

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА УШИРЕНИЯ СПЕКТРА  
НИЗКОЧАСТОТНОГО РЕВЕРБЕРАЦИОННОГО СИГНАЛА  
ПРИ РАССЕЯНИИ ЗВУКА НА ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ  
НЕОДНОРОДНОСТЯХ В УСЛОВИЯХ  
ИНТЕНСИВНОГО ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ**

© 2017 г. Б. М. Салин<sup>а</sup>, О. Н. Кемарская<sup>а</sup>, П. А. Молчанов<sup>б</sup>, М. Б. Салин<sup>а</sup> \*

<sup>а</sup>Институт прикладной физики РАН  
603950 Н. Новгород, ул. Ульянова 46

<sup>б</sup>АО “Камчатский гидрофизический институт”  
117036 Москва, ул. Шверника 4

\*e-mail: mikesalin@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 06.06.2016 г.

Рассмотрена задача обратного рассеяния звуковых волн на приповерхностных объемных неоднородностях в условиях интенсивного ветрового волнения. Выполнены расчеты ожидаемой формы спектра рассеянного сигнала исходя из заданной интенсивности ветрового волнения и распределения объемных неоднородностей по глубине. Для условий глубокого океана в диапазоне частот 500–1000 Гц при длительности импульса 10 с проведены измерения уровней и формы спектра реверберации для временных задержек от 20 до 100 с. Выполненное сопоставление измеренного и рассчитанного спектров реверберации показало их хорошее совпадение.

*Ключевые слова:* морская низкочастотная реверберация, обратное рассеяние, глубокий океан, объемные неоднородности, ветровое волнение, параметры реверберации, расчет спектра реверберации.

DOI: 10.7868/S0320791917020101

**ВВЕДЕНИЕ**

Известно, что при рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении происходит уширение спектра отраженного сигнала. Механизм уширения спектра связан с двумя факторами. Во-первых, это отражение от флуктуирующей границы раздела двух сред и, во-вторых, рассеяние на отдельных подповерхностных рассеивателях, находящихся в движении под воздействием ветровых волн или других факторов.

По оценке влияния на спектр реверберации рассеяния акустических волн непосредственно на морской поверхности существует довольно много экспериментальных работ, в том числе по моностатическому [1, 2] и бистатическому [3, 4] рассеянию тонально-импульсных и непрерывных сигналов. Как показано во многих работах, и в частности в [1, 2], при малом параметре Рэлея рассеяние происходит на компоненте пространственного спектра волнения  $\mathbf{K}$ , совпадающей с разностью  $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_{\text{пад}} - \mathbf{k}_{\text{рас}}$  проекций на горизонтальную плоскость волновых векторов падающей  $\mathbf{k}_{\text{пад}}$  и рассеянной  $\mathbf{k}_{\text{рас}}$  акустической волны. Для

указанной модели в случае обратного брэгговского рассеяния спектр реверберации должен содержать две спектральные компоненты на частотах  $F_0 \pm \sqrt{2kg}/2\pi$ . Здесь  $F_0$  – частота локационного сигнала (Гц),  $k$  – волновой вектор акустической волны,  $g = 9.8 \text{ м/с}^2$  – ускорение свободного падения.

Как показали численные расчеты [5], при большом значении параметра Рэлея качественно картина спектра реверберации не изменяется, однако пики спектра на частотах  $F_0 \pm \sqrt{2kg}/2\pi$  по мере увеличения параметра Рэлея становятся существенно шире.

Экспериментальные данные, в частности приведенные в работах [1, 2], показывают, что реальный спектр обратного рассеяния имеет колоколообразную форму с центром на несущей частоте  $F_0$  и значительно меньшими пиками в области частот  $F_0 \pm \sqrt{2kg}/2\pi$ .

Для обоснования и моделирования наблюдаемой в экспериментах колоколообразной формы спектра низкочастотной моностатической реверберации на частоте  $F_0$  будем использовать модель

отражения звуковых волн от движущихся объемных подповерхностных рассеивателей, которыми могут быть, например, пелена пузырьков, возникающая при обрушении интенсивных ветровых волн [6]. Характерная глубина, на которую распространяется волнение, составляет  $z \sim \Lambda = 2\pi/K_m$ , где  $K_m$  — минимальное значение волнового вектора ветровых волн на акватории. При частоте ветрового волнения  $\sim 0.1$  Гц характерная глубина  $z$  проникновения колебаний составит значительную величину  $\sim 100$  м.

### 1. МОДЕЛЬ СПЕКТРА СИГНАЛА, РАССЕЯННОГО НА ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Для описания характеристики развитого поверхностного волнения выберем наиболее распространенный модельный спектр Пирсона–Московица, который задает спектральную плотность мощности волнения в виде

$$G^2(\Omega) = 0.0083 \frac{g^2}{\Omega^5} e^{-0.74 \left(\frac{g}{\Omega V}\right)^4}, \text{ или} \quad (1)$$

$$G^2(\Omega) = 0.0083 \frac{g^2}{\Omega^5} e^{-1.25 \left(\frac{\Omega_m}{\Omega}\right)^4},$$

где  $V$  — скорость ветра (м/с) на горизонте 10–20 м,  $\Omega_m$  — частота максимума спектра волнения.

Проинтегрировав по  $\Omega$  выражение (1), можно получить среднеквадратичное значение амплитуды колебания поверхности (амплитуды волнения)  $\sigma = \sqrt{(x - \bar{x})^2}$  при фиксированном значении скорости ветра или частоте максимума спектра волнения.

Колебания поверхности в локальной точке будем считать относительно узкополосным процессом. Оценки показывают, что при скорости ветра, например,  $V = 13$  м/с ( $\sim 50$  км/ч), что соответствует  $\Omega_m = 2\pi \times 0.1$  Гц, среднеквадратичное значение амплитуды волнения  $\sigma$  практически во всей полосе частот от 0 до 1 Гц составит 1 м, а аналогичное значение в полосе  $\delta f = 0.05$  Гц в окрестности частоты максимума спектра волнения  $f_m = \Omega_m/2\pi = 0.1$  Гц составит  $\sigma_{0.1\text{Гц}} = 0.78$  м или 60% от полной энергии волнения.

