

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ИНФРАЗВУКА, ОСНОВАННЫЙ НА ИЗМЕРЕНИИ ТЕКУЩИХ ЗНАЧЕНИЙ ДВУМЕРНОГО ПОЛЯ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ

© 2019 г. Б. М. Салин^а, М. Б. Салин^{а, *}

^аФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук,
ул. Ульянова 46, Н. Новгород, 603950 Россия

*e-mail: mikesalin@ipfran.ru

Поступила в редакцию 30.05.2019 г.

После доработки 05.07.2019 г.

Принята к публикации 09.07.2019 г.

Приведена схема расчета текущих значений звукового давления, возбуждаемого ветровым волнением в диапазоне инфразвуковых частот (0.1–5 Гц). Расчет основан на измерении временной зависимости (изменчивости) двумерного профиля взволнованной поверхности $z(x, y, t)$ на площади XY с характерными размерами, превышающими несколько длин поверхностных волн. В работе приводится схема обработки массива данных $z(x, y, t)$, направленная на измерение уровня стоячих волн ветрового волнения и далее на вычисление непосредственно временной зависимости и спектра акустического шума, создаваемого волнением. В работе для конкретной акватории, на которой производилось измерение характеристик волнения $z(x, y, t)$, приводятся результаты расчета усредненного спектра инфразвуковых шумов и пространственно-временного спектра волнения.

Ключевые слова: морской шум, инфразвуковой диапазон, расчет инфразвука, ветровое волнение, измерение профиля поверхности, пространственный спектр, измерение стоячих волн

DOI: 10.1134/S0320791919060145

ВВЕДЕНИЕ

Во многих работах, например [1–4], подробно исследовался вопрос о механизме формирования шумов моря в диапазоне инфразвуковых частот. Рассматриваемый механизм основан на трансформации части энергии стоячих поверхностных волн в акустическое поле, возбуждаемое на второй гармонике основной частоты волнения. Из указанных работ следует, что для оценки амплитуды шумового акустического поля на частоте 2ω необходимо оценить на частоте ω амплитуды и фазы ветровых волн в акватории и произвести когерентное или некогерентное (для разных цугов) суммирование возбуждаемых ими акустических полей.

Для расчета акустического поля необходимы, вообще говоря, синхронные данные по акватории о комплексных амплитудах $\tilde{z}(x, y, \omega)$ колебаний поверхности на частотах ω или о пространственном спектре поверхностных волн $G(k_x, k_y, \omega)$ для всех значений модуля и направления волнового вектора \mathbf{k} .

До недавнего времени не было технической возможности напрямую измерять значения пространственных спектров $G(k_x, k_y, \omega)$ и временных спектров $\tilde{z}(x, y, \omega)$ на большой площади, поэтому

для расчета акустического поля использовались приближенные теоретические зависимости. Главным образом, использовалась полученная из определенных предпосылок усредненная спектральная плотность $\langle G^2(k_x, k_y, \omega) \rangle$ и исследовалось отношение ее значений при противоположных \mathbf{k} . Это вносит неточность в расчет звукового поля, поскольку ветровые волны имеют групповую структуру, и для генерации звука важно фактическое возникновение стоячей волны на том или ином участке акватории в момент пересечения групп (цугов) со встречными \mathbf{k} . Кроме этого, имеющиеся теоретические оценки $\langle G^2(k_x, k_y, \omega) \rangle$, как правило, опираются на жесткую зависимость модуля пространственной частоты k от ω : $k = \omega^2/g$, что фактически соответствует рассмотрению только двумерных характеристик волнения (можно показать, что при таком ограничении невозможно существование устойчивых цугов волн). Дополнительно в ряде работ вводилась априорная угловая зависимость $G(k_x, k_y, \omega)$ в виде константы в определенном секторе углов [1] или косинусная диаграмма направленности [3, 4], а по ширине углового спектра волнения в литера-

туре до сих пор указываются противоречивые сведения.

