

УДК 534.23

© 1992 г. И.П. Тоноян

### НИЗКОЧАСТОТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ШУМЫ ОКЕАНА ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ТУРБУЛЕНТНЫМ ВЕТРОМ

Построена теоретическая модель генерации низкочастотных акустических шумов океана, возникающих в результате воздействия ветра на поверхность воды. Сопоставление расчетных уровней подводного шума с экспериментально полученными показывает, что по-видимому, в рассмотренном диапазоне частот механизм генерации подводного шума отличен от исследованного в настоящей статье. Показано, что учет нелинейного взаимодействия поверхностных волн с турбулентным ветром позволяет объяснить особенности поведения частотных спектров флуктуаций давления в воздухе у поверхности воды, наблюдаемые в экспериментах.

Как следует из большого числа экспериментальных работ [1], характерной особенностью низкочастотных акустических шумов океана является степенная зависимость уровня шума от локальной скорости ветра. В настоящее время обсуждаются два механизма генерации низкочастотного шума. Согласно [2, 3], нелинейное взаимодействие поверхностных волн близких частот, бегущих в почти противоположных направлениях, дает незатухающее с глубиной акустическое излучение. Второй механизм [4] — генерация подводного шума за счет пульсаций атмосферного давления ветра над поверхностью океана. Попытка критического анализа результатов работы [4] была сделана в [5, 6], где были использованы новые океанологические данные о спектре морского волнения и затухания поверхностных волн. Однако в работе [5] были допущены неточности, на что было указано в [7, 8]. Решение задачи о формировании волнения ветром в работе [4] основывалось на предположении о бесконечно малой амплитуде океанских волн. Вопрос же о роли конечной амплитуды морских волн в задаче образования волнения турбулентным ветром остается открытым.

Цель настоящей работы — развитие теории генерации шумов океана турбулентным ветром, предложенной М.А. Исаковичем и Б.Ф. Курьяновым [4] с учетом замечаний приведенных выше.

Рассмотрим воздействие ветра на поверхность океана как систему случайных сторонних сил давления. Спектральный уровень подводного шума на частоте  $\omega$  однозначно определяется заданием функции пространственной корреляции (ФПК) сторонних давлений на поверхности океана на частоте  $\omega$ . В работе [4] используется аналогия между обтеканием ветрового потока поверхности океана и шероховатых твердых границ, причем в последнем случае экспериментальные результаты указывают на универсальный характер нормированной ФПК. Использование граничного условия на поверхности океана и последующее статистическое усреднение (с учетом конкретного вида ФПК флуктуаций давления ветра у поверхности) позволяют выразить спектральную плотность флуктуаций давления ветра у поверхности воды через эмпирический спектр океанического волнения. Получим вначале соотношения, устанавливающие связь между спектральными плотностями флуктуаций давлений атмосферы и высот морского волнения. При нахождении движения жидкости под действием атмосферного давления будем считать ее несжимаемой, что приводит к следующей кривой задаче для урав-



нения Лапласа

$$\Delta\varphi = 0, \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi_t + \frac{1}{2} (\nabla_{\perp} \varphi)^2 + \frac{1}{2} \varphi_z^2 + gz + \rho^{-1} p(r, t) = 0 \\ \eta_t + \nabla_{\perp} \varphi \nabla_{\perp} \eta - \varphi_z = 0, \quad \varphi_z \rightarrow 0, \quad z \rightarrow -\infty \end{aligned} \right\} z = \eta(r, t) \quad (2)$$

$$(3)$$

где  $\varphi$  — потенциал скорости жидкости,  $\eta$  — смещение свободной поверхности от равновесного положения,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\rho$  — плотность воды,  $\mathbf{r} = (x, y)$  — координаты в горизонтальной плоскости,  $\nabla_{\perp} = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ ,  $\Delta = \nabla_{\perp}^2 + \partial^2/\partial z^2$ ,  $p$  — давление атмосферы. Граничные условия (2), (3) на поверхности океана снесем на поверхность  $z = 0$ , предварительно записав разложения

$$(\nabla_{\perp} \varphi)_{z=\eta} = (\nabla_{\perp} \varphi)_{z=0} + (\nabla_{\perp} \varphi_z)_{z=0} \eta + \dots, \quad (4)$$

$$(\nabla_{\perp} \varphi)_{z=\eta}^2 = (\nabla_{\perp} \varphi)_{z=0}^2 + 2(\nabla_{\perp} \varphi \nabla_{\perp} \varphi_z)_{z=0} \eta + \dots, \quad (5)$$

$$(\varphi_z)_{z=\eta} = (\varphi_z)_{z=0} + (\varphi_{zz})_{z=0} \eta + \dots, \quad (6)$$

$$(\varphi_z)_{z=\eta}^2 = (\varphi_z)_{z=0}^2 + 2(\varphi_z \varphi_{zz})_{z=0} \eta + \dots. \quad (7)$$

Разбивая потенциал, смещения на линейную и квадратичную части

$$\varphi = \varphi^{(1)} + \varphi^{(2)}, \quad \varphi^{(2)} \ll \varphi^{(1)}$$

$$\eta = \eta^{(1)} + \eta^{(2)}, \quad \eta^{(2)} \ll \eta^{(1)}$$

и используя (4) — (7), для линейных величин из уравнений (1) — (3) получим

$$\begin{aligned} \Delta\varphi^{(1)} = 0, \\ \varphi_t^{(1)} + g\eta^{(1)} = -\rho^{-1} p(r, t), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\eta_t^{(1)} = \varphi_z^{(1)}.$$

