АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 4

УДК 534.231.1

ЭФФЕКТ УВЕЛИЧЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ С РОСТОМ ИХ КРАТНОСТИ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ДНА ОКЕАНИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Голубев В. Н., Лобанов В. Н., Петухов Ю. В.

Теоретически и экспериментально исследуется поведение с расстоянием отношений интегральных уровней импульсных сигналов донных отражений различной кратности, принимаемых вблизи дна. Обсуждаются некоторые отличия при приемах вблизи свободной поверхности и дна в проявляющемся, начиная с определенных расстояний, эффекте увеличения интегральных уровней донных отражений с ростом их кратности при фиксированном расстоянии между корреспондирующими точками.

Выполненный в [1] анализ импульсных сигналов донных отражений различной кратности показал, что влияние интерференционного подавления поля, возбуждаемого источником звука, расположенным вблизи свободной поверхности, приводит к увеличению интегральных уровней донных отражений с ростом их кратности при фиксированном расстоянии между корреспондирующими точками; начиная же с определенного номера отражения, этот эффект исчезает и поведение соответствующих величин характеризуется спадающими зависимостями. Отметим, что в [1] прием сигналов осуществлялся на незначительном удалении от свободной поверхности (120 м).

Цель данной работы состоит: во-первых, в проведении раздельного анализа донных отражений различной кратности, но в отличие от [1] принимаемых вблизи дна океанического волновода; во-вторых, в выяснении возможных отличий в эффекте увеличения интегральных уровней донных отражений с ростом их кратности при приемах вблизи свободной поверхности и дна.

Рассмотрение поставленных вопросов начнем с оценок величин эффектов. В целях упрощения приближенных аналитических расчетов рассмотрим простейший изоскоростной волновод глубины H со скоростью звука в жидкости c_0 и плотностью ρ_0, а также с определенной зависимостью коэффициента отражения $V(\theta)$ от угла падения θ.

Если излучение акустических сигналов осуществляется вблизи свободной поверхности на глубине z_s ($z_s/H \ll 1$), а прием на глубине z_r вблизи нее $z_r/H \ll 1$ или дна $h/H \ll 1$ ($h=H-z_r$), то поле в удаленной на горизонтальное расстояние r точке приема будет формироваться характерными четверками сигналов, выражение для спектра которых с использованием «картины» мнимых источников запишется в следующем виде:

$$S^{(m)}(\omega, r) = -S_0(\omega) R_0 \{ [V^{m_2}(\theta_1) e^{i\omega t_1}/R_1 - V^{m_2}(\theta_3) e^{i\omega t_3}/R_3] (-1)^{m_2} + [V^{m_1}(\theta_4) e^{i\omega t_4}/R_4 - V^{m_1}(\theta_2) e^{i\omega t_2}/R_2] (-1)^{m_1} \}, \quad (1)$$

где $S_0(\omega)$ – спектр исходного сигнала в свободном пространстве на малом расстоянии R_0, $\omega=2\pi f$ – циклическая частота

$$R_1=\sqrt{r^2+(2Hm_2-z_s-z_r)^2},\ R_3=\sqrt{r^2+(2Hm_2+z_s-z_r)^2},$$
$$R_4=\sqrt{r^2+(2Hm_1+z_s+z_r)^2},\ R_2=\sqrt{r^2+(2Hm_1-z_s+z_r)^2},$$
$$t_j=R_j/c_0,\ \theta_j=\arcsin(r/R_j),\ j=[1,\ 4].$$

Для дальнейшего удобно каждой четверке принимаемых сигналов сопоставить кратность донного отражения m, которая совпадает с минималь-