В данной работе продемонстрирована возможность прямого вычисления характеристик генерируемого звука на основе пространственно-временных реализаций волнения $z(x, y, t)$, полученных на большой площади современными измерительными системами. Авторы разработали метод расчета и вывели соотношение, связывающее временные характеристики волнения и давление генерируемой звуковой волны. (Полученный результат не противоречит предыдущим работам.)

Приблизительно с начала двухтысячных годов начали развиваться и использоваться оптические методы измерения пространственных спектров поверхностного волнения [5–9]. В большинстве случаев целью исследователей было нахождение усредненных двумерных пространственных спектров мощности волнения $G^2(k_x, k_y)$, которые необходимы в основном для оценки отражения от морской поверхности радиолокационных сигналов. Такого рода измерения соответствуют случаю отражения сигнала от замороженной поверхности. Для экспериментальной оценки двумерных спектров используются методы стереосъемки поверхности или двумерный спектральный анализ фотографий поверхности, сделанных под определенным углом к поверхности. В ряде случаев подобная обработка изображений реализуется и в реальном времени при использовании двумерных оптических анализаторов спектра [5, 6]. Однако в задачах гидроакустики оказывается недостаточным определение только двумерных спектров волнения, потому что в большинстве случаев необходима информация о скоростях движения поверхностных волн. Эту информацию можно найти из экспериментальных данных по трехмерным спектрам поверхностного волнения $G(k_x, k_y, \omega)$, в том числе об амплитудах волн, распространяющихся во встречных направлениях ($|G(k_x, k_y, \omega)|$ и $|G(-k_x, -k_y, \omega)|$).

Методика нахождения трехмерных спектров с возможностью пересчета в размерные единицы описана в работах [7–9]. Схематично указанную методику можно представить в виде нескольких этапов. Во-первых, по видеоизображению морской поверхности $I(x, y, t)$, которое зарегистрировано на большом интервале времени ~ 100 секунд, находятся текущие комплексные спектры яркости поверхности $I_n(x, y, \omega)$, здесь x, y – координаты точек изображения, приведенные с определенным масштабированием в плоскость акватории, n – номер текущего спектра.

Далее для выделенных точек акватории \tilde{x}_j, \tilde{y}_j , в которых расположены контрольные вешки с номерами $j = 1 \dots J$, где $J = 3-5$, проводятся контактные измерения, по которым вычисляются теку-

щие комплексные спектры вертикальных колебаний поверхности $z_n(\tilde{x}_j, \tilde{y}_j, \omega)$. (Существуют различные технические решения для измерения временной зависимости уровня воды на индивидуальной вешке $z(\tilde{x}_j, \tilde{y}_j, t)$, и способы синхронизации измерений с общей видеосъемкой акватории.)

Из полученного набора значений находится усредненная комплексная передаточная функция $\bar{K}(\omega)$, такая что:

$$\tilde{z}_n(\tilde{x}_j, \tilde{y}_j, \omega) \approx J [I_n(x, y, \omega)]_{\tilde{x}_j, \tilde{y}_j} \bar{K}(\omega) \quad (1)$$

для всех n, j , где $J []_{\tilde{x}_j, \tilde{y}_j}$ – специальный интегральный оператор по x и y , определенный в [8], значение которого вычислено в точке \tilde{x}_j, \tilde{y}_j . С помощью $\bar{K}(\omega)$ по комплексным спектрам яркости $I_n(x, y, \omega)$ производится восстановление матрицы спектров смещений $\tilde{z}_n(x, y, \omega)$ для всей совокупности наблюдаемых точек. Исходя из точности выполнения соотношения (1) во всех j -ых измерительных точках делается оценка погрешности измерений.

Последней операцией в методике измерений (если в этом есть необходимость) является перевод восстановленных временных спектров $\tilde{z}(x, y, \omega)$ посредством Фурье-преобразования либо во временную область: $\tilde{z}(x, y, \omega) \xrightarrow{F} z(x, y, t)$, либо в спектр по волновым числам с накоплением: $\tilde{z}(x, y, \omega) \xrightarrow{F^2} g(k_x, k_y, \omega)$, $|g(k_x, k_y, \omega)|^2 \Rightarrow \langle G^2(k_x, k_y, \omega) \rangle$. В изложенном ниже методе используются величины $z(x, y, t)$.