Аналогично для квадратичных величин из (1) — (3) следует система уравнений

$$\begin{aligned} \Delta\varphi^{(2)} = 0, \\ \varphi_t^{(2)} + g\eta^{(2)} = -\varphi_{tz}^{(1)} \eta^{(1)} - \frac{1}{2} [(\nabla_{\perp} \varphi^{(1)})^2 + (\varphi_z^{(1)})^2], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\eta_t^{(2)} - \varphi_z^{(2)} = \eta^{(1)} \varphi_{zz}^{(1)} - (\nabla_{\perp} \varphi^{(1)} \nabla_{\perp} \eta^{(1)}).$$

Используем спектральные разложения

$$\varphi^{(1,2)}(\mathbf{r}, z, t) = \iint \Phi^{(1,2)}(\mathbf{k}, \omega) \exp(i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t) + kz) d\mathbf{k} d\omega,$$

$$\eta^{(1,2)}(\mathbf{r}, t) = \iint h^{(1,2)}(\mathbf{k}, \omega) \exp(i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)) d\mathbf{k} d\omega,$$

$$p(\mathbf{r}, t) = \iint \Pi(\mathbf{k}, \omega) \exp(i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)) d\mathbf{k} d\omega.$$

Из систем уравнений (8), (9) находим

$$h(\mathbf{k}, \omega) = h^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) + h^{(2)}(\mathbf{k}, \omega), \quad (10)$$

$$h^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) = -\rho^{-1} k \Pi(\mathbf{k}, \omega) / \Delta(\omega, k),$$

$$h^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) = -k \iiint h^{(1)}(\mathbf{k}_1, \omega_1) h^{(1)}(\mathbf{k}_2, \omega_2) F(\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\omega_1 d\omega_2,$$

$$F(\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2) = \omega_1 \left[ \frac{1}{2} \omega_1 (1 + (\hat{\mathbf{k}}_1, \hat{\mathbf{k}}_2)) - \omega (1 - (\hat{\mathbf{k}}_1, \hat{\mathbf{k}})) \right],$$

$$\Delta(\omega, k) = gk - \omega^2,$$

где  $\delta(\dots)$  —  $\delta$ -функция.

С точностью до величин второго порядка малости по  $h$  включительно уравнение



(10) эквивалентно нелинейному интегральному уравнению относительно  $h$ :

$$\Delta(\omega, k)h(\mathbf{k}, \omega) + k \iiint h(\mathbf{k}_1, \omega_1)h(\mathbf{k}_2, \omega_2) \cdot F(\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) \cdot d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\omega_1 d\omega_2 = -\rho^{-1} k \Pi(\mathbf{k}, \omega). \quad (11)$$

Умножая (11) на комплексно-сопряженное уравнение и усредняя, находим

$$\rho^{-2} k k' \langle \Pi(\mathbf{k}, \omega) \Pi^*(\mathbf{k}', \omega') \rangle = \Delta(\omega, k) \Delta^*(\omega', k') \cdot \langle h(\mathbf{k}, \omega) h^*(\mathbf{k}', \omega') \rangle + k k' \iiint E F(\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega - \omega_1, \mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \cdot F^*(\omega'_1, \mathbf{k}'_1, \omega' - \omega'_1, \mathbf{k}' - \mathbf{k}'_1) d\omega_1 d\mathbf{k}_1 \cdot d\omega'_1 d\mathbf{k}'_1, \quad (12)$$

$$E = \langle h(\mathbf{k}_1, \omega_1) h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1, \omega - \omega_1) h^*(\mathbf{k}'_1, \omega'_1) h^*(\mathbf{k}' - \mathbf{k}'_1, \omega' - \omega'_1) \rangle,$$

где был использован тот факт, что в предположении о гауссовом законе распределения случайных спектральных амплитуд "линейный" и "нелинейный" члены в левой части уравнения (11) некоррелированы:

$$\langle h(\mathbf{k}, \omega) h^*(\mathbf{k}'_1, \omega'_1) h^*(\mathbf{k}' - \mathbf{k}'_1, \omega' - \omega'_1) \rangle = \langle h^*(\mathbf{k}', \omega') h(\mathbf{k}_1, \omega_1) h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1, \omega - \omega_1) \rangle = 0.$$

Учтем  $\delta$ -корреляцию спектральных амплитуд:

$$\langle h(\mathbf{k}, \omega) h^*(\mathbf{k}', \omega') \rangle = H(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta(\omega - \omega'),$$

$$\langle \Pi(\mathbf{k}, \omega) \Pi^*(\mathbf{k}', \omega') \rangle = P(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta(\omega - \omega'),$$

а также  $h(-\mathbf{k}, -\omega) = h^*(\mathbf{k}, \omega)$ . При гауссовом законе распределения случайных спектральных амплитуд  $-h$ , коррелятор четвертого порядка в (12) можно представить в виде суммы трех слагаемых, одно из которых равно нулю, поскольку в спектре волнения отсутствует нулевая частота. С учетом сделанных замечаний, получим для коррелятора в (12)

$$E = H(\mathbf{k}_1, \omega_1) H(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1, \omega - \omega_1) [\delta(\mathbf{k}'_1 - \mathbf{k}_1) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}' + \mathbf{k}'_1) \delta(\omega_1 - \omega'_1) \delta(\omega - \omega_1 - \omega' + \omega'_1) + \delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}' + \mathbf{k}'_1) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}'_1) (\omega_1 - \omega' + \omega'_1) \delta(\omega - \omega_1 - \omega'_1)]. \quad (13)$$

