

Л.М.Бреховских, В.В.Гончаров

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ ОКЕАН - АТМОСФЕРА

Показано, что движения в пограничном слое океан - атмосфера, а также взаимодействия между этими движениями могут привести к генерации звуковых волн, распространяющихся в глубь океана. Расчет проводится на основе известной теории Лайтхилла. Показано, что при некоторых условиях звуковое поле на больших расстояниях от пограничного слоя эквивалентно полю эффективных источников, распределенных на границе раздела. Проведена классификация механизмов генерации звука пограничным слоем океан - атмосфера, соответствующая различным типам движениям в океане и атмосфере и взаимодействиям между ними.

Динамические процессы в пограничном слое океан - атмосфера (волны на поверхности океана, турбулентность в воде и воздухе) могут привести к генерации звуковых волн. Отдельные механизмы генерации звука пограничным слоем описаны, например, в работах [1-4]. Расчет интенсивности излучаемого звука проводился различными методами. Так, в работе [1] классическим методом последовательных приближений был рассмотрен механизм излучения звуковых волн при взаимодействии морских поверхностных волн между собой. В работе [2] изучался линейный механизм генерации шумов в океане атмосферными пульсациями давления на его поверхности, обусловленными турбулентным ветром. В работах [3-4] исследование излучения звука приповерхностным слоем океана проводилось на основе теории Лайтхилла [5] генерации звука аэро- и гидродинамическими потоками. Такой подход позволил рассчитать генерацию звука при взаимодействии поверхностных волн и океанической турбулентности.

К настоящему времени наиболее полно исследованы именно эти три механизма генерации низкочастотных шумов океана. В работе [4] проведен спектральный анализ излучаемого звука при воздействии каждого из этих механизмов и дано сравнение полученного спектра с экспериментальными данными о низкочастотных шумах океана динамического происхождения. При этом показано, что указанные механизмы могут определять низкочастотные шумы океана в соответствующих частотных диапазонах.

В настоящей работе на основе общей теории Лайтхилла, развитой в работе [4], дано сравнительно полное описание основных механизмов генерации звука, обусловленных движением воды и воздуха в пограничном слое океан - атмосфера^{х)}. При некоторых не очень жестких условиях задача о генерации звука пограничным слоем сводится к задаче об излучении звука эффективными источниками, распределенными на невозмущенной поверхности океана. Это обстоятельство значительно упрощает расчет частотного спектра излучаемого звука. При этом спектр явно выражается через двумерный спектр поверхностного волнения, пространственно-временные спектры пульсаций турбулентной скорости в океане и нормальную производную пульсации давления в турбулентной атмосфере.

К сожалению, в настоящее время статистические характеристики пограничного слоя мало известны. Поэтому в данной работе рассматриваются порядки величины интенсивности звука, излучаемого при действии каждого из механизмов. Это, однако, позволяет оценить возможный вклад каждого из механизмов в генерацию низкочастотных шумов океана.

Интегральное представление звукового поля

Рассмотрим модель пограничного слоя океан - атмосфера, предусматривающую два полупространства $z > 0$ и $z < 0$, рис. I, заполненных соответственно водой и воздухом. Невозмущенная плотность среды и скорость звука в ней принимают в полупространствах $z > 0$ и $z < 0$ значения ρ , c и ρ_1 , c_1 соответственно. В некотором пограничном слое $z_{m1} < z < z_m$ среда находится в произвольном движении, что приводит к смещению границы раздела на величину $\zeta(x, y, t)$. В результате процессов, происходящих при движении среды в пограничном слое, могут излучаться звуковые волны. Требуется на основе статистических характе-

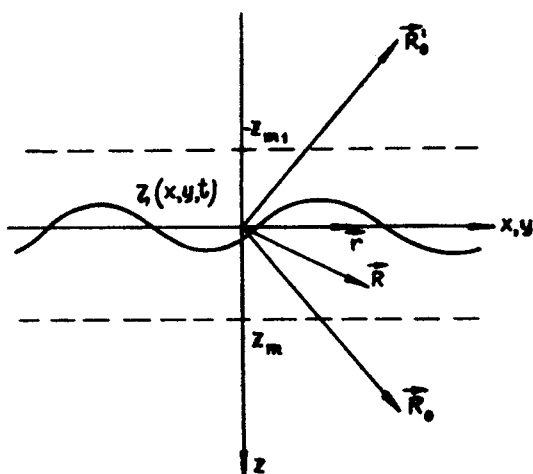


Рис. I. Модель пограничного слоя океан - атмосфера

х) Несколько в стороне стоит вопрос, который не рассматривается в данной работе, о генерации звука кавитационными пузырьками, возникающими в верхних слоях воды в результате волнения [6].

