

УДК 551.463.26

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕВЕРБЕРАЦИИ В МЕЛКОМ МОРЕ ПРИ РАЗНЕСЕНИИ В ПРОСТРАНСТВЕ ТОЧЕК ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИЕМА СИГНАЛА

© 2025 г. Б. М. Салин^а, В. В. Баханов^а, **О. Н. Кемарская^а**, М. Б. Салин^{а,*}

^аФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: mikesalin@ipfran.ru

Поступила в редакцию 27.02.2024 г.

После доработки 04.06.2024 г.

Принята к публикации 24.12.2024 г.

Исследованы характеристики реверберационной помехи, возникающей в морской среде при излучении длинных тональных импульсов в бистатической схеме акустического зондирования. При зондировании тональными импульсами обеспечивается необходимое разрешение для исследования как доплеровского спектра, так и временного развития реверберационного сигнала. Представленная теоретическая модель применима и к прямым задачам — прогноз характеристик реверберации при заданном состоянии моря, и к обратным задачам — определение свойств морской среды, главным образом ее приповерхностного слоя, по результатам акустического зондирования. Модель основана на представлении рассеянного сигнала в виде суперпозиции отражений от распределенных по глубине рассеивателей, движущихся по круговым траекториям со скоростями, определяемыми максимальной амплитудой и периодом ветровых волн. Статья является продолжением цикла работ авторов и расширяет применимость полученных ранее результатов на случай существенно разнесенных источников и приемников звука. Результаты моделирования находят подтверждение в экспериментальных данных по таким параметрам, как ширина доплеровского спектра и закон спада интенсивности реверберации во времени.

Ключевые слова: бистатическая реверберация в море, сила рассеяния, поверхностное рассеяние, рассеяние на пузырьках, спектр реверберации

DOI: 10.31857/S0320791925010125, EDN: BQDNEB

ВВЕДЕНИЕ

Реверберация звука в морской среде — это важное природное явление, которое влияет на работу разнообразных гидроакустических приборов. Это явление активно изучается [1, 2], в том числе экспериментальными методами [3]. Поверхностная реверберация характеризуется тем, что рассеяние на движущейся поверхности (а в общем случае — в движущемся приповерхностном слое) приводит к возникновению уширения спектра рассеянного звука, в том числе из-за доплеровского сдвига частоты отраженных от отдельных рассеивателей сигналов.

Результаты настоящей работы применимы для анализа характеристик реверберации при использовании тонально-импульсных сигналов, относительная ширина полосы частот которых $\Delta f/f$ может

лежать в пределах от 10^{-4} до 10^{-3} . Данная работа является продолжением теоретических и экспериментальных исследований спектральных характеристик морской реверберации [4–6], где для интерпретации спектров рассеянных сигналов бралась за основу традиционная модель отражения звука от подвижной границы раздела вода–воздух. Традиционная модель дополнялась в данной работе рассеянием звука приповерхностными неоднородностями при учете их движения по круговым траекториям в результате воздействия ветрового волнения. Описание такой второй компоненты рассеяния станет обсуждаемой далее моделью реверберации. Разработанная модель позволяет ввести распределение спектральной плотности мощности рассеянного сигнала при сохранении его интегрального значения рассеяния. Поэтому за отправную точку можно взять многократно

измеренные интегральные значения силы рассеяния взволнованной поверхности моря [7].

Из-за высокой сложности организации экспериментальных исследований дальнейшей морской реверберации доступные для анализа эмпирические данные являются единичными. Среди них: исследование спектров реверберации [4] выполнено в глубоком море на частотах 600–800 Гц при длительности импульса 5–10 с и относительной ширине полосы сигнала от 1.2×10^{-4} до 3×10^{-4} . Близкие по своему характеру исследования с импульсами в диапазоне 1300–2700 Гц и длительностью 2–8 с проводились в глубоком море [9] и в прибрежной зоне [10].

Отличие результатов настоящей статьи заключается в рассмотрении спектральных характеристик реверберации применительно к мелкому морю и бистатической схеме приема-излучения импульсных сигналов. Под бистатической схемой подразумевается разнесение точки излучения и приема сигналов. В контексте импульсной локации будем считать, что источник и приемник разнесены на такое расстояние, чтобы время пробега звука между ними превосходило длительность импульса. С точки зрения выполнения оценок поверхностной реверберации, отличие бистатической схемы от моностатической (т.е. от совмещенного приемника и передатчика) заключается в следующем [11, 12]:

- множество точек рассеяния, которые характеризуются равным суммарным временем прохождения сигнала по пути источник–рассеиватель–приемник, имеет форму эллипса (вид сверху), и он вырождается в окружность только при больших значениях задержки;

- в рамках классической модели о рассеянии звука поверхностными волнами как брэгговскими рефлекторами (которой уделяется меньше внимания в данной статье), пространственный масштаб резонансных волн в различных точках акватории будет отличаться;

- прямой сигнал, прошедший по кратчайшему пути от источника к приемнику, может быть зарегистрирован без искажений (в т.ч. не вызывает ограничения в аппаратной части), и он также несет в себе полезную информацию о среде.

В настоящей статье будет исследоваться возможность применения модели приповерхностных рассеивателей, движущихся в орбитальном поле течений ветровых волн, для оценки реверберации при бистатической схеме зондирования неоднородностей морской среды. Описанная здесь модель рассеяния позволила рассчитывать спектры эхосигнала вблизи несущей частоты и выполнять сравнение с экспериментально измеренными спектрами реверберационных сигналов. Ввиду малой статистики по распределению крупных пузырей в морской среде [8] (и ввиду того, что этот параметр

редко контролируется в акустическом эксперименте), в качестве функции распределения была принята модельная зависимость, включающая параметры: концентрация у поверхности и глубина проникновения пузырей. Значения параметров подбирались исходя из сравнения реальных спектров реверберации с расчетными.