Используя выражения для коррелятора в виде (13), связь между спектральными плотностями флуктуаций давления атмосферы и высот волнения  $H(\mathbf{k}, \omega)$  можно записать, исходя из уравнения (12) в виде

$$\rho^{-2} k^2 |\Delta(\omega, k)|^{-2} P(\mathbf{k}, \omega) = H(\mathbf{k}, \omega) + |\Delta(\omega, k)|^{-2} \cdot Q(\mathbf{k}, \omega),$$

$$Q(\mathbf{k}, \omega) = k^2 \iiint H(\mathbf{k}_1, \omega_1) H(\mathbf{k}_2, \omega_2) |F(\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2)|^2 \cdot \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) d\omega_1 d\mathbf{k}_1 d\omega_2 d\mathbf{k}_2. \quad (14)$$

Последующий анализ уравнения (14) проведем для изотропной пространственно-временной спектральной плотности высот волнения  $H(\mathbf{k}, \omega)$ :

$$H(\mathbf{k}, \omega) = (2\pi k_F(\omega))^{-1} \delta(\mathbf{k} - k_F(\omega)) S(\omega), \quad \Delta(\omega, k_F(\omega)) = 0, \quad (15)$$

$$\int H(\mathbf{k}, \omega) d\mathbf{k} = S(\omega), \quad \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega = \langle \eta^2 \rangle,$$

где  $S(\omega)$  — частотный спектр океанического волнения. Нелинейный относительно  $H$  член в уравнении (14) с использованием представления пространственно-временной спектральной плотности (15) можно представить в виде

$$Q(\mathbf{k}, \omega) = (2\pi)^{-2} k^2 \iint S(\omega_1) S(\omega - \omega_1) \cdot |F(\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega - \omega_1, \mathbf{k} - \mathbf{k}_1)|^2 \delta(k_1 - k_F(\omega_1)) \delta(|\mathbf{k} - \mathbf{k}_1| - k_F(\omega - \omega_1)) k_F^{-1}(\omega_1) k_F^{-1}(\omega - \omega_1) d\mathbf{k}_1 d\omega_1. \quad (16)$$



Для последующего изложения удобно ввести в функции  $F$  явную зависимость от углов  $\alpha = \hat{\mathbf{k}}_1, \mathbf{k} - \mathbf{k}_1, \beta = \hat{\mathbf{k}}_1, \mathbf{k}$

$$f(\omega_1, \omega, \alpha, \beta) = F(\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega - \omega_1, \mathbf{k} - \mathbf{k}_1) = \omega_1 \left[ \frac{1}{2} (\omega - \omega_1)(1 + \cos\alpha) - \omega(1 - \cos\beta) \right], \quad (17)$$

$$\cos\alpha = [k^2 - k_1^2 - |\mathbf{k} - \mathbf{k}_1|^2] / (2k_1 |\mathbf{k} - \mathbf{k}_1|),$$

$$\cos\beta = [|\mathbf{k} - \mathbf{k}_1| \cos\alpha + k_1] / k.$$

Соотношение (16) может быть проинтегрировано по  $\mathbf{k}$ , для чего перейдем к полярным координатам  $|\mathbf{k}_1|, \vartheta$ . Поскольку результат интегрирования в (16) не зависит от ориентации вектора  $\mathbf{k}$ , а зависит лишь от  $|\mathbf{k}|$ , то полярный угол будем отсчитывать от вектора  $\mathbf{k}$ . Используя известное свойство  $\delta$ -функции можно получить

$$\delta(|\mathbf{k} - \mathbf{k}_1| - k_F(\omega - \omega_1)) = k_F(\omega - \omega_1) k^{-1} k_1^{-1} \cdot |\sin\vartheta_0| [\delta(\vartheta - \vartheta_0) + \delta(\vartheta - 2\pi + \vartheta_0)], \quad (18)$$

$$\cos\vartheta_0 = [k^2 + k_1^2 - k_F^2(\omega - \omega_1)] / (2kk_1).$$

Используя (17), (18), проинтегрируем выражение (16) в полярных координатах  $\vartheta, |\mathbf{k}_1|$

$$Q(k, \omega) = 2^{-1} \pi^{-2} k^2 \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega_1) S(\omega - \omega_1) |f(\omega_1, \omega, \alpha, \beta)|^2 \cdot k_F^{-1}(\omega_1) k_F^{-1}(\omega - \omega_1) |\sin\alpha|^{-1} d\omega_1, \quad (19)$$

$$\cos\alpha = [k^2 - k_F^2(\omega_1) - k_F^2(\omega - \omega_1)] / (2k_F(\omega_1) k_F(\omega - \omega_1)),$$

$$\cos\beta = [k_F(\omega - \omega_1) \cos\alpha + k_F(\omega_1)] / k.$$

Конкретизируем вид пространственно-временной спектральной плотности флуктуаций атмосферного давления. Используем аналогию между обтеканием воздушным потоком шероховатых твердых границ и поверхности океана. При обтекании потоком твердых границ с различной степенью шероховатости нормированная ФПК имеет универсальный вид и радиус корреляции  $\sigma$  определяется отношением скорости потока  $u$  к частоте. Выразим пространственно-временную спектральную плотность  $P(\mathbf{k}, \omega)$  через пространственную корреляционную функцию на частоте  $\omega$ :

$$P(\mathbf{k}, \omega) = (2\pi)^{-2} \int \Gamma_\omega(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

Следуя [4], в качестве пространственной корреляционной функции используем аппроксимацию вида

$$\Gamma_\omega(\mathbf{r}) = P_A(\omega) \exp \left\{ -[(x/x_0)^2 + (y/y_0)^2]^{1/2} + i(x/x_1) \right\}, \quad (20)$$

где  $P_1(\omega) = \Gamma_\omega(0)$  — временная спектральная плотность флуктуаций давления атмосферы у поверхности океана,  $x_0 = au/\omega$  и  $y_0 = bu/\omega$  имеют смысл интервалов корреляции в продольном и поперечном направлениях соответственно. Величина  $x_1 = du/\omega$  определяет масштаб осцилляций в продольном направлении. Безразмерные величины  $a, b, d$  порядка единицы, так что положим далее  $x_0 = y_0 = x_1 = \sigma$ . Пространственно-временная спектральная плотность, соответствующая корреляционной функции (20), имеет вид

$$P(\mathbf{k}, \omega) = (2\pi)^{-1} P_A(\omega) \sigma^2 [1 + \sigma^2(\sigma^{-1} - k_x)^2 + \sigma^2 k_y^2]^{-3/2}, \quad (21)$$

$$\sigma = \gamma u_{10} / \omega,$$

где  $\gamma$  — безразмерный параметр порядка единицы,  $u_{10}$  — скорость ветра, которую будем считать заданной на высоте 10 м относительно невозмущенной поверхности океана.

