

Министерство высшего и среднего специального образования  
Р С Ф С Р

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

П р е п р и н т № 270

ДОПЛЕРОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ДНА ОКЕАНА

И.Б.Бурлакова  
Д.В.Петухов  
М.М.Славинский

Горький 1969

Бурлакова И. Б., Петухов Д. В.,  
Славинский М. М.

ДОПЛЕРОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ДНА ОКЕАНА // Препринт № 270. - Горь-  
кий: НИРФИ. - 1989. - 13 с.

УДК 534.231.1

Теоретически и экспериментально доказана возможность определения значений скорости звука и плотности в осадочной толще с использованием пространственных зависимостей спектральной плотности мощности акустических сигналов, соответствующих донным отражениям различной кратности и разделяющихся по доплеровским смещениям частоты при движении тонального источника излучения в глубоководном океаническом волноводе.

Ранее в [1] было показано, что с использованием метода синтеза апертуры [2] для анализа акустического поля, возбуждаемого равномерно движущимся стабильным, тональным источником, в глубоководных океанических волноводах удается разделить пространственные зависимости доплеровских смещений частоты, соответствующие сигналам различной кратности отражения от дна, реверберации и распространяющимся вдоль "водных" лучей. В [1] отмечалось также, что пространственные зависимости спектральной плотности мощности сигналов, полученные интегрированием вдоль соответствующих линий на плоскости частота - дистанция, могут быть использованы для определения отражающих и рассеивающих свойств подводного грунта, зависящих от его акустических характеристик.

В настоящей работе продемонстрированы возможности доплеровской томографии для целей определения угловой зависимости коэффициента отражения от дна и, тем самым, значений скорости звука и плотности в осадках.

В начале, с целью иллюстрации метода, рассмотрим простейший волновод, представляющий собой однородный глубины  $H$  слой жидкости со скоростью звука  $C_0$  и плотностью  $\rho_0$  в ней, лежащий на однородном жидком полупространстве с соответствующими акустическими характеристиками  $C$  и  $\rho$ . Тогда при движении в строго определенном горизонтальном направлении  $r = vt$  ( $t \geq 0$ ) на глубине  $Z_s$  со скоростью  $v$  ( $v/C_0 \ll 1$ ) тонального источника с частотой излучения  $f_0 = \omega_0/2\pi$ , на глубине  $Z_r$  в неподвижной точке приема зависимость возмущения давления  $p(t)$  от времени  $t(r)$  будет определяться сигналами, распространяющимися вдоль пары "водных" лучей и четверок лучей различной кратности  $m = 1, 2, \dots$  от-

ражения от дна, с соответствующими зависимостями частот от  $r$  (см. [1]). Поскольку в дальнейшем представляют интерес лишь донные отражения, то при наиболее благоприятной для разделения их по доплеровским смещениям частоты ситуации  $z_s/H \ll 1$ ,  $z_r/H \ll 1$  каждое отражение будет формироваться четверками сигналов одинаковой кратности  $m$ ; поэтому, выполнив "текущий" спектральный анализ сигнала  $S(\omega, r) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} p(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau$  с усреднением  $T$  по времени, для его спектральной плотности мощности  $|S^{(m)}(\omega, r)|^2$  получим в приближении "картины" мнимых источников (см. [3]) следующее выражение:

$$\begin{aligned} |S^{(m)}(\omega, r)|^2 = R_0^2 & \left| S_1(\omega) V^m(\theta_1) e^{i\omega_1 t_1 / R_1} - S_2(\omega) V^m(\theta_2) e^{i\omega_2 t_2 / R_2} \right. \\ & \left. - S_3(\omega) V^m(\theta_3) e^{i\omega_3 t_3 / R_3} + S_4(\omega) V^m(\theta_4) e^{i\omega_4 t_4 / R_4} \right|^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $R_j = \sqrt{r^2 + (2mH + h_j)^2}$ ,  $j = [1, 4]$ ,  $h_1 = -(z_s + z_r)$ ,