ристик движения сред в пограничном слое определить характеристики звукового поля, излучаемого в воду.

По теории Лайтхилла, движение среды в области вне пограничного слоя характеризуется малыми отклонениями от равновесного состояния. Следовательно, для описания этого движения можно воспользоваться линейными уравнениями гидродинамики, из которых следует, в частности, волновое уравнение для звукового давления.

Сложнее обстоит дело в пределах пограничного слоя, где следует исходить из точных уравнений гидродинамики. Однако, как показал Лайтхилл, и в этом случае уравнение для флуктуаций плотности можно записать в виде волнового уравнения с правой частью (неоднородное волновое уравнение). Если пренебречь нелинейностью уравнения состояния и поглощением звука, то основное уравнение теории Лайтхилла для давления p во всем пространстве можно записать в виде

$$\Delta p - \frac{1}{c_n^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = f(\vec{R}, t), \quad (1)$$

где

$$f(\vec{R}, t) = \begin{cases} -\rho_n \frac{\partial^2 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j}, & -z_{m1} < z < z_{m2}; \\ 0, & z < -z_{m2}, z > z_{m1}, \end{cases} \quad (2)$$

$c_n = c$, $\rho_n = \rho$ при $z > 0$ и $c_n = c_1$, $\rho_n = \rho_1$ при $z < 0$, $\vec{R} = \{x, y, z\}$. В (2) для удобства записи введены тензорные обозначения: $x = x_1$, $y = x_2$, $z = x_3$, v_i — проекция скорости частиц среды в произвольном движении на i -ю ось, по повторяющимся индексам предполагается суммирование.

Пользуясь формулой Грина, решение уравнения (1) легко записать в интегральной форме. При этом в зависимости от выбора функции Грина необходимо знать давление или его нормальную производную на невозмущенной (плоской) границе раздела $z = 0$.

При излучении звука в океан звуковое поле в точке наблюдения $\vec{R}_0 = \{x_0, y_0, z_0\}$ и в момент времени t_0 можно записать в виде

$$p(\vec{R}_0, t_0) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \left\{ \frac{f(\vec{R}, t_0 - \frac{|\vec{R} - \vec{R}_0|}{c})}{|\vec{R} - \vec{R}_0|} - \frac{f(\vec{R}, t_0 - \frac{|\vec{R} - \vec{R}'_0|}{c})}{|\vec{R} - \vec{R}'_0|} \right\} dV -$$

$$-\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \int \frac{p(\bar{r}, t_0 - \frac{|\bar{r} - \bar{r}_0|}{c})}{|\bar{r} - \bar{r}_0|} d\bar{r}, \quad (8)$$

где $\bar{r}'_0 = \{x_0, y_0, z_0\}$;

$$\bar{r} = \{x, y\};$$

V - область пространства, ограниченная плоскостями $S (z = 0)$ и $z = z_m$.

Входящие в выражение (3) пульсации давления на плоскости $z = 0$ были получены в работе [4] из условия равенства давлений на границе с вакуумом $z = \zeta(x, y, t)$ и выражались через $\zeta(x, y, t)$. В нашем случае необходимо учесть атмосферные пульсации давления p_a . Пренебрегая членами порядка отношения невозмущенных плотностей в атмосфере и океане, имеем

$$p|_{z=0} = -\rho \left(g - \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \right) \zeta + p_a|_{z=0} + \frac{\partial p_a}{\partial z} \Big|_{z=0} \zeta + O(\zeta^3), \quad (4)$$

где g - ускорение силы тяжести.

Для пульсаций звукового давления, излучаемого в атмосферу, также можно получить выражение, аналогичное выражению (3). Однако в этом случае простым способом получить условие, аналогичное выражению (4), не удастся. Поэтому здесь более целесообразно представить звуковое поле через нормальную производную звукового давления на плоскости $z = 0$, ибо последняя величина может быть получена из кинематического условия на границе раздела $z = \zeta(x, y, t)$. В данной работе не будем останавливаться на этом вопросе и ограничимся исследованием излучения звука в океан.

Заметим, что интеграл по объему в выражении (3) содержит только квадратичные по скорости частиц члены, поэтому им описывается излучение звука при нелинейных взаимодействиях в среде. В случае безграничного однородного пространства, который рассматривался Лайтхиллом, этот интеграл соответствовал объемным квадрупольным источникам. В работе [4] показано, что при наличии свободной поверхности, какой можно считать границу раздела вода - воздух, объемный интеграл в выражении (3) преобразуется к сумме нового интеграла по объему, соответствующего квадрупольным источникам звука, и некоторого поверхностного интеграла, связанного с диполь-

ными источниками звука, распределенными на плоскости $z = 0$. Причем, второй интеграл значительно превышает первый, если выполнены условия:

$$z_0 \gg z_m; \quad z_m \ll c\tau_n, \quad (5)$$

где τ_n - характерный масштаб времени в приповерхностном движении. Первое условие выражения (5) легко выполняется, если рассматривать звуковое поле достаточно далеко от поверхности, второе - для реальных случаев пограничного слоя океан - атмосфера также обычно выполняется.