Проинтегрируем уравнение (14) по  $\mathbf{k}$ . При интегрировании левой части уравнения (14) перейдем к полярным координатам  $|\mathbf{k}|, \varphi$ . После интегрирования левой части уравнения (14) по  $\varphi$  с пространственно-временной спектральной плотностью (21)



имеем

$$\rho^{-2} \int k^2 |\Delta(\omega, k)|^{-2} P(k, \omega) dk = 2\pi^{-1} \rho^{-2} \sigma^2 P_A(\omega) \cdot \int_0^{\infty} k^3 E \left[ 2 \left( \frac{k\sigma}{1 + (1 + k\sigma)^2} \right)^{1/2} \right], \quad (22)$$

$$\cdot |\Delta(\omega, k)|^{-2} R(k\sigma) dk,$$

где  $E(\dots)$  — полный эллиптический интеграл второго рода.  $R = R_A = [1 + (1 - x)^2] \times [1 + (1 + x)^2]^{1/2}$ . Положим значение медленно меняющейся функции  $E$  в (22) равным  $\pi/2$ . Для изотропной модели фигурирующей в (22) пространственно-временной спектральной плотности флуктуаций давления атмосферы  $P(k, \omega)$  (соответствующей корреляционной функции (20) при  $x_1 \rightarrow \infty$ ) в правой части (22) нужно положить  $E = \pi/2$ ,  $R = R_{II} = (1 + x^2)^{3/2}$ . Таким образом, пренебрежение анизотропией в модели спектра пульсаций давления несильно изменяет вид фигурирующей в (22) функции  $R$ . При  $x \gg 1$  функции  $R_A$  и  $R_{II}$  совпадают, а при  $x \ll 1$  отличаются множителем  $2^{3/2}$ . При последующем изложении будем считать спектральную плотность флуктуаций давления атмосферы изотропной и в (22)  $R = R_{II}$ . Воспользуемся тем, что подынтегральное выражение в (22) содержит множитель  $|\Delta(\omega, k)|^{-2}$ , имеющий резонансный характер с конечным максимумом (при учете затухания поверхностных волн) при  $k = k_0$ , где  $k_0$  — вещественный корень уравнения  $\Delta(\omega, k_0) = 0$ . В правой части (22) все сомножители, кроме резонансного, можно вынести из-под интеграла при  $k = k_0$ . Для вычисления интеграла от резонансного множителя учтем затухание поверхностных волн [6]  $\delta = 2,5 \cdot 10^{-4} f^2$  (где  $f$  выражено в Гц, а  $\delta$  в  $c^{-1}$ ), полагая частоту комплексной:

$$I(\omega) = \int_0^{\infty} |\Delta(\omega - i\delta, k)|^2 dk \approx \pi(2\omega\delta g)^{-1}. \quad (23)$$

В случае гравитационно-капиллярных волн [4–8] ( $\Delta(\omega, k) = gk + \frac{T}{\rho} k^3 - \omega^2$ ,  $T$  — коэффициент поверхностного натяжения воды) значение  $I(\omega)$  может быть вычислено, если положить частоту комплексной и аппроксимировать знаменатель подынтегрального выражения в окрестности  $k = k_0$  полиномом второй степени

$$I(\omega) \approx \rho^2 T^{-2} A^{-2} \int_0^{\infty} \{ [2\omega\delta\rho A^{-1} T^{-1}]^2 + (k - k_0)^2 \}^{-1} dk \approx 2^{-1} \pi \rho (\omega\delta A T)^{-1},$$

$$A = 3k_0^2 + g\rho T^{-1}. \quad (23a)$$

В работе [5] отмечается некорректность вычисления в [4] интеграла от резонансного множителя и приводится довольно громоздкое аналитическое выражение отличное от результатов [4]. Автор работы [7] рассчитал  $I(\omega)$ , используя прямое численное интегрирование. Результаты расчета  $I(\omega)$  [4, 5 и 7] существенно различаются, что отмечено [7]. Сравнение результатов расчета  $I$  в работе [7] и по формуле (23a) показывают удовлетворительное согласие, если для коэффициента затухания в (23a) использовать аппроксимацию  $\delta = 2,5 \cdot 10^{-4} f^2$ , принятую в [7].