$$h_2 = -(z_s - z_r), \quad h_3 = z_s - z_r, \quad h_4 = z_s + z_r,$$

$$\begin{aligned} t_j = R_j / c_0, \quad \theta_j = \arcsin(r / R_j), \quad \omega_j = \omega_0 \left( 1 - \frac{v}{c_0} \frac{r}{R_j} \right), \quad (2) \\ S_j(\omega) = \frac{1}{2\sqrt{\pi} \Omega_j} \exp \left[ - \left( \frac{\omega - \omega_j}{\Omega_j} \right)^2 \right], \quad V(\theta_j) = \frac{\mu \cos \theta_j - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_j}}{\mu \cos \theta_j + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_j}}, \end{aligned}$$

$$n = c_0 / c, \quad \mu = \rho / \rho_0.$$

Здесь  $S_j(\omega)$  - спектр сигнала на малом расстоянии  $R_0$ ,  $\Omega_j$  - параметр, характеризующий ширину спектра сигнала, распространяющегося вдоль соответствующего луча. При излучении и приеме сигналов вблизи свободной поверхности  $(h_j / 2mH)^2 \ll 1$  из (2) следуют приближенные зависимости для параметров

$$t_j \approx \frac{R}{c_0} \left( 1 + \frac{2mH h_j}{R^2} \right), \quad R_j \approx R = \sqrt{r^2 + (2mH)^2},$$

$$\theta_j \approx \theta^{(m)} = \arcsin\left(\frac{r}{R}\right), \quad \omega_j \approx \omega^{(m)} = \omega_0 \left(1 - \frac{v}{c_0} \frac{r}{R}\right),$$

$$\Omega_j \approx \Omega^{(m)}, \quad S_j(\omega) \approx S_0(\omega) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\Omega^{(m)}} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega^{(m)}}{\Omega^{(m)}}\right)^2\right], \quad (3)$$

используя которые, для  $|S^{(m)}(\omega, r)|^2$  получим наглядную зависимость

$$\begin{aligned} |S^{(m)}(\omega, r)|^2 = & 4 \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 |S_0(\omega)|^2 |V(\theta^{(m)})|^{2m} \left\{ 1 - \cos\left[\omega^{(m)} \frac{4mH z_s}{R c_0}\right] - \right. \\ & - \cos\left[\omega^{(m)} \frac{4mH z_r}{R c_0}\right] + \frac{1}{2} \cos\left[\omega^{(m)} \frac{4mH(z_r - z_s)}{R c_0}\right] + \\ & \left. + \frac{1}{2} \cos\left[\omega^{(m)} \frac{4mH(z_r + z_s)}{R c_0}\right] \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь следует отметить два следующих обстоятельства. Во-первых, для разделения по доплеровским смещениям частоты соседних отражений  $m$  и  $m+1$  необходимо синтезировать апертуру  $D = vT >$

$> L = \frac{c_0}{f_0 r} \frac{R(m) \cdot R(m+1)}{R(m+1) - R(m)}$ , размер которой должен быть значителен на больших расстояниях  $(2mH/r)^2 \ll 1$ , поскольку параметр  $L = \frac{c_0}{2(2m+1)f_0} \left(\frac{r}{H}\right)^2$  быстро увеличивается с ростом  $r$ .