1 МОДЕЛЬ СПЕКТРА РЕВЕРБЕРАЦИИ

1.1. Исходные данные

Слой объемных рассеивателей (главным образом пузырьковых) характеризуется экспоненциальной зависимостью объемной силы рассеяния от глубины z в виде:

$$S_{\text{scatt},V}(z) = S_{\text{scatt},V}^{\text{const}} + S_{\text{scatt},V}^{\text{wind}} \exp[-z/z_0], \quad (1)$$

где z_0 — характерная глубина проникновения рассеивателей (пузырей, зарождающихся на поверхности), $S_{\text{scatt},V}^{\text{const}}$ и $S_{\text{scatt},V}^{\text{wind}}$ — постоянная и зависящая от глубины компоненты силы рассеяния звука в толще воды. Согласно справочной литературе [7] в диапазоне 0.2–1 кГц $S_{\text{scatt},V}^{\text{const}}$ составляет 10^{-9} м^{-1} или –90 дБ. Относительно зависящего от глубины второго слагаемого в выражении (1) имеющиеся данные не так однородны. Например, как показано в работе [5], наилучшее совпадение с экспериментальными данными по Северо-западной части Тихого океана наблюдалось при значении силы рассеяния¹ $S_{\text{scatt},V}^{\text{wind}} \approx 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ или –60 дБ и $z_0 = 20\text{--}30 \text{ м}$. При интегрировании (1) по z сила поверхностного рассеяния на одном квадратном метре поверхности составит величину $S_{\text{scatt},S} = 2 \times 10^{-5}$ или –47 дБ (эта величина тождественна “удельной” силе цели, приходящейся на один квадратный метр поверхности, поэтому для нее будем использовать безразмерные величины).

Рассмотрим оценки величины силы рассеяния, доступные из других литературных источников. Для глубокого океана авторы работы [13] дают близкую оценку для обратного поверхностного рассеяния –40...–50 дБ для частоты 1 кГц и углов скольжения 15°–30°. В работе [7] оценка поверхностного рассеяния составила –45...–55 дБ. Для мелководной части Баренцева моря (с глубиной 100 м) авторы работы [14] указывают $S_{\text{scatt},S} = -37\text{...}-47 \text{ дБ}$, но уже для силы донного рассеяния на частоте ~ 200 Гц. Таким образом, используемое в работах [4, 5] значение объемной силы рассеяния, которое суммарно по столбу жидкости эквивалентно поверхностному рассеянию с коэффициентом $S_{\text{scatt},S} = -47 \text{ дБ}$, находится в границах существующих на настоящее время оценок.

¹ В оригинальной работе была указана размерность м^{-3} из-за несколько отличной системы обозначений. В любом случае, указанные числовые значения остаются в силе при использовании стандартных единиц СИ.

Рассеиватели двигаются поступательно вместе с нагонным течением и колебательно за счет орбитальных течений ветровых волн. Нагонная компонента течения имеет также экспоненциальную зависимость скорости от глубины [21, 22]:

$$v(z) = U_0 e^{-az}. \quad (2)$$

Расчеты, выполненные в [5] на основе соответствующих моделей, показывают, что при скорости ветра 10 м/с на высоте 10 м над морской поверхностью параметры U_0 и $1/a$ будут иметь следующие значения: $U_0 = 0.09$ м/с, $1/a = 33$ м.

Полезно получить оценки возможных значений колебательной скорости течения в толще воды, чтобы предварительно определить ширину спектра эхосигнала. С точки зрения дальнего распространения звука представляет интерес горизонтальная компонента смещения рассеивателей, потому что вертикальный угол распространяющихся акустических волн в волноводе обычно мал. Горизонтальное смещение частицы в поле течения плоской поверхностной волны с амплитудой R_0 , круговой частотой Ω , волновым числом K и начальной фазой δ имеет вид:

$$\Delta X = R_0 e^{-Kz} \cos(\Omega t - KX + \delta). \quad (3)$$

Доплеровский сдвиг отраженного сигнала определяется скоростью рассеивателей, которую мы связываем со скоростью течения в поверхностной волне, т.е. с производной от (3). Средний квадрат поверхностного течения для монохроматической волны равен $(R_0 \Omega)^2 / 2$. В случае реального волнения эту величину оценить сложнее. Многие исследования посвящены законам формирования определенной силы волнения на море при заданной скорости ветра [15, 16, 23]. При усилении ветра возрастает среднеквадратичное значение высоты волны и одновременно спектральный пик смещается в низкочастотную область. На среднеквадратичную скорость это действует разнонаправленно. Для средневзвешенного квадратичного значения скорости рассеивателя можно вывести следующее выражение:

$$v_{\text{eff}}^2 = \int_0^\infty \Omega^2 S(\Omega) J(K) d\Omega, \quad (4)$$

где $S(\Omega)$ — спектральная плотность мощности перемещения морской поверхности (или коротко — спектр волнения), $J(K)$ — весовой множитель (5). Одновременно учитывая спадание скорости с глубиной по закону (3) и концентрации частиц с глубиной по модельному закону (1), можно вывести весовой множитель в следующей форме:

$$J(K) = \frac{\int_0^\infty e^{-(2K+1/z_0)z} dz}{\int_0^\infty e^{-z/z_0} dz} = \frac{1}{2Kz_0 + 1}. \quad (5)$$

Для типичных значений z_0 , пределы интегрирования по глубине в (5) были взяты как $[0, +\infty)$. С другой стороны, пределы интегрирования по частоте в (4) для упрощения численного интегрирования могут быть заменены на $[\Omega_p/10, 10\Omega_p]$ без существенной потери точности, здесь Ω_p — частота пика волнения. Заметим, что если $z_0 \rightarrow 0$, то $J = 1$, и в этом предельном случае (4) сводится к квадрату скорости поверхностного течения.

К сожалению, зачастую в акустических экспериментах, проводимых на море, не уделяется должного внимания методике измерения состояния волнения. Главным образом, можно опираться на такую величину как значимая высота волн H_s (англ. significant wave height, существенная высота волны). Она связана с введенным выше спектральным распределением как:

$$H_s^2 = 4 \int_0^\infty S(\Omega) d\Omega \quad (6)$$

(причем разные авторы [15, 23] применяют разные значения коэффициента пропорциональности, здесь для определенности возьмем 4).

В качестве $S(\Omega)$ можно рассмотреть, согласно [15, 16], два варианта модельной зависимости: спектр Пирсона–Московица и спектр JONSWAP. Спектр Пирсона–Московица определяется скоростью ветра. Спектр JONSWAP определяется скоростью ветра, и длиной разгона, поэтому последнюю для выполнения оценок положим равной 10 км. Варьируя скорость ветра как параметр, на рис. 1 были построены калибровочные кривые исходя из пар значений, получаемых по формулам

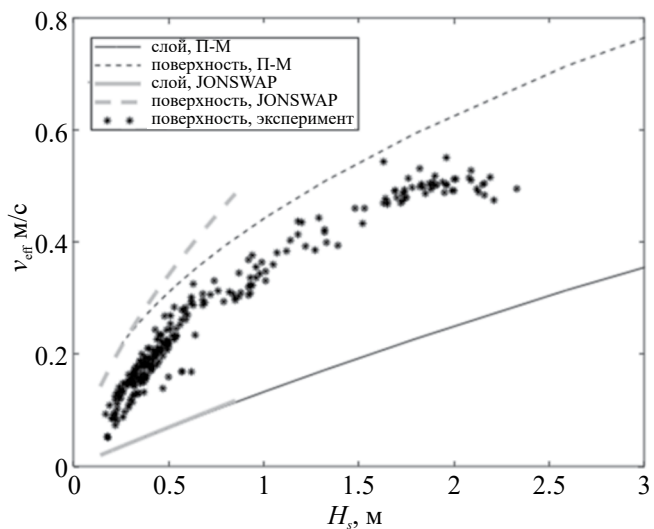


Рис. 1. Зависимость среднеквадратичной скорости течения, создаваемого волнами на поверхности моря и в приповерхностном слое эффективной толщиной $z_0 = 30$ м, вычисленные как функции значимой высоты волн для модельных зависимостей Пирсона–Московица (П-М) и JONSWAP, а также измеренные в эксперименте.