С учетом сделанных выше замечаний результат интегрирования уравнения (14) имеет вид

$$P_A(\omega) = \rho^2 \sigma^{-2} k_0^{-3} I(\omega)^{-1} R(k_0\sigma) [S(\omega) + G(\omega)],$$

$$G(\omega) = G_+(\omega) + G_-(\omega), \quad (24)$$

$$G_{\pm}(\omega) = \pi^{-1} \int_0^{\infty} k^3 \int_0^{\infty} S(\omega_1) S(\omega \mp \omega_1) \cdot |f(\pm \omega_1, \omega, \alpha, \beta)|^2 k_F^{-1}(\omega_1) k_F^{-1}(\omega \mp \omega_1) \cdot$$

$$\cdot |\sin \alpha|^{-1} |\Delta(\omega, k)|^{-2} d\omega_1 dk.$$

При расчете функции  $G$  в (24) ограничимся частотами и волновыми числами  $\omega_1, k$ , соответствующими вещественным углам  $\alpha, \beta$  между поверхностными волнами. На рис. 1 приведены области в пространстве  $f_1, k(f_1 = \omega_1/(2\pi))$ , соответствующие вещественным  $\alpha, \beta$  для двух фиксированных частот  $\omega$ . Области 1 и 2 на рис. 1 соответст-



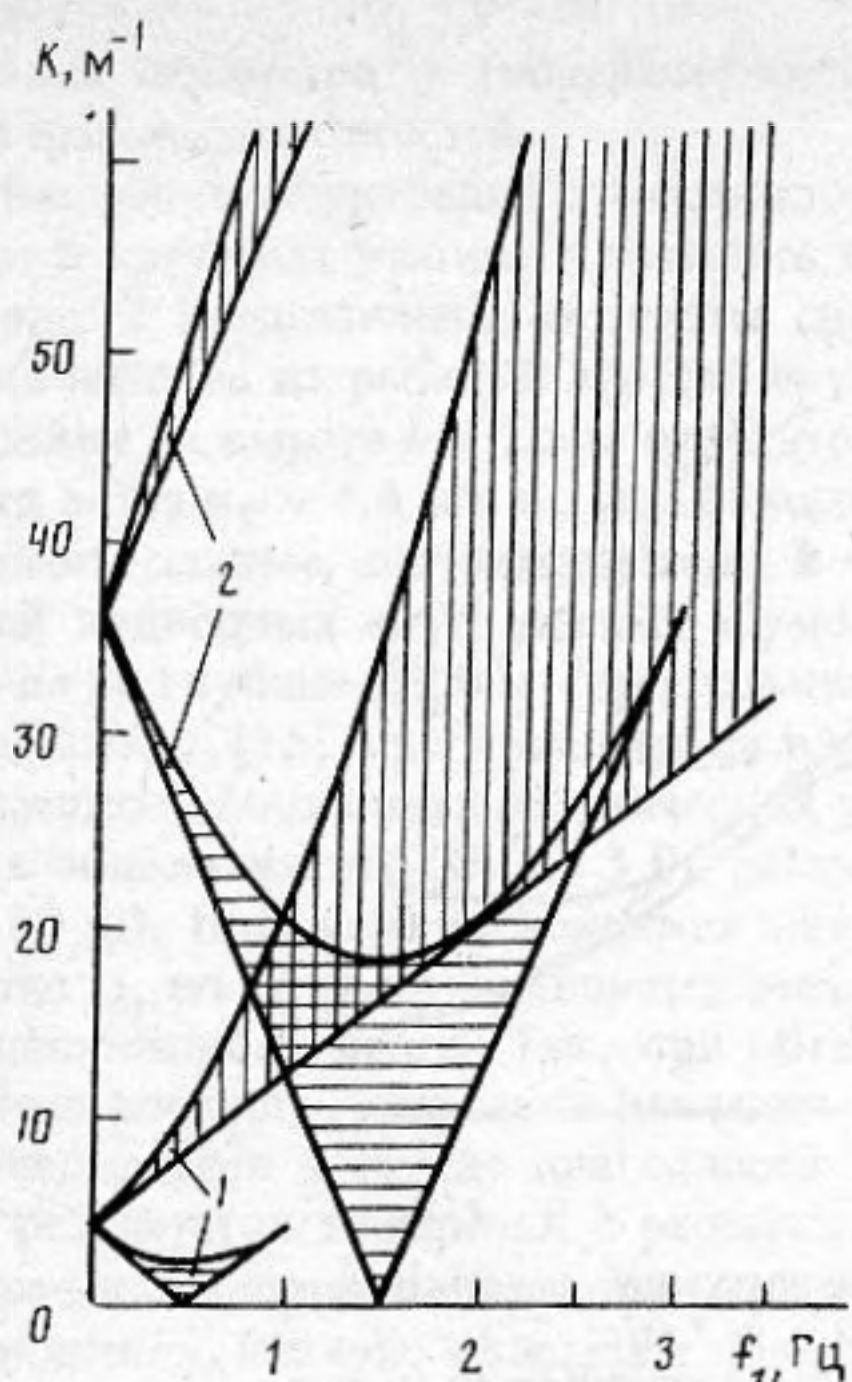


Рис. 1. Области интегрирования при расчете функции  $G$  в уравнении (24): 1 -  $\omega = 6,28$ ; 2 -  $\omega = 18,84$