ной кратностью отражения одной из пар сигналов $m=\min\{m_1, m_2\}$. Как нетрудно убедиться, при приеме вблизи свободной поверхности ($z_r/H\ll 1$) $m_1=m_2=m$ ($m=1, 2\ldots$), т. е. четверка состоит из сигналов одинаковой кратности отражения; при приеме же вблизи дна ($h/H\ll 1$) $m_1=m_2-1=m$ ($m=0, 1\ldots$), т. е. кратность отражения одной пары импульсов будет на единицу меньше, вследствие чего в первой принимаемой четверке сигналов $m=0$ будет присутствовать пара импульсов, не испытавших отражения от дна. Если теперь интересоваться лишь диапазоном частот $\omega\ll 1/\max\{t_j-t_l\}$ ($j\neq l=[1, 4]$), а также областью расстояний $(2mH/r)^2\ll 1$, где можно пренебречь различиями $\Delta\theta_{jl}=\theta_j-\theta_l$ в углах падения в каждой четверке сигналов при данном m:

$$\max\{\Delta\theta_{jl}\}\approx\frac{4mH}{r^2}\begin{cases} z_s, & z_s>z_r \\ z_r, & z_s<z_r\end{cases}\ll 1;\quad \max\{\Delta\theta_{jl}\}\approx\frac{2(2m+1)H}{r^2}\begin{cases} z_s, & z_s>h \\ h, & z_s<h\end{cases}\ll 1,$$

то для спектральной плотности потока энергии $E^{(m)}=|S^{(m)}(\omega, r)|^2/\rho_0 c_0$ из (1) нетрудно получить следующие приближенные выражения:

$$E^{(m)}(\omega, r)\approx\frac{2^8|S_0(\omega)|^2R_0^2}{\rho_0 c_0}\left(\frac{k^4 z_s^2 z_r^2 H^4}{r^6}\right)m^4|V(\theta_1)|^{2m}\times$$
$$\times\left\{1-3\left(\frac{2mH}{r}\right)^2\right\};\quad z_r/H\ll 1\quad (m=1, 2, \ldots), \tag{2}$$

$$E^{(m)}(\omega, r)\approx\frac{4|S_0(\omega)|^2R_0^2}{\rho_0 c_0}\left(\frac{k^2 z_s^2 H^2}{r^4}\right)(2m+1)^2|V(\theta_1)|^{2m}\times$$
$$\times\left\{1-2\left[\frac{(2m+1)H}{r}\right]^2\right\}\left\{a_1-\frac{a_2}{r^2}\left[1-\left(\frac{(2m+1)H}{r}\right)^2\right]\right\};$$
$$h/H\ll 1\quad (m=0, 1, \ldots), \tag{3}$$

где $k=\omega/c_0$, $kH\gg 1$, a_1 и a_2 — параметры, выражения для которых приведем здесь с целью упрощения записи в виде, справедливом лишь при действительных значениях функции $V(\theta_1)$:

$$a_1=[1+V(\theta_1)]^2,\quad a_2\approx -4(m+1)H\left\{h-\frac{z_s}{2}[1+V(\theta_1)]\right\}[1+V(\theta_1)]+$$
$$+4(2m+1)_2k^2H^2\left\{V(\theta_1)h^2+\frac{z_s^2}{12}[1+V(\theta_1)]^2\right\} \tag{4}$$

Как следует из (2)—(4), интерференционное подавление приводит к различным зависимостям $E^{(m)}(\omega, r)$ от m и r для $z_r/H\ll 1$ и $h/H\ll 1$. При приеме вблизи поверхности сомножитель, характеризующий увеличение $E^{(m)}(\omega, r)$ с ростом кратности отражения пропорционален $(2m)^4$, в соответствии с этим $E^{(m)}(\omega, r)$ уменьшается с расстоянием по характерному для квадрупольного источника закону r^{-6}. При приеме вблизи дна поведение аналогичного сомножителя становится несколько разнообразнее, поскольку зависит от свойств функции $V(\theta_1)$. Так, при $V(\theta_1)>0$ или $|V(\theta_1)|\ll 1$ он пропорционален всего лишь $(2m+1)^2$, поэтому $E^{(m)}(\omega, r)$ уменьшается с расстоянием по характерному для дипольного источника закону r^{-4} (см. (3), (4)). Следовательно, в этом случае эффект увеличения $E^{(m)}(\omega, r)$ с ростом m будет в существенно меньшей степени выражен при приеме вблизи дна. Поскольку при скользящих углах падения $\theta_1\to\pi/2$ всегда $V(\theta_1)\to -1$, то выражение (3) становится аналогичным (2) с точностью до замены в последнем параметров $2m$ и z_r на $(2m+1)$ и h соответственно. Поэтому эффект увеличения $E^{(m)}(\omega, r)$ с ростом m, характеризующийся здесь сомножителем $(2m+1)^4$, будет в данном случае заметнее выражен при приеме вблизи дна, но лишь при небольших значениях m, что объясняется более быстрым увеличением с ростом m разностей времен распространения в со-