В принципе, феномен возникновения волн со встречными направлениями в морском волнении связывают либо с отражением от близкорасположенного берега, либо с нелинейными процессами наподобие обрушения волн, которые могут перераспределять энергию из основного в другие направления. В численном моделировании [11, 12] была получена генерация волн, движущихся в противоположном направлении при отсутствии в модели каких-либо берегов.

1. СХЕМЫ РАСЧЕТА ОЖИДАЕМЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЗНАКОПЕРЕМЕННОГО ДАВЛЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННОГО ВЕТРОВЫМ ВОЛНЕНИЕМ

Модель акустического шума, связанная с волнением, основана на генерации стоячими поверхностными волнами переменного инфразвукового давления на второй гармонике основной частоты волнения. Существует упрощенное выражение для расчета уровня давления в шумовом акустическом поле для случая, когда две плоские поверхностные волны с одинаковыми модулями

волновых векторов распространяются строго навстречу друг другу

$$p(2f) = 8\pi^2 \rho a_1 a_2 f^2. \quad (2)$$

Здесь a_1, a_2, f – амплитуды и частота двух поверхностных плоских волн, ρ – плотность жидкости, $p(2f)$ – амплитуда акустического поля давления, возбуждаемая на второй гармонике ветровых волн. Выражение (2), при условии выполнения дисперсионного соотношения $2\pi f = \sqrt{kg}$, с точностью до фазового множителя совпадает с выражением (6), приведенным в работе Бреховских [1].

Величина переменного давления (2) значительно меньше переменного гидростатического давления $\rho g a$, которое существует вблизи поверхности, обусловленного прохождением ветровых волн с амплитудой a , однако уровень инфразвука значительно медленнее уменьшается с глубиной. В выражении (2), из-за начального предположения о бесконечном размере фронта и длины цуга поверхностной волны, вообще отсутствует зависимость уровня давления от глубины.

На практике выражение (2) можно использовать при оценке уровня инфразвука для интервалов глубин больше характерного размера длины ветровой волны, но меньше пространственного интервала когерентности волнения – характерного размера цуга волн.

Более общее выражение, из которого (2) следует как частный случай, можно получить из оценки характеристик движения по вертикальной координате центра масс приповерхностного слоя моря с размерами по x, y от 0 до $D = N\Lambda$, где $\Lambda = 2\pi/k$ – характерная длина ветровой волны, $N \gg 1$ – параметр, обеспечивающий стабильность.

Вертикальная координата центра масс локального столба жидкости высотой $z(x, y, t) + z_0$, расположенного в точке (x, y) , и масса столба при постоянной плотности ρ составляют следующие величины:

$$z_{ц.м.}(x, y, t) = 0.5(z(x, y, t) + z_0), \quad (3)$$

$$m_{лок}(x, y, t) = \rho(z(x, y, t) + z_0) \Delta x \Delta y. \quad (4)$$

Здесь $z(x, y, t)$ – текущее значение высоты волны относительно уровня моря в точке с координатами x, y (среднее значение $\overline{z(x, y, t)}$ по времени и по пространству считаем равным нулю); $z_0 > 0$ – некоторый условный уровень отсчета, введенный для того, чтобы величина локальной массы столба жидкости $m_{лок}(x, y, t)$ была положительной.

Положение по оси z центра масс всех столбов жидкости $Z_{ц.м.}(t)$, расположенных на площади D^2 , можно найти, приравняв моменты по z локаль-

ных масс ($m_{лок}(x, y, t)z_{ц.м.}(x, y, t)$) моменту всей массы слоя жидкости ($MZ_{ц.м.}(t)$)¹, т.е.

$$MZ_{ц.м.}(t) = \sum_{x, y} m_{лок}(x, y, t)z_{ц.м.}(x, y, t). \quad (5)$$

Подставляя в (5) выражения (3) и (4), получаем временную зависимость координаты центра масс слоя жидкости по оси z

$$Z_{ц.м.}(t) = \frac{1}{2} \frac{\int_0^D \int_0^D (z(x, y, t) + z_0)^2 dx dy}{\int_0^D \int_0^D (z(x, y, t) + z_0) dx dy}. \quad (6)$$

