала давления $p(t)$ на фиксированном расстоянии имеет классический вид с резким "обрывом" в конце (см. рис. 2); здесь T - время усреднения. При приеме на нижний гидрофон $Z_r = 10^3$ м реализуются условия "тени" для сигналов, распространяющихся вдоль водных лучей, углы скольжения которых χ определяются простым соотношением $\chi < \chi_0 = \arccos [c_0 / c(z_r)]$, где $c(z)$ - зависимость скорос-

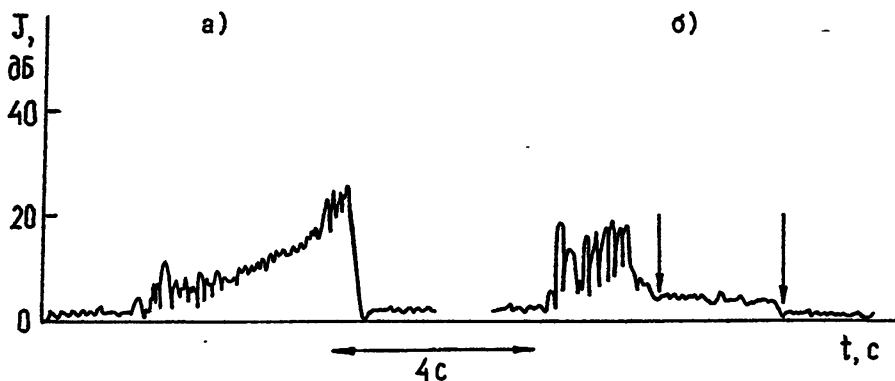


Рис. 2. Зависимость от времени t интенсивности $J(t)$ взрывных сигналов $J(t) = 10 \lg |I(t)/I_0|$ на расстоянии $r = 4,83 \cdot 10^5$ м и глубинах приема $Z_r = 50$ м (а) и $Z_r = 10^3$ м (б). Здесь I_0 - минимальная интенсивность шума; вертикальными стрелками в (б) отмечен реверберационный "хвост"; $T = 0,2$ с.

ти звука от глубины Z (см. рис. 1), $C_0 = \min \{C(z)\} = C(z_s)$. В результате отсутствия лучей с $\chi < \chi_0$, формирующих наиболее энергетическую часть взрывного сигнала в канале /I/, максимальные значения интенсивности сигнала при $Z_r = 10^3$ м имеют место в средней его части (см. рис. 2).

Обратимся теперь к зависимости времени звучания сигналов от расстояния на различных глубинах (см. рис. 3), используя для объяснения их поведения, наряду с численными расчетами $\tau(r)$ по лучевой теории для реального профиля $C(z)$, аналитические оценки $\tau(r)$ для модельного приповерхностного канала $C_m(z) = C_0(1 + \alpha z)$, где $\alpha \approx [C(H) - C_0]/C_0$, $C_0 = C(z_s)$, $H \approx 2 \cdot 10^3$ м - глубина водного слоя. Использование этой зависимости $C_m(z)$ в данном случае оправдано тем, что для частотного диапазона $m\varphi < 10^2$ Гц, в котором сосредоточена значительная часть всей спектральной плотности потока энергии взрывного сигнала при выбранных Z_s и Q , влияние верхнего слоя жидкости $0 < Z < 30$ м с отрицательным