ответствующих четверках сигналов при

$$h/H \ll 1: \quad \max\{t_j - t_l\} \approx \frac{2(2m+1)}{c_0 r} H \begin{cases} z_s, & z_s > h \\ h, & z_s < h \end{cases}$$

$$\text{чем при} \quad z_r/H \ll 1: \quad \max\{t_j - t_l\} \approx \frac{4mH}{c_0 r} \begin{cases} z_s, & z_s > z_r \\ z_r, & z_s < z_r \end{cases}.$$

Обратимся теперь к обычно измеряемым в экспериментальных исследованиях (см. [1]) интегральным уровням

$$I_m(r) = \frac{1}{\omega_2 - \omega_1} \int_{\omega_1}^{\omega_2} E^{(m)}(\omega, r)\, d\omega$$

в полосе частот $\omega_1 \leqslant \omega \leqslant \omega_2$ и введем величину $J_{nm}(r) = 10 \lg\{I_n(r)/I_m(r)\}$, характеризующую отношение интегральных уровней донных отражений кратностей n и m, которая представляется удобной при работе с источниками периодических импульсных сигналов с неконтролируемыми изменениями (в определенных пределах $\Delta S_0(\omega)/S_0(\omega) \ll 1$) спектрального состава $S_0(\omega)$. При упрощающем вычисления предположении о независимости коэффициента отражения от угла падения $V(\theta_1) = V = \text{const}$ из (2)–(4) получим простые выражения для $J_{nm}(r)$ при $S_0(\omega) = \text{const}$:

$$J_{nm}(r) \approx 20(n-m)\lg|V| - 120\left(\frac{H}{r}\right)^2 (n^2 - m^2) + 40 \lg \frac{n}{m};$$

$$z_r/H \ll 1 \ (m, n = 1, 2, \ldots), \tag{5}$$

$$J_{nm}(r) \approx 20(n-m)\lg|V| - 40\left(\frac{H}{r}\right)^2 (n^2 - m^2 + n - m) \times$$

$$\times \begin{cases} 2, \\ 3, \end{cases} + 20 \lg \left(\frac{n + \frac{1}{2}}{m + \frac{1}{2}} \right) \begin{cases} 1, & 1 + V \gg |V|, \quad V > 0 \\ 2, & V \to -1 \end{cases}; \quad h/H \ll 1 \quad (m, n = 0, 1 \ldots). \tag{6}$$

Из (5), (6) следует, что на фиксированном расстоянии $r = r_0$ эффекту увеличения $I_m(r_0)$ с ростом m соответствует область отрицательных значений $J_{nm}(r_0) < 0$ при $n = m - 1$, причем последние слагаемые в (5), (6) оценивают его предельную величину для $r \to \infty$ и $|V| \to 1$. Влияние потерь при отражении $|V| < 1$ и уменьшение амплитуды сигналов вследствие геометрической расходимости препятствует развитию рассматриваемого эффекта. Поэтому при $m > m_3(r, V)$ (m_3 – соответствует максимальному значению $I_m(r_0)$) имеет место обычная спадающая зависимость $I_m(r_0)$ от m ($J_{nm}(r_0) > 0$), однако при $m_3(r, V) < m < m_4(r, V)$ ($J_{1m_4}(r_0) = 0$) интегральные уровни донных отражений еще превышают аналогичную величину при $n = 1$ ($J_{1m}(r_0) < 0$) и лишь при $m > m_4(r, V)$ имеем $J_{1m}(r_0) > 0$. С увеличением расстояния r ($0 \leqslant r < r_0$) рассмотренное выше поведение $J_{nm}(r)$ формируется постепенно, поэтому значения $m_3(r, V)$ и $m_4(r, V)$ будут изменяться от $m_3 = m_4 = 1$ ($z_r/H \ll 1$), $m_3 = m_4 = 0$ ($h/H \ll 1$) до некоторых m_3 и m_4, которые при $r_0 \to \infty$ и $|V| \to 1$ неограниченно возрастают $m_3 \to \infty$, $m_4 \to \infty$.