Выбор относительно узкой полосы спектра волнения ( $\delta f/f_m = 0.5$ ) позволяет упростить расчет спектра рассеянного тонально-импульсного сигнала. Для нахождения поля течения в приповерхностном слое будем использовать модель синусоидальной поверхностной волны, волновое число которой  $K_m$  соответствует максимуму спектра волнения, а амплитуда определяется среднеквадра-

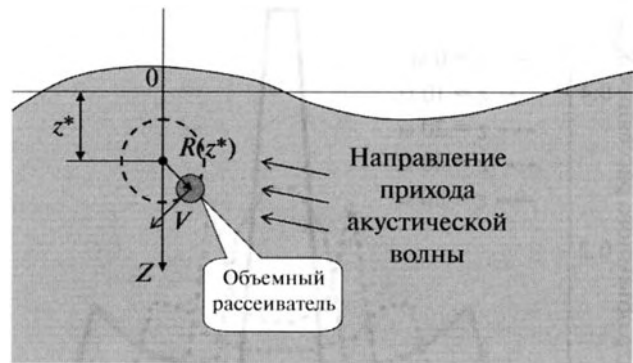


Рис. 1. Схема расчета спектра рассеяния звука на подповерхностных рассеивателях.

точным значением амплитуды волн в указанной полосе частот.

В линейном случае при отсутствии стационарных течений и влияния дна траектория движения элемента жидкости, находящегося в окрестности точки с глубиной  $z$ , — это круг, радиус которого  $R(z)$  (см. рис. 1) имеет экспоненциальную зависимость от заглубления  $z$ :

$$R(z) = R_0 \exp(-K_m z), \quad (2)$$

где  $R_0$  — усредненное значение амплитуды волн на поверхности в полосе частот от  $0.75 f_m$  до  $1.25 f_m$ .

Найдем доплеровский спектр сигнала, рассеянного на элементе жидкости объемом  $\Delta U$ , который находится на средней глубине  $z$  и движется в вертикальной плоскости по окружности радиуса  $R(z)$  с циклической частотой  $\Omega_m$ . Будем считать, что проекция его линейной скорости на направление распространения акустической волны меняется в пределах  $\pm R(z)\Omega_m$  по закону

$$u_x = R(z)\Omega_m \sin(\Omega_m t).$$

Задачу определения спектра сигнала, рассеянного на вращающейся неоднородности с изотропной по углу диаграммой направленности, будем решать не через фурье-преобразование сигнала с последующим некогерентным накоплением спектров, а более простым способом. Представим, что рассеянный сигнал с приемника предварительно гетеродинируется и поступает в комплексном виде на гребенку из  $2N$  полосовых фильтров с полосой пропускания  $n$ -го фильтра от  $n\Delta f$  до  $(n+1)\Delta f$ , включая положительные и отрицательные ( $n < 0$ ) доплеровские частоты.

При синусоидальном законе изменения доплеровской частоты рассеянного в обратном направлении сигнала  $f_{\text{доп}}(t) = 2u_x/\lambda = (2R(z)\Omega_m/\lambda) \sin(\Omega_m t)$  из уравнения  $n\Delta f = (2R(z)\Omega_m/\lambda) \sin(\Omega_m t_n)$  легко найти моменты времени  $t_n$  и  $t_{n+1}$ , когда частота  $f_{\text{доп}}(t)$  за полпериода  $T/2 = \pi/\Omega_m$  один раз пересекает гра-

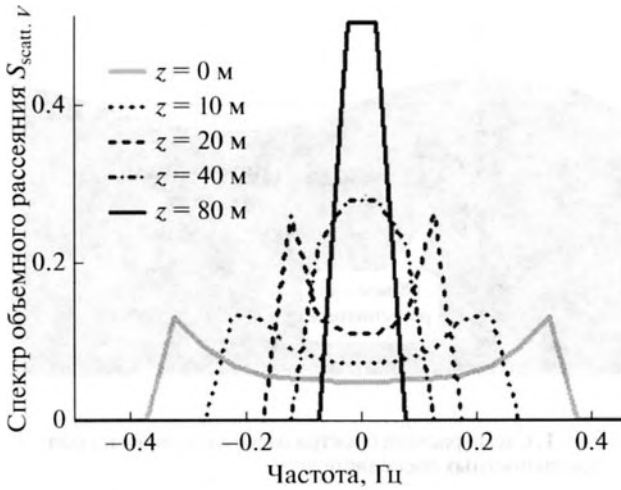


Рис. 2. Спектры объемной силы рассеяния  $S_{\text{scatt.V}}(z, f)$ , построенные для различных глубин  $z$  расположения рассеивателя, в децибелном масштабе.

ницы  $n$ -го фильтра. Далее из значений  $t_n$  и  $t_{n+1}$  можно определить интервал времени пребывания доплеровской частоты внутри полосы пропускания фильтра с номером  $n$ :

$$\Delta t_n = t_{n+1} - t_n = \frac{1}{\Omega_m} \text{Re} \left( \arcsin \frac{\lambda(n+1)\Delta f}{2\Omega_m R(z)} - \arcsin \frac{\lambda n \Delta f}{2\Omega_m R(z)} \right). \quad (3)$$

Здесь использовано свойство:  $\text{Re}(\arcsin \xi) = \pi/2$  при  $\xi \geq 1$  и  $\text{Re}(\arcsin \xi) = -\pi/2$  при  $\xi \leq -1$ .