Во-вторых, при получении выражения (4) пренебрегалось различиями в доплеровских смещениях частоты в характерных для каждого  $m$  четверках сигналов (см. 3)), так как при  $z_s/H \ll 1$  и  $z_r/H \ll 1$  осуществить разделение  $f_j = \omega_j/2\pi$  представляется затруднительным во всей области расстояний  $0 < r < \infty$ . Действительно, это разделение возможно лишь при выполнении условий  $\sigma_1 = |\Delta f_j / \Delta f_j| > 1$  и  $\sigma_2 = |\Delta f_j / \Omega^{(m)}| > 1$ , где  $\Delta f_j \approx -f_0 \frac{v}{c_0} \frac{r}{R^2} 4mH z_j$  — различия

в доплеровских смещениях частоты в четверках сигналов,  $\overline{\Delta f} \approx \approx -f_0 \frac{v}{c_0} \frac{D}{R^3} (2mH)^2$  - диапазон усреднения по доплеровскому смещению частоты при синтезировании апертуры  $D$ ,  $z_1 = z_s$ ,  $z_2 = z_r$ ,  $z_3 = |z_r - z_s|$ ,  $z_4 = |z_s + z_r|$ . Полагая  $\Omega^{(m)} = \Omega = \text{const}$  и  $D \approx L$ , для  $G_1$  и  $G_2$  получаем следующие оценочные выражения:

$$G_1 = \frac{f_0 z_j r^2}{c_0 m H} \frac{R(m+1) - R(m)}{R(m+1) R(m)}, \quad G_2 = \frac{v}{c_0} \frac{\omega_0}{\Omega} \frac{4mH r z_j}{R^3}, \quad (5)$$

из которых нетрудно получить наглядные зависимости в двух предельных случаях:

$$G_1 \approx \frac{f_0 z_j}{c_0} \frac{2}{m+1} \left( \frac{r}{2mH} \right)^2, \quad G_2 \approx \frac{v}{c_0} \frac{\omega_0}{\Omega} \frac{r z_j}{2m^2 H^2}, \quad \left( \frac{r}{2mH} \right)^2 \ll 1; \quad (6)$$

$$G_1 \approx \frac{f_0 z_j}{c_0} \frac{2(2m+1)}{m} \frac{H}{r}, \quad G_2 \approx \frac{v}{c_0} \frac{\omega_0}{\Omega} \frac{4mH z_j}{r^2}, \quad \left( \frac{r}{2mH} \right)^2 \gg 1.$$

Из (5), (6) следует, что разделение по доплеровским смещениям  $\Delta f_j$  возможно лишь для высоких частот  $f_0 z_j / c_0 \gg 1$  и в промежуточной области расстояний  $r \approx 2mH$ .

После сделанных замечаний вернемся к анализу выражения (4), предварительно упростив его, рассмотрев случай  $z_s = z_r = z$ :

$$|S^{(m)}(\omega, r)|^2 = 16 \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 |S_0(\omega)|^2 |V(\theta^{(m)})|^{2m} \sin^4 \left[ \omega^{(m)} \frac{4mH z}{R c_0} \right]. \quad (7)$$

Как следует из (7), зависимость по  $r$  величины  $J_m(r) = \left( \frac{R}{R_0} \right)^2 * |S^{(m)}(\omega, r)|^2$  представляет собой осциллирующую с увеличивающимся с ростом расстояния периодом функцию, максимумы которой "повторяют" пространственную (угловую) зависимость модуля коэффициента

отражения в степени, равной удвоенной кратности отражения. Из сравнения выражений (4) и (7) нетрудно увидеть, что последнее является более удобным для определения угловой зависимости  $|V(\theta^{(m)})|^{2m}$ , поскольку все интерференционные максимумы, характеризующиеся последним сомножителем в (7), имеют одинаковые, в отличие от (4), амплитуды.

Таким образом, получив экспериментальную зависимость  $J_m(r)$ , можно по положению ее максимумов построить соответствующую ей угловую зависимость  $|V(\theta^{(m)})|^{2m}$ , причем тем точнее при данном  $\Pi$ , чем больше частота излучения, глубина погружения корреспондирующих точек, а также кратность донного отражения, поскольку увеличение этих параметров приводит к уменьшению периода осцилляций  $J_m(r)$  по  $r$  и угловая зависимость коэффициента отражения "снимается" более подробно. Определив с использованием  $|V(\theta^{(m)})|^{2m}$  угол полного внутреннего отражения  $\theta_r$  и величину  $W = 1 - V[\theta^{(1)} = 0]$ , найдем представляющие интерес значения параметров:

$$n = \sin \theta_r, \quad \mu = (2 - W) \sin \theta_r / W.$$

Очевидно, что учет стратификации скорости звука в водном слое не приводит к каким-либо существенным изменениям в предлагаемом здесь методе определения  $n$  и  $\mu$ , поскольку сводится лишь к расчетам по лучевой теории площади поперечного сечения лучевой трубки  $\Sigma(r)$  ( $R = \Sigma^{1/2}(r)$ ) и пространственной зависимости  $\theta^{(m)}(r)$ . Определенные трудности возникают при учете слоистости осадочной толщи дна, когда, например, при многослойной структуре осадков выражение для  $|S^{(m)}(\omega, r)|^2$  уже не будет иметь столь простой вид (см. (1)), а поведение этой величины при данном  $m$  будет характеризоваться существенно многолучевой интерференцией ( $\max \{j\} \gg 4$ ) с соответствующими для каждого луча сложными комбинациями коэффициентов отражения от границ раздела сред.

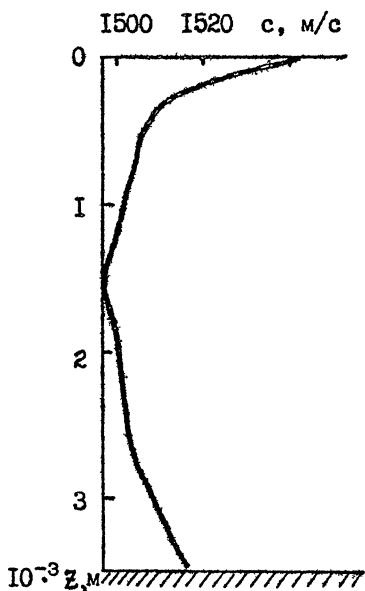
Однако в большинстве практически важных ситуаций учет слоистости дна сводится к рассмотрению одного слоя толщины  $h$ , с резко выраженной нижней границей раздела сред и зависящей от глубины скорости звука в нем [4], что существенно упрощает определение акустических характеристик осадков сочетанием методов, предложенного здесь и в работе [5]. В самом деле, разделение по доплеровским смещениям частоты сигналов, отраженных от нижней и верхней

границ сравнительно тонкого слоя  $h/H \ll 1$ , затруднительно при  $z_s/H \ll 1$  и  $z_r/H \ll 1$  по той же причине, что и - отраженных от одной из этих границ (см. выше (5), (6)); его возможно осуществить лишь при приеме на донную станцию  $z_r \rightarrow H$  сигналов, не испытавших отражения от свободной поверхности океана, но в практически трудно реализуемом случае  $z_s \rightarrow H$ . Поэтому определение угловых зависимостей коэффициентов отражения от нижней и верхней границ слоя возможно с использованием метода сравнения теоретических и экспериментальных зависимостей  $|S^{(m)}(\omega, r)|^2$  по  $r$ , аналогичного предложенному в [5], в котором необходимо проводить сравнение зависимостей  $|\sum_{m=1}^M S^{(m)}(\omega, r)|^2$  от глубины корреспондирующих точек на различных расстояниях  $r$ ; здесь  $M = \max\{m\}$  - число отражений, учитываемых в расчетах.

Для практических целей возможен и более простой, но "грубый" подход, заключающийся во введении некоторого эффективного коэффициента отражения  $V_{ef}$  от однородного жидкого дна с определенными акустическими характеристиками  $C_{ef}$  и  $\rho_{ef}$ . Преимущество этого приближения заключается в том, что определение  $|V_{ef}[\theta^{(m)}]|^2$ ,  $C_{ef}$  и  $\rho_{ef}$  можно проводить, используя также выводы, следующие из выражений (4), (7), т.е. по максимумам зависимости  $J_m(r)$ .

