

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 № 281

ДОПЛЕРОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ДНА МЕЛКОВОДНЫХ  
ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

В.А.Лазарев  
Ю.В.Петухов

Горький 1989

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

ДОПЛЕРОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ДНА МЕЛКОВОДНЫХ ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ. //Препринт № 281. - Горький: НИРФИ. - 1989. - 14 с.

УДК 534.222

Результаты экспериментальных исследований, проведенных в натуральных условиях мелкого моря, показали, что по текущему спектру интенсивности акустического поля, возбуждаемого движущимся тональным источником, возможно определение горизонтальной изменчивости скорости звука в дне, масштабы которой существенно превышают пространственные периоды интерференции соответствующих энергонесущих мод.

Преобладающее влияние акустических свойств дна на распространение акустических волн, с частотами порядка нескольких сотен герц и ниже известно сравнительно давно /1/, поэтому естественно и интерес акустиков к исследованию структуры донных отложений. Важной особенностью мелководных районов (особенно шельфовых зон) является значительная горизонтальная изменчивость акустических характеристик слоистой структуры дна, приводящая к существенным различиям в дистанционных зависимостях потерь на распространение для различных значений азимутального угла /2, 3/. Горизонтальная изменчивость свойств дна шельфовых зон представляет также значительный интерес для геофизических исследований крупномасштабных неоднородностей подводного грунта. Таким образом, определение изменчивости свойств подводного грунта является весьма актуальной задачей.

В настоящее время существуют достаточно развитые методики исследования дна океана, среди которых заметное место занимают "прямые" - бурение и взятие проб грунта /2, 3/, косвенные методы отраженных и преломленных волн /2/, а также - интерференционные /4 - 6/ с использованием импульсных и непрерывных широкополосных сигналов. Следует, однако, отметить низкую оперативность прогноза и трудоемкость первых из них, а также затруднения в использовании последних на мелководье, во-первых, из-за значительных погрешностей лучевого формализма, используемого в этих методах для описания формирования поля на низких частотах; во-вторых,

вследствие усложняющейся интерпретации данных, обусловленной существованием накладывающихся на полезный сигнал многократных отражений от границ водного слоя /2/.

Поскольку распространение звука в мелководных районах океана корректно описывается теорией нормальных волн (см. /1/), то в этом случае параметры грунта удобно определять, используя фильтрацию нормальных волн (мод) с применением вертикальных /7-10/ или горизонтальных /11/ антенн. Однако в связи с конструктивными и ограничениями на размеры реально используемых антенн, для целей фильтрации мод в акустических водноводах удобно использовать метод синтезирования апертуры с регистрацией амплитуды или интенсивности поля /12-15/. Авторы бесспорно классической работы /12/ фактически впервые продемонстрировали возможности апертурного синтеза в глубоководной акватории Мирового океана для целей определения, во-первых, спектра разностей волновых чисел наиболее энергонесущих мод с использованием спектрального анализа интенсивности поля; во-вторых, горизонтальной изменчивости глубинной зависимости скорости звука по изменениям текущего спектра разностей волновых чисел этих мод.

Цель данной работы - показать возможность использования метода апертурного синтеза (с регистрацией интенсивности звукового поля) для определения изменчивости акустических характеристик грунта в мелководных акваториях.

При описании поля тонального источника звука, равномерно движущегося со скоростью  $v$  в плавно неоднородном по трассе океаническом волноводе, воспользуемся результатами работ /12, 16-20/. Для упрощения расчетов рассмотрим волновод с цилиндрически симметричным распределением неоднородностей и в предположении, что движение источника происходит без изменений значения заимутального угла  $\varphi = 0$ . Тогда в адиабатическом приближении (независимых мод, см /17-20/) для поля давления  $p$  в точке приема на расстоянии  $r = vt$  получим следующее выражение:

$$p(t) = \frac{1}{\sqrt{r}} \sum_l A_l [z_s, z_r, \xi_l(r)] \exp \left\{ i \left[ \int_0^r \xi_l(r) \left( 1 - \frac{v}{v_l(r)} \right) dr - \omega_0 t \right] \right\},$$

$$A_l [z_s, z_r, \xi_l(r)] = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\pi l}{4}\right) \psi_l(0, z_r) \psi_l(r, z_s) / \sqrt{\xi_l(r)}, (I)$$