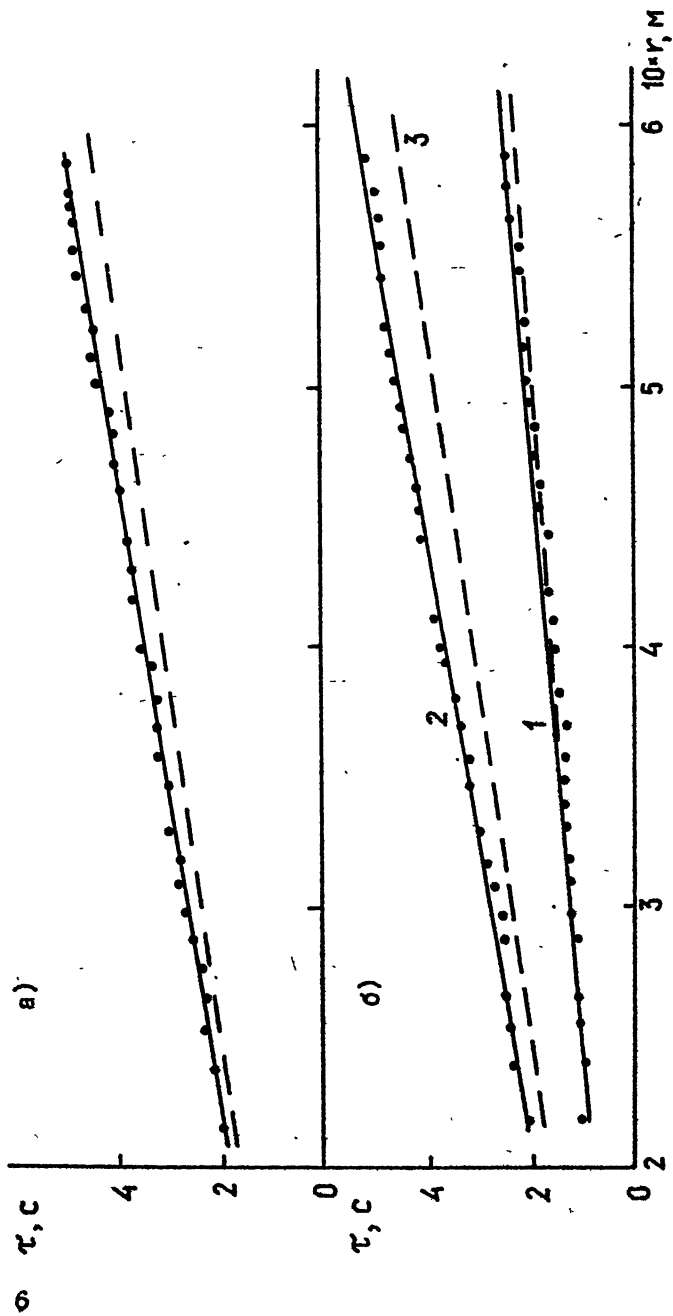


Рис. 3. Изменения с расстоянием r длительностей звучания $\tau(r)$ взрывных сигналов при приеме на глубинах $Z_r = 50 \text{ м}$ (а) и $Z_r = 10^3 \text{ м}$ (б). Точки соответствуют экспериментальным данным; сплошные линии — результаты их аппроксимации; штриховые — расчеты длительности звучания когерентной части сигнала; 2 — полная длительность звучания; 3 — расчетам при $Z_r = 50 \text{ м}$.

градиентом $C(z)$ (см. рис. 1) на поведение $\tau(r)$ будет существенно ослаблено.

Как следует из приведенных на рис. 3 данных, длительность звучания импульсного сигнала в подповерхностном звуковом канале возрастает пропорционально пройденному им расстоянию. Некоторые расхождения между теоретическими и экспериментальными данными обусловлены, по-видимому, неточным знанием градиента скорости звука на больших глубинах $z > 2 \cdot 10^2$ м, изменчивостью значения величины C_0 по трассе распространения, а также неучтенным вкладом рассеянных сигналов. Для модельного профиля $C_m(z)$ в предположении $z_s \rightarrow 0$ нетрудно получить аналитическое выражение для $\tau(r)$ (см. /1/)

$$\tau(r) \approx \frac{1}{3} a (H - z_r) \frac{r}{C_0}, \quad (1)$$

из которого видно, что с увеличением глубины приема z_r величина $\tau(r)$ должна уменьшаться из-за образования зоны "тени" для сигналов, распространяющихся вдоль лучей с углами скольжения $\chi < \arccos [1/(1 + a z_r)]$. Если измерять длительность наиболее энергетического участка взрывного сигнала при $z_r = 10^3$ м (см. рис. 2), то приблизительно аналогичное поведение $\tau(r)$ имеет место (см. рис. 3). Однако, за основным сигналом при $z_r = 10^3$ м хорошо просматривается реверберационный "хвост" (см. рис. 2), с учетом которого зависимость полной длительности звучания $\tau(r)$ при $z_r = 10^3$ м на рис. 3 располагается, естественно, чуть выше аналогичной зависимости даже при $z_r = 50$ м, а тем более выше этой величины при $z_r = 10^3$ м.

Из приведенных на рис. 4 спектрограмм $S(t, f) = \left| \int_t^{t+\tau} P(t) \times \exp(-2\pi i f t) dt \right|^2$ сигналов видно, что в реверберацион-

ную составляющую поля вносит основной вклад рассеяние сигналов в низкочастотном диапазоне $f < 10^2$ Гц на взволнованной поверхности океана и объемных неоднородностях в подповерхностном звуковом канале. Доводом в пользу именно такого механизма образования реверберационного "хвоста" на больших расстояниях $r > 2 \cdot 10^5$ м слу-

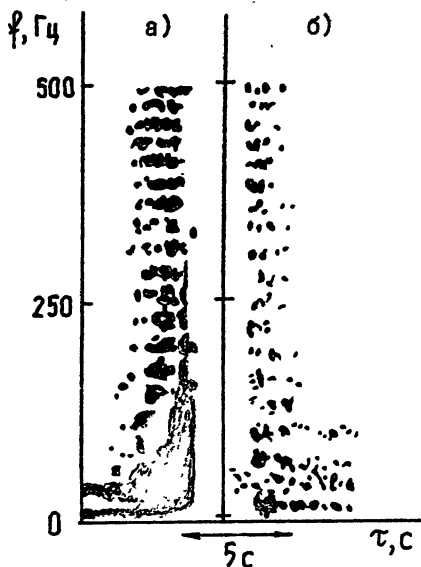


Рис. 4. Представленные в плотностном виде на плоскости время звучания - частота ($\tau - f$) спектрограммы $S(t, f)$ принятых на расстоянии $r = 3,09 \cdot 10^5$ м и глубинах $z_r = 50$ м (а) и $z_r = 10^3$ м (б) сигналов ($T = 0,4$ с).