Несложно показать, что итоговое распределение интенсивности рассеянного сигнала по номерам частотных каналов будет пропорционально найденным длительностям пребывания

$$S_{\text{scatt.V}}(z, n) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \left( \arcsin \frac{\lambda(n+1)\Delta f}{2\Omega_m R(z)} - \arcsin \frac{\lambda n \Delta f}{2\Omega_m R(z)} \right) S_{\text{scatt.V}}(z). \quad (6)$$

На рис. 2 представлен для примера результат расчета зависимости уровней спектра объемной силы рассеяния  $S_{\text{scatt.V}}(z, f)$  для элемента объема, находящегося на глубинах  $z$ , равных 0, 20, 80 м, при единичном значении силы объемного рассеяния ( $S_{\text{scatt.V}}(z) = 1/\text{м}^3$ ). Расчет выполнялся для следующих параметров, указанных в начале работы:  $\lambda = 3$  м ( $F_0 = 500$  Гц);  $\Delta f = 0.1$  Гц;  $n = -25 \dots 25$ , частота энергонесущей компоненты волнения

сигнала в частотных каналах, нормированных на общее время наблюдения  $T/2$ :

$$\Delta P^2(\rho, z, n) = \frac{\Delta P^2(\rho, z)}{\pi} \times \text{Re} \left( \arcsin \frac{\lambda(n+1)\Delta f}{2\Omega_m R(z)} - \arcsin \frac{\lambda n \Delta f}{2\Omega_m R(z)} \right). \quad (4)$$

Здесь  $\Delta P^2(\rho, z, n)$  – квадрат амплитуды рассеянного на  $\Delta U$  сигнала, профильтрованного в полосе частот от  $n\Delta f$  до  $(n+1)\Delta f$  ( $\Delta P^2(\rho, z, n)/\Delta f$  – спектральная плотность мощности принятого сигнала).  $\Delta P^2(\rho, z) = (S_{\text{scatt.V}}(z)\Delta U)P_{1\text{м}}^2 \text{ПР}^4(\rho)$  – квадрат амплитуды сигнала, рассеянного на элементе  $\Delta U$ ,  $S_{\text{scatt.V}}(z)$  – сила объемного рассеяния звука в среде в обратном направлении ( $1/\text{м}^3$ ),  $\Delta U = \Delta z \Delta \rho \Delta \varphi \rho$  – объем элементарного рассеивателя,  $\rho$  – дистанция от рассеивателя до приемника–излучателя,  $\text{ПР}(\rho)$  – потери на распространение (взяты в линейном масштабе),  $P_{1\text{м}}^2$  – поле на расстоянии 1 м от источника ( $\text{Па}^2$ ).

Естественно, что сумма квадратов по всем частотам спектра равняется исходной мощности рассеянного на  $\Delta U$  сигнала  $\Delta P^2(\rho, z) = \sum_{n=-N}^N \Delta P^2(\rho, z, n)$ .

Подставляя в (4) зависимость  $\Delta P^2(\rho, z)$  от параметров рассеивателей,

$$\Delta P^2(\rho, z, n) = P_{1\text{м}}^2 \text{ПР}^4(\rho) \times \left\{ \frac{1}{\pi} \text{Re} \left( \arcsin \frac{\lambda(n+1)\Delta f}{2\Omega_m R(z)} - \arcsin \frac{\lambda n \Delta f}{2\Omega_m R(z)} \right) S_{\text{scatt.V}}(z) \right\} \Delta U, \quad (5)$$

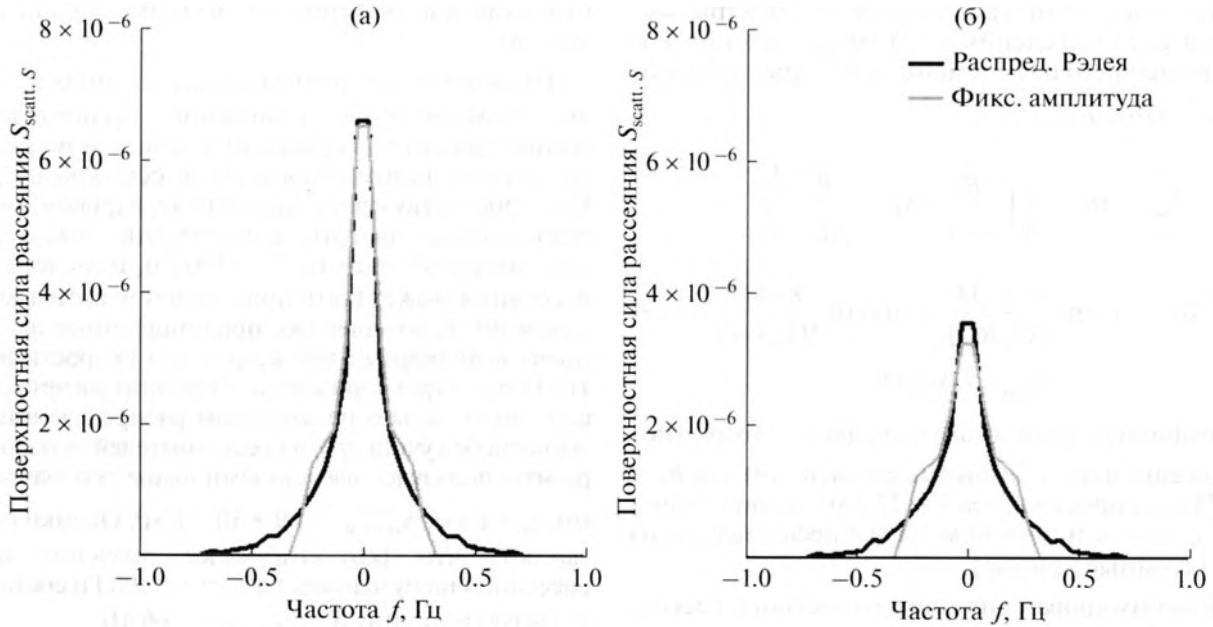
можно по аналогии с выражением  $\Delta P^2(\rho, z)$  ввести и вычислить спектральную характеристику объемной силы рассеяния:

$\Omega_m = 2\pi \times 0.1$  Гц (соответствует скорости ветра  $V = 13.7$  м/с или 25 узлов).

