

УДК 542.34

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ДЛИННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ФОРМИРОВАНИЕ РАССЕЯННОГО ВЕТРОВЫМ ВОЛНЕНИЕМ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

© 2019 г. В. Г. Бурдуковская^а, А. И. Хилько^с, В. В. Коваленко^б, А. А. Хилько^{а, *}

^аНижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Н. Новгород, 603022 Россия

^бИнститут океанологии РАН им. Ширинова, Нахимовский пр. 36, Москва, 117218 Россия

^сФедеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики РАН”,
ул. Ульянова 46, Н. Новгород, 603950 Россия

*e-mail: anton.khilko@gmail.com

Поступила в редакцию 06.12.2018 г.

После доработки 19.05.2019 г.

Принята к публикации 09.07.2019 г.

Рассмотрена структура помех при подводном импульсном зондировании океана, связанных с дифракцией акустического поля на ветровом волнении. При расчете матрицы рассеяния волноводных мод на взволнованной поверхности в океанических волноводах использовалась двухмасштабная модель поверхностного волнения, в которой рассеяние акустического поля осуществляется резонансной гармоникой волнения, фазовая скорость которой модулируется более крупными волнами. Показано, что в случае, когда ветровое волнение неразвито, т.е. спектр волнения неанизотропен и описывается моделью JONSWAP, частотный отклик согласованного фильтра при наблюдении поверхностной реверберации становится несимметричным по оси частот и зависит от направления ветра.

Ключевые слова: дифракция акустического поля, сейсмоакустическое зондирование, матрица рассеяния волноводных мод, двухмасштабная модель поверхностного волнения, отклик согласованного фильтра

DOI: 10.1134/S0320791919060017

ВВЕДЕНИЕ

Акустическое зондирование океана, удовлетворяющее экологическим требованиям, может быть осуществлено путем использования когерентных гидроакустических (ГА) источников, которые, при относительно малой мощности излучения, обеспечивают высокую точность зондирования за счет накопления сигналов [1–6]. Использование характеристик измеренных отраженных от наблюдаемых неоднородностей, сжатых и отфильтрованных когерентных ГА импульсов позволяет оценить параметры наблюдаемых объектов. Такого рода реконструкция неоднородностей в общем случае является некорректной обратной задачей. При этом задача сводится к оценке параметров наблюдаемых объектов методом статистической проверки гипотез, в качестве которых выступает модель неоднородностей в слое пространства [3, 4, 6]. Максимизация эффективности реконструкции параметров объектов определяется как оптимизацией решающих правил, так и адекватностью модели формирования полезных сигналов, шумов и помех. В частности, модели формирования шумов и помех

позволяют выбирать оптимальные пороги и обеспечить требуемую робастность алгоритма оценивания параметров объектов. Поскольку океанические волноводы случайно неоднородны, наблюдение объектов выполняется на фоне мультипликативных, реверберационных помех, возникающих при рассеянии зондирующего акустического поля на объемных и поверхностных неоднородностях океана [7–11]. Структура акустической реверберации в океане исследовалась в ряде работ [12–20], в которых, в частности, было установлено, что в отличие от объемной и донной реверберации, поверхностная реверберация характеризуется уширением частотного спектра, которое возникает за счет рассеяния поля на движущихся ветровых волнах. В океанических волноводах при ГА наблюдении нестационарных объектов, а также при наблюдении с движущихся платформ, необходимо более детально исследовать структуру поверхностных реверберационных помех, что обусловлено, в частности, необходимостью оптимизации порогов с учетом доплеровских эффектов [3, 4, 12]. В настоящей работе исследована частотная структура поверхностной

реверберации акустического поля, возникающая при рассеянии на ветровом волнении в океанических волноводах при импульсном маломодовом зондировании океана [3].

МОДЕЛЬ ДЛИННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ПРИ РАССЕЙАНИИ НА ВЕТРОВОМ ВОЛНЕНИИ

Во многих работах при рассмотрении модели дифракции акустического поля на поверхностных неоднородностях (ветровом волнении) в волноводе океанического типа использовалась модель берегового резонансного рассеяния [7–11]. В этом случае при импульсной акустической подсветке спектр дифрагированного поля будет определяться спектром импульса с несущей частотой, которая определяется дисперсионным соотношением для соответствующей резонансной компоненты ветрового волнения. В случае, когда длина импульса сравнима либо больше времени когерентности флуктуаций неоднородностей $T \geq T_\zeta$, случайная реализация частотного спектра дифрагированного поля будет определяться сверткой квадрата функции неопределенности зондирующих импульсов [1–3] со спектром поверхностных неоднородностей, что приводит к разрушению отклика согласованного фильтра и распределению энергии по оси доплеровских частот. Структура дифрагированного поля будет зависеть от схемы наблюдения. Так, при моностатическом наблюдении зондирующие импульсы рассеиваются в основном высокочастотными компонентами ветрового волнения $k_{nm} \sim h_n + h_m$ (h_n, h_m – волновые числа мод). Каждая из таких компонент имеет частотные смещения Ω_{nm} , величина которых оценивается приблизительно как $\pm g^{1/2}(h_n + h_m)^{1/2}$, где g – ускорение свободного падения. Таким образом, частотный спектр отклика согласованного фильтра сигналов поверхностной реверберации в волноводе океанического типа будет определяться суперпозицией спектров с набором несущих частот Ω_{nm} . В другом, практически важном случае, когда длина зондирующего импульса существенно меньше времени когерентности волнения $T \ll T_\zeta$, неоднородности можно считать “замороженными” на масштабах усреднения, так что частотный спектр отклика согласованного фильтра для дифрагированных поверхностными неоднородностями импульсов будет более узким. Его ширина будет определяться интерференцией спектров зондирующих импульсов с несущими частотами Ω_{nm} . В частности, при выполнении условий селекции модовых импульсов частота смещения спектра импульса будет единственной. Именно такая ситуация и под-