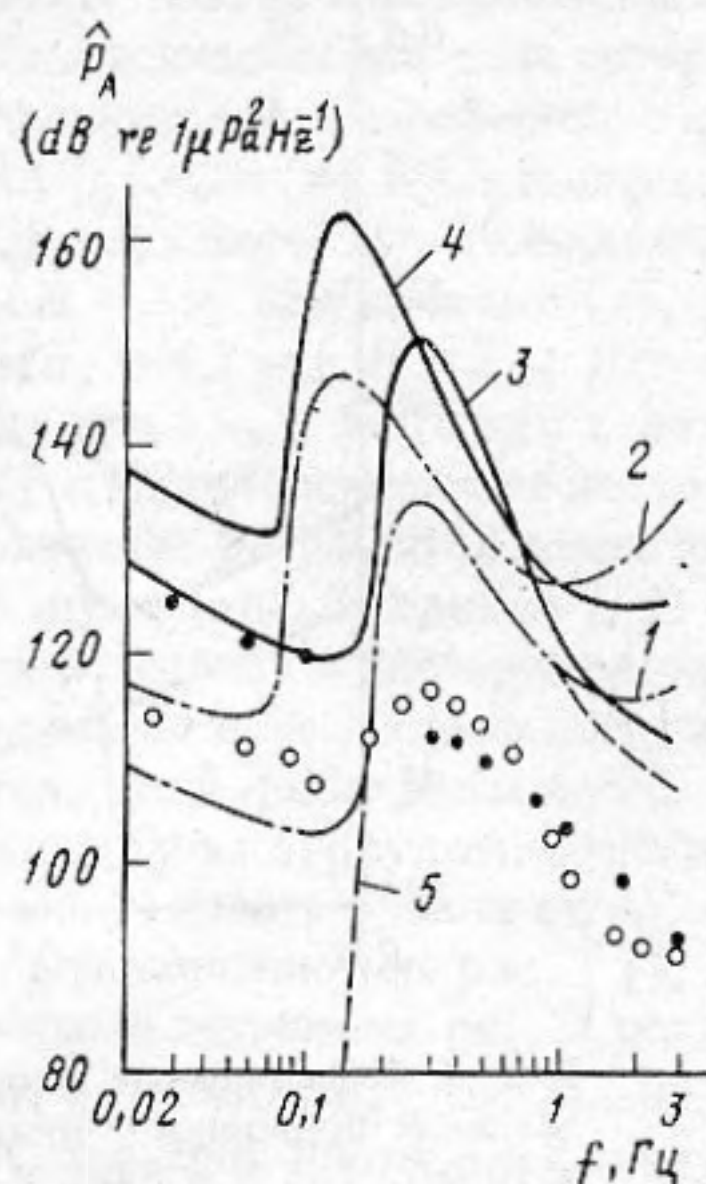


Рис. 2. Спектральные плотности флуктуаций акустического давления шума в атмосфере у поверхности воды: 1, 3, 5 -  $u_{10} = 5$  м/с; 2, 4 -  $u_{10} = 10$  м/с, 1, 2, 5 -  $\gamma = 1$ ; 3, 4 -  $\gamma = 0,1$

вуют частотам  $\omega = 6,28$  и  $\omega = 18,84$  соответственно. Горизонтальной и вертикальной штриховками на рис. 1 показаны области интегрирования при расчете  $G_+$  и  $G_-$  соответственно. Первое слагаемое в квадратной скобке в правой части (24) соответствует линейной теории [4]. В рамках линейной теории спектральная плотность давления ветра на частоте  $\omega$  определяется спектральной плотностью высот океанического волнения на той же частоте. Второе слагаемое в квадратных скобках в правой части (24) обусловлено квадратичным взаимодействием ветровых гравитационных волн. Как следует из (24) и рис. 1, при учете квадратичного взаимодействия поверхностных волн спектральная плотность давления ветра на частоте  $\omega$  определяется значениями  $S(\omega)$  из области частот  $[0, \omega]$  (слагаемое  $G_+(\omega)$ ) и из области частот  $[0, \infty)$  (слагаемое  $G_-(\omega)$ ).

Расчет акустического излучения на глубине  $z$ , обусловленного флуктуациями давления ветра у поверхности океана с корреляционной функцией вида (20) при  $x_1 \rightarrow \infty$ , выполняется аналогично проделанному в [4] и дает

$$P_W(\omega) = 2^{-1} (K\sigma)^2 [1 + 2^{-1} (Kz)^{-2}] P_A(\omega), \quad K = \omega/c, \quad (25)$$

где  $P_W(\omega)$  - спектральная плотность флуктуаций давления акустического шумового поля на глубине  $z$ ,  $c$  - скорость звука в воде. Фигурирующие в (24), (25) спектральные плотности  $P_{A,W}, S$  определены как для положительных, так и для отрицательных частот. Введем для удобства спектральные плотности, определенные только для положительных частот  $\hat{P}_{A,W} = 2P_{A,W}, \hat{S} = 2S$ . При численных расчетах использовалась эмпирическая аппроксимация спектральной плотности высот океанического волнения