Остановимся теперь на экспериментальной проверке предложенного здесь метода определения  $V_{ef}(\theta^{(1)})$  и параметров грунта  $C_{ef}$  и  $\rho_{ef}$ . Как и в [1], экспериментальные исследования были выполнены в глубоководном ( $H = 3,5 \cdot 10^3$  м) районе океана с типичной зависимостью скорости звука  $C(z)$  от глубины  $z$  (см. рис. 1) и ровным, в отличие от [1], дном, верхний осадочный слой которого сложен из ила и песка. Источник, излучавший низкую  $f_0 = 146$  Гц и высокую  $f_0 = 392$  Гц частоты, буксировался со скоростью  $v = 3,5 \div 4$  м/с на глубине  $z_s = 70 \div 80$  м, прием акустических сигналов осуществлялся на глубине  $z_r \approx 10^2$  м. При получении экспериментальных зависимостей от расстояния доплеровских смещений частоты  $\Delta f^{(m)} = \omega^{(m)} / 2\pi - f_0$  и соответствующих им -  $J_m(r)$  для донных отражений различной кратности  $m = 1, 2, \dots$  принимаемый сигнал  $p(t)$ , записанный параллельно с опорным, гетеродинировался на промежуточную частоту  $f_n = 1$  Гц и фильтровался в полосе  $\Delta f_\phi = 2$  Гц. Частота дискретизации при вводе в ЭВМ составляла  $f_g = 5$  Гц.





Р и с. 1

$$(1/\delta\omega) \int_{\omega_1}^{\omega_2} |S^{(m)}(\omega, r)|^2 d\omega \quad (\omega_1 = \omega^{(m)} - \delta\omega/2, \omega_2 = \omega^{(m)} + \delta\omega/2, \delta\omega = 2\pi\delta f)$$

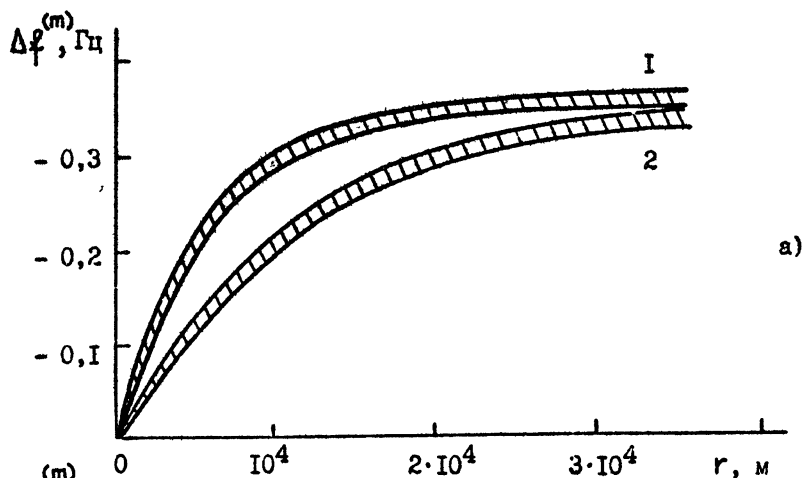
По максимумам приведенных на рис. 3, 4 зависимостей  $J_1(r)$  и  $J_2(r)$  была проведена аппроксимация искомых угловых зависимостей

$|V_{ef}(\theta^{(m)})|^{2m}$  и получены хорошо согласующиеся при  $m = 1$  и  $m = 2$  значения акустических параметров дна:  $\rho_{ef}/\rho_0 = 1,66$ ,  $C_0/C_{ef} = 0,89$  на низкой частоте и  $\rho_{ef}/\rho_0 = 1,6$ ,  $C_0/C_{ef} = 0,95$  на высокой частоте, которые представляются реалистичными для данного района океана. Заметное уменьшение отношений  $C_{ef}/C_0$  и  $\rho_{ef}/\rho_0$  с ростом частоты объясняется, по-видимому, влиянием на процесс отражения звука более высоких частот менее глубоких слоев осадочной толщи в среднем с меньшими значениями  $C_{ef}$  и  $\rho_{ef}$  (см. [6]).