жит сам характер резкого его "обрыва", что может быть связано лишь с рассеянием сигналов, распространяющихся по приосевым лучам (модам низких номеров) в подповерхностном звуковом канале (см. рис. 5). Поэтому, тот факт, что полная длительность сигнала при $z_r = 10^3$ м несколько превышает аналогичную величину даже при $z_r = 50$ м качественно объясняется уже в рамках лучевой теории однократного рассеяния с использованием модельного профиля $C_m(z)$, согласно которой для исследуемой зависимости на глубине z_r получаем приближенное аналитическое выражение

$$\tau(r) \approx \frac{1}{3} a n \left(r + \sqrt{\frac{2z_r}{a}} \right) / c_0 + \sqrt{\frac{2z_r}{a}} / c_0. \quad (2)$$

Из сравнения выражения (1), (2) следует, что с ростом глубины приема увеличиваются отличия полной длительности (2), учитывающей вклад в поле реверберационной составляющей, от, во-первых, длительности когерентной составляющей сигнала (1); во-вторых, аналогичной величины вблизи оси канала.

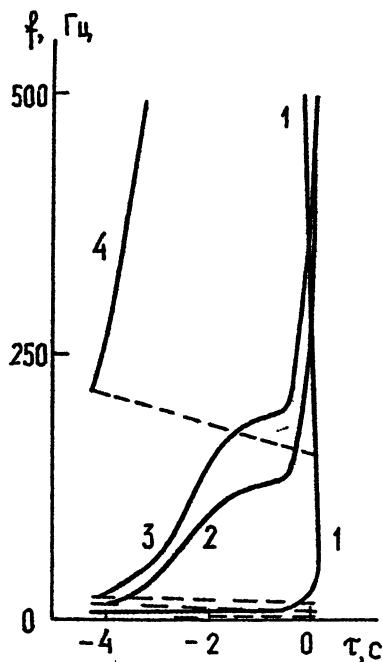


Рис. 5. Теоретические зависимости f от частоты f времени звучания $\tau = t - r/C_0$ мод с номерами $l = 1, 7, 10, 10^2$, полученные в приближении ВКБ /I/ и в предположении идеально отражающих свободной поверхности и дна. Штриховые линии зависимостей $\tau(r)$ обусловлены расположением точек поворота мод на глубине $z = H$; сплошные - $z < H$.

Оценим величину последнего слагаемого в (2) при $z_r = 10^3$ м, определив предварительно с использованием экспериментальной зависимости $\tau(r)$ при $z_r = 50$ м значение градиента скорости звука по формуле $a \approx 3C_0 [\tau(r_2) - \tau(r_1)] / H(r_2 - r_1)$, следующей из приближенного выражения (I). При $C_0 = 1460$ м/с, $r_1 = 2 \cdot 10^5$ м, $r_2 = 4 \cdot 10^5$ м, $\tau(r_2) - \tau(r_1) \approx 1,5$ с находим значение $a \approx 1,825 \cdot 10^{-5}$ м⁻¹ и величину $\sqrt{2z_r/a/C_0} \approx 7$ с, на которую полная длительность при $z_r = 10^3$ м должна превышать аналогичную зависимость при $z_r = 50$ м. Однако, как следует из экспериментальных данных (см. рис. 3), эти зависимости отличаются лишь на существенно меньшую постоянную величину 0,2 - 0,3 с, что, по-видимому, доказывает преобладающий вклад в реверберационную составляющую поля на частотах $f < 10^2$ Гц при $z_r = 10^3$ м рассеяния вперед на крупномасштабных неровностях свободной поверхности и - объемных неоднородностях приповерхностной толщи океана сигналов, распространяющихся вдоль лучей с углами скольжения $\chi < \chi_0$.

Таким образом, выполненные исследования показали, что при приеме широкополосных импульсных сигналов давления на значительных расстояниях от источника и глубинах, существенно превышающих глубину оси звукового канала и отвечающих условиям образования области "тени" для импульсов, распространяющихся вдоль приосевых лучей, возможно наблюдение рассеянных взволнованной поверхностью и объемными неоднородностями приповерхностной толщи океанического волновода сигналов, дающих заметный вклад в изменение полной длительности звучания импульса давления с расстоянием на различных глубинах. Текущий спектральный анализ сигналов позволяет также исследовать частотную зависимость реверберационной составляющей звукового поля.

В заключение считаем своим долгом выразить признательность Н.В. Студеничнику за предоставленную возможность участия в натуральных экспериментальных исследованиях.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. - Л.: Гидрометеиздат. - 1982. - 264 с.
2. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П., Студеничник Н.В. К теории предреверберации звука в океане // Докл. АН СССР. - 1978. - Т. 239, № 1. - С. 211-213.
3. Студеничник Н.В. Предреверберация и некоторые механизмы затухания звука в подводном звуковом канале // Тр. четвертого семинара "Акустические и статистические модели океана". - М.: АКИН АН СССР. - 1982. - С. 19-39.

Дата поступления статьи
20 октября 1989 г.