Если учесть еще и выражение (4), то давление в точке наблюдения можно записать в виде

$$p = - \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \int \frac{\left[-\rho g \zeta + p_a + \frac{1}{2} \rho \frac{d^2(\zeta^2)}{dt^2} + \frac{dp_a}{dz} \zeta \right]_{t=t_0 - \frac{|\vec{R}-\vec{R}_0|}{c}}}{|\vec{R}-\vec{R}_0|} d\vec{r}. \quad (6)$$

Заметим, что выражение (6) соответствует заданному на плоскости $z = 0$ некоторому распределению дипольных источников, что приводит к косинусоидальной характеристике направленности излучения ($p \sim \cos \psi$, где ψ - угол между направлением распространения волны и осью z).

Остановимся теперь на основных механизмах генерации звука. Предположим, что смещение границы раздела $\zeta(x, y, t)$ складывается из смещений, обусловленных поверхностным волнением и турбулентностью в океане: $\zeta = \zeta_b + \zeta_T$. Тогда квадратную скобку в выражении (6) можно записать в виде

$$\begin{aligned} [] = & -\rho g \zeta_b - \rho g \zeta_T + p_a \Big|_{z=0} + \frac{1}{2} \rho \frac{\partial^2(\zeta_b^2)}{\partial t^2} + \\ & + \rho \frac{\partial^2(\zeta_b \zeta_T)}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \rho \frac{\partial^2(\zeta_T^2)}{\partial t^2} + \frac{\partial p_a}{\partial z} \Big|_{z=0} \zeta_b + \frac{\partial p_a}{\partial z} \Big|_{z=0} \zeta_T, \end{aligned} \quad (7)$$

а выражение для звукового давления соответственно в виде

$$p = p_b + p_T + p_A + p_{bT} + p_{TT} + p_{bA} + p_{TA}. \quad (8)$$

Здесь каждый член соответствует отдельному слагаемому в выражении (7) (слагаемые записаны в том же порядке). Первые три члена описывают генерацию звука в линейном приближении, остальные - в квадратичном. При этом p_b - пульсации давления под поверхностной волной, быстро убывающие при удалении от поверхности; p_t - пульсации давления, вызванные турбулентными смещениями поверхности; p_a - звуковая волна в воде, вызванная турбулентными пульсациями давления в атмосфере. Кроме них имеются звуковые волны, вызванные взаимодействием волн на поверхности p_{bb} , взаимодействием поверхностных волн с турбулентностью в воде p_{bt} , нелинейным взаимодействием турбулентных движений в воде p_{tt} , взаимодействием волн с турбулентностью в атмосфере p_{ba} , взаимодействием турбулентности в атмосфере и в воде через поверхность p_{ta} .

Рассмотрим последовательно каждый механизм генерации звука. В первую очередь обратимся к линейным механизмам.

Поверхностное волнение. Как уже отмечалось выше, этот механизм приводит к экспоненциально убывающим с глубиной пульсациям давления и не является существенным.

Турбулентная составляющая волнения. Этому механизму соответствует слагаемое p_t в выражении (8), равное

$$p_t(\bar{R}_0, t_0) = \frac{\rho g}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \int \frac{\epsilon_t(x, y, t_0 - \frac{|\bar{R} - \bar{R}_0|}{c})}{|\bar{R} - \bar{R}_0|} d\tau. \quad (9)$$

Поскольку в турбулентности нет жесткой связи между длиной волны и частотой спектральной компоненты (аналогичной дисперсионному уравнению для поверхностных волн), то в спектре ϵ_t можно ожидать наличие компонент, фазовая скорость которых больше скорости звука в воде. Это приведет к излучению звука.