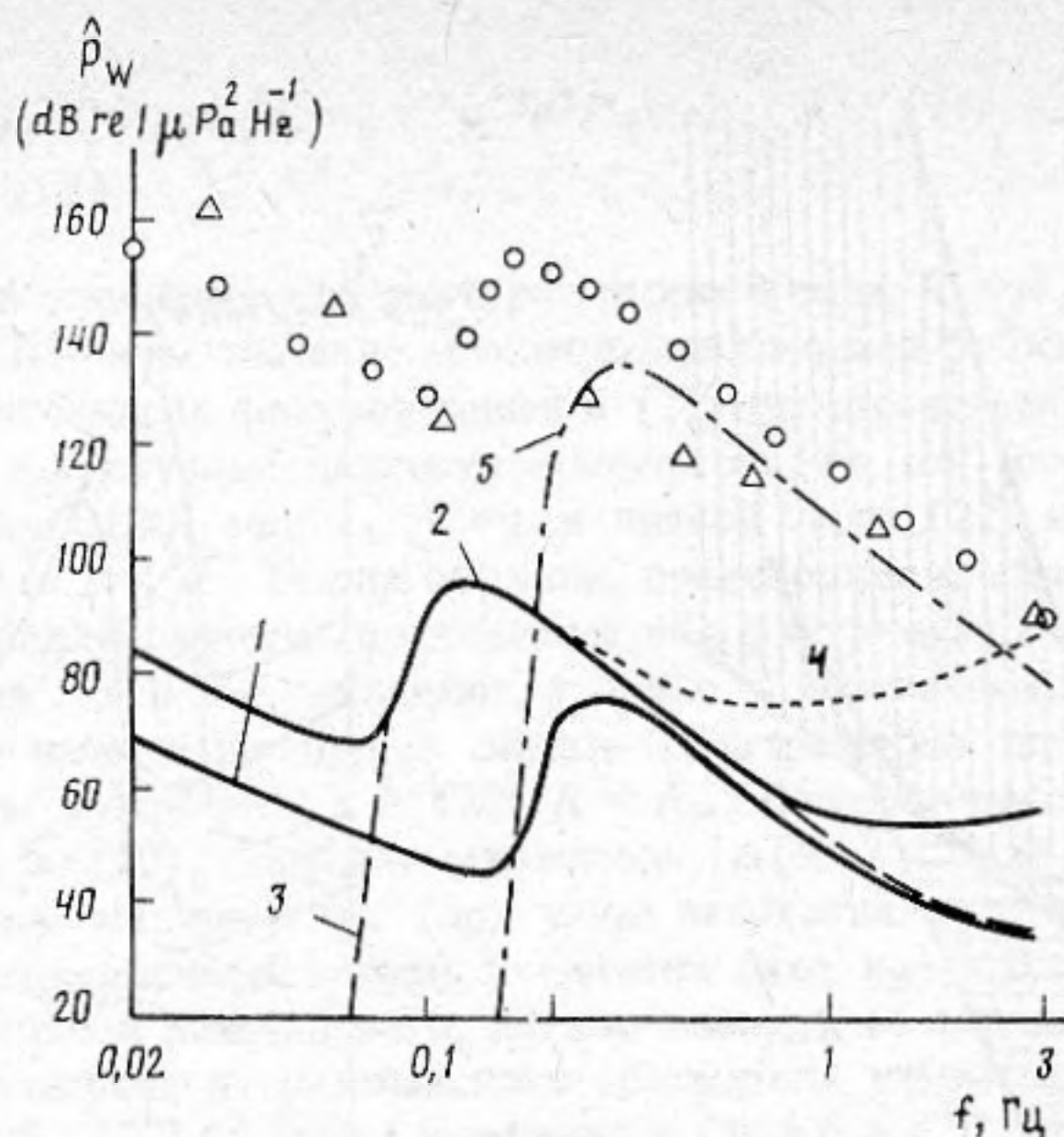


Рис. 3. Спектральные плотности флуктуаций акустического давления подводного шума: 1 —  $u_{10} = 5$  м/с; 2–5 —  $u_{10} = 10$  м/с, 1–3 —  $\gamma = 0,1$ , 4 —  $\gamma = 1$ , 5 — теоретическая модель [2, 3];  $\Delta$  — данные эксперимента [14],  $\circ$  — данные эксперимента [15]

в форме Пирсона–Стэси (ссылка [9] из работы [3])

$$S(\omega) = X(k) k / (d\omega/dk), \quad (26)$$

$$X(k) = \begin{cases} 4,05 \cdot 10^{-3} k^{-4} \exp(-71,2/(k^2 u_{10}^4)), & 0 \leq k \leq k_1 = 166,4/u_{10}^2 \\ 3,1 \cdot 10^{-4} k^{-3} u_{10}, & k_1 \leq k \leq k_2 = 170,7 D^2(u_*)/u_{10}^2 \\ 4,05 \cdot 10^{-3} k^{-4} D(u_*), & k_2 \leq k \leq k_3 = 2,09 \cdot 10^3 u_*^{1/2} / D^{1/6}(u_*) \\ 3,37 \cdot 10^{17} u_*^3 k^{-10}, & k_3 \leq k \end{cases}$$

$$D(u_*) = (1,274 + 2,68u_* + 0,603u_*^2)^2,$$

где  $u_{10}$  — скорость ветра на высоте 10 м,  $u_*$  — динамическая скорость. Полагая, что профиль скорости ветра с высотой определяется зависимостью [10]  $u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}$  ( $\kappa = 0,4$ ,  $z_0 = tu_*^2/g$ ,  $t = 7,8 \cdot 10^{-2}$  — постоянная Чарнока), можно получить приближенное соотношение  $u_* \approx 0,04u_{10}$ .

Результаты численных расчетов спектральных плотностей акустического излучения в атмосфере у поверхности океана и под водой на глубине 1,2 км согласно соотношениям (23)–(26) представлены на рис. 2, 3. Кривые 5 на рис. 2 и 3 на рис. 3 рассчитывались с учетом только первого слагаемого в правой части (24), что соответствует линейной теории [4]. Кривая 5 на рис. 3 построена согласно результатам работ [2, 3] для изотропного спектра поверхностного волнения (26).

Сравнение кривых 1 и 5 на рис. 2 и кривых 2 и 3 на рис. 3 показывает, что вклад первого слагаемого в правой части уравнения (24) является преобладающим лишь для частот близких к частоте спектрального максимума волнения, так что пренебрежение нелинейным относительно  $S$  слагаемым в (24) (что соответствует линейной теории [4]), по крайней мере, в диапазоне частот, представленных на рис. 2, 3, неправомерно. Сравнение кривых 1, 3 и 2, 4 на рис. 2, кривых 1 и 2 на рис. 3 показывает



влияние параметра  $\gamma$  (определяющего интервал корреляции в (22)) на поведение спектральных плотностей.