разумеется в модели резонансного рассеяния. Таким образом, структура отклика в плоскости (τ, Ω) при моностатической схеме наблюдения будет формироваться в виде двух максимумов, вблизи частот $\Omega \sim \pm 2h_{n,m}$, имеющих ширину, сравнимую со спектром волнения, причем величина указанных частотных компонент будет спадать при росте задержек, что связано с ослаблением поля в волноводе. При наблюдении дифрагированных сигналов в случае разнесенных источника и приемной системы (бистатика), при усреднении существенную роль играет и пространственное распределение резонансно рассеивающих компонент ветрового волнения в пределах импульсных объемов (рис. 1). Каждый из рассеивающих элементов импульсного объема при бистатическом наблюдении будет характеризоваться своей резонансной компонентой $\mathbf{k}_{ij}^{nm} = h_n \mathbf{r}_{1i} / r_{1i} - h_m \mathbf{r}_{2j} / r_{2j}$, где индексы (i, j) обозначают пару источник–приемник. В этом случае структура частотного спектра отклика согласованного фильтра будет формироваться как за счет сложения модовых откликов, каждый из которых является сверткой функции неопределенности зондирующих импульсов со спектром волнения, так и сложения откликов различных элементарных рассеивающих площадок. При этом ширина частотного спектра может быть больше ширины спектра, формируемого при моностатической схеме наблюдения. Если развитое ветровое волнение описывается изотропным спектром Пирсона–Московитца, то отклики согласованного фильтра поверхностной реверберации при низкочастотном импульсном зондировании в волноводе будут симметричными относительно оси $\Omega = 0$ как для моностатики, так и для бистатики. Однако при ситуации, когда ветровое волнение неразвито, то есть спектр волнения неизотропен и описывается моделью JON-SWAP [23], частотный отклик для поверхностной реверберации становится несимметричным по оси частот Ω . Это связано с тем, что для каждой из элементарных рассеивающих площадок суммирование будет осуществляться вдоль соответствующего сечения неизотропного спектра волнения. При расчете матрицы рассеяния волноводных мод взволнованной поверхностью в волноводе океанического типа можно использовать двухмасштабную модель поверхностного волнения, в которой рассеяние акустического поля осуществляется резонансной гармоникой волнения, фазовая скорость которой модулируется более крупными волнами. Отметим, что обсуждаемые явления модуляции поля наблюдались и анализировались при рассмотрении рассеяния радиолокационных сигналов от взволнованной поверхности, а также

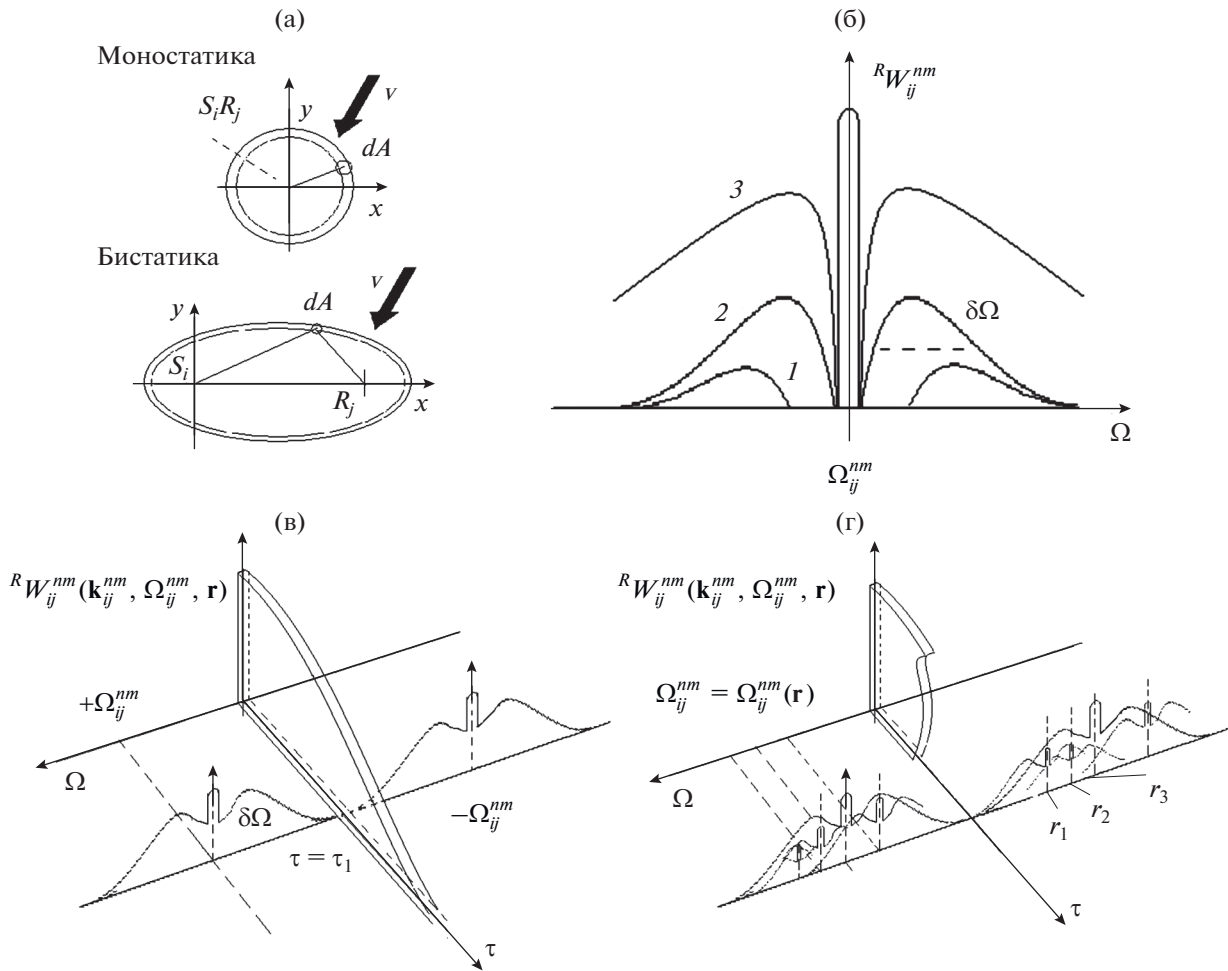


Рис. 1. Механизм формирования реверберационных откликов для (а) – моностатической и бистатической схем наблюдения, после согласованной фильтрации зондирующих импульсов от ветрового волнения при маломодовой импульсной томографии плоскостоего волновода океанического типа. Уширение доплеровских спектров сигналов, рассеянных площадками dA , расположенными в точке r , при различных скоростях ветра (1 – 5, 2 – 10, 3 – 15 м/с) (б) – для модели Пирсона–Московитца, (в) – для моностатики и (г) – бистатики. Стрелками показано направление ветра.

высокочастотных акустических сигналов от поверхности с ветровым волнением [24].