Как видно из рисунка, ширина спектра рассеянного сигнала варьируется от 0.8 Гц для малой глубины рассеивателя до разрешения спектрального анализа  $\sim 0.1$  Гц при глубинах рассеивателя 80 м и более.

При интегрировании (6) по  $z$  с учетом выражения (2) переходим от спектральной характеристики силы объемного рассеяния  $S_{\text{scatt.V}}(n)$  к рассеянию





**Рис. 3.** Спектры поверхностной силы рассеяния  $S_{scatt.S}(f)$ , построенные в децибельном масштабе: для двух значений глубин  $z_0 = 30$  и  $20$  м (рисунки (а) и (б) соответственно), для фиксированного значения амплитуды ветровой волны  $0.74$  м (светлая кривая) и ветровых волн, амплитуды которых распределены по Рэлеевскому закону (темная кривая).

на всем вертикальном столбе жидкости – спектральной характеристике силы поверхностного рассеяния  $S_{scatt.S}(n)$ , где  $n$  – номера частотных каналов  $f_n = (n + 0.5)\Delta f$ :

$$S_{scatt.S}(n) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \text{Re} \left( \arcsin \frac{\lambda(n+1)\Delta f}{2\Omega_m R(z)} - \arcsin \frac{\lambda n \Delta f}{2\Omega_m R(z)} \right) S_{scatt.V}(z) dz. \quad (7)$$

В выражении (7) присутствует неизвестная функция  $S_{scatt.V}(z)$  – зависимость объемной силы рассеяния от глубины. Используем два независимых подхода к оценке этой величины.

Первый – по аналогии с (2) представим силу объемного рассеяния в виде экспоненциальной зависимости от глубины плюс константа:

$$S_{scatt.V}(z) = S_{scatt.V} + S_{scatt.V}^{wind} \exp(-z/z_0), \quad (8)$$

где константа  $S_{scatt.V}$  – классическое значение силы обратного объемного рассеяния, в диапазоне  $0.5-1$  кГц равное  $-100 \dots -80$  дБ [7];  $S_{scatt.V}^{wind}$  – значение силы обратного объемного рассеяния вблизи от свободной поверхности,  $z_0$  – характерное расстояние, когда объемное рассеяние, определяемое количеством пузырьков и других дислокаций, уменьшается при удалении от поверхности в  $e$  раз.

На рис. 3а, 3б представлены спектры обратного рассеяния  $S_{scatt.S}(f)$ , рассчитанные для значений  $S_{scatt.V} = 10^{-9}$   $1/м^3$ ,  $S_{scatt.V}^{wind} = 10^{-6}$   $1/м^3$  и двух характерных глубин уменьшения объемных рассеивателей  $z_0 = 20$  м и  $z_0 = 30$  м (светлые кривые на рис. 3). Значения  $S_{scatt.V}^{wind}$  и  $z_0$  подбирались таким образом, чтобы а) сила объемного рассеяния  $S_{scatt.V}(z)$  заведомо не зависела от  $z$  для глубин больше  $200$  м и б) расчетная форма спектра сигнала реверберации максимально совпадала с экспериментальными данными.

Исходя из принятого значения объемной силы рассеяния  $S_{scatt.V} = 10^{-9}$   $1/м^3$  без учета значения  $S_{scatt.V}^{wind}$ , можно оценить вклад объемного рассеяния в экспоненциальное затухание звука. Как показали расчеты, вклад в затухание составит ничтожное значение  $0.054$  дБ на одну тысячу километров.

При расчете графиков рис. 3 интегрирование в (7) производилось до глубины  $1000$  м. Вклад в спектр рассеяния независимой от  $z$  компоненты  $S_{scatt.V}$  составил  $\sim +10\%$  на частоте  $F_0$ .

При расчете спектра поверхностного рассеяния в виде (7) не были учтены случайное направление движения волны (это приведет в среднем к сужению спектров рис. 3 примерно на  $30\%$ ) и случайный характер высоты ветровой волны. Если учесть, что амплитуда волны  $R_0$  распределена по

закону Рэлея, то можно пересчитать спектры рассеяния путем введения в (7) распределения Рэлея, зависящего от переменной  $R_0$  и среднего значения волны  $\overline{R_0}$ :

$$\overline{S_{\text{scatt},S}(n)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{R_0}{(R_0)^2} \exp\left(\frac{-R_0^2}{2(R_0)^2}\right) \times \\ \times \int_0^{\infty} \text{Re}\left(\arcsin \frac{\lambda(n+1)\Delta f}{2\Omega_m R(z)} - \arcsin \frac{\lambda n \Delta f}{2\Omega_m R(z)}\right) \times \\ \times S_{\text{scatt},V}(z) dz dR_0. \quad (9)$$

Графики усредненного спектра поверхностного рассеяния, рассчитанные согласно (9) для  $\overline{R_0} = 0.74$  м, скорости ветра  $V = 13.7$  м/с и двух значений  $z_0 = 20$  м и  $z_0 = 30$  м, также представлены на рис. 3 (темные кривые).

Просуммировав силу поверхностного рассеяния по всем частотам,

$$S_{\text{scatt},S} = \sum_n S_{\text{scatt},S}(n), \quad (10)$$

мы получим нижнюю границу традиционного значения силы рассеяния на поверхности для околонулевого угла скольжения и заданного значения амплитуды волнения или силы ветра<sup>1</sup>.

Как показали расчеты, выполненные согласно (7) и (9), значения  $S_{\text{scatt},S}$  при силе ветра 25 узлов составляют  $-47$  дБ ( $z_0 = 20$  м) и  $-45$  дБ ( $z_0 = 30$  м), что согласуется с экспериментальными данными работы [8], полученными при малых углах скольжения на частотах  $0.5-1$  кГц при скорости ветра 25 узлов. Такое сопоставление возможно, поскольку интенсивность сигнала, рассеянного непосредственно на неровной границе вода-воздух, снижается при уменьшении угла скольжения.