При условии равенства 0 среднего по пространству значения $z(x, y, t)$, выражение (6) преобразуется к виду

$$Z_{ц.м.}(t) = \frac{1}{2z_0 D^2} \int_0^D \int_0^D z^2(x, y, t) dx dy + \frac{1}{2} z_0. \quad (7)$$

В квазистатическом приближении инфразвуковое давление $p(t)$, действующее на подстилающий слой жидкости с площадью поверхности D^2 , должно уравнивать силу $F(t)$, отвечающую за движение центра масс (равную произведению второй производной по времени от (7) на суммарную массу M),

$$F(t) = \frac{\rho}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^D \int_0^D z^2(x, y, t) dx dy, \quad (8)$$

$$p(t) = \frac{\rho}{2D^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^D \int_0^D z^2(x, y, t) dx dy. \quad (9)$$

Подставив в (9) текущие значения волнения $z(x, y, t)$ в виде двух плоских, бегущих навстречу друг другу волн, с амплитудами a_1, a_2 на частоте $\omega = 2\pi f$

$$z(x, y, t) = \text{Re}(a_1 \exp i(\omega t + kx) + a_2 \exp i(\omega t - kx)), \quad (10)$$

мы получаем известное выражение (2) (при соблюдении условия малости длины поверхностной волны по сравнению с апертурой измерений $2\pi/k \ll D$).

При известных значениях комплексных амплитуд поля волнения на частоте ω_0 $z(x, y, \omega_0) = |z(x, y, \omega_0)| e^{i\varphi(x, y, \omega_0)}$, комплексную амплитуду поля давления на частоте $2\omega_0$ можно рассчитать согласно выражению

¹ Условно считаем, что жидкость не перетекает за пределы квадрата поверхности $D \times D$, в результате чего суммарная масса жидкости M остается постоянной во времени.

$$p(2\omega_0) = \frac{\rho 2\omega_0^2}{D^2} \int_0^D \int_0^D |z(x, y, \omega_0)|^2 e^{i2\varphi(x, y, \omega_0)} dx dy. \quad (11)$$

Таким образом, для расчета поля давления на частоте $2f_0$ достаточно на частоте f_0 найти квадрат комплексной амплитуды смещения $z^2(x, y, \omega_0)$ и проинтегрировать согласно (11) найденное распределение по площади измерения $D \times D$.

Как следует из выражения (11), для бегущей волны при $|z(x, y, \omega)|^2 = \text{const}$, интеграл обращается в 0 за счет непрерывного изменения фазы вдоль направления распространения волны. Для стоячих волн сдвиг фазы между горбами и впадинами составляет $\Delta\varphi = \pi$, и, поскольку (11) содержит множитель $e^{i2\varphi(x, y, \omega)}$, в подынтегральном выражении происходит когерентное сложение амплитуд колебаний поверхности, что и определяет значительную амплитуду инфразвукового поля при наличии на акватории стоячих волн.

Выражения (8), (9) и (11) можно использовать для оценки уровня инфразвука на глубинах z порядка характерного размера площадки D , на которой измеряется двумерный профиль волнения ($z \sim D$). На меньших глубинах $D > z > 2\pi/k$ оценки (8), (9), (11) в среднем справедливы, но реальные значения измерений могут отличаться из-за вклада бегущих волн на частоте второй гармоники, а также из-за различных флуктуаций, например, изменения случайным образом длины цуга стоячих волн.

На больших глубинах $z > D$, но еще не в волновой зоне $z < C/\omega$, измеренные значения уровня инфразвука могут быть меньше оценок (8), (9), (11) на величину порядка $20 \lg(z/D)$ дБ.