В работе [4] приведено выражение для частотного спектра звука, излучаемого под действием этого механизма

$$P_t^2(\Omega) = \rho^2 g^2 \Omega^{-2} \int_{k < \frac{\Omega}{c}} F_t(\bar{k}, \Omega) d\bar{k}, \quad (10)$$

где $F_t(\bar{k}, \Omega)$ - спектр пространственно-временной функции корреляции вертикальной компоненты турбулентной скорости на поверхности океана; Ω - частота; $\bar{k} = \{k_x, k_y\}$; $k = |\bar{k}|$. При этом основной вклад в $P_t^2(\Omega)$ вносят только те спектральные компоненты, для которых $k < \frac{\Omega}{c}$. В работе [7] было высказано предположение, что мак-

симум излучения звука следует ожидать на той гармонике ε_T , которая соответствует частоте капиллярных волн и длине волны гравитационных волн. Для этого случая, воспользовавшись гипотезой подобия Колмогорова, имеем (см. также работу [4]):

$$\left\{ \begin{array}{l} F_T(\vec{k}, \Omega) = \varepsilon^2 \Omega^{-5} \varphi\left(\frac{\varepsilon^{\frac{1}{3}} k}{\Omega^{\frac{1}{3}}}\right); \\ \varphi(x) = x_0^{\frac{1}{3}} x^{-3} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x_0}{x}\right)^2}, \quad x_0 = \varepsilon^{\frac{1}{3}} k_2 \omega_k^{-\frac{2}{3}}. \end{array} \right. \quad (\text{II})$$

Здесь ε - средняя удельная диссипация энергии в турбулентность в окрестности волнового числа k_2 , соответствующего максимуму спектра гравитационных волн, и частоты ω_k , соответствующей максимуму спектра капиллярных волн.

Подстановка выражения (II) в выражение (I0) приводит к следующему выражению для спектра $P_T^2(f)$ ($f = \Omega/2\pi$):

$$P_T^2(f) = 2^{-\frac{7}{2}} \pi^{-\frac{5}{2}} \rho^2 g^2 \varepsilon^{\frac{2}{3}} k_2^{-\frac{2}{3}} \omega_k f^{-4}, \quad f > 10 \text{ гц}. \quad (\text{I2})$$

Поскольку

$$\varepsilon \sim U^3, \quad k^2 \sim U^{-2}, \quad (\text{I3})$$

где U - скорость ветра, то

$$P_T^2(f) \sim U^{\frac{10}{3}} f^{-4}. \quad (\text{I4})$$

Атмосферные пульсации давления. Этот механизм (слагаемое p_A в выражении (8) определяет генерацию звука распределением пульсаций давления на поверхности океана, которые в свою очередь вызваны действием турбулентного ветра. С одной стороны, эти пульсации согласно теории Филлипса [8] порождают поверхностные волны. За это ответственны медленные компоненты пульсаций (движущиеся со скоростью поверхностных волн). С другой стороны, быстрые компоненты пульсаций могут излучать звуковые волны. Этот механизм генерации звука подробно исследовался в работе [2].

Основная трудность расчета заключается в определении пространственно-временного спектра пульсаций давления в явном виде. В работе [2] он рассчитывался на основе теории обтекания воздуш-

ным потоком в отдельности гладкой и шероховатой твердых границ и явным образом выражался через частотный спектр пульсаций давления на поверхности океана. Последний на основе линейной теории генерации поверхностных волн атмосферными пульсациями давления связывался с частотным спектром поверхностного волнения. Такой подход оказался весьма результативным, однако он основывался на ряде предположений, справедливость которых трудно обосновать. Например, расчет генерации поверхностных волн ветром проводился на основе линейной теории, в то время как общепринято считать, что генерация происходит значительно сложнее [8] x).

Частотный спектр излучаемого звука, полученный на основе соответствующего выражения из работы [2], для больших глубин может быть представлен как

$$P_{\lambda}^2(f) = \frac{2^5 \pi^3 \rho_1^2 \gamma_{эфф}}{g c^2} u^3 f^4 \Phi(f) F(f), \quad (15)$$

где

$$F(f) = \begin{cases} 1, & f < 13,5 \text{ гц}; \\ \frac{3}{4} g \left(\frac{\rho}{\sigma} \right)^{\frac{1}{3}} (2\pi f)^{-\frac{4}{3}}, & f > 13,5 \text{ гц}; \end{cases}$$

$\Phi(f)$ — частотный спектр волнения;

$\gamma_{эфф}$ — эффективный коэффициент вязкости;

$$\gamma = \frac{\sigma}{\rho};$$

σ — коэффициент поверхностного натяжения.

Спектр $\Phi(f)$ в работе [2] на основе экспериментальных данных в частотном диапазоне ($1 \text{ гц} < f < 100 \text{ гц}$) выбирался как

$$\Phi(f) = 10^{-\frac{3}{2}} u^{0,48} f^{-4,84}.$$

Заметим, что последнее выражение справедливо лишь для гравитационных волн ($f < 13,5 \text{ гц}$). На частотах, больших 13,5 гц, следо-

x) В недавно появившейся работе [9] на основе линейной теории сделана попытка связать пространственно-временной спектр пульсаций атмосферного давления со стандартной характеристикой турбулентной атмосферы — спектром пульсаций вертикальной компоненты турбулентной скорости вне пограничного слоя атмосферы, где турбулентность можно считать однородной.