Измерение флуктуаций атмосферного давления вблизи взволнованной поверхности воды в натуральных условиях являлось предметом исследований ряда авторов [11–13]. На рис. 2 представлены частотные спектры флуктуаций атмосферного давления, заимствованные из работ Эллиотта. Кружочками [11, фиг. 4] представлены данные, полученные на высоте  $h = 2,5$  м относительно невозмущенной поверхности воды при скорости ветра  $u_s = 4,4$  м/с и толщине слоя воды  $H = 2$  м. Кружочками [12, фиг. 2] представлены данные, соответствующие  $h = 0,8$  м,  $u_s = 4,7$  м/с,  $H = 3$  м. Результаты измерений подводных акустических шумов океана при  $u_{10} = 5–10$  м/с в Атлантическом океане на глубине 1200 м (треугольники) [14] и Индийском океане на глубине 4070 м (кружочки) [15] представлены на рис. 3. Сравнение результатов измерений [14, 15] и расчетных подводных акустических уровней шума (рис. 3, кривые 1, 2) показывает, что в области частот  $10^{-2} – 3$  Гц различие между теорией и экспериментом составляет 40–80 дБ. Причиной расхождения между расчетными и экспериментальными данными на рис. 3, по-видимому, является механизм генерации подводного шума, отличный от представленного выше. Так, при обтекании гидрофона турбулентным потоком (подводные течения), пульсации давления в воде могут давать уровни шума, сравнимые с наблюдаемыми в океане для области частот представленной на рис. 3 [4, 16]. Сравнение результатов измерений с расчетными уровнями шумов на рис. 2 показывает, что изложенная теория, по крайней мере для частот ниже частоты спектрального максимума волнения, неплохо описывает поведение спектральной плотности флуктуаций давления в воздухе у поверхности воды. Отметим, что согласно линейной теории [4] частотам ниже частоты спектрального максимума волнения соответствует практически нулевое значение уровня шума.

Таким образом, обобщение теории генерации акустического шума турбулентным ветром, предложенной ранее в работе [4], при учете нелинейного взаимодействия поверхностных волн с турбулентным ветром позволило объяснить особенности поведения частотных спектров флуктуации давления в воздухе у поверхности воды, наблюдаемые в экспериментах.

Автор глубоко признателен С.Д. Чупрову за помощь в работе и Б.Ф. Курьянову за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курьянов Б.Ф. Подводные шумы океана // Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 164–174.
2. Бреховских Л.М. Звуковые волны под водой обусловленные поверхностными волнами в океане // Изв. АН СССР. ФАО. 1966. Т. 2. № 9. С. 970–980.
3. Hughes B. Estimates of underwater sound (and infrasound) produced by nonlinearly interacting ocean waves // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 60. № 5. P. 1032–1039.
4. Исакович М.А., Курьянов Б.Ф. К теории низкочастотных шумов океана // Акуст. журн. 1970. Т. 16. № 1. С. 62–74.
5. Wilson J.H. Very low frequency (VLF) wind generated noise produced by turbulent pressure fluctuations in the atmosphere near the ocean surface // J. Acoust. Soc. Amer. 1979. V. 66. № 5. P. 1499–1507.
6. Wilson J.H. Erratum: Very low frequency (VLF) wind generated noise produced by turbulent pressure fluctuations in the atmosphere near the ocean surface // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. V. 69. № 5. P. 1517–1518.
7. Cato D.H. Comments on Very low frequency (VLF) wind generated noise produced by turbulent pressure fluctuations in the atmosphere near the ocean surface // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. V. 70. № 6. P. 1783–1784.
8. Adair R.G. Comments on the infrasonic noise theory of Isakovitch and Kur'janov and its modification by Wilson // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 81. № 4. P. 1192–1195.
9. Pierson W.J., Stacy R.A. NASA Report CR-2247 // National Technical Information Service. Springfield. VA 22151. 1973.
10. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат. 1980. 319 с.
11. Elliott J.A. Microscale pressure fluctuations measured within the lower atmospheric boundary layer // J. Fluid Mech. 1972. V. 53. P. 2. P. 351–384.



12. *Elliott J.A.* Microscale pressure fluctuations near waves being generated by the wind // *J. Fluid Mech.* 1972. V. 54. P. 3. P. 427-448.
13. *Snyder R.L., Dobson F.W., Elliott J.A., Long R.B.* Array measurements of atmospheric fluctuations above surface gravity waves // *J. Fluid Mech.* 1981. V. 102. P. 1. P. 1-59.
14. *Nichols R.H.* Infrasound ambient noise measurements: Eleuthera // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1981. V. 69. № 4. P. 974-981.
15. *Некрасов В.Н.* Измерение абсолютных значений придонных вариаций давления в диапазоне  $10^{-2}$ - $10^2$  Гц // *Гидрофизические измерения. Тр. НПО ВНИИФТРИ. М.: 1989. С. 60-68.*
16. *Бардышев В.И.* О происхождении низкочастотных подводных шумов океана // *Тр. АКИНА. М.: 1970. Вып. 11. С. 156-160.*

Сухумский филиал НИИ "АТОЛЛ"

Поступила в редакцию  
12.12.90  
После исправлений  
03.12.91

LP. Tonoyan

### LOW-FREQUENCY ACOUSTIC OCEAN NOISE GENERATED BY TURBULENT WIND

A theoretical model of generation of a low-frequency acoustic ocean noise resulting from wind influence on water surface is presented. The finiteness of ocean waves amplitude is taken account for in the process of the solution of the problem of wind-generated waves. A nonlinear relationship between the spectral density of acoustic noise pressure and spectral density of ocean waves is obtained. A comparison of noise levels calculated according to the derived relationships and available in literature acoustic noise levels under water and in the atmosphere close to the ocean surface is made. Numerous calculations have been conducted for the Pierson-Stacy empirical spectrum of ocean waves. It is shown that taking into account the finiteness of ocean waves amplitudes we can explain the characteristics of acoustic noise in the atmosphere close to the ocean surface. The comparison of theoretical levels of underwater acoustic noise with experimental data indicates that within the frequency range from  $10^{-2}$  to 3 Hz the mechanism of underwater noise generation appears to be different from the one presented in this article.