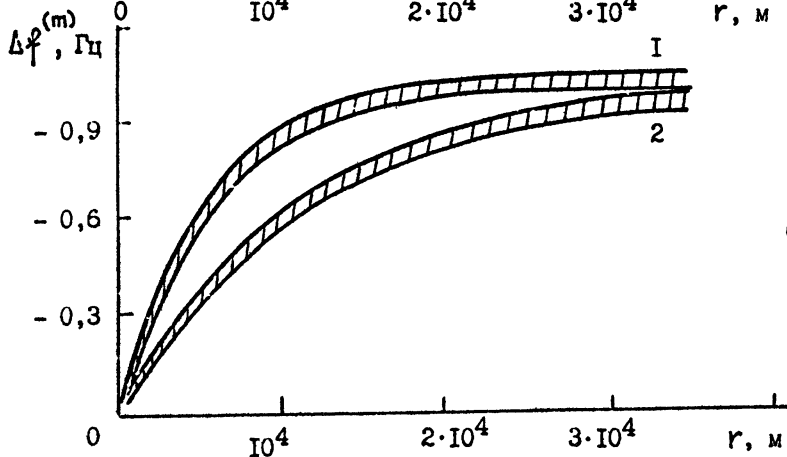
Следовательно, выполненные здесь теоретические и экспериментальные исследования подтвердили возможность успешного использования метода доплеровской томографии, сочетающего синтезирование апертуры с доплеровскими эффектами, для определения угловой зависимости коэффициента отражения от дна, а также значений скорости звука и плотности в осадках глубоководных районов океана.

спектральный анализ проводился без весовой обработки при длительности каждой реализации  $T = 10^2$  с с шагом по времени  $\Delta T = 25$  с ( $t = l\Delta T$ ;  $l = 0, 1, \dots$ ).

В целом на плоскости доплеровские смещения частоты  $\Delta f^{(m)}$  - расстояние  $r$  наблюдались линии, аналогичные полученным в [1], поскольку же здесь рассматриваются лишь донные отражения, то на рис. 2 приведены только зависимости  $\Delta f^{(m)}(r)$  для первого  $m = 1$  и второго  $m = 2$  отражений, отмеченные заштрихованными областями, отвечающими различным (для  $f_0 = 146$  и  $392$  Гц) диапазонам усреднения  $\delta f$  по  $\Delta f^{(m)}$  при получении соответствующих зависимостей  $J_m(r) = \{ \sum(r) / \sum(r=0) \}^2$