(4) и (6). На тот же график, для примера, нанесены результаты измерений волнографическим буюм (waverider buoy), произведенных авторами в экспедиции [10] (из экспериментальных данных доступны только поверхностные течения). В итоге считаем, что рис. 1 помогает оценить скорость движения рассеивающих звук частиц, если известна высота волнения. Соответственно, исходя из этого, можно предварительно определить ширину спектра эхосигнала.

1.2. Порядок вычисления спектральных характеристик

Пусть существует облако рассеивателей, и n -ый рассеиватель совершает перемещение по прямолинейной траектории, проходящей поперек гребней поверхностных волн. В данном разделе используем модель узконаправленного волнения, когда все волны бегут вдоль направления единичного вектора s . (Если потребуются учет специфического углового распределения спектра поверхностного волнения, то полученные ниже выражения можно будет усреднить по углу направления волнения.) Пусть n -ый рассеиватель совершает перемещение $sr_n(t)$, где $r_n(t)$ — знакопеременная функция.

$$p(t, z, n, R_0) = \sqrt{S_{\text{scatt.V}}^{\text{wind}} e^{-z/z_0}} \exp\left\{ \frac{2\pi}{\lambda} i\beta \left[R_0 e^{-Kz} \cos(\Omega t + \delta_n) - U_0 e^{-az} t \right] \right\} p_0, \quad (8)$$

где n — номер реализации, p_0 — комплексная амплитуда подсветки, β — параметр, связывающей направления ветровой и акустических волн:

$$\beta = \cos \varphi_{1,n} + \cos \varphi_{2,n}.$$

Направление течения также считаем связанным с направлением ветровой волны. Подстановку параметра β проведем позднее.

Найдем квадрат модуля Фурье-преобразования модельного сигнала (8) с применением окна Ханна длительностью, равной длительности сигнала T :

$$G(\omega, z, n, R_0) = \frac{1}{\sqrt{2T}} \left| \int_{-T/2}^{T/2} \left[1 - \cos \frac{2\pi t}{T} \right] p(t, z, n, R_0) e^{i\omega t} dt \right|^2. \quad (9)$$

Для оценки спектральной характеристики силы цели столба жидкости с единичной площадью основания, проинтегрируем выражение (9) по z , нормируем на мощность падающего поля p_0 и выполним усреднение по начальным фазовым положениям рассеивателя относительно гребня поверхностной волны:

$$G_{\text{scatt.S}}(\omega, R_0) = \int_0^H \frac{1}{6p_0^2} \sum_{n=0}^5 G(\omega, z, n, R_0) f(z) dz, \quad (10)$$

Сигнал, отраженный от движущегося n -ого рассеивателя, после операции гетеродинирования можно представить в комплексной форме в виде фазомодулированного сигнала

$$A_n(t) = A_0 e^{ik(\cos \varphi_{1,n} + \cos \varphi_{2,n})r_n(t)}, \quad (7)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число акустической волны, λ — ее длина; углы $\varphi_{1,n}$ и $\varphi_{2,n}$ являются углами между s и акустическими лучами, условно приходящими к рассеивателю из точек расположения излучателя ($\varphi_{1,n}$) и приемной антенны ($\varphi_{2,n}$), как показано на рис. 2, например: $\varphi_{1,n} = 0^\circ$ — движение рассеивателя от излучателя, $\varphi_{1,n} = 180^\circ$ — движение к излучателю. Ввиду сделанного выше квазиплоского приближения, для расчетов будет важно только горизонтальное перемещение рассеивателя: s лежит в горизонтальной плоскости и отсчет углов ведется на виде сверху (рис. 2).

В (7) преднамеренно опущены все амплитудные множители, чтобы сконцентрировать внимание на фазовой модуляции. Более точно приведенный к 1 м эхосигнал, отраженный от единичного объема воды, находящегося на глубине z , можно представить в виде:

где $H = 50$ м — глубина, достаточная для оценки значения силы цели с учетом типовых значений z_0 ; $f(z)$ — весовая функция по глубине такая, что:

$$f(z) = \sin^4(kz \sin \chi), \text{ если } 0 < z < \pi/2k \sin(\chi),$$

$$f(z) = 1 \text{ иначе;}$$

$\chi \approx 20^\circ$ — среднее значение угла прихода лучей на поверхность. Весовая функция $f(z)$ учитывает тот факт, что поле подсветки $p(t)$ на поверхности $z = 0$ обращается в 0, поэтому самые верхние рассеиватели, согласно представленной модели, вклад в реверберацию не дают. Для подстановки (8) в (10) фаза n -ой реализации сигнала принимается равной $\delta_n = n\pi/3$.

В предположении, что амплитуды ветровых волн R_0 распределены по закону Рэлея с среднеквадратичным значением $\overline{R_0}$, можно выполнить усреднение спектров поверхностного рассеяния $G_{\text{scatt.S}}(\omega, R_0)$ путем их интегрирования по R_0 с весовой функцией:

$$\Phi \sim R_0 / (\overline{R_0})^2 \exp\left(-R_0^2 / 2(\overline{R_0})^2\right),$$

оставляя величины K и Ω постоянными для всех R_0 . Тогда приходим к итоговому выражению:

$$\overline{G_{\text{scatt.S}}}(\omega, \overline{R_0}) = \int_0^\infty \frac{R_0}{(\overline{R_0})^2} \exp\left(\frac{-R_0^2}{2(\overline{R_0})^2}\right) G_{\text{scatt.S}}(\omega, R_0) dR_0. \quad (11)$$

Пример результата расчета по данной формуле будет приведен ниже, в разделе 2.