Пусть требуется найти амплитуду давления на глубине $z \sim nD$, где $n \gg 1$, целое. Тогда формально требуется записать (9) для площадки $(nD)^2$, при этом разобьем интеграл на отдельные участки D^2 , всего таких участков n^2 :

$$p(t)|_{z \sim nD} = \frac{\rho}{2n^2 D^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \times \left(\dots + \int_{jD}^{(j+1)D} \int_{iD}^{(i+1)D} z^2(x, y, t) dx dy + \dots \right). \quad (12)$$

Вклады от интегралов в (12) следует считать некоррелированными (поскольку ранее предположили, что D превосходит длину корреляции волнения). При некогерентном сложении полей, генерируемых различными участками поверхности, квадрат амплитуды поля возрастает пропорционально числу участков: $\sim n^2 \approx (z/D)^2$. Если обозначить $\overline{p^2(t)}|_{z \sim D}$ — дисперсия величины (9),

вычисленная по одной площадке D^2 , то из (12) следует:

$$\overline{p^2(t)}|_{z \sim nD} = \left(\frac{D}{z}\right)^2 \overline{p^2(t)}|_{z \sim D}.$$

Суммарное уменьшение амплитуды поля будет происходить как $1/z$ в неволновой зоне, а в волновой зоне $z > C/\omega$ уровень поля останется постоянным. Проведенные рассуждения эквивалентны тому, что силу F , действующую на участок D^2 , можно рассматривать как дипольный источник, амплитуда поля которого в неволновой зоне $z < C/\omega$ при увеличении z спадает как $1/z^2$.

2. ПРИМЕР РАСЧЕТА ЗНАЧЕНИЙ ИНФРАЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ МЕЛКОВОДНОЙ АКВАТОРИИ

В работе [10] приведено описание условий эксперимента, проведенного в одном из заливов Ладожского озера. В эксперименте с использованием нескольких видеокамер и размещенных на акватории “оптических” вешек, с использованием технологий, описанных в [8, 9], были выполнены измерения и регистрация колебаний поверхности на участке акватории Ладожского озера.

На рис. 1, для примера, представлен один кадр из видеозаписи взволнованной поверхности. Границы трапеции соответствуют границам участка поверхности, которые в дальнейшем подвергались вторичной обработке. С правой стороны рисунка представлена фотография выбранного участка поверхности с устраненными пространственными (геометрическими) искажениями и оконными функциями Ханнинга. Размер участка поверхности составил 7×12 м, что соответствует 256×442 пикселей на видеоизображении участка поверхности. Расстояние до дна на акватории измерений составляло 20 м.

В результате выполненной обработки видеоизображения удалось восстановить колебания поверхности в 10^5 точках ($256 \times 442 \approx 10^5$). Для примера, один струнный волнограф восстанавливает колебания поверхности в одной точке.

На рис. 2 представлено изображение участка поверхности с расположенной на нем “оптической” вешкой (зарегистрировано с большим разрешением второй камерой).

Спектральная плотность мощности волнения, измеренная указанной вешкой, представлена на рис. 3 — нижняя кривая. Как следует из рисунка, на акватории наблюдалось слабое волнение (рябь) с высотой волны ~ 1 см и длиной волны в максимуме спектра на 1.5 Гц равной $2\pi/k = 0.5\text{--}0.6$ м.

Длина волны определялась на графиках двумерной пространственной спектральной плотности мощности волнения $G(k_x, k_y, \omega)$, построенной для частот $f = 1.5, 2$ и 2.5 Гц и представленной



Рис. 1. Пример кадра видеозаписи с выделенной (трапеция) областью обработки. Справа — результат применения к выделенному трапецией участку поверхности алгоритма коррекции перспективы с наложением оконной функции Ханнинга.



Рис. 2. Увеличенное изображение части поверхности рис. 1, полученное с видеокамеры № 2. В центре рисунка видно изображение “оптической” вешки, с использованием которой восстанавливается временная зависимость колебания поверхности в точке ее расположения.

в плотностном и амплитудном виде на рис. 4. Как видно из рисунка, в пространственном спектре волнения присутствуют компоненты спектра на частоте 1.5 Гц, характеризующие встречное движение поверхностных волн с направлений вблизи 0° и 180° . Данное явление было обусловлено отражением ветровых волн от вертикального борта понтона.