Рассмотрим особенности формирования реверберации от ветрового волнения в волноводе океанического типа, в частности, в мелководных гидроакустических волноводах при возбуждении низкочастотных ГА маломодовых импульсов. Будем считать источник и приемную систему неподвижными. В этом случае наблюдаемая в мелком море донная реверберация будет иметь узкий доплеровский спектр, ширина которого будет определяться спектром зондирующих импульсов, а также внутренними волнами, подводными потоками и вихрями. Его энергия будет сконцентрирована в основном в интервале низких доплеровских частот. В отличие от донной реверберации, поверхностная реверберация имеет достаточно широкий доплеровский спектр, возникающий из-за движения ветровых волн. Для элементар-

ной рассеивающей площадки поверхности dA с координатой ее центра \mathbf{r} уровень реверберации будет определяться величиной резонансной спектральной компоненты ветрового волнения $RW_{ij}^{nm}(\mathbf{k}_{ij}^{nm}, \Omega_{ij}^{nm}, \mathbf{r})$, где ориентация резонансной пространственной частоты \mathbf{k}_{ij}^{nm} определяется взаимным положением рассеивающей площадки по отношению к i -му источнику и j -му приемнику, а также номерами падающей (n) и дифрагированной (m) волноводных мод. Как уже указывалось, дифрагированное поле будет иметь доплеровский спектр, сдвинутый на величину, определяющуюся дисперсионным соотношением для поверхностных волн. Значение сдвига можно представить через величины фазовых скоростей волноводных мод $\Omega_{ij}^{nm} \approx \pm (gf_0 2\pi(v_n^{-1} - v_m^{-1}))^{1/2}$, где f_0 – средняя частота падающего на неоднородности поля. Ос-

новываясь на данных, полученных при экспериментах по изучению особенностей рассеяния на взволнованной поверхности океана в радиолокации и гидроакустике, будем считать, что частотный спектр дифрагированных на ветровом волнении сигналов уширяется за счет крупномасштабных компонент ветрового волнения и зыби. В этом случае можно приближенно считать, что спектр рассеянного каждой элементарной рассеивающей площадкой сигнала будет иметь ширину, сравнимую с шириной и формой спектра ветрового волнения. Например, для случая развитого волнения, для которого применима модель Пирсона-Московитца, доплеровский спектр резонансной компоненты ветрового волнения можно приближенно описать выражением:

$${}^R W_{ij}^{nm}(\mathbf{k}_{ij}^{nm}, \Omega, r) = a_{\zeta} {}^R W_{ij}^{nm}(\Omega_{ij}^{nm}) + b_{\zeta} \times 0.74 g^4 V^{-4} (\Omega \pm \Omega_{ij}^{nm})^{-5} \times \exp[-0.74 g^4 V^{-4} (\Omega \pm \Omega_{ij}^{nm})^{-4}], \quad (1)$$

где V – скорость ветра, g – ускорение свободного падения, а коэффициенты a_{ζ} и b_{ζ} определяются глубиной модуляции движения резонансной компоненты крупномасштабным волнением. При этом приближенно ширину модуляционной компоненты $\delta\Omega$ можно считать близкой к частоте резонансной компоненты спектра ветрового волнения. Обычно, при небольших скоростях ветра, модуляционные компоненты в 5–10 раз меньше величины резонансной компоненты. Как показывают теоретические оценки и эксперименты, с увеличением скорости ветра уровень модуляционных компонент приближается к уровню резонансной компоненты дифрагированного сигнала (рис. 2) [2, 12, 21, 22]. Такой эффект может быть следствием не только роста глубины рассматриваемой модуляции, но и влияния эффектов многократного рассеяния. Вклад в результирующий уровень реверберации каждого из элементарных рассеивающих участков при интегрировании площади импульсного объема для соответствующей резонансной компоненты спектра волнения можно приближенно оценить с помощью коэффициента поверхностного рассеяния на фиксированной доплеровской частоте. Для него имеем $m_{dA} = 4h_n^2 h_m^2 W_{\zeta}(\mathbf{k}_{ij}^{nm}) \sin^2(\theta_n + \alpha) \sin^2(\theta_m + \alpha) \Lambda_{dA}$, где $\Lambda_{dA} = \left| \cos \gamma^{dA} \right|^M N^{-1}$ – коэффициент анизотропии пространственного спектра волнения, $N = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left| \cos \gamma^{dA} \right|^M d\gamma^{dA}$ – нормирующий коэффициент, $\theta_{n,m}$ – вертикальные углы падения мод. Среднеквадратичное значение уклонов морской поверхности α может быть взято из эмпирического спектра Кокса–Манка, для которого $\alpha = (1.5 \times 10^{-3} +$

$+ 2.54 \times 10^{-3} V)^{1/2}$, γ^{dA} – угол между \mathbf{k}_{ij}^{nm} и направлением ветра \mathbf{V} , $M = 21.75 \exp[-0.74 V(2kg)^{-1/2}]$ – коэффициент анизотропии спектра волнения. Коэффициент анизотропии описывает ситуацию, когда волнение неразвито. Таким образом, уровень отклика согласованного фильтра для поверхностной реверберации будет формироваться суммированием вкладов каждой из элементарных рассеивающих площадок в пределах отдельных импульсных объемов, как показано на рис. 1в, 1г. Форма модуляционной части частотного спектра для каждой из элементарных рассеивающих площадок определяется сечением спектра волнения в плоскости волновых чисел под углом, определяемым разностью углов падения и рассеяния мод в горизонтальной плоскости. Если волнение развито, коэффициент анизотропии будет равен единице, а спектр волнения будет изотропным. В случае же, когда коэффициент анизотропии не равен единице, форма и величина модуляционной части частотного спектра отклика, рассеянного взволнованной поверхностью, будет зависеть от угла γ^{dA} между ориентацией соответствующей элементарной площадке резонансной гармоники и направлением ветра \mathbf{V} .

Отметим, что рассмотренная модель является приближенной, так как коэффициент анизотропии не отражает всех особенностей спектра ветрового волнения. Более детальный анализ структуры отклика согласованного фильтра при рассеянии акустических импульсов на ветровом волнении в волноводе может быть осуществлен при использовании модели неразвитого волнения JONSWAP:

$$S(\Omega, \phi) = 2A\alpha g^2 \Omega^{-5} \exp^{-1.25\Omega_m^4 \Omega^{-4}} \times \gamma^{\exp[-(\Omega - \Omega_m)^2 / (2\sigma^2 \Omega_m^2)]} (\exp\{2B\phi\} + \exp\{-2B\phi\})^{-1}, \quad (2)$$

$$-\pi \leq \phi \leq \pi,$$

где $\sigma = \{0.07, \Omega \leq \Omega_m, 0.09, \Omega > \Omega_m\}$; $\kappa_m = 0.697g/U_{10}^2$, U_{10} – скорость ветра на высоте 10 м над поверхностью; $\kappa_m = \omega_m^2/g$ – волновое число, соответствующее спектральному пику ω_m спектра JONSWAP. Величина γ – отношение основного спектрального максимума к его значению по аппроксимации, полученной Пирсоном и Московитцем при одинаковой частоте ω_m , т.е. характеризует “пиковатость” спектра. Коэффициент α зависит от разгона волны, $b = -0.28 + 0.65 \exp[-0.75 \ln(\kappa/\kappa_m)] + 0.01 \exp[0.2 + 0.7 \lg(\kappa/\kappa_m)]$, $B = 10^b$, где $\phi = \phi_m - \phi_0$; ϕ_0 – генеральное направление распространения волнения, ϕ_m – азимутальный угол, отсчитываемый от оси x ;