С целью проверки возможности наблюдения при приеме вблизи дна эффекта увеличения $I_m(r_0)$ с ростом m была проведена соответствующая обработка экспериментальных данных, полученных в глубоководном океаническом волноводе (см. рис. 1). При выполнении экспериментальных исследований в качестве излучателя использовалась пневматическая пушка с рабочим объемом 10 л, которая при буксировке на глубине $z_s \approx (10 \div 12)$ м со скоростью (2,8÷3,2) м/с излучала периодически через каждые 45 с импульс давления с максимумом в спектре на частоте $f \approx 10$ Гц и существенным спадом интенсивности с ростом частоты, достигающим 36 дБ

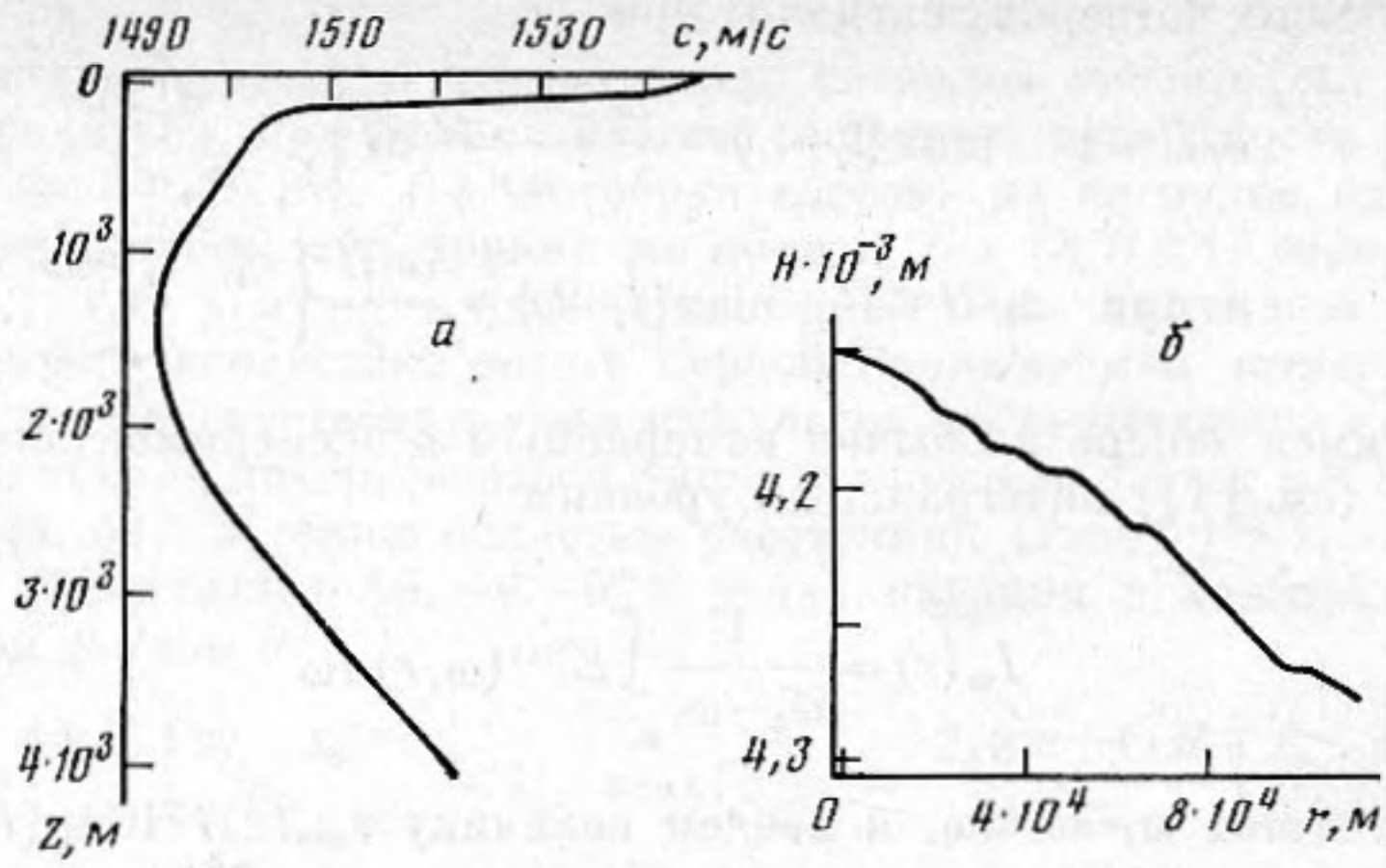

Рис. 1

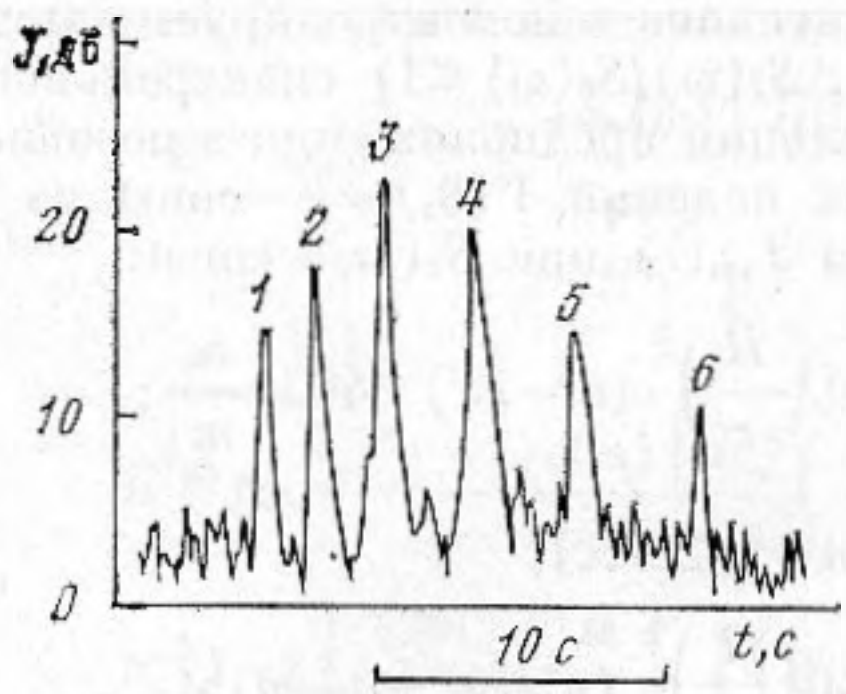

Рис. 2

Рис. 1. Зависимости скорости звука $c(z)$ от глубины z (*а*) и профиля дна $H(r)$ от горизонтального расстояния r (*б*) в районе проведения экспериментальных исследований

Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности $J(t)=10\lg[I(t)/I_0]$ от времени t при $r_0=4\cdot10^4$ м, $T=0{,}2$ с; цифрами указана соответствующая кратность донного отражения $m=1, 2, 3, 4, 5, 6$. Здесь I_0 – минимальное значение интегрального уровня шума