1.3. Оценка влияния углового распределения

В общем случае для проведения вычислений по формулам (8)–(11) необходимо подставлять значения β , определенное с учетом направления движения частицы, которое соответствует направлению ветровой волны, и с учетом угла входящей и уходящей акустической волны, которые определяются координатами на плоскости согласно рис. 2. Однако рассмотрим погрешность, которая будет внесена, если принять постоянное значение β для всех рассеивателей в акватории.

На данном этапе полезно определить схему модельного эксперимента, для которой будут сделаны конкретные оценки. Пусть глубина места составляет 200 м и скорость звука однородна по глубине. Примем расстояние между источником и приемником равным 8 км. Введем системы координат в горизонтальной плоскости так, что (0, 0) является приемником и (0, 8 км) — источником звука (см. рис. 2). Режим излучения импульсов: несущая частота — 1.5 кГц, длительность тонального импульса квази-прямоугольной формы $T = 2$ с, период повторения 90 с, примерно соответствует параметрам и условиям выполненных ранее работ [9, 10].

Если бы излученный сигнал был δ -импульсом, то совокупность точек, из которых рассеянные сигналы приходили одновременно, была бы эллипсом, заданным уравнением:

$$y(x, m) = \pm \sqrt{\left(\frac{8x + 12m + 0.5(1.5m)^2}{8 + 1.5m} \right)^2 - x^2}. \quad (12)$$

Здесь и далее для упрощения выражений: x, y и m — безразмерные величины, такие что: $x = X / (1 \text{ км})$; $y = Y / (1 \text{ км})$; $m = \tau / (1 \text{ с})$, где X и Y — реальные координаты на горизонтальной плоскости, τ — задержка рассеянного сигнала относительно прямого, по времени их прихода на приемник. Выражение (12), описывающее кривую равного суммарного времени хода звука, выведено в модели квазиплоского распространения со скоростью $C = 1.5 \text{ км/с}$ и определена в пределах $-0.75m < x < 8 + 0.75m$. В случае импульса конечной длительности T рассеянный сигнал одновременно поступает из области, заключенной между эллипсами с номерами m и $m + T/(1 \text{ с})$ (см. рис. 2).

В то время как зависимости (8)–(11) описывают локальную модель рассеяния, суммарный реверберационный сигнал должен быть получен применением этой локальной модели во всех точках акватории с учетом условий распространения и возникающих задержек. Считая ветровую волну однонаправленной, выполним вспомогательные

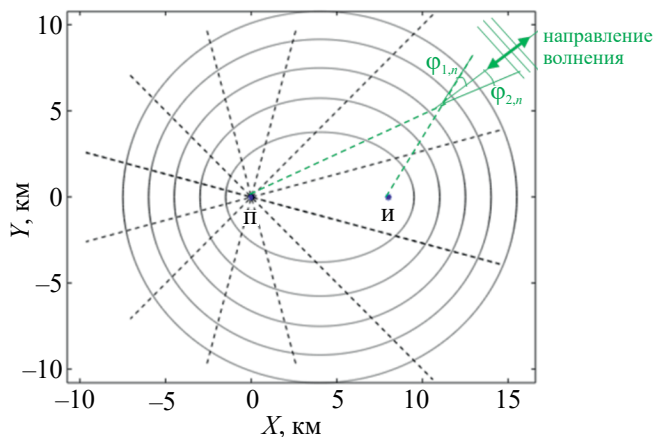


Рис. 2. Условная схема для определения зон рассеяния. Эллиптические кривые определяют области с равной суммарной задержкой по пути из источника (И) в приемник (П). Пунктирные сектора имеют ширину 30°.

вычисления, чтобы оценить наиболее важный диапазон значений суперпозиции $\cos\varphi_{n,1} + \cos\varphi_{n,2}$. Разобьем эллипс (12) на N отрезков достаточно малой длины Δl_n с центрами $\{x_n, y(x_n, m)\}$. Направляющие косинусы на каждом отрезке вычисляются с помощью скалярных произведений:

$$\cos\varphi_{n,1} = \frac{(x_n - 8)s_x + y(x_n, m)s_y}{\sqrt{(x_n - 8)^2 + y^2(x_n, m)}},$$

$$\cos\varphi_{n,2} = \frac{x_n s_x + y(x_n, m)s_y}{\sqrt{x_n^2 + y^2(x_n, m)}},$$

где $\{s_x, s_y\} = \mathbf{s}$ — введенный выше единичный вектор, характеризующий направление волнения, что в принятой модели одновременно является направлением движения n -ого рассеивателя.

Выше была введена величина β , которая позволяет пересчитывать реальную скорость рассеивателя в доплеровскую скорость². Усреднение спектров сигналов, одновременно пришедших из разных точек акватории, практически эквивалентно усреднению значений β :

$$\langle \beta^2 \rangle = \frac{\sum_{n=1}^N (\cos\varphi_{n,1} + \cos\varphi_{n,2})^2 W_n \Delta l_n}{\sum_{n=1}^N W_n \Delta l_n}, \quad (13)$$

где суммирование ведется вдоль эллипса, и введенные весовые множители W_n условно соответствуют спадаанию амплитуды звукового сигнала по цилиндрическому закону:

² Для краткости доплеровской скоростью будем называть сумму скоростей сближения рассеивателя с излучателем звука и с приемником звука.

$$W_n = \frac{1}{\sqrt{x_n^2 + y^2(x_n, m)} \sqrt{(x_n - 8)^2 + y^2(x_n, m)}}$$

Результаты расчета возможных значений углового параметра по формуле (13) приведены на рис. 3. График построен в виде зависимости от задержки $\tau = (1 \text{ с}) m$. Вычисления проводились для введенной выше условной схемы эксперимента и для случая узконаправленного волнения, когда фактически плоская волна бежит вдоль акустической трассы ($s_x = 1$) или поперек нее ($s_y = 1$). При больших величинах задержек графики ожидаемо стремятся к величине $= \sqrt{2}$, которая отвечает геометрическому совмещению приемника и передатчика³. Для всех возможных значений задержки отличие β от величины $\sqrt{2}$ составляет не более 50%.

Наибольшее отличие фактического значения углового множителя β от его максимально значения имеет место для поперечного направления волнения и малых задержек. В этом случае угол, показанный на рис. 2, оказывается близок к развернутому (180°), что соответствует $\varphi_{1,n} \approx 90^\circ$, $\varphi_{2,n} \approx 90^\circ$. При продольном направлении волнения не возникает такого спада β при малых τ , так как существуют области, которые лежат близко к источнику ($x > 8$) или приемнику ($x < 0$), где интенсивность поля велика, и создается максимальный доплеровский сдвиг.