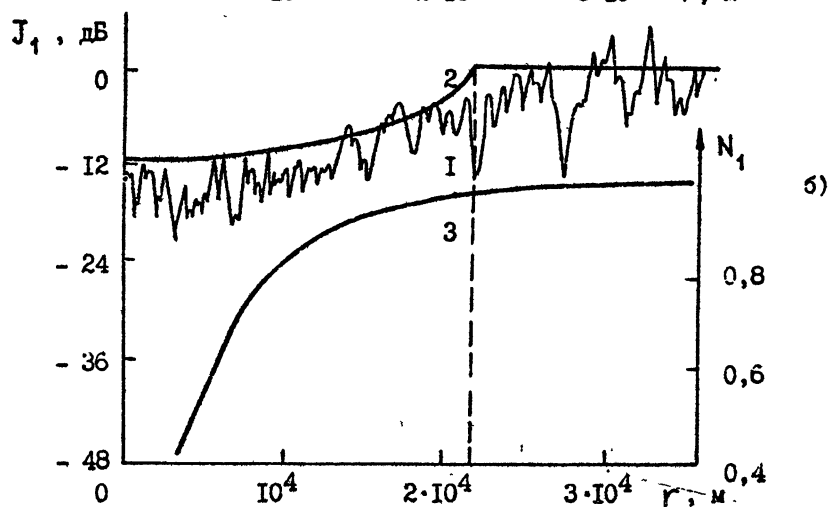
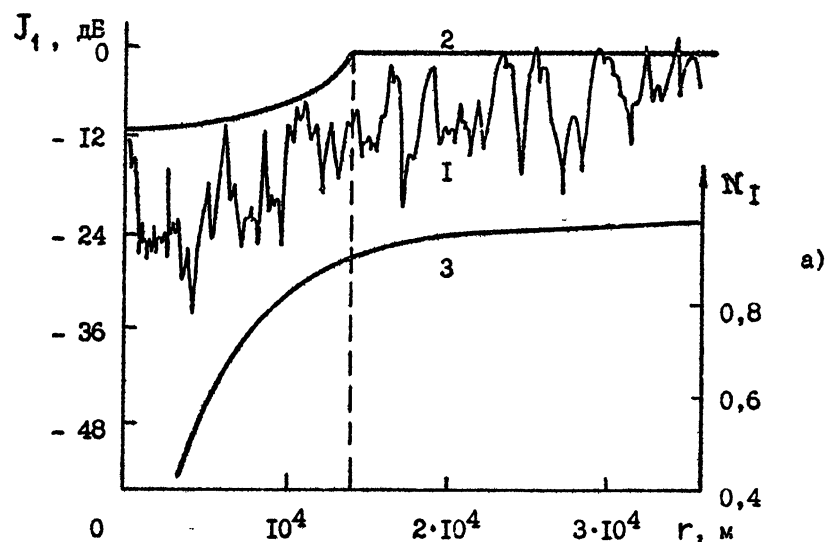


а)

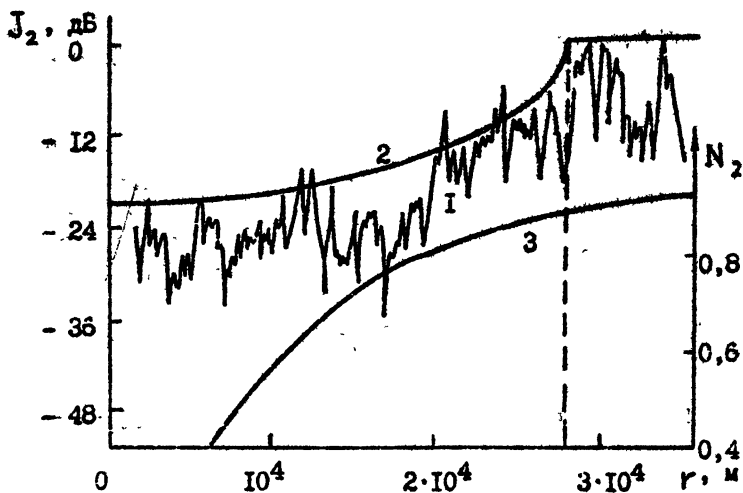


б)