Исходя из найденного значения фонового рассеяния с  $1 \text{ м}^2$  поверхности, легко перейти к интегральной оценке силы цели фонового рассеяния при моностатической схеме локации  $\text{СЦ}_{\text{фон}} = S_{\text{scatt},S} \frac{cT}{2} \Delta\phi \frac{ct}{2}$ . Например, при длительности импульса  $T = 10$  с, временной задержке  $t = 40$  с (расстояние  $\sim 30$  км) и разрешении по углу приемной антенны  $\Delta\phi = 0.1$  рад уровень фоновой силы цели на частоте  $F_0$  составит  $\text{СЦ}_{\text{фон}} = 26$  дБ.

Косвенная проверка совпадения экспериментальных и расчетных значений показывает, что для скорости ветра 25 узлов числовые значения,

<sup>1</sup> При малом угле скольжения рассеяние звука непосредственно на поверхности акватории будет минимальным, а рассеяние на подповерхностных неоднородностях остается практически неизменным и фактически будет определять граничное значение суммарной силы рассеяния.

входящие в выражение (8), были подобраны правильно.

Второй способ оценки  $S_{\text{scatt},V}(z)$  опирается на экспериментальное измерение распределения концентрации пузырьков по глубине и по радиусу, которое приводится в [9] со ссылкой на [10]. Все присутствующие фракции пузырьков имеют резонансные частоты существенно выше рассматриваемой частоты  $F_0 = 500$  Гц, и расчет силы рассеяния может быть произведен известным образом [9]. К сожалению, представленные данные несут выборочный характер – для скорости ветра  $11-13$  м/с и трех горизонтов. Результат расчета силы рассеяния только на заданном распределении пузырьков без учета других рассеивателей можно выразить, пользуясь введенными выше обозначениями:  $z_0 = 1.6$  м,  $S_{\text{scatt},V}^{\text{wind}} = 1.9 \times 10^{-7} \text{ 1/м}^3$ . Оценки показывают, что результирующее значение силы рассеяния на пузырьках на частоте  $500$  Гц составляет малую величину  $S_{\text{scatt},S,\text{bubbl.}} = -66$  дБ.

В работе [6] отмечается, что возможно образование воздушных полостей и облаков пузырьков, концентрация газа в которых на  $2-4$  порядка выше, чем в фоновых пузырьках. Таким образом, использованную выше оценку  $S_{\text{scatt},S} = -45...-47$  дБ можно считать вполне реалистичной и оправданной. Существующая неопределенность во входных данных по концентрации и размерам воздушных образований не позволяет провести более точные расчеты и снимает необходимость учитывать тонкие дифракционные эффекты при рассеянии звука на пузырьках, как это делалось, например, в работе [6].

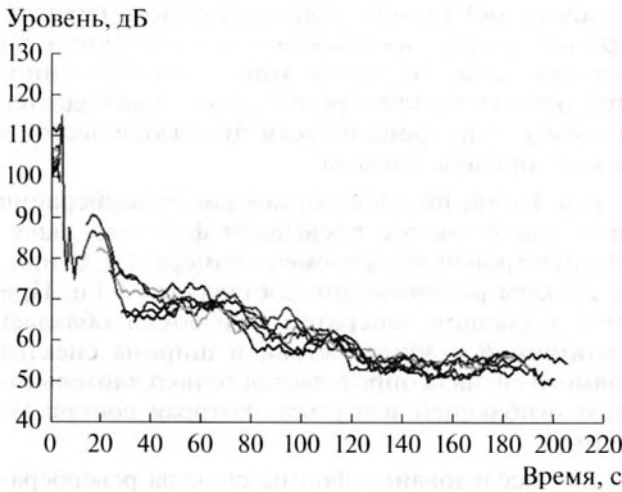
## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В 2011 г. нами были выполнены исследования характеристик реверберационных сигналов в океанических условиях – Тихий океан, район полуострова Камчатка. Эти исследования явились продолжением экспериментальных работ, которые проводятся в этом районе с середины 80-х годов. Частичное описание результатов ранних исследований приведено в [11, 12]. В указанных работах были выполнены исследования энергетических характеристик реверберации в диапазоне частот  $600$  и  $850$  Гц при использовании для локации тонально-импульсных сигналов длительностью  $\sim 5-10$  секунд.

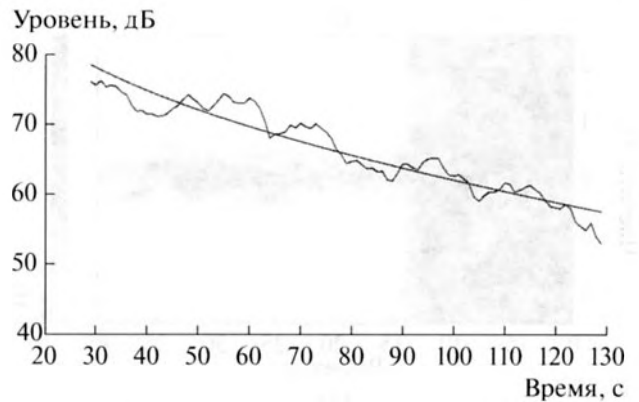
Как показали исследования [12], временная зависимость уровня реверберации в этих условиях хорошо описывается выражением

$$I_r(t) = I_{r0}(ct)^{-n} \times 10^{-0.1\beta ct}, \quad (11)$$

где  $c = 1.47$  км/с,  $n = 2$ ,  $\beta \approx 0.03 \dots 0.08$  дБ/км. Значение  $n = 2$  соответствует уменьшению интенсив-



**Рис. 4.** Зависимость уровня реверберации от времени для сетки частот в диапазоне 700–800 Гц. Направление  $-75^\circ$  от нормали приемной антенны.



**Рис. 5.** Зависимость уровня реверберации от времени: экспериментальная кривая и аппроксимирующая кривая (гладкая)  $I_r(t) = I_{r0}(ct)^{-2} \times 10^{-0.1\beta ct}$  ( $\beta = 0.054$ ;  $I_{r0} = 2 \times 10^{11}$ ), децибельный масштаб, частота  $F_0 = 800$  Гц.