при $f\approx3\cdot10^2$ Гц. Прием осуществлялся на одиночный гидрофон автономной донной станции ($r=0$), расположенный на высоте $h\simeq6$ м от дна. Результатом первичной обработки являлась зависимость от времени t интегрального уровня $I(t)=\frac{1}{T}\int\limits_t^{t+T} p^2(t)\,dt$ сигнала давления $p(t)$; здесь T – время усреднения.

В эксперименте наблюдалось порядка одиннадцати донных отражений на расстояниях свыше $r>10^5$ м, однако эффект увеличения $I_m(r_0)$ с ростом m удобнее анализировать на расстояниях в несколько десятков километров $r_0=4\cdot10^4$ м (см. рис. 2), поскольку отношение сигнал/шум в этой области еще достаточно велико при относительно большом числе отражений. Как видно (см. рис. 2), поведение $I_m(r_0)$ от m качественно описывается уже́ на основе простейших приближенных зависимостей (3), (6), причем $m_3=3$, $m_4=5$; отсутствие же отражения с $m=0$ объясняется образованием при $r>3{,}0\cdot10^4$ м зоны геометрической тени для пары водных и, следовательно, при данных зависимости скорости звука $c(z)$ от глубины z (см. рис. 1) и расположении корреспондирующих точек, для пары однократно отраженных от дна сигналов. Приведенные на рис. 3 экспериментальные данные для $J_{12}(r)$ и $J_{13}(r)$ подтверждают сказанное выше относительно постепенного развития рассматриваемого эффекта и увеличения значения m_3 с ростом r.