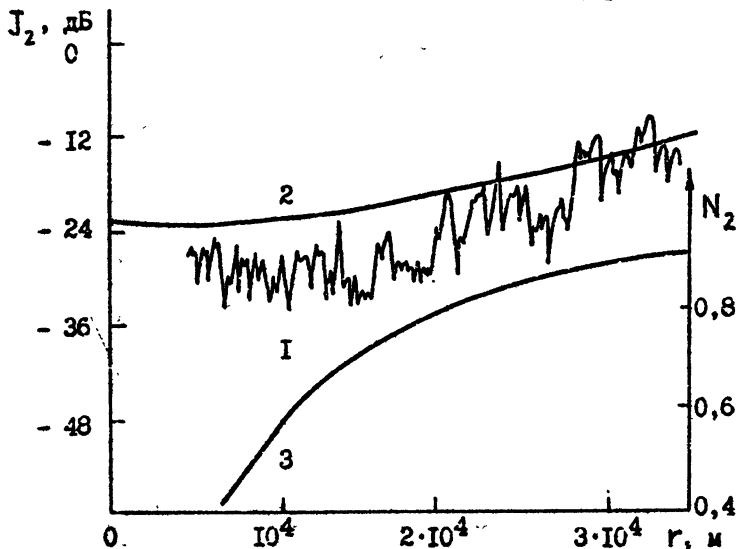
Р и с. 2. Зависимости от расстояния  $r$  доплеровских смещений частоты  $\Delta\varphi^{(m)}(r)$  для сигналов первого  $m = 1$  и второго  $m = 2$  донных отражений. Заштрихованные области указывают диапазон  $\delta\varphi$  усреднения по  $\Delta\varphi^{(m)}(r)$  спектральной плотности мощности сигналов при получении зависимостей  $J_m(r)$ . Цифрами указана крайность отражения  $m$ ; а) соответствует частоте  $f_0 = 146$  Гц,  $\delta f = 0,015$  Гц; б)  $f_0 = 392$  Гц,  $\delta f = 0,05$  Гц.



Р и с. 3. Экспериментальная зависимость от расстояния  $r$  усредненной по  $\Delta f^{(m)}(r)$  и отнормированной на геометрическую расходимость величины спектральной плотности мощности сигнала первого донного отражения  $J_1(r)$  — кривая 1: а)  $f_0 = 146$  Гц; б)  $f_0 = 392$  Гц. Аппроксимационной зависимости  $10 \lg |V(\theta^{(b)})|^2$  соответствует кривая 2; 3 — отвечает  $N_1(r) = \sin^2 \theta^{(b)}$ .



а)



б)

Р и с. 4. Экспериментальная зависимость от расстояния  $r$  усредненной по  $\Delta f^{(m)}$  и отнормированной на геометрическую расходимость величины спектральной плотности мощности сигнала первого донного отражения  $J_2(r)$  - кривая I: а)  $f_0 = 146$  Гц; б)  $f_0 = 392$  Гц. Аппроксимационной зависимости  $10 \lg |V(\theta^{(2)})|^2$  соответствует кривая 2 3 - отвечает  $N_2(r) = \sin^2(\theta)$ .

## Л И Т Е Р А Т У Р А .

1. Бурлакова И.Б., Голубев В.Н., Жаров А.И., Нецаев А.Г., Петухов Ю.В., Славинский М.М. Доплеровская томография в акустике океана // Акуст. журн. - 1988. - Т.34, № 4. - С.756-758.
2. Williams R. Creating an acoustic synthetic aperture in the ocean // J.Acoust.Soc.Amer. - 1976. - V.60, N 1. - P.66-73.
3. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. - М.:Наука, 1973.-343 с.
4. Гамильтон Э.Л. Геоакустические модели морского дна // Акустика морских осадков / Под ред. Л.Хэмптона, М.: Мир, 1977. - С.176-210.
5. Антокольский Л.М., Воловов В.И. Об определении коэффициента отражения звука низкой частоты от дна на мелководье // Акуст. журн.- 1986. - Т. 32, № 3. - С.365-366.
6. Tucholke В.Е. Acoustic environment of the Hatteras and Nares Abyssal Plains, western North Atlantic Ocean, determined from velocities and physical properties of sediment cores // J.Acoust. Soc.Amer. - 1980. - V.68, N 5. - P.1376-1390.

Дата поступления статьи  
26 декабря 1988 г.

Бурлакова И.Б.  
Петухов Ю.В.  
Славинский М.М.

ДОПЛЕРОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ДНА ОКЕАНА

---

Подписано в печать 21.02.1989 г. МЦ 06635. Формат 60x84/16  
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,78 усл. п. л.  
Заказ 4826. Тираж 120. Бесплатно

---

Отпечатано на ротационной машине в ИГиЛ