В предельном случае, когда рассеянный сигнал приходит без существенной задержки относительно прямого, при так называемом просветном рассеянии, в рамках рассматриваемой модели доплеровский сдвиг возникать не будет. В настоящей статье этот случай исключен из рассмотрения, а при необходимости обобщения следует учесть другие механизмы рассеяния [17].

В результате, спектры реверберации далее в статье будут рассчитываться в такой постановке задачи, когда моделируется рассеяние звука в обратном направлении и, дополнительно, вектор ветровой волны лежит на той же прямой. Основываясь на вышесказанном, и принимая во внимание другие неопределенности в задании параметров задачи, считаем такое приближение обоснованным.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ И ВЕРИФИКАЦИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Результаты расчетов спектров по возможности будут сопровождаться экспериментальными данными. Среди имеющихся у авторов данных были выбраны такие, которые получены в условиях, наиболее близких к рассмотренному “условному

³ Кроме этого, β приняло бы значение 2, если бы выполнялось гипотетическое условие, когда в каждой точке поверхностная волна бежит в центр

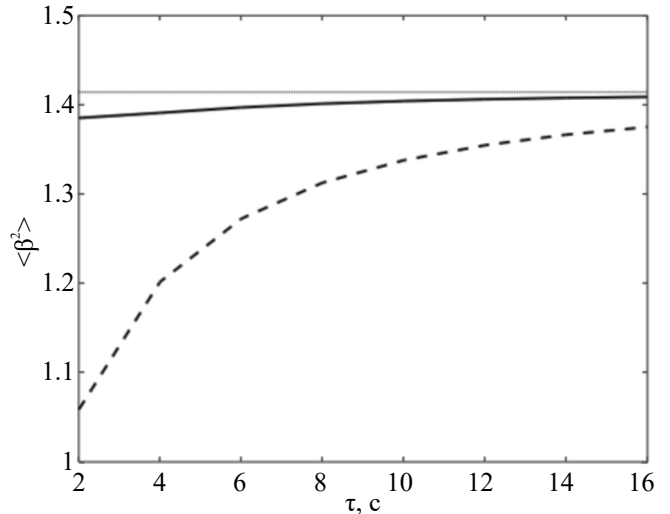


Рис. 3. Возможные значения поправки к доплеровской скорости частиц в случаях различного направления прихода волн: сплошная кривая — волнение вдоль трассы, штриховая линия — поперек, горизонтальная линия — опорное значение $\sqrt{2}$.

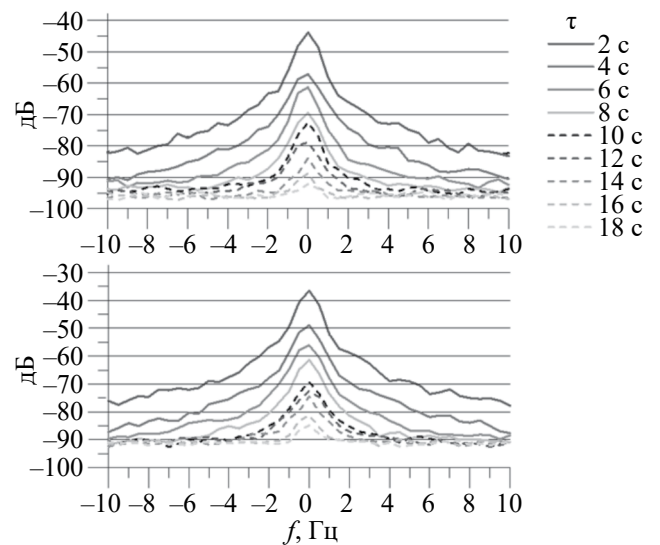


Рис. 4. Спектры реверберационного сигнала, выраженные в дБ относительно условной единицы, измеренные с задержками 2, 4, ... 18 с. Сверху — ненаправленный прием, внизу — направленный прием.

эксперименту”. Экспериментальное исследование проводилось в глубоководной части озера Ладога в 2022 г. с применением имевшегося на тот момент оборудования. Измерение реверберационных сигналов проводилось и одиночным гидрофоном, и направленной антенной, ориентация антенны — поперек трассы распространения излучатель-приемник. Параметры измерения: дистанция 8 км, частота 1.5 кГц, длительность тонального импульса 2 с.

На рис. 4 представлены примеры усредненных экспериментально-измеренных спектров

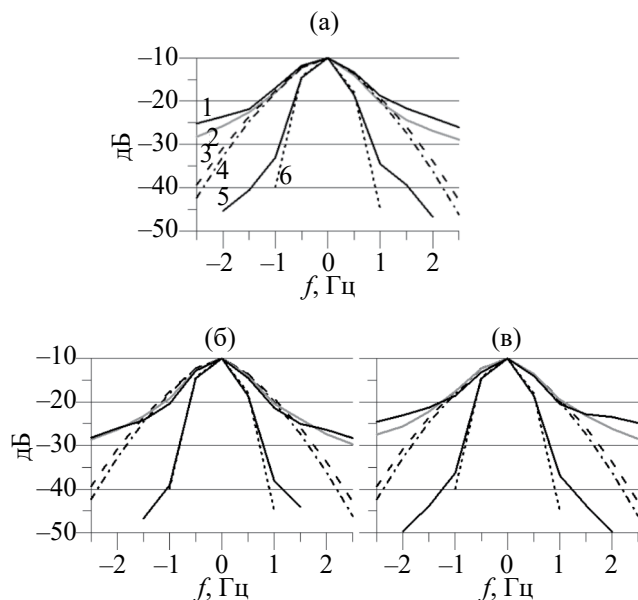


Рис. 5. Усредненные спектры реверберационных сигналов, максимум приведен к уровню -10 дБ. Сплошные линии 1 и 2 — измерение в интервале задержек: черная кривая 1 — $\tau \in 2...7$ с и серая кривая 2 — $\tau \in 8...11$ с. Штрих 3 и штрих-пунктир 4 — расчет. Узкая черная кривая 5 — прямой сигнал и 6 — расчет без волнения. Сигналы приняты (а) — одиночным гидрофоном; (б, в) — антенной с двух направлений. В расчетной модели в данном разделе не фигурирует направленность антенны.

реверберации после излучения тонального импульса. Спектры имеют характерную колоколообразную форму, на которую авторы обращали внимание читателей и ранее [4, 5, 9, 10]. Наблюдается значительное подобие формы спектров реверберации при различных значениях времени запаздывания реверберационных импульсов относительно прихода прямого импульса.