вало бы воспользоваться спектром капиллярных волн, для которых, например, по теории Филиппса [8] $\Phi(f) \sim f^{-\frac{7}{2}}$. Это приведет к результатам, существенно отличным от полученных в работе [2].

Перейдем теперь к механизмам генерации звука в океан, связанным с нелинейными взаимодействиями в пограничном слое океан-атмосфера. Взаимодействие поверхностных волн между собой (ВВ-взаимодействие) и взаимодействие поверхностных волн с турбулентностью (ВТ-взаимодействие) исследовались в работах [1,3,4]. Для частотного спектра излучаемого звука получены следующие результаты.

ВВ-взаимодействие.

$$P_{\text{ВВ}}^2(f) \approx \begin{cases} 4,5 \cdot 10^{-7} \frac{g^2 q^6}{c^2} f^{-7}, & 1_{\text{Гц}} < f < 27_{\text{Гц}}; \\ 4,6 \cdot 10^{-3} \frac{g^2 \gamma^2}{c^2} f, & f > 27_{\text{Гц}}. \end{cases} \quad (16)$$

При расчете ВВ-взаимодействия волнение предполагалось полностью развитым. Поэтому в интервале равновесия [8] спектр волнения, а следовательно, и спектр $P_{\text{ВВ}}^2(f)$ не зависят от скорости ветра.

ВТ-взаимодействие.

$$P_{\text{ВТ}}^2(f) = 3 \cdot 10^{-5} \frac{g^2 q^{\frac{7}{2}}}{c^2} \varepsilon^{\frac{1}{2}} k^{\frac{7}{2}} f^{-4}, \quad f > 1_{\text{Гц}}. \quad (17)$$

Отсюда, используя выражение (13), имеем

$$P_{\text{ВТ}}^2 \sim u^{\frac{4}{3}} f^{-4}. \quad (18)$$

ТТ-взаимодействие. Генерация звука при нелинейных взаимодействиях в морской турбулентности (ТТ-взаимодействие) описывается слагаемым $P_{\text{ТТ}}$ в выражении (8), которое можно представить как

$$P_{\text{ТТ}}(\bar{R}_0, t_0) = -\frac{g}{4\pi} \frac{\partial^3}{\partial t_0^2 \partial z_0} \int \epsilon^2 \left(\bar{r}, t_0 - \frac{|\bar{R} - \bar{R}_0|}{c} \right) \frac{d\bar{r}}{|\bar{R} - \bar{R}_0|}. \quad (19)$$

Механизм такого излучения при несколько ином подходе исследовался в работе [10], где оценивался частотный спектр излучаемого звука и высказывалось предположение, что ТТ-взаимодействие

является главным источником низкочастотных шумов океана во время шторма. Исходным выражением при расчете спектра звука в работе [10] являлся интеграл по объему, аналогичный приведенному в выражении (3). При этом оценка спектра в работе [10] явно завышена. Исследование на основе полной формулы (3) показывает, что главный вклад в шумы при ТТ-взаимодействии вносит поверхностный интеграл, а именно, член $\rho c_T \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}$, который в работе [10] не учитывался. Заметим, что этот член можно записать в виде

$$F = m \frac{dw}{dt},$$

где $m = \rho c_T$ - масса смещающегося элемента жидкости, а $\frac{dw}{dt} = \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}$ - его ускорение. Соответствующая сила и определяет источники, распределенные на невозмущенной поверхности океана.

Выражение для частотного спектра звука, излучаемого при ТТ-взаимодействии, исходя из выражения (19), в соответствии с работой [4, § 13] можно получить в виде

$$P_{TT}^2(\Omega) = \frac{\rho^2}{4} \Omega^4 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^2(\Omega - \omega)^2} \int_{|\vec{k}_1 + \vec{k}_2| < \frac{\Omega}{c}} F_T(\vec{k}_1, \omega) F_T(\vec{k}_2, \Omega - \omega) d\vec{k}_1 d\vec{k}_2, \quad (20)$$

где $\vec{k}_1 \equiv \{k_{1x}, k_{1y}\}$, $\vec{k}_2 \equiv \{k_{2x}, k_{2y}\}$.