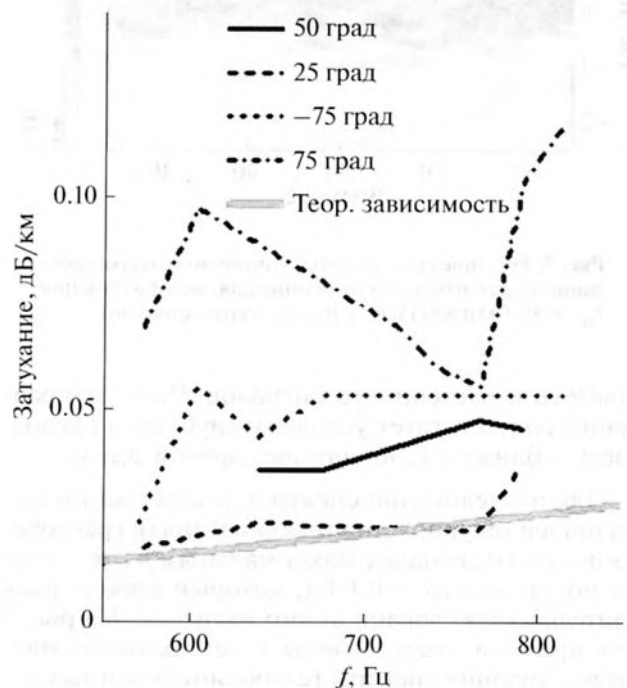
ности звука с расстоянием по закону  $r^{-3/2}$ , а полученные в эксперименте значения  $\beta$  несколько превышают теоретическую зависимость  $\beta = 0.036f^{3/2}$  дБ/км ( $f$  – в килогерцах). Теоретическое значение  $\beta$  для  $f = 0.6$  кГц составляет 0.017 дБ/км.

На основе полученных в 2011 г. данных, нами, по аналогии с [12], также были выполнены построения зависимости уровней реверберации для определенных частот и направлений приема сигнала, который осуществлялся с использованием направленной приемной антенны. Так, для примера на рис. 4 для длительности импульса 10 с и направления  $-75^\circ$  от нормали антенны представлены зависимости уровня реверберации от времени в полосе 1 Гц для произвольного набора частот, взятого в диапазоне 700–800 Гц. Здесь и далее за 0 дБ принят неопределенный уровень. Как видно из рисунка, разброс по частотам уровня излучения и уровня реверберации не превышал 10 дБ.

Для определения параметра  $\beta$  проводилась аппроксимация принятого реверберационного сигнала функцией вида (11)  $P_{\text{аппрок}}^2(t) = I_{R0}(ct)^{-2} \times 10^{-0.1\beta ct}$ , где  $c = 1.45$  км/с, размерность  $\beta$  – дБ/км. Неизвестные параметры  $I_{R0}$  и  $\beta$  находились на интервале времени 30–130 с по минимуму разности уровней ревербераций ( $\min |10 \lg P_{\text{эксп}}^2(t) - 10 \lg P_{\text{аппрок}}^2(t)|$ ), выраженных в децибельном масштабе.

На рис. 5 для примера в децибельном масштабе представлены аппроксимирующая зависимость и измеренная для направления  $-75^\circ$  реверберационная кривая. На рис. 6 приведены данные по частотным зависимостям  $\beta$ , полученным для четы-

рех направлений приема сигнала. Практически все значения  $\beta$  оказались больше теоретических значений, представленных на рис. 6 кривой серого цвета. Разброс измеренных значений  $\beta$  для различных направлений обусловлен, вероятнее всего, существенным различием профиля дна и гидрологии по указанным трассам распространения



**Рис. 6.** Экспериментально измеренные зависимости  $\beta(F_0)$  для четырех направлений приема сигнала. Серая кривая – теоретическая зависимость  $\beta = 0.036(10^{-3}f)^{3/2}$  дБ/км ( $f$  в герцах).



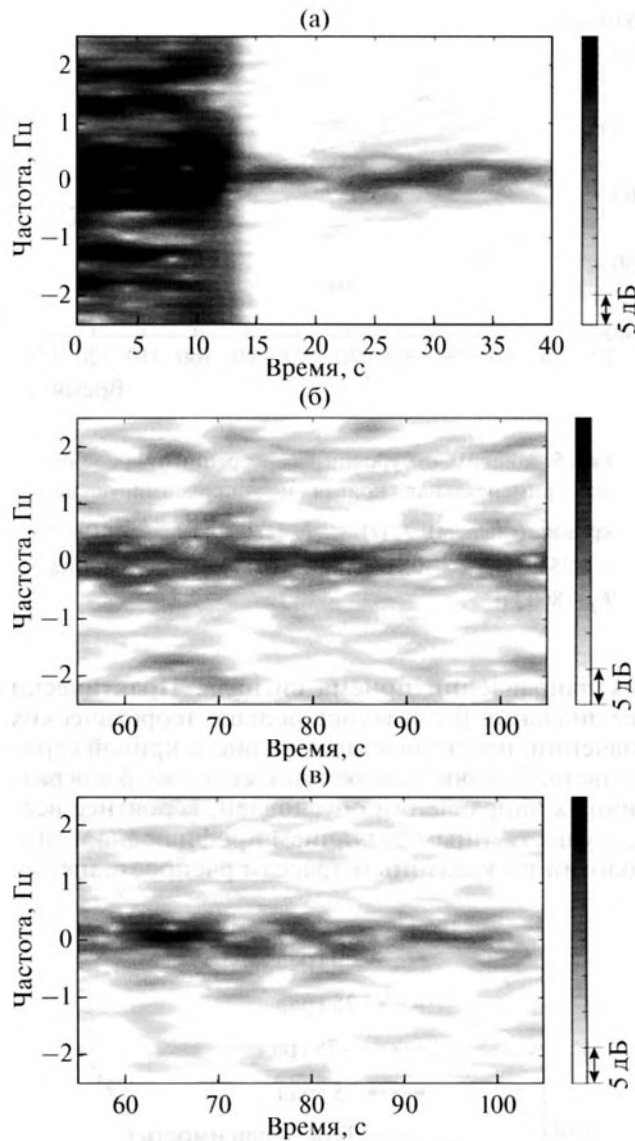


Рис. 7. Текущие спектры гетеродинированных реверберационных сигналов, измеренные для частот излучения  $F_0 = 600, 700$  и  $800$  Гц (а), (б), (в) соответственно).