Согласно выражениям (8)–(11), авторы выполнили расчет усредненных модельных спектров поверхностного рассеяния $\overline{G}_{\text{scatt},S}(\omega, \overline{R}_0)$. При этом, для входящих в эти формулы величин были приняты следующие значения: волновое число акустической волны $k = 2\pi/\lambda$, где $\lambda = 1$ м; волновое число поверхностной волны $K = \Omega^2/g$, где $g = 9.8$ м/с², $\Omega = 2\pi \times 0.1$ с⁻¹; $\overline{R}_0 = 0.6-0.65$ м (и тестовый вариант $\overline{R}_0 = 0.01$ м); $U_0 = 0.05$ м/с; $1/a = 47$ м; $\chi \approx 20^\circ$; $\delta_n = n\pi/3$; $z_0 = 30$ м; $\beta = 2$ (использован вывод о слабой чувствительности результата к направлению волнения, которое для данного опыта неизвестно.)

На рис. 5 представлены результаты расчета усредненных спектров реверберации для двух близких значений ветрового волнения (штрих-пунктир и штрих соответственно). Там же построены значения экспериментальных спектров, усредненных за период времени наблюдения ~ 1 ч. Максимумы расчетных и экспериментальных спектров совмещены

и приведены к условному значению -10 дБ. Благодаря нормировке можно сравнивать между собой экспериментальные спектры сигналов, пришедших с разной задержкой τ (и соответственно испытывавших различное ослабление в среде), а также допустимо сравнивать экспериментальные спектры с такой моделью, которая не учитывает параметр τ .

Графики на рис. 5 построены в диапазоне низких частот Доплера, где справедлива рассмотренная модель. Как видно из рисунка, в диапазоне частот ± 1.2 Гц или по уровню -10 дБ от максимума, теоретические кривые хорошо совпадают с экспериментальными спектрами (как для одиночного гидрофона, так и для двух направлений антенн). Кривые 1–4, относящиеся к сигналу с задержкой, предлагается сравнить со спектром прямого сигнала, построенным там же и совмещенным по максимуму — линия 5. Можно убедиться, что задержанный сигнал действительно претерпевает уширение при рассеянии в среде.

В это же время прямой сигнал практически сохраняет изначальную ширину $\sim 1/T$ (с незначительной поправкой на применение окна Ханна при обработке). Прямая трасса распространения отвечает малой сумме величин $k\cos\varphi_{1,n} + k\cos\varphi_{2,n}$, входящих в выражение (7), и в рамках принятой модели двигающихся рассеивателей не возникает дополнительного доплеровского сдвига. Можно также убедиться, что спектр прямого сигнала достаточно точно совпадает с результатом расчета по модели, если в ней задать минимальное значение параметра ветрового волнения $\overline{R}_0 = 0.01$ м (сравните экспериментальный график прямого сигнала при имевшемся в эксперименте волнении — сплошную 5 на рис. 5 и теоретический график при слабом волнении — пунктир 6 на том же рисунке).

На рис. 5 приведены семейства экспериментальных спектров, измеренных как при малых задержках принятого сигнала $\tau = 2-7$ с (черный цвет), так и при относительно больших задержках $\tau = 8-11$ с (серый цвет). Вычислив расстояние от центра отрезка И–П до точки рассеяния (рис. 2), можно убедиться, что первый случай относится к тому, что в полной мере называется бистатическим рассеянием, а второй случай — к моностатическому (эллипс равных задержек на рис. 5 вырождается в окружность). Ожидалось, что спектры, построенные серой кривой (которые отвечают большему значению задержки), будут характеризоваться более широкими максимумами, чем черные кривые (которые построены для меньших задержек). Такая предварительная оценка имела место исходя из того, что увеличивается показатель β , влияющий на глубину фазовой модуляции. В действительности, если на рисунках 5а, 5б, 5в обратить внимание на ширину черных и серых кривых по уровням -15 , -20 и -25 дБ, то в разных случаях разные кривые оказываются шире, и это некоторым образом парадоксально.

Разнонаправленный характер и слабая зависимость изменения ширины спектров реверберации с ростом времени задержки позволяет нам с еще большей уверенностью использовать общую и для бистатики, и для моностатики модель расчетов, которую изначально мы считали справедливой только для моностатической локации. По всей видимости, это связано с тем, что случайные процессы в океане сильно стохастизируют процесс рассеяния.

Ограничение применимости представленной модели уширения спектров заключается в следующем. В диапазоне частот $|f| > 1.5$ Гц “включается” другой механизм рассеяния, связанный с интерфейсом вода–воздуха и непосредственно с фазовыми скоростями поверхностных волн. Гребни волн движутся намного быстрее, чем перемещаемые ими мелкие рассеиватели. Так как неровность границы вода–воздух не учтена в развитой выше теории, то в области частот $|f_{\text{dop}}| > 1.5$ Гц расчетные кривые оказываются ниже реальных уровней рассеяния. В этой области закон спада спектра прямого сигнала близок к закону $-40\lg|f_{\text{dop}}|$ (см. сплошную кривую 5 на рис. 5 и теоретическую модель, изложенную в [17]). Характер поведения спектров дальнего рассеяния (при больших задержках) в области $|f| > 1.5$ Гц определяется, по-видимому, рассеянием на нелинейных компонентах волнения [6, 18]. В этой части подробное сравнение теоретических моделей с экспериментальными данными еще предстоит провести в дальнейших исследованиях.

3. МОДЕЛЬ РЕВЕРБЕРАЦИИ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ

Кроме ширины спектра реверберации, не менее важны амплитудные характеристики реверберации и их временные зависимости [19]. Зависимость уровня реверберации от времени задержки t будем рассчитывать для той же конфигурации приемник–излучатель, представленной на рис. 2.

$$p_{\text{scatt}}^2(m) = 2 \int_{-(m+2)0.75}^{d+(m+2)0.75} \int_{\bar{y}(x,m)}^{\bar{y}(x,m+2)} \frac{S_{\text{scatt},S} P_{1\text{км}}^2}{(x^2 + y^2) [(d-x)^2 + y^2]} dy dx. \quad (14)$$

Здесь, в соответствии с введенными ранее обозначениями: x, y — безразмерные величины, $d = 8$, для перевода в реальные дистанции этим величинам соответствует размерный множитель 1 км, $P_{1\text{км}}^2$ — квадрат амплитуды давления излучателя, которое было бы измерено на контрольном расстоянии 1 км в свободном пространстве; $\bar{y}(x,m) = |y(x,m)|$, где $y(x,m)$ задано выражением (12) в интервале его применимости — $0.75m < x < d + 0.75m$ и $\bar{y}(x,m) = 0$ вне этого интервала. $S_{\text{scatt},S}$ — безразмерная величина — сила поверхностного рассеяния:

Приемник будем считать ненаправленным. Рассматриваем рассеяние сигнала эффективной длительностью 2 с и оптимальный для него способ обработки — спектральный анализ с окном, равным по длительности этому сигналу.