где  $t$  - время,  $z_s$  и  $z_r$  - глубины погружения источника и приемника соответственно,  $v_l(r)$  - групповая скорость моды с номером  $l$ ,  $\xi_l(r)$  - ее волновое число, определяемое собственным значением "вертикального" уравнения для волновода сравнения, соответствующего данному  $r$ ;  $\psi_l(0, z_r)$  и  $\psi_l(r, z_s)$  - собственные функции этого уравнения для областей вблизи приемника и источника;  $\omega_0$  - исходная циклическая частота излучения. Если выполнить спектральный анализ временных зависимостей  $\Pi(t) = \sqrt{vt} \operatorname{re}^{i\omega_0 t}$  (предварительно гетеродинированного и отнормированного на геометрическую расходимость сигнала датчика давления) и  $J(t) = \Pi(t) \Pi^*(t) t^{\pm 1/2}$  (отнормированной интенсивности), то для их спектров  $S(\Omega, t_0) = \frac{1}{T} \left| \int_{t_0 - T/2}^{t_0 + T/2} \Pi(t) e^{-i\Omega t} dt \right|$  и  $W(\Omega, t_0) = \frac{1}{T} \left| \int_{t_0 - T/2}^{t_0 + T/2} J(t) e^{-i\Omega t} dt \right|$  с использованием зависимости (I) получим следующие выражения:

$$S(\Omega, t_0) = \left| \sum_l A_l [z_s, z_r, \xi_l(t_0)] e^{i\omega_l(t_0)t_0} \frac{\sin \frac{T}{2} [\Omega - \omega_l(t_0)]}{\frac{T}{2} [\Omega - \omega_l(t_0)]} \right| ; \quad (2)$$

$$W(\Omega, t_0) = \left| \sum_{l,m} A_l [z_s, z_r, \xi_l(t_0)] A_m^* [z_s, z_r, \xi_m(t_0)] e^{i\omega_{l,m}(t_0)t_0} \times \frac{\sin \frac{T}{2} [\Omega - \omega_{l,m}(t_0)]}{\frac{T}{2} [\Omega - \omega_{l,m}(t_0)]} \right| , \quad (3)$$

где  $t_0$  - текущее время анализа,  $T$  - время накопления сигнала,  $\Omega$  - частота, для величин  $\omega_l(t_0)$  и  $\omega_{l,m}(t_0)$  имеем

$$U_l(t_0) = \frac{v}{t_0} \int_0^{t_0} \xi_l(t) \left[ 1 - \frac{v}{v_l(t)} \right] dt, \quad (4)$$

$$w_{lm}(t_0) = \frac{v}{t_0} \left\{ \int_0^{t_0} [\xi_l(t) - \xi_m(t)] dt - v \int_0^{t_0} \left[ \frac{\xi_l(t)}{v_l(t)} - \frac{\xi_m(t)}{v_m(t)} \right] dt \right\}. \quad (5)$$

Отметим, что приближенные выражения (2), (3) получены в предположении медленной изменчивости величины  $A_l(t)$ ,  $U_l(t)$  или  $w_{lm}(t)$  в зависимости от  $t$  в течение промежутка времени  $T$ , что фактически предполагает малое и плавное изменение акустических характеристик волновода на пространственном периоде интерференции соответствующих мод.

Как следует из (2), (3), при  $T \gg 2\pi / [U_l(t_0) - U_m(t_0)]$  (см. (2)) и  $T \gg 2\pi / [w_{lm}(t_0) - w_{ln}(t_0)] = 2\pi / w_{nm}(t_0)$  (см. (3)) возможно выделение достаточно узких спектральных максимумов, отвечающих доплеровским смещениям частот для различных мод  $\Omega = U_l(t_0)$  и их разностям  $\Omega = w_{lm}(t_0)$ . В этом случае на плоскости  $\Omega, t_0$  этим максимумам будут соответствовать определенные линии, которые при неизменном по трассе волноводе расположатся параллельно оси времени  $t_0$ . Любые же изменения в условиях распространения (удовлетворяющие в данном случае требованиям плавности) приведут к плавным изменениям линий соответствующих экстремальных значений  $S(\Omega, t_0)$  и  $W(\Omega, t_0)$ . Регистрируя, например, относительные отклонения  $V_0(t_0) = [U_l(t_0) - U_l(t_0 = T/2)] / U_l(t_0 = T/2)$  и  $U_0(t_0) = [w_{lm}(t_0) - w_{lm}(t_0 = T/2)] / w_{lm}(t_0 = T/2)$ , можно, во-первых, установить сам факт горизонтальной изменчивости акустических характеристик волновода, во-вторых, при контролируемых изменениях по трассе глубинной зависимости скорости звука в водном слое и его глубины определить изменения скорости звука в грунте и его плотности.