Теоретические зависимости $J_{12}(r)$, $J_{13}(r)$ (см. рис. 4), полученные при $S_0(\omega)=\text{const}$ в полосе частот $0\leqslant f\leqslant50$ Гц с использованием аналогичного (1) выражения для $S^{(m)}(\omega, r)$, но с параметрами t_j, θ_j и $R_j=\Sigma_j^{1/2}(r)$ ($\Sigma_j(r)$ – площадь поперечного сечения лучевой трубки), рассчитываемыми по лучевой теории с кусочно-линейной аппроксимацией $c(z)$, вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Предсказываемая

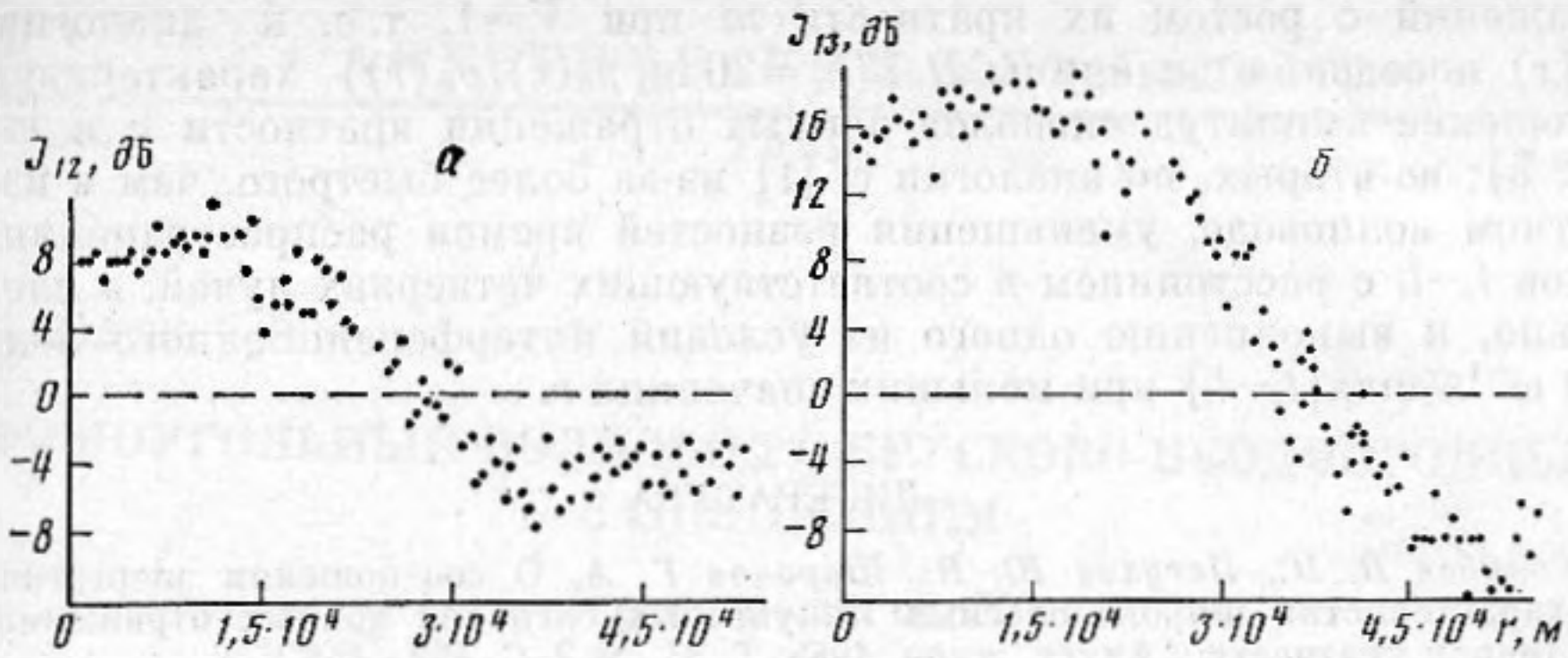

Рис. 3. Экспериментальные зависимости от расстояния r отношений интегральных уровней донных отражений различной кратности: (*а*) $J_{12}(r)$; (*б*) $J_{13}(r)$