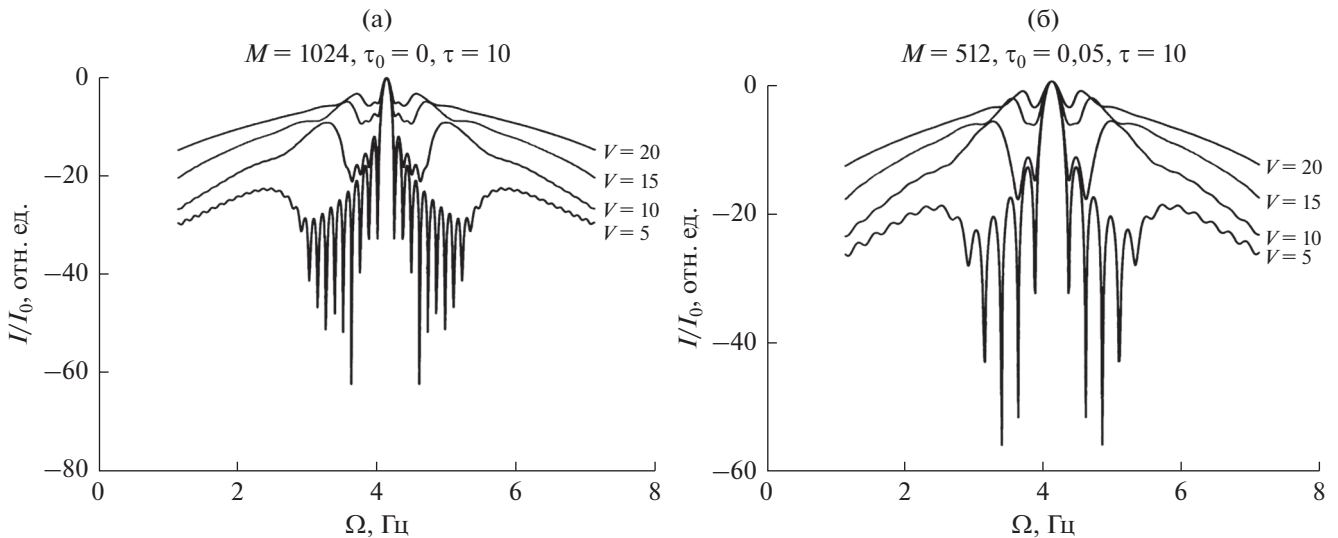


Рис. 2. Нормированные частотные спектры поверхностной реверберации для зондирующих сигналов в виде M -последовательности при M , равной (а) – 1024 и (б) – 512, рассчитанные для моностатической схемы наблюдения [25], при скоростях ветра: $V = 5$ (1), 10 (2), 15 (3) и 20 м/с (4).

A – нормировочный коэффициент, введенный для выполнения условия $A = B^{-1} \arctg(\operatorname{sh} 2\pi B)$.

Форма спектра ветрового волнения, соответствующего модели JONSWAP, показана на рис. 3, а также 4б в логарифмическом масштабе, в изометрическом и яркостном представлениях. Для такого спектра структура модуляционной части спектра будет определяться ориентированными под соответствующими углами сечениями двумерного спектра, форма которых для отрицательных и положительных частот будет отличаться. В этом случае уровень резонансных компонент будет различным по величине, причем различия будут зависеть от направления ветра и определяться из несимметричного спектра волнения (рис. 3, 4). При моностатической схеме наблюдения для каждого рассеивающего элемента спектр модуляции будет определяться сечением спектра волнения и, в целом, будет также несимметричным. Исключением являются рассеивающие элементы, находящиеся на линии, перпендикулярной направлению ветра (элементы dA_1 и dA_1' на рис. 4а), у которых спектры модуляции будут иметь симметричную форму. В целом, для каждого из рассеивающих элементов в силу симметрии задачи найдется дополнительный элемент, имеющий зеркальную форму модуляции, так что суммарный отклик при моностатической схеме наблюдения и анизотропном спектре останется симметричным относительно оси $\Omega = 0$. При наблюдении по бистатической схеме такой компенсации несимметричности спектра модуляции не происходит (рис. 4г). Исключением является случай, когда ветер дует в направлении либо перпендику-

лярном, либо параллельном линии между источником и приемником. В целом формируется несимметричный по оси Ω отклик поверхностной реверберации, форма которого зависит от направления ветра. Каждая из компонент поля, рассеянная элементарной площадкой, будет характеризоваться своим затуханием. Все элементарные площадки, находящиеся в пределах импульсного объема, будут суммироваться в одном элементе разрешения ($\Delta t, \Delta \Omega$) системы наблюдения, который определяется функцией неопределенности зондирующих импульсов $F_H(\tau, \Omega)$, т.е. их длиной и полосой частот. Обычно в качестве зондирующих выбирают сложные модулированные импульсы, имеющие острую (игльчатую) форму функции неопределенности и низкий уровень боковых максимумов, чаще всего, не превышающий $-30 \dots -40$ дБ.

АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ РАССЕЯННОГО ВЕТРОВЫМ ВОЛНЕНИЕМ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Исследуем распределение уровней откликов согласованной фильтрации в плоскости (τ, Ω) для поверхностной реверберации в волноводе, используя описанную выше двухмасштабную модель рассеяния. В качестве зондирующих рассмотрим сложные модулированные импульсы длительностью 10 с, в частности, с законом модуляции фазы в виде M -последовательности с несущей частотой 250 Гц и полосой 10 Гц. Используем модель мелкого моря в летних условиях придонного гидроакустического канала, представляющего собой