В качестве иллюстративного примера рассмотрим изоскоростной

двухслойный волновод (см. /1/), свойства которого: глубина волного слоя  $h$ , скорость звука в нем  $c_1$ , скорость звука в жидком дне  $c_2$ , отношение плотностей  $m = \rho_2 / \rho_1$ , соответствующих сред плавно изменяются по трассе движения источника:

$$\begin{aligned} h(t) &= h_0 [1 + \alpha(t)], & c_1(t) &= c_{01} [1 + q_1(t)], \\ c_2(t) &= c_{02} [1 + q_2(t)], & m(t) &= m_{01} [1 + \mu(t)], \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\alpha(t) \ll 1$ ,  $q_1(t) \ll 1$ ,  $q_2(t) \ll 1$ ,  $\mu(t) \ll 1$ ,  $h_0 = h(t=0)$ ,  $c_{01} = c_1(t=0)$ ,  $c_{02} = c_2(t=0)$ ,  $m_0 = m(t=0)$ . Тогда, согласно /17-20/, для  $\xi(t)$  имеем  $\xi_l(t) = \xi_l(t) = \sqrt{\kappa^2(t) - y_l^2(t)/h^2(t)}$ , где  $\kappa(t) = \omega_0 / c_1(t)$ , а  $y_l(t)$  является корнем дисперсионного уравнения для волновода сравнения:

$$\text{ctg} [y_l(t)] + \sqrt{\gamma^2(t) - y_l^2(t)} / m(t) y_l(t) = 0, \quad (7)$$

в котором  $\gamma(t) = \kappa(t) h(t) [1 - n^2(t)]$ ,  $n(t) = c_1(t) / c_2(t)$ . Если учесть вклад в (2), (3) мод лишь с малыми углами скольжения (обладающих меньшим затуханием при наличии потерь в дне, см. ниже)  $(y_l / \kappa h)^2 \ll 1$ , что выполняется при значениях  $\omega_0$ , заметно превышающих значения критических частот соответствующих мод  $(y_l / \gamma)^2 \ll 1$ , то из уравнения (7), с точностью до первого порядка малости, можно найти величину добавки  $\eta_l$  к невозмущенному его решению  $y_l(t=0) = x_l$ :

$$\eta_l(t) \approx -x_l \left\{ q_1(t) - \alpha(t) + \frac{2n_0^2}{1-n_0^2} [q_1(t) - q_2(t)] + \frac{m_0}{\gamma_0} \mu(t) \right\}, \quad (8)$$

где  $n_0 = c_{01} / c_{02}$ ,  $\gamma_0 = \kappa_0 h_0 (1 - n_0^2)$ ,  $\kappa_0 = \omega_0 / c_{01}$ . Ис-

пользуя (8) и приближенное равенство  $\xi_1 \approx \kappa(t) - \psi_1^2(t)/2\kappa(t)h^2(t)$ , где  $\psi_1(t) = x_1 + \eta_1(t)$ , из (4), (5) находим с той же точностью (и без учета слагаемых  $\psi^2 \xi_1 / \psi_1 \omega_0 < 1$ )

$$U_1(t_0) \approx U_1(0) \left\{ 1 - \left[ 1 - \frac{2d_1^2 n_0^2}{1 - n_0^2} \right] \bar{q}_1 - \frac{2d_1^2 n_0^2}{1 - n_0^2} \bar{q}_2 + \frac{m_0 d_1^2}{\gamma_0} \bar{\mu} \right\}, \quad (9)$$

$$w_{1m}(t_0) \approx w_{1m}(0) \left\{ 1 - \frac{1 + 3n_0^2}{1 - n_0^2} \bar{q}_1 + \frac{4n_0^2}{1 - n_0^2} \bar{q}_2 - \frac{2m_0}{\gamma_0} \bar{\mu} \right\}, \quad (10)$$