Исходя из этих графиков, на которых в явном виде зарегистрировано встречное движение волн, следует ожидать, что на частотах вблизи 3 Гц может происходить генерация инфразвуковых волн.

Расчет инфразвука выполнялся на основе обработки пятидесятисекундной реализации видеозаписи взволнованной поверхности в границах, указанных на рис. 1. Обработка изображений и

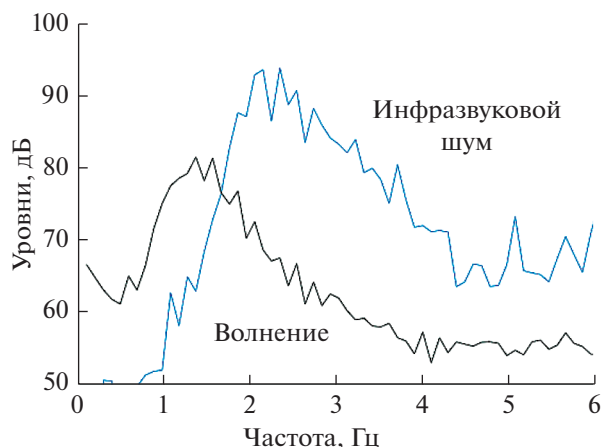


Рис. 3. Измеренные на “оптической” вешке уровни спектральной плотности волнения в дБ отн. $10^{-6} \text{ м}/\sqrt{\text{Гц}}$. Расчетные уровни спектральной плотности инфразвукового шума в дБ отн. $20 \text{ мкПа}/\sqrt{\text{Гц}}$. Параметры спектральной обработки: полоса анализа – 0.1 Гц, количество усреднений спектров – 5.

получение текущих значений профиля поверхности $z(x,y,t)$ выполнялись согласно методике, изложенной в работах [8, 9]. Расчет текущего значения инфразвукового давления $p(t)$ выполнялся с использованием выражения (9). Спектральная плотность от временной зависимости $p(t)$ находилась по 5 десятисекундным реализациям с разрешением 0.1 Гц и последующим усреднением. Результа-

рующий спектр инфразвукового шума представлен на рис. 3 (верхний график). Ширина доверительного интервала на частоте 2 Гц составляет 2 дБ.

Как и ожидалось, максимум спектра инфразвукового давления пришелся на 2–3 Гц – удвоенную частоту ветровых волн. Согласно рис. 3, инфразвуковой уровень давления в полосе 0.1 Гц составил на отдельных частотах довольно значительную величину: 83–85 дБ относительно $2 \times 10^{-5} \text{ Па}$. Эта оценка, исходя из характерного размера измерительной площадки $\sim 10 \text{ м}$, будет справедлива для глубин 10–20 м. На глубине 100 м максимальный уровень инфразвуковых компонент, согласно нашим оценкам, должен снизиться на 20 дБ до уровней 63–65 дБ отн. $2 \times 10^{-5} \text{ Па}$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полигон, на котором производились измерения, не был оснащен калиброванными низкочастотными приемными устройствами. В качестве иллюстрации на рис. 5 представлена спектральная плотность давления акустического шума, зафиксированная гидрофоном на глубине $\sim 20 \text{ м}$. Линейный участок АЧХ гидрофона начинался с частоты 5 Гц, ниже 5 Гц – электронным способом формировался плавный спад АЧХ. На двух реализациях спектра видны пики на частотах вблизи 2 Гц, что совпадает с частотой максимума расчетного спектра инфразвука. К сожалению, из-за отсутствия калибровок оказалось невозможным