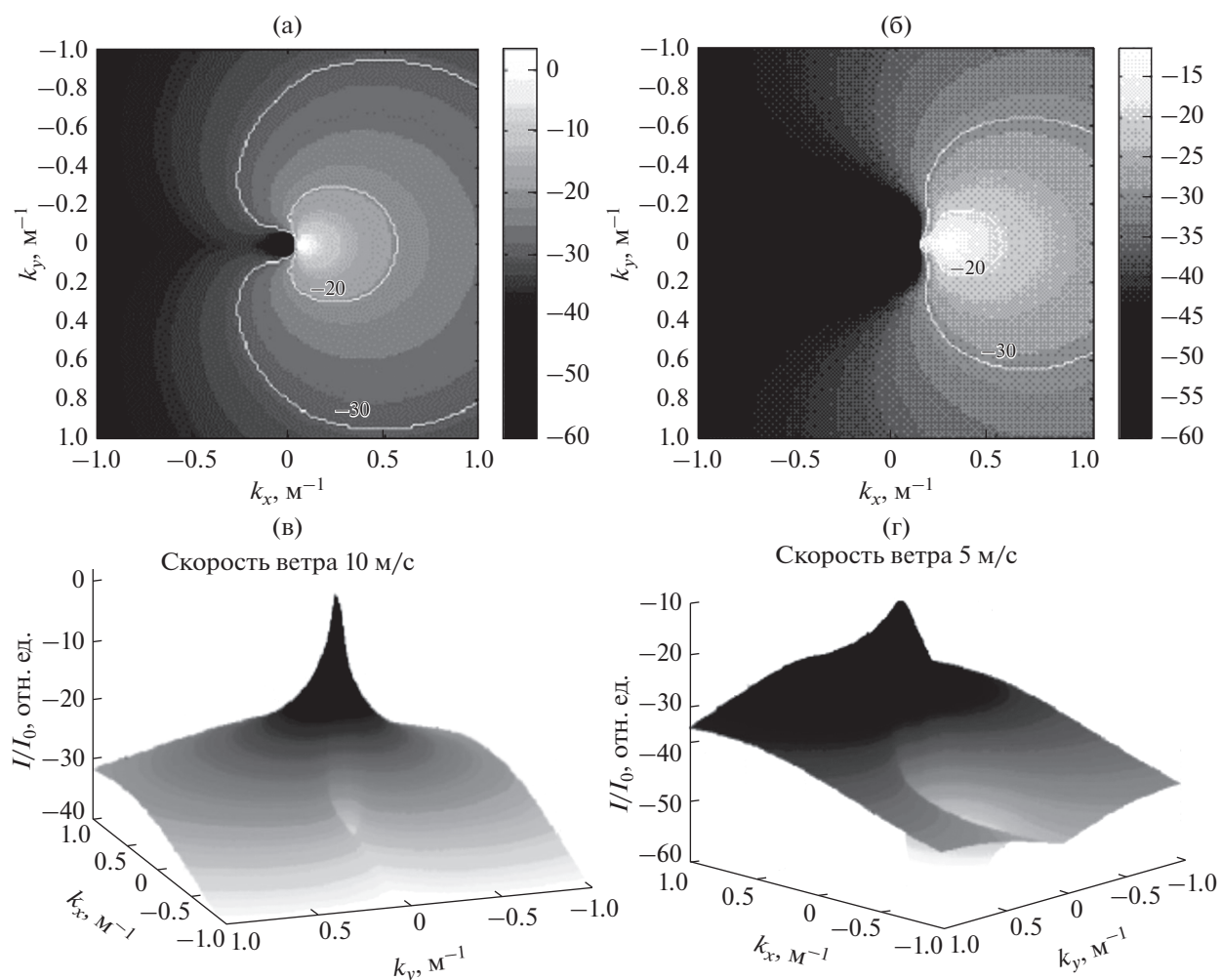


Рис. 3. Структура спектра $W(\mathbf{k})$ ветрового волнения модели JONSWAP (а), (в) – для скорости ветра 10 м/с, и (б, г) – 5 м/с. На рисунках (а), (б) ветер направлен по горизонтали слева направо.

слой жидкости толщиной $H = 300$ м, с зависимостью скорости звука от глубины, показанной на рис. 5а. Дно волновода будем считать состоящим из двух слоев осадков толщиной $h_1 = 5$ м и $h_2 = 25$ м. В этих осадочных слоях скорость, плотность и коэффициент затухания продольных волн соответственно равны $c_1 = 1430$ м/с, $\rho_1 = 1.6$ г/см³, $\eta_1 = 0.05$ дБ/м кГц; и $c_2 = 1520$ м/с, $\rho_2 = 1.9$ г/см³, $\eta_2 = 0.08$ дБ/м кГц. Полупространство, на котором располагались осадочные слои, имело параметры $c_0 = 2500$ м/с, $\rho_0 = 2.1$ г/см³, $\eta_0 = 0.08$ дБ/км Гц. На рис. 5б, 5в показаны импульсные объемы различных номеров в волноводе с указанными выше параметрами, для случая излучения первой и приема третьей мод при бистатической схеме наблюдения, когда расстояние между источником и приемником составляло 50 км. В отличие от случая свободного пространства, импульсные объемы низких номеров не охватывают источник и приемник, что является следствием межмодовой

дисперсии. Конкретная форма импульсных объемов низких номеров определяется значениями модовых волновых чисел и расположением источника и приемника. Резонансные спектральные компоненты, соответствующие первому импульсному объему в плоскости (x, y) , в плоскости волновых чисел располагаются в соответствующем импульсном объеме, имеющем форму кольца с центром в точке $(k_x = 1, k_y = 0)$ (рис. 5в). По мере увеличения номера, когда импульсный объем в плоскости (x, y) охватит и приемник, соответствующий импульсный объем в плоскости (k_x, k_y) трансформируется в гантелю (рис. 5в). При дальнейшем росте номера импульсного объема его форма в обеих плоскостях приближается к круговому кольцу (такие импульсные объемы присущи случаю моностатического наблюдения). Ориентация фокусов импульсных объемов в плоскости волновых чисел определяется ориентацией линии между источником и приемником.