где  $d_1 = x_1 / \kappa_0 h_0$ ,  $\bar{q}_1 = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} q_1(t) dt$ ,  $\bar{q}_2 = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} q_2(t) dt$ ,  $\bar{\mu} = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \mu(\tau) d\tau$ ,  $U_1(0) = v \left[ \kappa_0 - \frac{d_1^2 \kappa_0}{2} \right]$ ,  $w_{1m}(0) = v (d_m^2 - d_1^2) \kappa_0 / 2$ .

Из (9), (10) следует, что, во-первых, изменения глубины водного слоя не влияют в первом приближении по  $\alpha(t)$  на поведения спектральных максимумов  $\Omega = U_1(t_0)$  (см. (2)) и  $\Omega = w_{1m}(t_0)$  (см. (3)) в зависимости от  $t_0$ ; во-вторых, изменения плотности грунта  $\mu(t)$  слабо сказываются на изменениях этих максимумов от  $t_0$  при  $\gamma_0 \gg 1$ ; в-третьих, относительные изменения  $U_0(t_0)$  положения спектральных максимумов  $\Omega = w_{1m}(t_0)$  существенно превышают аналогичные изменения  $V_0(t_0)$  спектральных максимумов  $\Omega = U_1(t_0)$ , поскольку  $d_1^2 \ll 1$ . Поэтому при фиксированном изменении по трассе скорости звука в водном слое, для определения аналогичного изменения скорости звука в грунте, предпочтительнее использовать зависимость от  $t_0$  относительного смещения положения максимумов  $\Omega = w_{1m}(t_0)$  в спектре интенсивности поля (см. (3)).

Покажем теперь, что при определенных условиях и абсолютные смещения  $U_a(t_0) = U_0(t_0) w_{1m}(0)$  низкочастотных спектральных максимумов  $\Omega = w_{1m}(t_0)$  превосходят аналогичные  $V_a(t_0) =$



$= V_0(t_0) U_L(0)$  для  $\Omega = U_L(t_0)$ . Рассмотрим случай  $\gamma_0 \gg 1$  (в пределе  $\gamma_0 \rightarrow \infty$ ), когда значения углов скольжения мод (для частот вдали от критических  $\alpha_i / \gamma_0 \ll 1$ ) близки к нулевым, тогда имеем  $\alpha_i \approx \pi(L+1)$  (см. /18/) и соответственно для отношения абсолютных смещений  $Q_{lm} = |U_a / V_a| = \left(\frac{m+1}{L+1}\right)^2 - 1$ . Для первых двух мод с номерами  $l = 0$  и  $l = 1$  находили  $Q_{01} = 3$  и  $Q_{10} = 3/4$ , из чего следует, что абсолютные смещения низкочастотного максимума  $\Omega = \min \{u_{lm}(t_0)\}$  в зависимости от  $t_0$  превосходят аналогичные для  $\Omega = \min \{U_L(t_0)\}$ .

Таким образом, сделанные выше оценки показывают, что при экспериментальных исследованиях горизонтальной изменчивости акустических характеристик грунта в мелком море решение соответствующей обратной задачи удобно проводить с использованием данных о временной зависимости положения самого низкочастотного максимума в текущем спектре интенсивности поля, возбуждаемого движущимся с постоянной скоростью гармоническим источником звука.