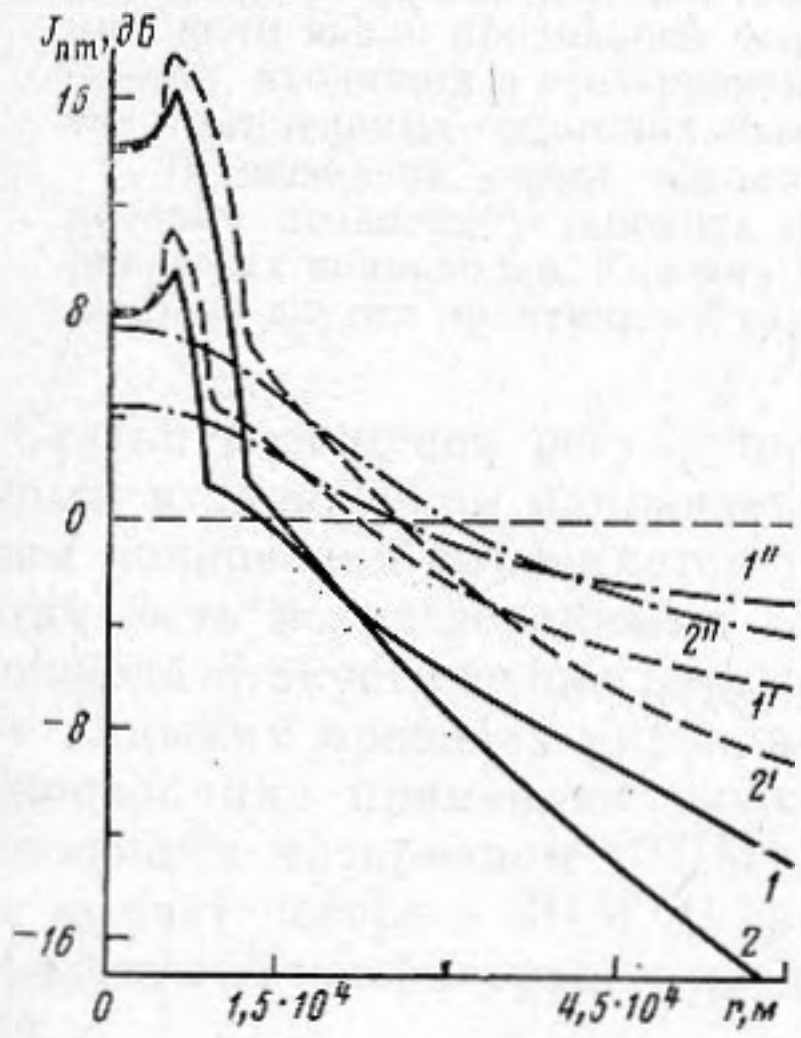

Рис. 4

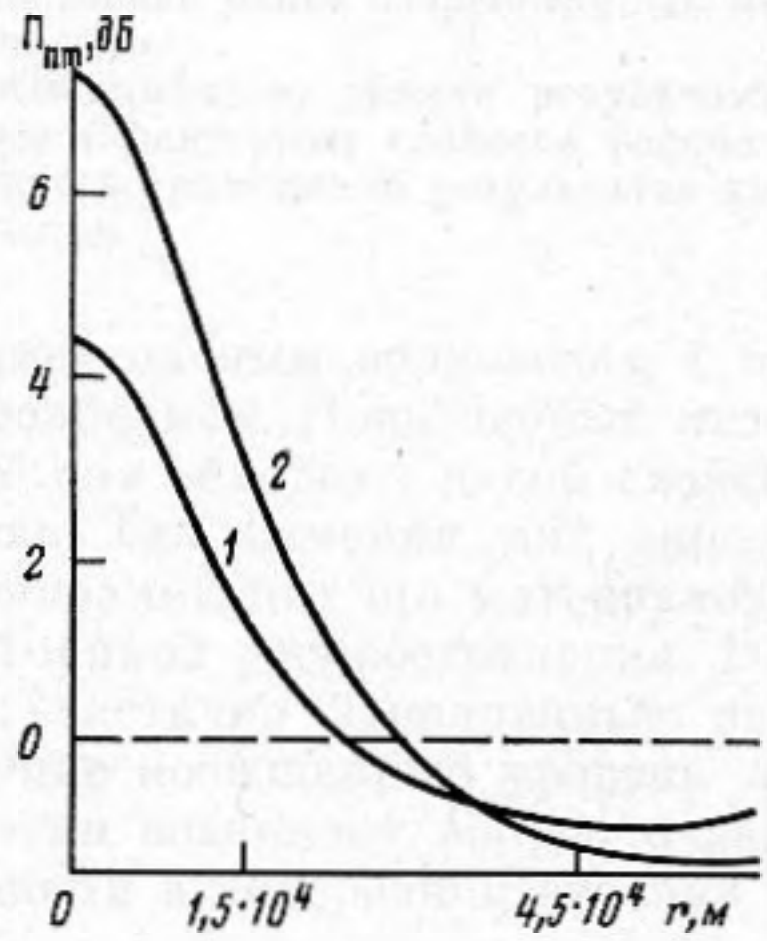

Рис. 5

Рис. 4. Теоретические зависимости от расстояния r отношений интегральных уровней $J_{nm}(r)$ донных отражений различной кратности; кривые *1*, *2* отвечают $J_{12}(r)$ и $J_{13}(r)$, рассчитанным с учетом $c(z)$ и акустических свойств дна $\rho=2\cdot10^3$ кг/м³, $c=4\cdot10^3$ м/с. Кривые *1'* и *2'* отвечают соответствующим зависимостям, рассчитанным для изоскоростного волновода $c(z)=c_0=1{,}5\cdot10^3$ м/с; *1''* и *2''* – для волновода с $V=1$ и $c(z)=c_0$

Рис. 5. Теоретические зависимости от расстояния r отношений амплитуд сигналов $П_{nm}$ донных отражений различной кратности, полученные с учетом $c(z)$ для волновода с абсолютно жестким дном $V=1$; кривые *1* и *2* отвечают $П_{12}(r)$ и $П_{13}(r)$ соответственно

теорией величина эффекта ($J_{nm}(r)<0$) приблизительно на 4 дБ больше (соответствующие кривые лежат ниже) аналогичной экспериментальной, что можно объяснить, по-видимому, влиянием в натурных условиях слоистости осадков и потерь при отражении от дна на поведение $J_{nm}(r)$.

Результаты численных расчетов (см. рис. 4) позволяют кроме выполненного сравнения с экспериментальными данными проанализировать влияние различных факторов на изменение $J_{nm}(r)$. Так, видно, что