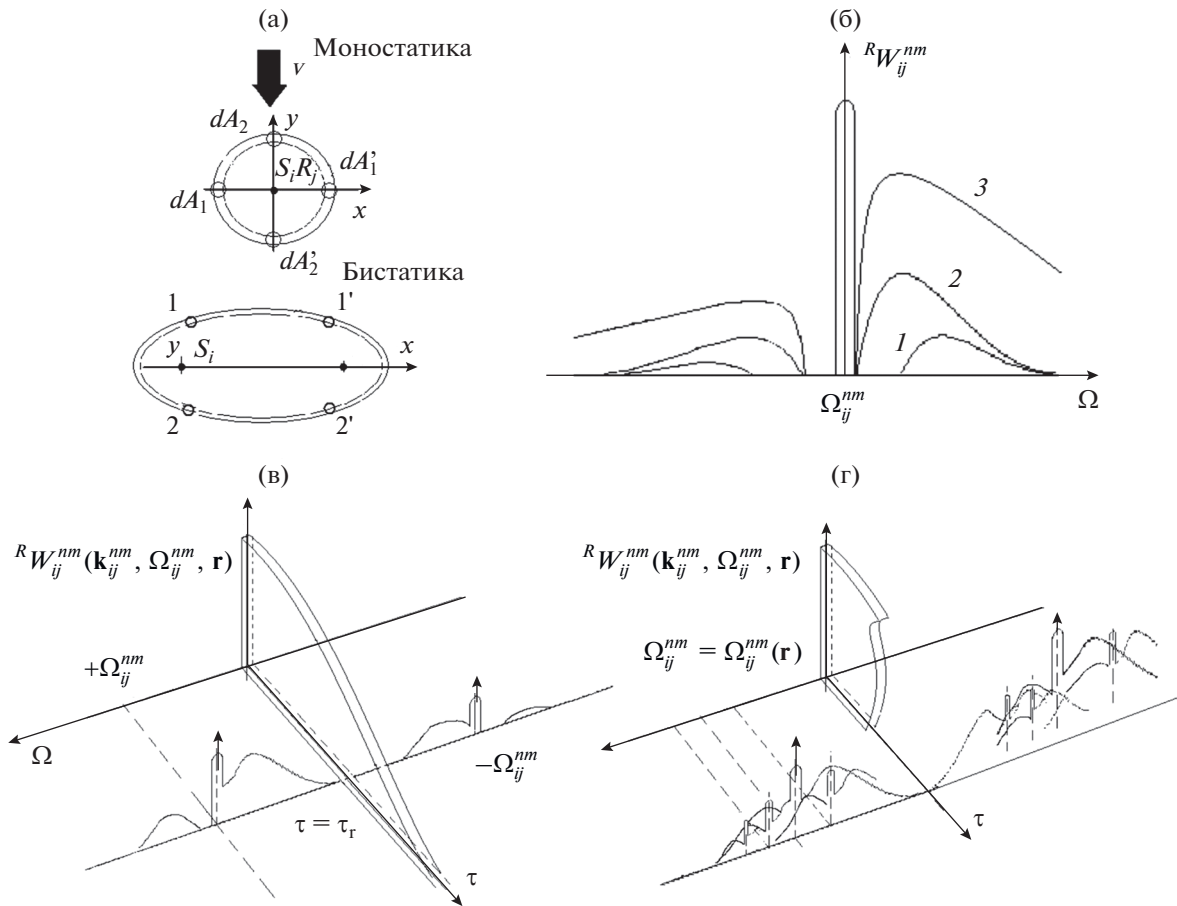


Рис. 4. Механизм формирования реверберационных откликов для (а) – моностатической и бистатической схем наблюдения, после согласованной фильтрации зондирующих импульсов от ветрового волнения в плоскостном волноводе океанического типа. Уширение доплеровских спектров сигналов, рассеянных площадками dA , расположенными в точке r , при различных скоростях ветра (1 – 5, 2 – 10, 3 – 15 м/с) (б) – для модели неразвитого волнения JONSWAP, (в) – для моностатика и (г) – бистатика.

Внутри кольца, ограничивающего первый импульсный объем в плоскости волновых чисел, находятся пространственные гармоники, которые не участвуют в формировании бистатической реверберации. Изменения гидрологии, частоты, номеров рассматриваемых мод, формы зондирующих импульсов будут обуславливать трансформацию структуры импульсных объемов, однако общие закономерности их формирования, их топология, будут подобны тем, которые показаны на рис. 5. Как и следовало ожидать, при моностатической схеме наблюдения импульсные объемы имеют простую форму колец, что упрощает интерпретацию структуры реверберационных откликов. На рис. 5г показана структура откликов поверхностной реверберации для моностатической схемы наблюдения и параметров волновода и импульсов, указанных выше. Расчеты осуществлялись для модели JONSWAP при скорости ветра 5 м/с. В силу отмеченной выше симметрии задачи в моностатической схеме, структура ре-

верберационных откликов симметрична по частотам и не зависит от направления ветра. При увеличении скорости ветра отклики в целом растут по величине и “прижимаются” к нулевым частотам (пик на нулевой частоте соответствует донной реверберации, которая рассчитывалась с привлечением модели Ломмеля–Зеелингера). На рис. 6 представлен вид откликов поверхностной реверберации для бистатической схемы наблюдения для модели, показанной на рис. 5, в случае, когда скорость ветра составляла 5 м/с, для двух углов между линиями на источник и приемник и направлением ветра. В соответствии с моделью формирования реверберационных откликов, показанной на рис. 5, в случае, когда ветер дует под углом к акустической трассе, отклик поверхностной реверберации становится несимметричным относительно нулевой частоты (рис. 6а). Отличия в уровнях могут достигать 10–20 дБ в зависимости от направления и скорости ветра, а также от структуры волновода. Как уже было отмечено,

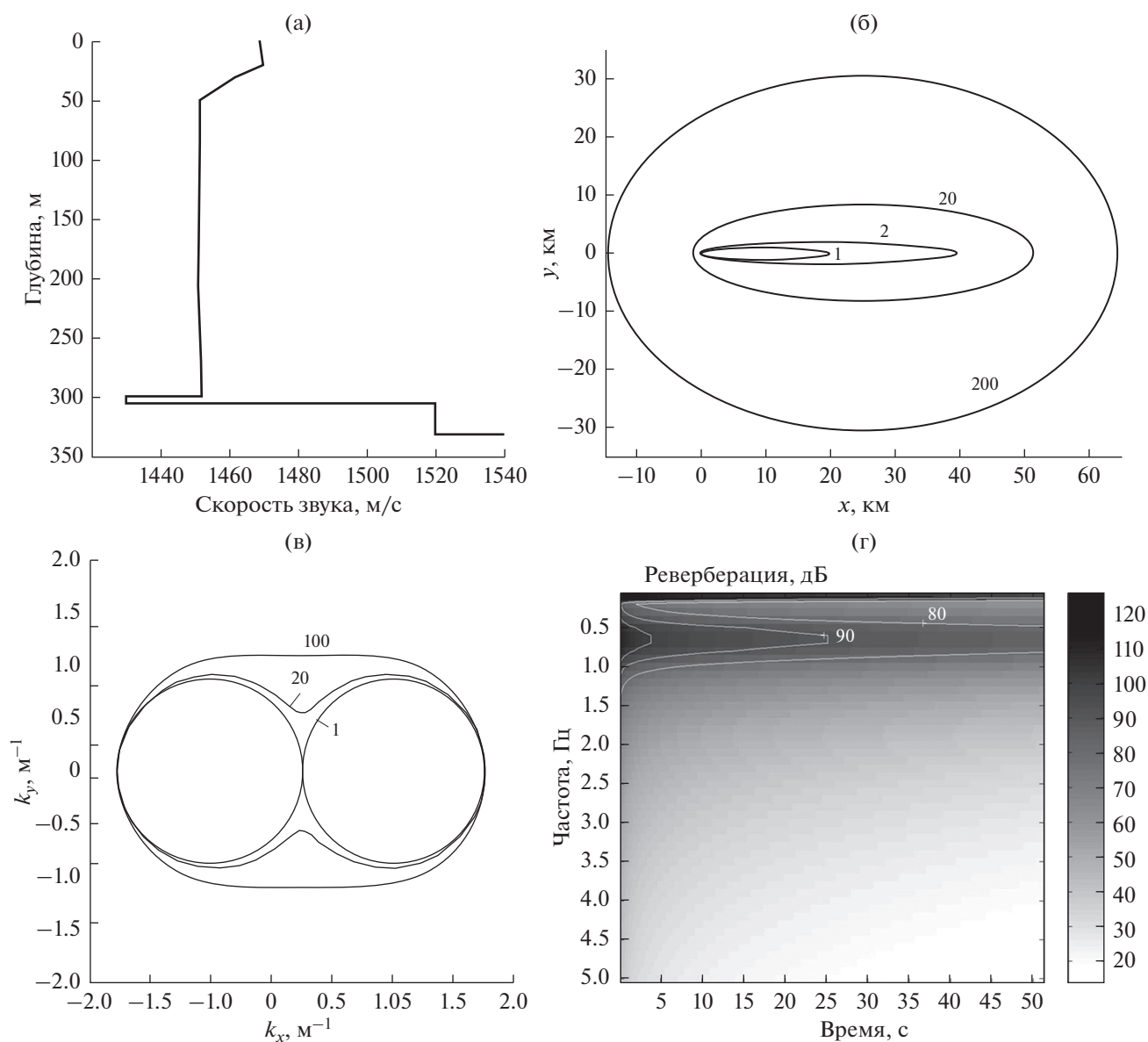


Рис. 5. (а) – Структура гидроакустического канала и набора осадочных слоев, форма импульсных объемов в плоскости (б) – (x, y) и (в) – (k_x, k_y) , а также (г) – отклик поверхностной реверберации в волноводе при возбуждении первой и приеме третьей мод волновода для моностатической схемы наблюдения.