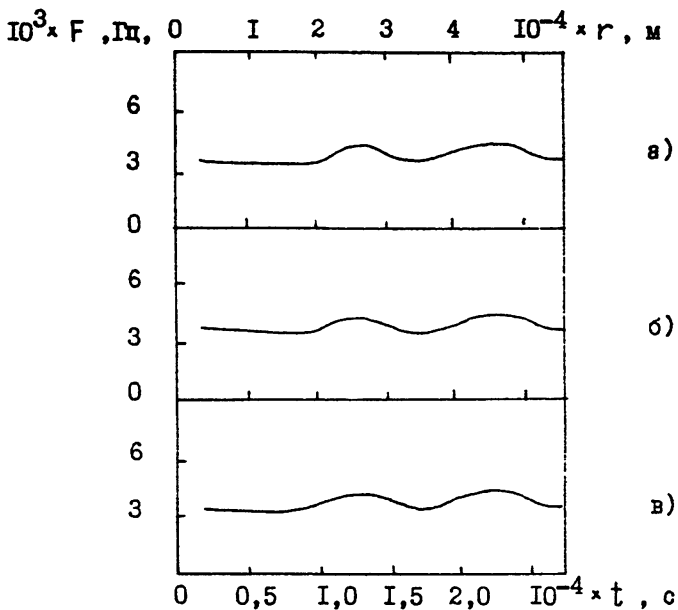
С целью проверки возможности предлагаемого метода были выполнены экспериментальные исследования в натуральных условиях. Глубина водного слоя составляла  $h = 75$  м и плавно увеличивалась по трассе до 80 м в ее конце; скорость звука в слое не изменялась ни с глубиной, ни с расстоянием и составляла  $C_1 \approx 1510$  м/с. Источник звука с частотой излучения  $f_0 = \omega_0 / 2\pi = 98,25$  Гц буксировался на глубине  $Z_s = 40$  м со скоростью  $V = 2$  м/с, величина которой и направление ( $\varphi = 0^\circ$ ) контролировались. Прием сигналов осуществлялся на горизонтальную шестиэлементную антенну, расположенную на глубине 30 м с расстоянием между элементами  $\Delta r \approx 20$  м, и на пятиэлементную вертикальную антенну с расстоянием между элементами  $\Delta Z_r \approx 12,5$  м. Для регистрации сигналов с отдельных элементов антенн использовался многоканальный магнитофон, динамический диапазон которого составлял 40 дБ. Перед спектральной обработкой сигнал с каждого канала магнитофона сначала гетеродинировался с использованием опорного сигнала, записываемого с гидрофона, расположенного в трех метрах от источника и передаваемого по радиоканалу в точку приема, а затем, после узкополосной фильтрации в полосе 2 Гц, детектировался. Спектральный анализ временной зависимости интенсивности звука (см. (3))

проводился с динамическим диапазоном 39 дБ и с разрешающей способностью по частоте  $\Delta f = \Delta \Omega / 2\pi = 4 \cdot 10^{-4}$  Гц в полосе частот  $F = \Omega / 2\pi = 8 \cdot 10^{-4} + 10^{-2}$  Гц, для чего, при стабильности излучения  $10^{-7}$ , накопление сигнала проводилось за время  $T = 2,5 \cdot 10^3$  с. Представление же результатов "текущего" спектра  $W(\Omega, t_0)$  на плоскости  $F, t_0$  осуществлялось с использованием оптического регистратора на фотопленке с динамическим диапазоном 20 дБ.

Результаты спектрального анализа показали, что спектр  $W(F, t_0)$  на расстояниях  $r < 10^4$  м сосредоточен в полосе частот  $F = 0 - 10^{-2}$  Гц, а на расстояниях  $r > 1,6 \cdot 10^4$  м - в полосе  $F \approx 0 - 4$  х  $10^{-3}$  Гц. Сужение спектра с ростом дистанции объясняется очевидно уменьшением амплитуд мод из-за наличия поглощения в дне, влияние которого заметно усиливается с ростом номера моды. Основная же спектральная энергия всегда сосредоточена на частоте  $F = F_0(t_0) \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$  Гц, отвечающей интерференции пары низких мод с  $l = 0$  и  $l = 1$ , пространственный период интерференции которых  $\Lambda \approx 4$  х  $10^2$  м ( $\Lambda / vT \ll 1$ ); в связи с этим, на рис. I приведена зависимость положения лишь "главного" спектрального максимума  $W(F, t_0)$  на частоте  $F_0$  от  $t_0(r)$ . Как видно (см. рис. I), смещения максимума на частоте  $F_0(t_0)$  достигают значений  $\Delta F \approx 5 \cdot 10^{-4}$  Гц и вызваны, по-видимому, изменениями акустических характеристик дна по трассе, поскольку аналогичная зависимость  $F_0(t_0)$  наблюдалась при обратном движении источника. Для исследуемого района характерны значения параметров  $n_0 = 1,133$ ,  $m_0 \approx 1,6$ ,  $\nu_0 \approx 8,8$ , из чего следует, что отношение коэффициентов при  $\bar{\mu}$  и  $\bar{q}_2$  в выражении (10) равно  $m_0(1-n_0^2)/2n_0^2 \approx 0,02$ , и поэтому смещение  $\Delta F_0(t_0)$  можно целиком объяснить увеличением скорости звука в грунте, которое, как следует из простейшей оценки по формуле  $q_2(t_0) = \frac{1-n_0^2}{4n_0^2} \left\{ U_0(t_0) + t_0 \frac{dU_0}{dt_0} \right\}$  (см. (10)), не превышает 4% (значения  $q_2$  при  $r \approx 2,25 \cdot 10^4$  м) в рассмотренном диапазоне расстояний.