уже в изоскоростном волноводе с учетом акустических свойств дна, моделируемого жидким полупространством, влияние интерференционного подавления на поведение $J_{nm}(r)$ заметно больше, чем в случае абсолютно жесткого дна $V=1$, кстати, на величину, хорошо предсказываемую выражением (6). К существенному «подчеркиванию» рассматриваемого эффекта ($J_{nm}(r)<0$) приводит также влияние стратификации скорости звука (см. рис. 4), причем двояким образом: во-первых, из-за увеличения факторов фокусировки лучей с ростом угла выхода, вследствие чего на определенных расстояниях имеет место увеличение амплитуды сигналов донных

отражений с ростом их кратности m при $V=1$, т. е. к аналогичному $J_{nm}(r)$ поведению величины $\Pi_{nm}(r)=20\lg\{p_n(r)/p_m(r)\}$, характеризующей отношение амплитуд сигналов донных отражений кратности n и m (см. рис. 5); во-вторых, по аналогии с [1] из-за более быстрого, чем в изоскоростном волноводе, уменьшения разностей времен распространения сигналов t_j-t_i с расстоянием в соответствующих четверках лучей, а следовательно, к выполнению одного из условий интерференционного подавления $\omega^{-1}\ll\max\{t_j-t_i\}$ при меньших значениях r.

ЛИТЕРАТУРА

1. *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.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8.IV.1988