для некоторых направлений ветра наблюдается симметричное распределение откликов по частоте (рис. 5), что связано с геометрической симметрией задачи. Изменение направления ветра приводит и к существенному изменению уровня поверхностной реверберации. Спектр JONSWAP имеет ярко выраженный максимум, обуславливающий большие по величине волны, направленные по ветру. Их величина может на 15–20 дБ превосходить окружающей фон. Если направленные такие волн перпендикулярно акустической трассе, они формируют большую по величине реверберацию. Это видно из сравнения распределений, показанных на рис. 5, 6. Таким образом, при

прочих равных условиях уровень поверхностной реверберации может меняться на 15–20 дБ в зависимости от направления ветра. Аналогичные оценки получаются и при изменении скорости ветра от 5 до 20 м/с.

При анализе дифракции ГА поля на поверхностном волнении в океанических волноводах, который был предпринят в предыдущих разделах, предполагалось, что рассеяние мод происходит только на нерегулярной поверхности волновода. Вместе с тем, из линейной теории поверхностных волн на свободной границе волновода океанического типа следует, что такие волны вызывают не

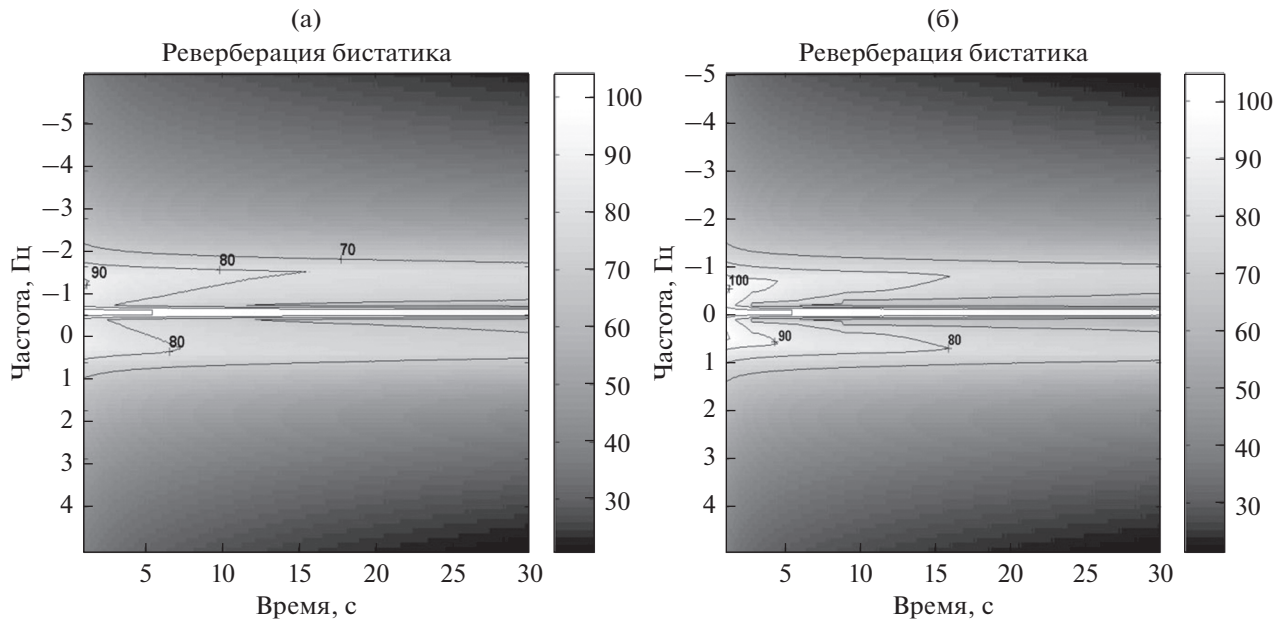


Рис. 6. Структура отклика поверхностной реверберации при бистатической схеме наблюдения для модели мелкого моря (рис. 5а): (а) – угол между линией источник-приемник и направлением ветра 30 град, (б) – угол между трассой источник-приемник и направлением ветра 90 град.

только вертикальные смещения свободной границы, но экспоненциально затухающие с глубиной смещения жидкости под поверхностью. Характерная толщина водного слоя, где объемные возмущения существенны, равна длине поверхностной волны. В случае умеренного и сильного ветра возмущенный ветровым волнением поверхностный слой имеет толщину порядка нескольких десятков метров и более. Соответствующие объемные эффекты рассеяния звука на ветровом волнении в некоторых случаях становятся сопоставимыми с эффектами рассеяния на нерегулярной поверхности океана [25]. В указанной работе проведен анализ структуры поверхностной реверберации в мелководных ГА каналах при импульсной подсветке сложными узкополосным и модовыми импульсами с частотой 200 Гц, длительностью 10 с и полосой 10 Гц. При анализе использовалась рассмотренная выше модель волновода, т.е. мелководный канал с летней гидрологией. Для ветрового волнения использовалась модель изотропного спектра Пирсона–Московитца. Расчеты проводились для случая, когда расстояние между источником и приемником составляло 50 км, что соответствует формированию рассеянных полей при бистатической схеме наблюдения. Было показано, что за счет рассеяния на объемных неоднородностях, генерируемых поверхностным волнением в интервале малых времен задержек ($\tau < 0.3$ с), отсчитываемых от минимального времени распространения прямого сигнала, наблюдается существенный вклад объемного рассея-