Таким образом, несмотря на то, что адекватная проверка изложенного здесь метода возможна лишь в условиях известной изменчивости акустических характеристик дна или, например, в модельных условиях (см. /14, 15/), тем не менее, можно считать, что результаты выполненных экспериментальных исследований дают определяющие основания для его работоспособности.

В заключение кратко рассмотрим влияние затухания мод на пове-



Р и с. I. Экспериментальная зависимость от времени  $t_0$  (расстояния  $r$ ) частоты  $F_0(t_0)$ , соответствующей "главному" максимуму в текущем спектре интенсивности поля (см.(3)) :

а) отвечает приемнику, расположенному на глубине

$$Z_r = 30 \text{ м в точке } r = 0 \text{ м;}$$

б)  $Z_r = 67,5 \text{ м, } r = 0 \text{ м;}$

в)  $Z_r = 30 \text{ м, } r = 60 \text{ м.}$

дение спектральных максимумов в (2), (3). Затухание мод нетрудно учесть введением под знак суммы в (1) характерного экспоненциального множителя  $\exp\{-\delta_l(r)\}$ , в котором  $\delta_l(r) = \int_0^r \delta_l(r) dr$ ;  $\delta_l(r) = \frac{U_l^2 \beta_0^2 m_0^2 K_0}{\gamma^3}$  - коэффициент затухания мод,  $\beta = \text{Im}\{n\}/n \ll 1/2I$ . Тогда для  $S(\Omega, t_0)$  и  $W(\Omega, t_0)$  можно получить аналогичные выражения (2), (3), в которых вместо  $U_l(t_0)$  и  $w'_{lm}(t_0)$  (см. (4), (5)) следует подставить величины  $U'_l(t_0)$  и  $w'_{lm}(t_0)$ :

$$U'_l(t_0) = U_l(t_0) + i\nu \bar{\delta}_l(t_0), \quad (II)$$

$$w'_{lm}(t_0) = w_{lm}(t_0) + i\nu [\bar{\delta}_l(t_0) + \bar{\delta}_m(t_0)], \quad (I2)$$

где  $\bar{\delta}_l(t_0) = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \delta_l(t) dt$ . При плавных изменениях поглощения в дне  $\beta = \beta_0 [1 + \frac{1}{2} b(t)]$ ,  $\beta_0 = \beta(t=0)$ ,  $b(t) \ll 1$ , по аналогии с (9), (10), для величины  $\delta_l(t_0)$  имеем

$$\bar{\delta}_l(t_0) = \frac{x_l^2 \beta_0^2 m_0^2 K_0}{\gamma_0^3} \left[ 1 - \bar{\alpha} + \frac{2(\bar{q}_1 - \bar{q}_2)}{1 - n_0^2} + \bar{\mu} \left( 1 - \frac{2m_0}{\gamma_0} \right) + \bar{b} \right], \quad (I3)$$