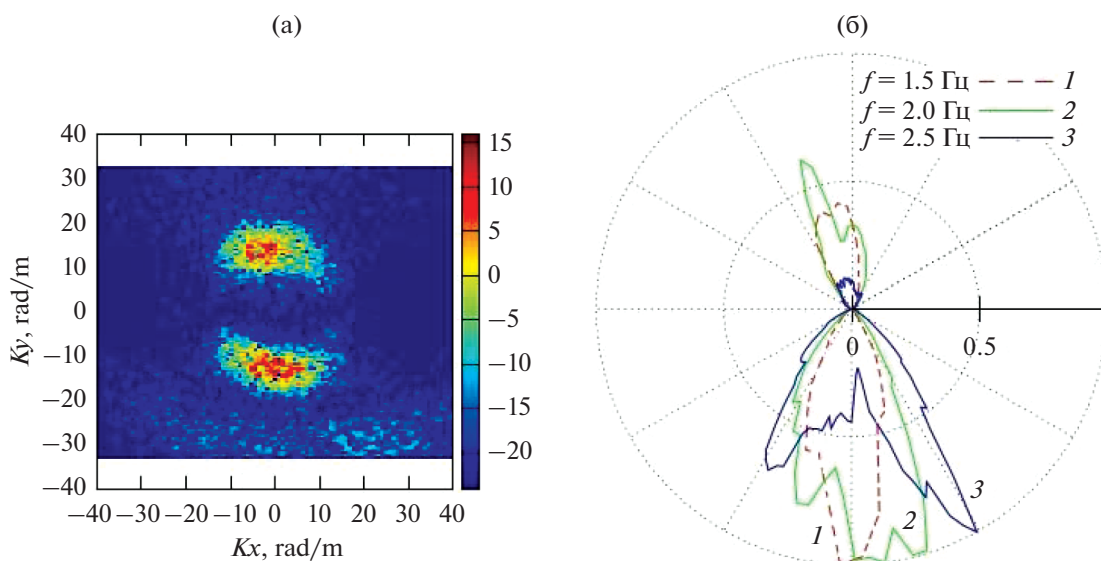


Рис. 4. (а) – Двумерная пространственная спектральная плотность мощности волнения $G(k_x, k_y, \omega)$, построенная для частоты $f = 1.5 \text{ Гц}$. (б) – Угловая зависимость $G(k_x, k_y, \omega)$, построенная в амплитудном виде для частот 1.5, 2.0 и 2.5 Гц при интегрировании $G(k_x, k_y, \omega)$ по модулю вектора \mathbf{k} в пределах $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}_0| \pm 0.1|\mathbf{k}_0|$.

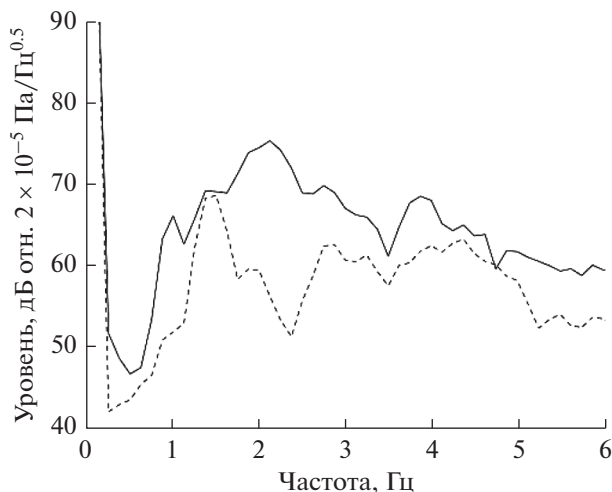


Рис. 5. Спектральная плотность мощности акустического шума, измеренного придонным гидрофоном для двух близких интервалов времени. Ширина доверительного интервала на частоте 2 Гц составляет 3 дБ. При анализе зависимости следует учитывать, что линейный участок АЧХ гидрофона начинается с 5 Гц.

выполнить детальное сопоставление уровней расчетных и измеренных спектров.

Л.М. Бреховских [13] указывает, что уровни шумов моря на частоте 2 Гц составляют от 50 до 100 дБ относительно $2 \times 10^{-5} \text{ Па}/\sqrt{\text{Гц}}$. Оцененное в данном эксперименте значение (рис. 3) лежит в указанных пределах. Заметим, что частоты порядка 1–2 Гц лежат в так называемой области насыщения спектра волнения и даже на открытой акватории нельзя ожидать более высокие амплитуды инфразвука именно на этих спектральных компонентах. В данном эксперименте наблюдался большой коэффициент стоячей волны за счет присутствия стенок, поэтому результаты оценки инфразвукового давления вполне могут приближаться к верхней границе диапазона, указанного Л.М. Бреховских.