Рассеянный сигнал определяется интегрированием вторичных источников по площади, ограниченной двумя эллипсами (12), и зависит от закона спада интенсивности поля в морском волноводе. Пренебрегая локальными интерференционными максимумами и минимумами, примем усредненный закон спада:

$$p^2 \sim \frac{1}{r^l r_0^{2-l}},$$

где степенной показатель l находится в пределах $0 < l \leq 2$ и r_0 — переходный радиус (необходимая размерная константа). Возвращаясь к задаче расчета поля рассеяния, приходим к тому, что при больших задержках, при сведении эллипсов на рис. 2 к окружностям, интенсивность рассеянного сигнала удовлетворяет характерной асимптотической зависимости:

$$P_{\text{scatt}}^2 \sim m^{1-2l},$$

где, как и ранее, m — дискретное время задержки.

Ряд исследователей полагают, что на Арктическом шельфе России распространен такой тип дна, которое сильно поглощает звук [20]. В этом случае, когда звук “как бы” не замечает границ сред, распространение происходит по сферическому закону, которому отвечает $l = 2$, поэтому в явном виде выпишем расчетную формулу для этого случая.

Применяя сферический закон распространения ($l = 2$) и учитывая точную геометрию зон рассеяния, приходим к выражению (14) для квадрата рассеянного сигнала в точке приема с координатами $x = 0, y = 0$, в m -ом временном стробе:

$$S_{\text{scatt},S} = \int_0^H S_{\text{scatt},V}^{\text{wind}} e^{-z/z_0} dz. \quad (15)$$

Заметим, что в общем случае $S_{\text{scatt},S}$ может определяться рассеивателями разной природы, но в контексте данной статьи она определяется именно приповерхностными неоднородностями. Дополнительно учитывая, что $z_0 S_{\text{scatt},V}^{\text{wind}} \gg H S_{\text{scatt},V}^{\text{const}}$, выражение (15) следует считать справедливым следствием (1).

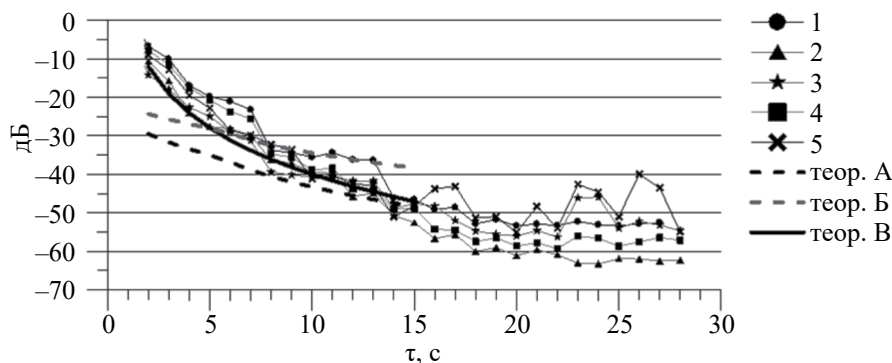


Рис. 6. Усредненные по 39 импульсам временные зависимости уровней реверберации на центральной частоте анализатора (полоса частот ~ 0.5 Гц) для 5 независимых измерений, обозначенных рабочими номерами (1–5) и разнесенных по времени на несколько суток. Аналитические зависимости представлены кривыми “теор. А” — построено по формуле (16), “теор. Б” — построено по аналогичной формуле, выведенной для “закона 3/2”, “теор. В” — закон спада, полученный аппроксимацией экспериментальных данных. Все кривые построены относительно условного уровня.

При реальных измерениях рассеянный сигнал принимается вслед за прямым импульсом, который, в отличие от моностатического локатора, легко может быть зарегистрирован без ограничения в приемном тракте. Поэтому достаточно удобно

оперировать нормированным на прямой сигнал значением уровня реверберации. Для его получения выражение (14) следует разделить на квадрат поля излучателя $P_{1\text{км}}^2$, ослабленного при прохождении сигнала в свободном пространстве дистанции 8 км:

$$P_{\text{scatt.norm}}^2(m) = 128 \int_{-(m+2)0.75}^{d+(m+2)0.75} \int_{\bar{y}(x,m)}^{\bar{y}(x,m+2)} \frac{S_{\text{scatt.s}}}{(x^2 + y^2) \left[(d-x)^2 + y^2 \right]} dy dx. \quad (16)$$

В принципе, для учета направленности приемной антенны существует возможность изменить область интегрирования в (14) или (16) на фигуру, ограниченную эллипсами и прямыми на рис. 2, но в данной статье такой анализ не проводится.

На рис. 6 построены результаты расчета по формуле (16) для некоторого значения $S_{\text{scatt.s}}$. Там же построены результаты расчета по формуле, аналогичной (16), выведенной для $l = 3/2$, и которая для краткости здесь не приводится. Теоретические результаты сравниваются с результатами эксперимента: из серии графиков на рис. 4 выбраны значения в полосе частот ± 0.25 Гц относительно центра (т.е. “на 0-ой частоте”) и построены как функция времени. Уровни приведены относительно условной единицы. Результаты теоретических расчетов находятся в удовлетворительном согласии с данными эксперимента. Оценка для закона распространения $r^{-3/2}$ соответствует с точностью ~ 6 дБ экспериментальным кривым в диапазоне $\tau \sim 4-7$ с.

Ранее на рис. 4 спектры были приведены до 18 с. Здесь, на рис. 6 зависимости спада уровней реверберации построены до 28 с, чтобы показать, что правее значения 15...18 с кривые выходят на фоновый уровень, т.е. вместо рассеяния активного сигнала антенна принимает шумы моря. По этой же причине расчеты проведены до 15 с. В остальном,

обсуждение точности и причин расхождения выходит за рамки настоящей работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрены спектральные характеристики морской реверберации, возникающей в среде после излучения длинных тональных импульсов, при различных временах задержки. Спектры реверберации рассчитаны в рамках модели мелких частиц, некоррелировано рассеивающих звук в приповерхностном слое идвигающихся вместе с полем течения поверхностных волн. Ранее данный подход применялся авторами и был подтвержден рядом экспериментов, построенных по моностатической схеме. В настоящей статье он был обобщен на случай разнесенного приема и передачи.