Если использовать для $F_T(\vec{k}, \Omega)$ выражение, аналогичное выражению (II), считая $x_0 = \varepsilon^{\frac{1}{2}} k_0 \omega_0^{-\frac{1}{2}}$ (k_0 и ω_0 - волновое число и частота, соответствующие максимуму спектра турбулентности), то получим оценку спектра излучаемого звука

$$P_{TT}^2(f) \approx \frac{8}{3} \pi^{-\frac{1}{2}} \frac{\rho^2}{c^2} \varepsilon^{\frac{4}{3}} k_0^{-\frac{10}{3}} \omega_0^{\frac{7}{2}} f^{-\frac{5}{2}}. \quad (21)$$

Учтя выражение (13) и слабую зависимость k_0 и ω_0 от скорости ветра, получим

$$P_{TT}^2 \sim U^4 f^{-\frac{5}{2}}. \quad (22)$$

ВА-взаимодействие. Генерация звука при взаимодействии волн с атмосферой (ВА-взаимодействие) описывается слагаемым

$$p_{BA}(\vec{R}_0, t_0) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z_0} \int_S \frac{\left[\frac{\partial p_a}{\partial z} \epsilon_B \right]_{t=t_0 - \frac{|\vec{R}-\vec{R}_0|}{c}}}{|\vec{R}-\vec{R}_0|} d\vec{r}. \quad (23)$$

Представив ϵ_B и $\frac{\partial p_a}{\partial z} \Big|_{z=0}$ в выражении (23) в виде интегралов Фурье-Стилтьеса, нетрудно получить выражение для частотного спектра излучаемого звука

$$P_{BA}^2(\Omega) = \int_{|\vec{\omega} + \vec{k}| < \frac{\Omega}{c}} \alpha_B^2(\vec{\omega}) G_p[\vec{k}, \omega - \omega(\vec{\omega})] d\vec{\omega} d\vec{k}. \quad (24)$$

Здесь $\alpha_B^2(\vec{\omega})$ - двумерный спектр поверхностного волнения $\vec{\omega} \equiv \{\omega_x, \omega_y\}$, $\vec{k} \equiv \{k_x, k_y\}$, а $G_p(\vec{k}, \omega)$ - спектр пространственно-временной функции корреляции величины $\frac{\partial p_a}{\partial z} \Big|_{z=0}$.

Для оценки спектра звука предположим, что $G_p(\vec{k}, \omega) \simeq k^2 F_p(\vec{k}, \omega)$ где $F_p(\vec{k}, \omega)$ - спектр пространственно-временной функции корреляции атмосферных пульсаций давления $p_a|_{z=0}$ на невозмущенной поверхности океана. Кроме того, примем для оценки порядков величин, что процессы, характеризуемые величинами ϵ_B и $p_a|_{z=0}$, стационарны и изотропны. Тогда

$$P_{BA}^2(\Omega) \simeq \frac{2\pi^2 \Omega^2}{c^2} \int_0^\infty k^2 \alpha_B^2(k) F_p(k, \Omega) k dk. \quad (25)$$

Спектр изотропного волнения $\alpha_B^2(k)$ легко связывается с частотным спектром волнения, который примем согласно работе [II] (см. также работу [4, § 14]) в виде

$$\Phi(\omega) \simeq 8,1 \cdot 10^{-3} g^2 \omega^{-5} e^{-0,74 \left(\frac{\omega_2}{\omega}\right)^4}, \quad \omega_2^2 = g k_2. \quad (26)$$

Спектр $F_p(k, \Omega)$ согласно работе [9] выразим через пространственно-временной спектр вертикальной компоненты скорости за пределами пограничного слоя атмосферы $F_T(k, \Omega)$

$$F_p(k, \Omega) = C(k, \Omega) F_T(k, \Omega). \quad (27)$$

Оценка передаточной функции $C(k, \Omega)$ показывает, что в интересующем нас диапазоне частот и волновых векторов ее можно принять независимой от k и Ω . Тогда, воспользовавшись для спектра $F_T(k, \Omega)$ выражением, аналогичным выражению (II), получим

$$P_{BA}^2(f) \approx 2^{-\frac{1}{2}} \pi^{-\frac{3}{2}} 10^{-3} \frac{\bar{C}}{C^2} g^2 k_s^{-\frac{2}{3}} \varepsilon^{\frac{2}{3}} f^{-3}, \quad (28)$$

откуда, учитывая выражение (I3), получим

$$P_{BA}^2 \sim U^{\frac{10}{3}} f^{-3}. \quad (29)$$

ТА-взаимодействие. Расчеты на основе гипотез, аналогичных принятым для ВА-взаимодействий, показывают, что взаимодействие турбулентности океана с атмосферой (ТА-взаимодействие) приводит лишь к незначительным пульсациям звукового давления.