прямого и рассеянного сигналов. Часть направлений соответствует условиям глубокого океана, часть — ближе к условиям шельфовой зоны.

Для исследования спектров реверберации выполнялся текущий спектральный анализ реверберационного сигнала с максимальным разрешением по частоте  $\Delta f = 0.1$  Гц, который определялся длительностью локационного импульса. На рис. 7 для примера представлены в децибельном масштабе текущие спектры гетеродинированных реверберационных сигналов для частот излучения  $F_0$ , находящихся вблизи частот 600, 700 и 800 Гц. Время на спектрах отсчитывается относительно момента прихода импульса на приемную систему. На рис. 7а изображен фрагмент спектрограммы,

включающий момент прихода прямого сигнала. Прямой сигнал изображен с ограничением по цветовой шкале и, кроме этого, из-за особенностей работы системы регистрации, наблюдается подъем уровня фона во всем диапазоне частот в момент прихода сигнала.

Как видно по спектрограммам, реверберация на несущей частоте превышает фоновые значения спектров на всем времени измерения. Ширина спектра реверберации составляет  $\sim 1$  Гц. При этом задающий генератор излучателя обладает достаточной стабильностью, и ширина спектра прямого сигнала определяется только длительностью огибающей импульса, которая составляет 5–10 с.

Для исследования формы спектра реверберации на разных временах прихода и сопоставления ее с теоретической зависимостью проводилось усреднение текущих спектров в интервале времени  $\sim 20$  с для моментов времени  $\tau_m = 30, 70$  и  $90$  с. Исходя из экспериментальной зависимости уровня реверберации от времени задержки  $\tau$  в виде (11)  $I_r(\tau) \sim I_{r0}(c\tau)^{-2}$ , усредненные спектры реверберации  $S_m(F_0, f)$  нормировались на величину

$$\tilde{S}_m(F_0, f) = S_m(F_0, f) \left( \frac{\tau_m}{\tau_*} \right)^2 A(F_0), \quad (12)$$

где  $\tau_*$  — среднее время на интервале измерения ( $\tau_* = 50$  с). Нормирующий множитель  $A(F_0)$  подбирался таким образом, чтобы уровень реверберации на нулевой частоте  $\tilde{S}_m(F_0, 0)$  составлял условное значение  $\sim 20$  дБ для всех  $F_0$ , независимо от уровня излучения.

На рис. 8 представлены усредненные и нормированные спектры реверберации  $\tilde{S}_m(F_0, f)$ , построенные для диапазона частот  $F_0$  500–800 Гц и временных задержек  $\tau_m = 30, 70$  и  $90$  с. Превышение усредненного спектрального уровня реверберации на частоте  $f = 0$  над фоновым уровнем составляло 15–30 дБ, в зависимости от значения временной задержки.

Согласно данным метеорологического архива [13], скорость ветра во время проведения эксперимента в данном районе составляла 15–20 узлов. Оценки спектра рассеяния были получены для величины скорости ветра, близкой к указанным значениям, поэтому их можно сопоставлять с экспериментальными данными.

Теоретическая зависимость на рис. 8 (широкая серая линия) построена согласно (9) для приведенных ранее параметров волнения и рассеяния вида  $S_{\text{scatt}, V} = 10^{-9} + 10^{-6} \exp(-z/20)$ . Как видно из сопоставления графиков, практически на всех несущих частотах  $F_0$  и временах задержки от 30 до 100 с измеренные спектры реверберации хорошо соот-