Для условий эксперимента показана слабая зависимость амплитудно-частотных характеристик реверберации, приходящей с частотами Доплера 1–2 Гц, от направленности ветрового волнения. Для получения оценок в первом приближении достаточной точностью обладала модель плоской волны, бегущей вдоль направления распространения звука.

Работа в части теоретических моделей была поддержана Российским научным фондом, проект

№ 20-77-10081, и в части обработки экспериментальных данных — госзаданием ИПФ РАН, тема № FUFF-2024-0040. Авторы выражают благодарность сотрудникам ИПФ РАН и других учреждений РАН, принимавшим участие в экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Луньков А.А.* Интерференционная структура низкочастотных реверберационных сигналов в мелком море // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 5. С. 596–604.
2. *Hartstra I., Colin M., Prior M.* Active sonar performance modelling for Doppler-sensitive pulses // *Proc. Meetings on Acoustics*. 2021. V. 44. Article No. 022001. P. 1–12.
3. *Ellis D.D.* Modeling and Analysis of Target Echo and Clutter in Range-Dependent Bistatic Environments: FY13 Annual Report for ONR // *Defence Research Reports, Canada*, 2014. Doc. No.: DRDC Atlantic ECR 2013-154. URL: http://cradpdf.drdc-rddc.gc.ca/PDFS/unc155/p539342_A1b.pdf
4. *Салин Б.М., Кемарская О.Н., Молчанов П.А., Салин М.Б.* Исследование механизма уширения спектра низко-частотного реверберационного сигнала при рассеянии звука на приповерхностных неоднородностях в условиях интенсивного ветрового волнения // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 3. С. 314–322.
5. *Салин Б.М., Салин М.Б.* Механизмы формирования спектральных характеристик низкочастотной реверберации и прогнозные оценки // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 2. С. 197–206.
6. *Салин М.Б., Ермошкин А.В., Разумов Д.Д., Салин Б.М.* Модели формирования доплеровского спектра поверхностной реверберации для звуковых волн метрового диапазона // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. № 5. С. 595–607.
7. *Андреева И.Б.* Сравнительные оценки поверхностного, донного и объемного рассеяния звука в океане // *Акуст. журн.* 1995. Т. 41. № 5. С. 699–705.
8. *Акуличев В.А., Буланов В.А.* Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. С. 182–188.
9. *Салин М.Б., Потапов О.А., Стуленков А.В., Разумов Д.Д.* Исследование распределения реверберационной помехи по частотам Доплера в бистатическом эксперименте в глубоком море // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 1. С. 34–41.
10. *Ermoshkin A.V., Kosteev D.A., Ponomarenko A.A., Razumov D.A., Salin M.B.* Surface Waves Prediction Based on Long-Range Acoustic Backscattering in a Mid-Frequency Range // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. V. 10. No. 6. Article No. 722. P. 1–18. <https://doi.org/10.3390/jmse10060722>
11. *Бурдуковская В.Г., Хилько А.И., Коваленко В.В., Хилько А.А.* Анализ влияния длинных поверхностных волн на формирование рассеянного ветровым волнением акустического поля в океанических волноводах // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 6. С. 763–773.
12. *Андреев М.Ю.* Зависимость интенсивности дальней бистатической реверберации от размера базы // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39. № 4. С. 751–754.
13. *Андреева И.Б., Волкова А.В., Галыбин Н.Н.* Обратное рассеяние звука морской поверхностью при малых углах скольжения // *Акуст. журн.* 1980. Т. 26. № 4. С. 481–487.
14. *Григорьев В.А., Кузькин В.М., Петников В.Г.* Низкочастотная донная реверберация в мелководных районах океана // *Акуст. журн.* 2004. Т. 50. №1. С. 44–54.
15. *Janssen P.* The interaction of ocean waves and wind. Cambridge University Press, 2004. P. 43-47.
16. *Ocean-Wave Spectra* // WikiWaves [website] URL: https://wikiwaves.org/Ocean-Wave_Spectra, access date: 02-08-2023.
17. *Лебедев А.В., Салин Б.М.* Исследование эффектов локализации областей рассеяния звука на ветровом волнении // *Акуст. журн.* 2004. Т. 50. № 6. С. 813–826.
18. *Салин Б.М., Салин М.Б., Spindel R.C.* Расчет спектра реверберационной помехи для доплеровской схемы локации // *Акуст. журн.* 2012. Т.58. № 2. С. 258–266.
19. *Jenserud T., Ivansson S.* Measurements and Modeling of Effects of Out-of-Plane Reverberation on the Power Delay Profile for Underwater Acoustic Channels // *IEEE J. Oceanic Engineering*. 2015. V. 40. No. 4. P. 807–821.
20. *Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г.* Затухание звука в мелководных акваториях с газонасыщенным дном // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. №1. С. 90–100.
21. *Шулейкин В.В.* Физика моря. М.: Наука, 1968. 1090 с.
22. *Пери А.Х., Уокер Дж.М.* Система океан-атмосфера. Л.: Гидрометеиздат, 1979.
23. *Абузаров З.К.* Морское волнение и его прогнозирование. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 166 с.

Shallow Sea Reverberation Spectra Study when the Signal Transmission and Reception Points are Separated in Space

B. M. Salin, V. V. Bakhanov, O. N. Kemarskaya, M. B. Salin*

*Federal Research Center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics
of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS), Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

**e-mail: mikesalin@ipfran.ru*

In this paper we study characteristics of reverberation interference that occurs in the marine environment when long tonal pulses are emitted and scattered signals are recorded using a so-called bistatic scheme, i.e. when the receiver is located at a large distance away from the transducer. Probing of water area with tone pulses is carried out thus the necessary resolution to study both the Doppler spectrum and the temporal development of the reverberation signal is achieved by selecting the proper pulse length. The presented theoretical model is applicable to both direct problem and reverse problems, which are forecasting the characteristics of reverberation for a given sea state, and determining the properties of the marine environment, mainly its near-surface layer, basing on the results of acoustic sounding. The model is based on the representation of a scattered signal in the form of a superposition of reflections from scatterers, which are distributed along the depth and moving along circular trajectories. Their speeds are determined by the maximum amplitude and period of wind waves. The article continues a series of studies and generalizes the previous results to the conditions of significantly separated in space sound sources and receivers. The modeling results are confirmed by experimental data, involving such parameters as the width of the Doppler spectrum and the law of decay of reverberation intensity over time.

Keywords: low-frequency reverberation in sea, bistatic reverberation, simulation of reverberation, scattering strength, surface scattering, bubble scattering, reverberation spectrum