ния, при этом отличие уровней рассеянных сигналов, рассчитанное в рамках двух моделей, может достигать 50 дБ. При больших задержках τ объемное рассеяние практически не влияет на реверберационный сигнал. Этот результат имеет достаточно простое объяснение. Действительно, наибольшее влияние эффекта объемного рассеяния следует ожидать для крупномасштабных компонент спектра ветрового волнения. С другой стороны, именно они отвечают за малоугловое резонансное рассеяние импульсов подсветки, которое и формирует вблизи линии “источник–приемник” реверберационную компоненту с малыми временами задержек. При увеличении скорости ветра вклад объемного рассеяния возрастает, поскольку максимум пространственного спектра ветрового волнения смещается в область низких частот. Некоторая, хотя и не резко выраженная, зависимость эффекта от номеров излучаемых и принимаемых мод определяется их вертикальной структурой и условиями резонансного рассеяния Брэгга. Аналогичные расчеты, проведенные для других типичных летних профилей скорости звука в мелком море, также указывают на существенное увеличение уровня реверберации в интервале малых времен задержек $\tau < 1$ с (для той же дистанции наблюдения $a = 50$ км).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из проведенного анализа структуры помех при подводном импульсном зондировании океана, связанных с дифракцией акустического поля на

ветровом волнении, следует, что если при расчетах матрицы рассеяния волноводных мод на взволнованной поверхности в океанических волноводах использовалась двухмасштабная модель поверхностного волнения, в которой рассеяние акустического поля осуществляется резонансной гармоникой волнения, а фазовая скорость модулируется более крупными волнами, для неизотропного спектра волнения частотный отклик согласованного фильтра при наблюдении поверхностной реверберации становится несимметричным по оси частот и зависит от направления ветра.

Полученные в работе результаты представляют интерес при решении актуальных прикладных задач, в частности, связанных с оценкой эффективности систем подводного наблюдения [3, 4]. Существенные неточности таких оценок часто приводят к выводам о нереализуемости разрабатываемых систем подводного наблюдения. В частности, это связано с неправильным учетом реверберационной помехи. Поскольку объекты наблюдения перемещаются, дифрагированные на них ГА сигналы имеют доплеровские смещения. Если при обработке сигналов этого не учитывать, полезные сигналы будут полностью маскированы донной реверберацией, что особенно ярко проявляется в условиях мелкого моря. Однако на доплеровских частотах сигналов наблюдаются реверберационные помехи от ветрового волнения, которые формируются, в том числе, под влиянием длинных поверхностных волн. Предложенная в статье модель более корректно учитывает особенности формирования реверберационных помех, что позволяет правильно определять пороги при наблюдении подводных объектов. Это, в свою очередь, позволяет более достоверно оценить размеры зон, где возможно наблюдение объектов с заданной достоверностью.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания (проект 3.5672.2017/БЧ/8.9) в части разработки моделей формирования реверберационных помех при акустической диагностике океана, а также частично поддержана РФФИ (проект № 18-02-00128\18) в части проведения численного анализа структуры реверберации от параметров волнения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Урик Р.Д. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 444 с.
2. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 262 с.
3. Лучинин А.Г., Хилько А.И. Маломодовая акустика мелкого моря // Успехи физ. наук. 2011. Т. 181. № 11. С. 22–28.
4. Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. Томографическое наблюдение неоднородностей мелкого мо-

ря при зондировании фокусированным высокочастотным акустическим полем. I. Структура имитационной модели // Изв. вуз. Радиофизика. 2009. Т. 52. № 2. С. 134–148.

5. Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р., Романова В.И., Стромков А.А., Таланов В.И., Хилько А.И. Экспериментальное исследование возможностей сейсмоакустического зондирования морского дна когерентными импульсными сигналами // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 2. С. 227–236.
6. Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р., Романова В.И., Таланов В.И., Хилько А.И. Когерентное сейсмоакустическое профилирование морского дна с использованием широкополосных сигналов // Океанология. 2013. Т. 53. № 6. С. 843–850.
7. Bucker Н.Р., Morris H.E. Normal-mode reverberation in channels or ducts // J. Acoust. Soc. Am. 1968. V. 43. P. 827–828.
8. Zhang R., Jin G. Normal-mode theory of average reverberation intensity in shallow water // J. Sound Vibr. 1987. V. 119. P. 215–223.
9. Ellis D.D. A shallow-water normal-mode reverberation model // J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 97. P. 2804–2814.
10. Кудряшов В.М. Низкочастотная реверберация в мелководных арктических морях // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 3. С. 363–369.
11. Gragg R.F. Doppler sidebands in the cross-spectral density of narrow-band reverberation from a dynamic sea surface // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 114. № 3. P. 1387–1394.
12. Раевский М.А., Хилько А.И. Влияние случайного сноса резонансных гармоник на частотный спектр поверхностной акустической реверберации в океане // Изв. вуз. Радиофизика. 2006. Т. 49. № 5. С. 554–562.
13. Раевский М.А., Хилько А.И. Обобщение теории низкочастотной поверхностной реверберации для коротких импульсных акустических каналов в океане // Изв. вуз. Радиофизика. 2008. Т. 51. № 4. С. 295–303.
14. Бородина Е.Л., Салин Б.М. Оценка влияния поверхностного волнения на спектральные характеристики тональных сигналов, распространяющихся на стационарных трассах в мелком море // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 5. С. 633–641.
15. Dajun Tang, Darrell R., Jackson J. Application of small-roughness perturbation theory to reverberation in range-dependent waveguides // J. Acoust. Soc. Am. 2012. V. 131. № 6. P. 4428–4441.
16. Hayek C.S., Shurman I.W., Sweeney J.H., Boyles C.A. Azimuthal dependence of Bregg scattering from the ocean surface // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 105. № 4. P. 2129–2169.
17. Бородина Е.Л., Салин Б.М. Исследование азимутальной зависимости реверберационного сигнала при тональной засветке мелководной акватории // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 3. С. 380–389.
18. Горская Н.С., Раевский М.А. О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 165–171.
19. Раевский М.А., Хилько А.И. Теоретическая модель поверхностной реверберации, учитывающая ин-

- терференцию акустических мод // Изв. вуз. Радиофизика. 2008. Т. 51. № 5. С. 391–398.
20. *Артельный В.В., Раевский М.А.* О статистических характеристиках нормальных мод в волноводе с объемными неоднородностями // Изв. вуз. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 9. С. 1142–1150.
21. *Люк Ю.* Специальные математические функции и их аппроксимации. М.: Мир, 1980. 608 с.
22. *Давидан И.Н., Лопатухин Л.Н., Рожнов В.А.* Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеопиздат, 1985. 256 с.
23. *Hasselmann K., Barnett T.P., Bouwes E. et al.* Measurements of wind-waves growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP) // Deut. Hydrogr. Z., Reihe A(8). 1985. Nr. 12. P. 1–95.
24. *Караев В.С., Баландина Г.Н., Ангелов М.К.* Об особенностях ветрового волнения применительно к задачам дистанционного зондирования морской поверхности // ИПФ РАН. Препринт № 470. Нижний Новгород, 1998.
25. *Раевский М.А., Лучинин А.Г., Бурдуковская В.Г., Хилько А.И.* О роли объемного рассеяния при формировании поверхностной реверберации в океане // Изв. вуз. Радиофизика. 2003. Т. 46. № 3. С. 210–221.