где  $\bar{\alpha}(t_0) = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \alpha(t) dt$ ,  $\bar{b} = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} b(t) dt$ . Из приведенных оценок (см. (II)-(I3)) следует, что наличие изменяющегося по трассе поглощения волн в дне приводит не только к изменению зависимостей спада спектральных максимумов в (2), (3) с расстоянием, но и к вариациям ширины этих максимумов.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Распространение звука в океане./Под ред. Л.М.Бреховских. - М.: Изд-во иностр.литер., 1951. - 215 с.
2. Акустика морских осадков./Под ред. Л.Хэмптона. - М.: Мир, 1977. - 533 с.
3. Акустика дна океана./Под ред. У.Купермана, Ф.М.Енсена. - М.: Мир, 1984. - 454 с.
4. Интерференция широкополосного звука в океане./Под ред.В.А.Зверева, Е.Ф.Орлова. - Горький.: Изд-во ИПФ АН СССР, 1984. - 185 с.
5. Веденев А.И., Гончаров В.В., Курьянов Б.Ф. Оценка акустических параметров морского дна по интерференции широкополосного звука.//Акустические волны в океане./Под ред. И.Б.Андреевой, Л.М.Бреховских. - М.: Наука, 1987. - С.162-173.
6. Голубев В.Н., Орлов Е.Ф., Петухов Ю.В. Спектральные характеристики импульсных сигналов, многократно отраженных от слоистого дна и поверхности океана.//Акуст.журн. - 1986. - Т.32, № 4. - С.462-467.
7. Ferris R.H. Comparison of measured and computed mode amplitude functions for acoustic waves in shallow water.// J.Acoust.Soc. Amer.- 1972.- V.52, N3.- P. 981-988.
8. Gazanhes C., Sessarego J.P., Garnier J.L. Identification of modes in some conditions of sound propagation in shallow water. // J.Acoust.Soc.Amer.- 1978.- V.56, N2.- P. 251-259.
9. Галаненков В.Д., Гринченко В.Т., Трафименко А.П., Ярмолович А.М. О горизонтальной направленности антенны в многомодовом волноводе.//Акуст.журн. - 1984. - Т.30, № 2. - С.177-182.
10. Елисеенкин В.А. О работе вертикальной линейной антенны в водном слое.//Акуст.журн. - 1981. - Т.27, № 2. - С.228-233.

11. Елисеевский В.А. О работе горизонтальной линейной антенны в водном слое.//Акуст.журн. - 1979. - Т.25, № 2. - С.227-233.
12. Guthrie A.N., Fitzgerald R.M., Nuttle D.A., Shaffer J.D. Long-range low-frequency cw propagation in the deep ocean: Antigua-Newfoundland.// J.Acoust.Soc.Amer.- 1974.- V.56, N1.- P. 58-69.
13. Williams R. Creating an acoustic synthetic aperture in the ocean.// J.Acoust.Soc.Amer.- 1976.- V.60, N1.- P. 60-73.
14. Горская Н.В., Кустов Л.М., Николаев Г.Н., Салин Б.М. Об одном методе исследования модовой структуры поля акустического волновода в модельных условиях.//Акуст.журн. - 1981. - Т.27, № 1. - С.93-97.
15. Горская Н.В., Николаев Г.Н., Рычова Т.А., Салин Б.М. Спектральный анализ при исследовании поля гармонических источников в акустических волноводах.//Акуст.журн. - 1981. - Т.27, № 2. - С.202-205.
16. Hawker K.E. A normal mode theory of acoustic Doppler effects in the oceanic waveguide.// J.Acoust.Soc.Amer.- 1979.- V.65, N3.- P. 675-686.
17. Кобозев И.К., Кравцов Ю.А., Огурцов А.В. Теория возмущений для расчета характеристик нормальных волн в придонных волноводах.//Акуст.журн. - 1988. - Т.34, № 1. - С.109-112.
18. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. - Л.: Гидрометеоиздат, 1982. - 264 с.
19. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. - М.: Изд-во АН СССР, 1961. - 216 с.
20. Баридж Р. Горизонтальные лучи и вертикальные моды.//Распространение волн и подводная акустика./Под ред.Д.Б.Келлера, Д.С.Пападакиса. - М.: Мир, 1980. - С.76-125.
21. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. - М.: Изд-во АН СССР, 1957. - 497 с.

Дата поступления статьи 24 апреля 1989 года

Петухов Юрий Васильевич

ДОПЛЕРОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ДНА МЕЛКОВОДНЫХ  
ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

---

Подписано в печать 16.08. 89 г. МЦ 00865 . Формат 60x84/16.  
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,95 усл.п.л.  
Заказ 4884 . Тираж 100. Бесплатно

---

Отпечатано на ротапринте НИРФИ