Авторы [14], разрабатывающие низкочастотные датчики звукового давления, в своих работах приводят значения давления того же порядка величины (хотя постановка эксперимента [14] может не совсем соответствовать исследованию распространяющихся инфразвуковых волн).

Если вернуться к оценочному выражению (2) и за a_1 принять среднюю амплитуду волн на акватории: $a_1 = 1.5 \times 10^{-2}$, то на частоте 2 Гц уровень инфразвука 82 дБ может достигаться при $a_2 = 0.02a_1$.

Подобные уровни инфразвуковых шумов могут существенно ограничить выполнение измерений полей слабых акустических источников. Однако с другой стороны, это позволяет легко кон-

тролировать некоторые специфические параметры ветрового волнения акустическими средствами наблюдения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существует довольно много гипотез о возникновении в море инфразвуковых колебаний, о дальних и ближних источниках инфразвука. Представленные в работе схемы измерения ветрового волнения и оценки вклада волнения в уровень инфразвука помогут в реальных условиях оценить один из основных источников инфразвуковых шумов, расположенный в непосредственной близости от измерительных систем, а также могут быть использованы при фундаментальных исследованиях в морской гидроакустике.

Б.М. Салин благодарит за поддержку Программу фундаментальных научных исследований Государственных академий наук (тема № 0035-2019-0018), М.Б. Салин благодарит за поддержку РФФИ (грант № 18-35-20068).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М. О генерации звуковых волн в жидкости поверхностными волнами // Акуст. журн. 1966. Т. 12. № 3. С. 376–379.
2. Наугольных К.А., Рыбак С.А. О генерации звука при взаимодействии поверхностных волн // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 1. С. 100–103.
3. Запевалов А.С. Влияние анизотропии волнения морской поверхности на генерацию акустического излучения // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 1. С. 86–91.
4. Запевалов А.С., Показеев К.В. Моделирование спектра инфразвукового гидроакустического излучения, генерируемого морской поверхностью в штормовых условиях // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 5. С. 550–555.
5. Баханов В.В., Зуйкова Э.М., Кемарская О.Н., Титов В.И. Определение спектров волнения по оптическому изображению морской поверхности. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49. № 1. С. 53–63.
6. Баханов В.В., Демакова А.А., Кориненко А.Е., Рябкова М.С., Титов В.И. Оценка спектров ветровых волн с длинами от сантиметра до метра по изображениям поверхности моря // Морской гидрофизический журн. 2018. Т. 34. № 3. С. 192–205.
7. Бородина Е.Л., Салин М.Б. Оценка пространственно-временных характеристик поверхностного волнения по видеоизображению // Изв. РАН. ФАО. 2010. Т. 46. № 2. С. 263–273.
8. Салин Б.М., Салин М.Б. Комбинированный метод измерения трехмерных спектров волнения. I. Алгоритмы преобразования поля яркости в распределение высот волнения // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58. № 2. С. 123–133.
9. Салин Б.М., Салин М.Б. Комбинированный метод измерения трехмерных спектров волнения. II.

- Примеры использования основных схем измерений и анализ полученных результатов // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58. № 3. С. 200–213
10. Салин М.Б., Потапов О.А., Салин Б.М., Чащин А.С. Измерение характеристик обратного рассеяния звука на взволнованной поверхности в прожекторной зоне фазированной антенной решетки // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 1. С. 70–86.
 11. Слюняев А.В., Сергеева А.В. Численное моделирование и анализ пространственно-временных полей аномальных морских волн // Фунд. и прикл. гидрофизика. 2012. Т. 5. № 1. С. 24.
 12. Байдаков Г.А., Досаев А.С., Разумов Д.Д., Салин М.Б. Оценка уширения спектра коротких поверхностных волн при наличии длинноволнового волнения // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 5. С. 374–384.
 13. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. С. 55–58.
 14. Долгих С.Г., Будрин С.С., Плотников А.А. Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы с механической системой компенсации температурного воздействия // Океанология. 2017. Т. 57. № 4. С. 663–666.