Анализ результатов

Сравнение полученных выше результатов с экспериментальными данными для низкочастотных подводных шумов океана затруднено отсутствием параллельных измерений пространственно-временных спектров волнения и турбулентности. Более того, расчет спектра звука проводился при предположении наличия корреляции между пульсациями скорости в волнах и турбулентности звуковой частоты на расстояниях порядка длины звуковой волны (линейные механизмы) и порядка длины поверхностной волны (нелинейные механизмы). Проверка на опыте такого рода гипотезы пока не представляется возможной. Однако все же полезно оценить порядки величин интенсивности звука, излучаемого рассмотренными выше процессами, что позволит приближенно установить, в какой области частот воздействие данного механизма может вносить вклад в низкочастотные шумы океана. Расчеты проводились на основе формул (I2)-(28) при фиксированной скорости ветра 15 м/сек. Входящие в указанные формулы параметры оценивались следующим образом: величина k_s рассчитывалась на основе данных, приведенных в работе [II] - $f_s \approx 0,1$ гц при $U = 15$ м/сек; $f_k = \frac{\omega_k}{2\pi} \approx 20$ гц; значение k_0 соответствовало масштабу 100 м, в окрестности которого можно ожидать переход энер-

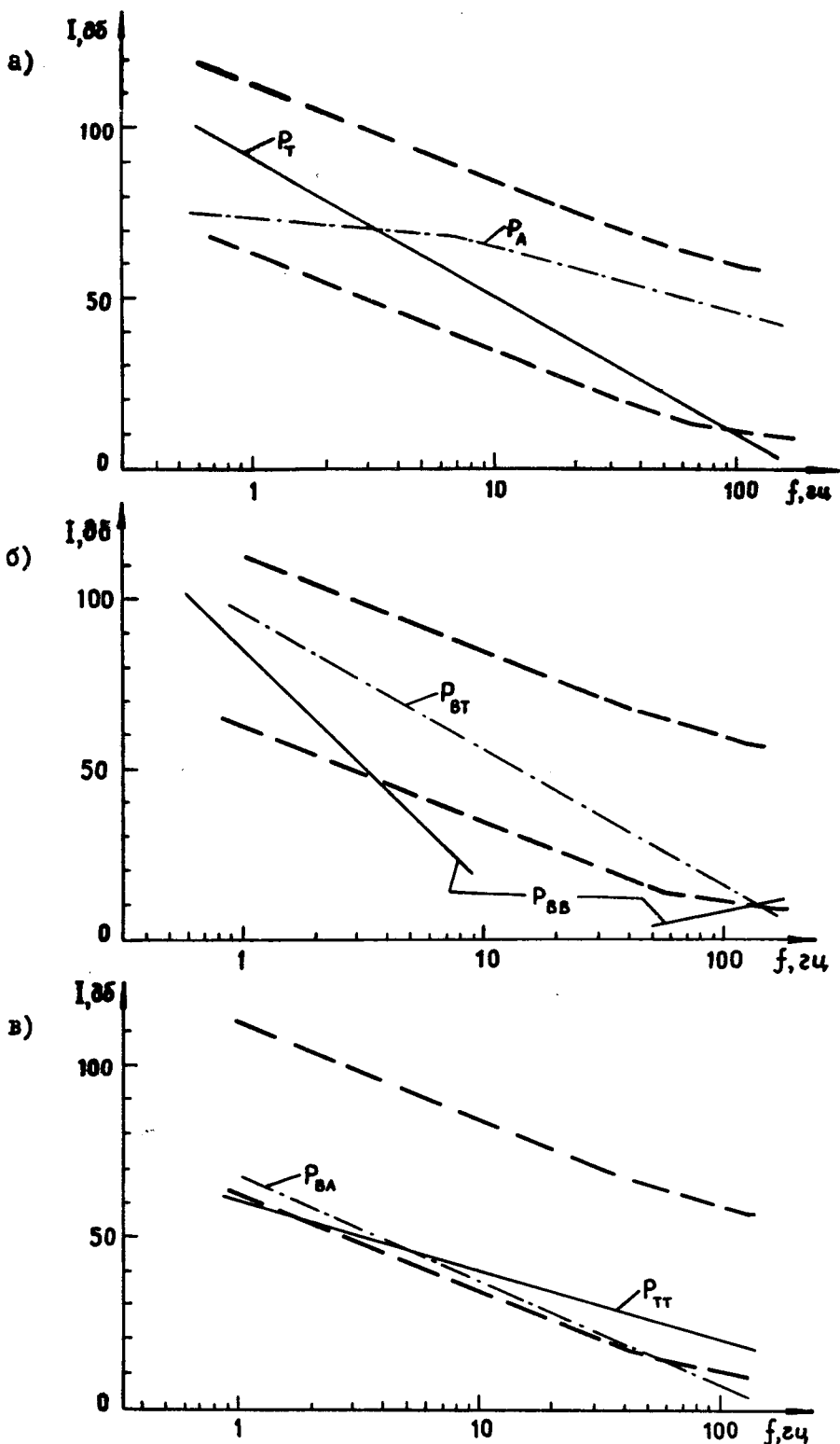


Рис.2. Зависимость интенсивности излучаемого звука от частоты для различных механизмов генерации (--- - линии, ограничивающие область наблюдения шумов при измерениях (заимствованы из работы [14])