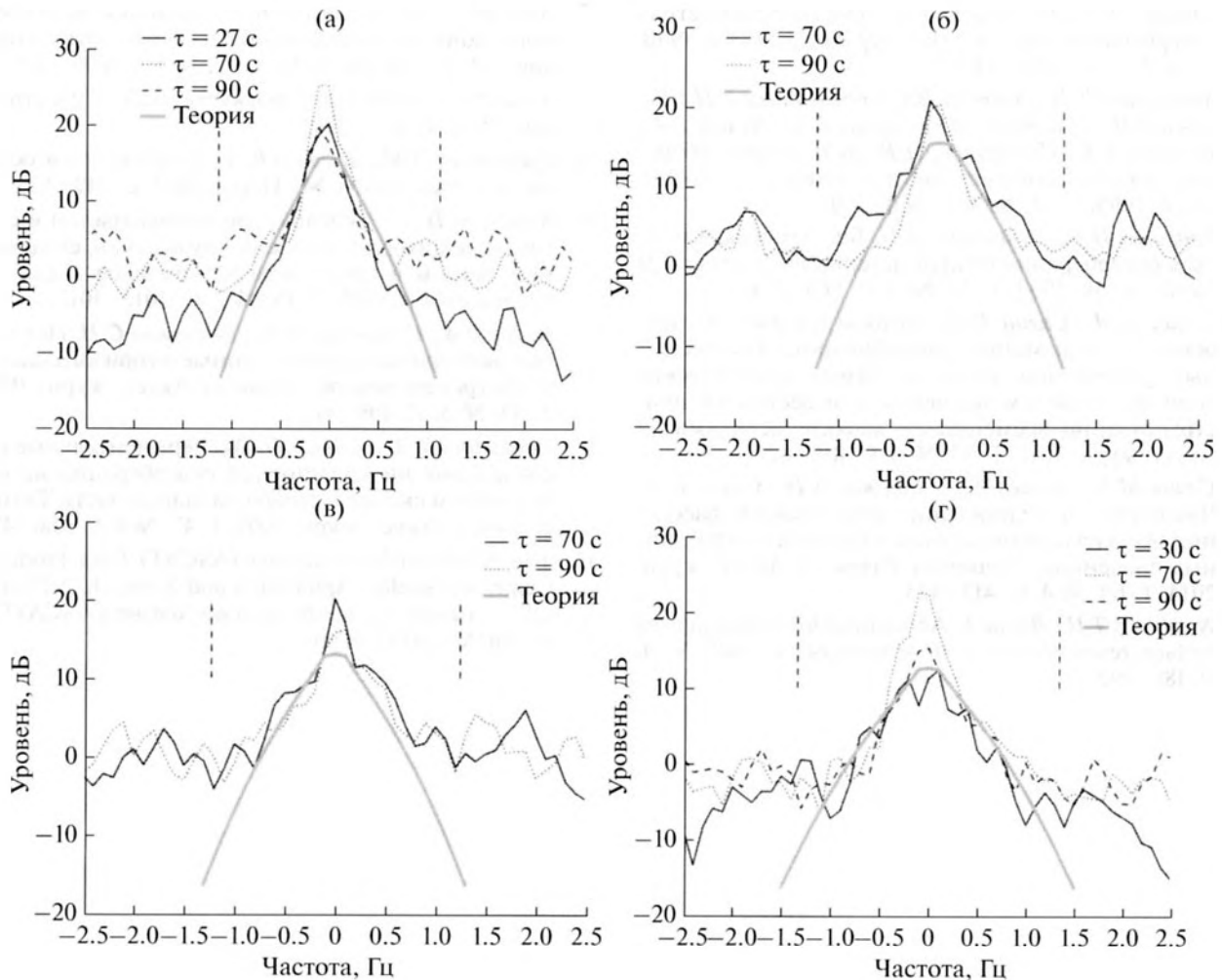


Рис. 8. Усредненные и отнормированные спектры реверберации  $\bar{S}_m(F_0, f)$ , построенные для тональных импульсных сигналов в диапазоне частот 500–800 Гц, в порядке увеличения частоты при переходе от рис. 8а к рис. 8б. Широкая серая линия соответствует теоретической форме спектра, рассчитанной согласно (9).

ветствуют расчетным по ширине и форме, а также по крутизне спада с разностной частотой  $f$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение следует еще раз отметить, что представленные схемы позволяют рассчитывать спектральные характеристики реверберации для моностатической схемы локации и использования низкочастотных тонально-импульсных сигналов. Выполнение расчетов базируется на определенных данных по условиям распространения, знанию амплитуды ветрового волнения и распределения локальной силы объемного рассеяния по глубине. При наличии указанных данных предложенная схема расчета может быть использована для выполнения прогнозных оценок формы и ширины спектра реверберации. При постановке специальных экспериментов с измерением пара-

метров реверберации, условий распространения и уровня ветрового волнения имеется возможность решения обратной задачи — восстановления распределения силы объемных рассеивателей по глубине.

Б.М. Салин и М.Б. Салин благодарят Российский научный фонд (РНФ, грант № 14\_17\_00667) за поддержку теоретических исследований. В части развития методов обработки сигналов работа была поддержана программой ФНИ государственных академий наук на 2013–2020 гг., раздел № 12.18 “Разработка физических основ акустических систем нового поколения”. Экспериментальные исследования были выполнены АО “КГФИ”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авербах В.С., Бондарь Л.Ф., Голубев В.Н., Гольдлат В.Ю., Долин Л.С., Нечаев А.Г., Пигалов К.Е.,



1. *Смирнов Г.Е., Тумаева Е.И.* Дальняя поверхностная реверберация звука в океане // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 6. С. 1119–1121.
2. *Абросимов Д.И., Авербах В.С., Болоничева Е.И., Голубев В.Н., Гольдблат В.Ю., Долин Л.С., Нечаев А.Г., Пигалов К.Е., Сироткина Н.И.* Дальняя реверберация низкочастотного звука в океане // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 3. С. 364–369.
3. *Андреева И.Б., Луповский В.Н.* Бистатистическая морская реверберация вблизи материкового склона // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 4. С. 564–574.
4. *Салин Б.М., Салин М.Б.* Методы и схемы расчета основных параметров реверберации, обусловленных рассеянием низкочастотных акустических волн на ветровом волнении с известными пространственно-временными характеристиками // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 6. С. 818–827.
5. *Салин М.Б., Досаев А.С., Коньков А.И., Салин Б.М.* Численное моделирование брэгговского рассеяния звука на поверхностном волнении при различных значениях параметра Рэлея. // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 4. С. 413–425.
6. *Neighbors T.H., Bjerne L.* Anomalous low frequency sea surface reverberation // Hydroacoustics. 2001. V. 4. P. 181–192.
7. *Андреева И.Б.* Сравнительные оценки поверхностного, донного и объемного рассеяния звука в океане // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 5. С. 699–705.
8. *Урик Р.Дж.* Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. С. 278–279.
9. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. С. 249–306.
10. *Колобаев П.А.* Исследование концентрации и статистического распределения пузырьков, создаваемых ветром в приповерхностном слое океана // Океанология, 1975. Т. 15. № 2. С. 1013–1017.
11. *Вадов Р.А., Гужавина Д.В., Дворников С.И.* Некоторые экспериментальные данные о горизонтальной анизотропии реверберации // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 3. С. 409–412.
12. *Гужавина Д.В., Гулин Э.П.* Экспериментальные исследования низкочастотной реверберации на материковом склоне в северо-западной части Тихого океана. // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 4. С. 466–473.
13. The Advanced Scatterometer (ASCAT) Data Products. Center for Satellite Application and Research. NESDIS. url: [manati.star.nesdis.noaa.gov/datasets/ASCATData.php/ASCATData.php](http://manati.star.nesdis.noaa.gov/datasets/ASCATData.php/ASCATData.php)