гии в турбулентность от поверхностных волн (см. работу [12]); величина ω_0 рассчитывалась на основе гипотезы замороженной турбулентности и полагалась равной 0.01 гц; значение ϵ выбиралось различным для разных механизмов и в соответствии с работой [13] заключалось в пределах от $10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}^3$ (турбулентная составляющая волнения) до $10 \text{ см}^2/\text{сек}^3$ (ВТ-взаимодействие).

Результаты расчета приведены на рис.2, где по оси абсцисс в логарифмическом масштабе отложена частота, а по оси ординат - интенсивность звука в децибелах (величина $J = 10 \lg \frac{P^2(f)}{P_0^2}$, $P_0 = 2 \cdot 10^{-4}$).

На основе расчетов составлены табл.1 и 2, где указан частотный диапазон, в котором данный механизм при определенных значениях скорости ветра может обусловить заметный вклад в шум океана и, приведен вид зависимости спектра излучаемого звука от частоты и скорости ветра.

Т а б л и ц а I

Линейные механизмы генерации звука

Тип механизма	Частотный диапазон, гц	Зависимость от скорости ветра и частоты
Поверхностные волны	Не излучают звук	
Турбулентная составляющая волнения	От 1 - 2 до 100 - 200	$u^{\frac{10}{3}} f^{-4}$
Атмосферные пульсации давления	От 1 - 2 до 200 - 400	$u^{3,48} f^{-0,54}, f < 13,5 \text{ гц}$ $u^{3,48} f^{-1,9}, f > 13,5 \text{ гц}$

Т а б л и ц а 2

Нелинейные механизмы генерации звука

Тип механизма	Частотный диапазон, гц	Зависимость от скорости ветра и частоты
ВВ-взаимодействие	Ниже 10 и 100 - 200	$f^{-7}, f < 27 \text{ гц}; f, f > 27 \text{ гц}$
ВТ-взаимодействие	Ниже 100 - 200	$u^{\frac{13}{3}} f^{-4}$
ТТ-взаимодействие	От 1 - 2 до 100 - 200	$u^4 f^{-\frac{5}{2}}$
ВА-взаимодействие	Ниже 50	$u^{\frac{10}{3}} f^{-3}$
ТА-взаимодействие	Вклад незначительный	

Л и т е р а т у р а

1. Б р е х о в с к и х Л.М. Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане. Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана, 2, № 9, 1966.
2. И с а к о в и ч М.А., К у р ь я н о в Б.Ф. К теории низкочастотных шумов океана. Акуст.ж., 16, № 1, 1970.
3. Г о н ч а р о в В.В. Генерация звука в океане при взаимодействии поверхностных волн и турбулентности. Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана, 6, № 11, 1970.
4. Г о н ч а р о в В.В. О генерации звука при нелинейных взаимодействиях в приповерхностном слое жидкости. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, М., 1970.
5. L i g h t h i l l M.I. On sound generated aerodynamically. I. General theory. Proc. Roy. Soc. (London), A211, 1107, 1952.
6. Ф у р д у е в А.В. Подповерхностная кавитация как источник шумов в океане. Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана, 2, № 5, 1966.
7. К и о Е.У.Т. Deep-sea noise due to surface motion. J. Acoust. Soc. America. 43, 5, 1968.
8. Ф и л и п с У. Динамика верхнего слоя океана. "Мир", 1969.
9. З а с л а в с к и й М.М. О спектре турбулентных пульсаций давления на жесткой стенке. Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана, 6, № 12, 1970.
10. Ф у р д у е в А.В. Турбулентность как источник шума в океане. Труды ААНИИ, 284, 169-178, 1968.
11. P i e r s o n W., M o s k o w i t z L. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii. J. Geophys. Res., 69, 24, 1964.
12. О з м и д о в Р.В. О распределении энергии по разномаштабным движениям в океане. Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1, № 4, 1965.
13. Б е н и л о в А.Ю. Экспериментальные данные о мелкомасштабной морской турбулентности. Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана, 5, № 5, 1969.
14. W e n z G.M. Acoustic ambient noise in the ocean: spectra and sources. J. Acoust. Soc., America, 34, 12, 1962.

Статья поступила в июле 1971 г.