АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIV 1978 Вып. 6

УДК 534.26:534.23:534.222.1

НИЗКОЧАСТОТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ВЕТРОВЫМИ ВОЗДУШНЫМИ ПУЗЫРЬКАМИ, ВОЗНИКАЮЩИМИ ПОД МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ С КРУПНОМАСШТАБНЫМИ НЕРОВНОСТЯМИ

В. П. Глотов

Рассмотрено обратное низкочастотное рассеяние звуковых волн тонким слоем воздушных пузырьков, возникающих под морской поверхностью при сильном ветре. Размеры пузырьков предполагаются одинаковыми (резонансными), а крупномасштабные неровности – пологими с достаточно большим радиусом кривизны по сравнению с длиной волны излучения. Получены зависимости обратного рассеяния от частоты излучения, угла скольжения и статистических параметров взволнованной поверхности и слоя пузырьков. Показано, что акустическое взаимодействие пульсирующих пузырьков с морской поверхностью и крутизна неровностей приводят к заметному усилению низкочастотного рассеяния, изменению его угловой и частотной зависимостей. При скользящих углах учтен также эффект «затенения». Результаты сопоставлены с экспериментальными данными по обратному рассеянию при скоростях ветра до 15 *м/сек*.

Как известно [1, 2], воздушные пузырьки в морской среде образуются в основном при разрушении ветровых волн. Эти пузырьки концентрируются вблизи взволнованной поверхности моря в подстилающем тонком слое воды. Часть всплывших пузырьков оседает на поверхности в виде пены, сливаясь в более крупные пузырьки с низкими резонансными частотами. Низкие резонансные частоты имеют также «пузырные» рыбы и др. биологические объекты, концентрирующиеся вблизи поверхности.

Процесс рассеяния звуковой волны на взволнованной морской поверхности с подстилающим слоем резонансных рассеивателей носит сложный характер. До сих пор статистическую задачу о рассеянии звука удалось решить лишь для слабого волнения и достаточно высоких частот (толстый подстилающий слой резонансных пузырьков) [3–5]. Однако не меньший интерес представляет низкочастотное рассеяние звука на взволнованной поверхности моря с тонким слоем резонансных рассеивателей особенно в экстремальных условиях – при сильном ветровом волнении. Характерной особенностью данной задачи является необходимость учета (кроме известных статистических особенностей) детерминированной составляющей рассеяния, возникающей вследствие когерентного акустического взаимодействия пульсирующего пузырька с абсолютно мягкой поверхностью (т. е. со своим зеркальным отображением). Зеркально отражаемый источник изменяет сопротивление излучения пульсирующего пузырька и влияет на амплитудную, частотную и угловую характеристики рассеяния.

Ограничимся рассмотрением обратного рассеяния. В качестве модели рассеивающей среды примем стохастический комплекс из крупномасштабной абсолютно мягкой неровной поверхности (гладкая, пологая) и подстилающего слоя воздушных пузырьков. В слое хаотически, но в среднем равномерно, расположены резонансные пузырьки (из-за большой добротности они дают основной вклад в рассеяние), радиус которых $a \ll \lambda$, где λ – длина звуковой волны в воде. Частоты излучения выбираются доста-

точно низкими, чтобы, с одной стороны, выполнялось условие $kH \leqslant \pi/4$, где k — волновое число в воде, H — эффективная толщина слоя пузырьков, а с другой — чтобы рассеяние на неровностях поверхности можно было рассматривать в приближении касательной плоскости (по Кирхгофу) [6], т. е. когда $\sin\alpha \gg (k\rho)^{-1/2}$ (ρ — локальный радиус кривизны неровностей, α — локальный угол скольжения падающей волны к касательной плоскости).

Пусть на слой падает под углом скольжения φ (к плоскости $z=0$) узкополосный импульс, пространственная длительность которого L превышает интервал корреляции неровностей (фиг. 1, *а*). Найдем интенсивность рассеянного поля в обратном направлении, обусловленного наличием ветровых пузырьков. Под интенсивностью рассеянного поля мы будем понимать интенсивность, усредненную дважды: один раз по всевозможным вариантам расположения пузырьков в слое (черта сверху) и второй по совокупности экземпляров неровной поверхности (скобки). Согласно работе [5], сечение рассеяния для резонансного пузырька, находящегося в однородной безграничной среде, выражается как

$$\sigma_р = 4\pi a^2 \frac{R_{изл}}{(R_{изл}+R_п)^2}, \tag{1}$$

где $R_{изл}$ — безразмерное, отнесенное к волновому сопротивлению воды и к единице поверхности пузырька сопротивление излучения, $R_п$ — аналогичное механическое сопротивление потерь (вследствие несовершенного теплообмена и т. п.).

На низких частотах (1 *кгц* и ниже) $R_{изл} \geqslant R_п$ и сечение рассеяния резонансного пузырька можно представить в следующем приближенном виде *:

$$\sigma_р^0 \approx 4\pi a^2/R_{изл} = \lambda^2/\pi. \tag{2}$$

Отсюда видно, что сечение рассеяния очень чувствительно к реакции окружающей среды, в частности к наличию абсолютно мягкой границы раздела (поверхность моря). Интенсивность сигнала, рассеянного слоем резонансных пузырьков, выражается следующим образом [3, 4]:

$$\overline{\langle |\Psi|^2 \rangle} \approx \bar{n}\sigma_р^0/4\pi \left\langle \iiint |\Psi|^2 |G|^2 \, dV \right\rangle, \tag{3}$$

где $\bar{n}$ — средняя концентрация пузырьков в слое, Ψ — звуковое поле под неровной поверхностью (в слое), G — функция Грина, V — объем подстилающего слоя пузырьков.

В сформулированных выше предположениях относительно характера поверхности (абсолютно мягкая, гладкая и пологая) поле под поверхностью при отсутствии пузырьков можно представить в виде [6]

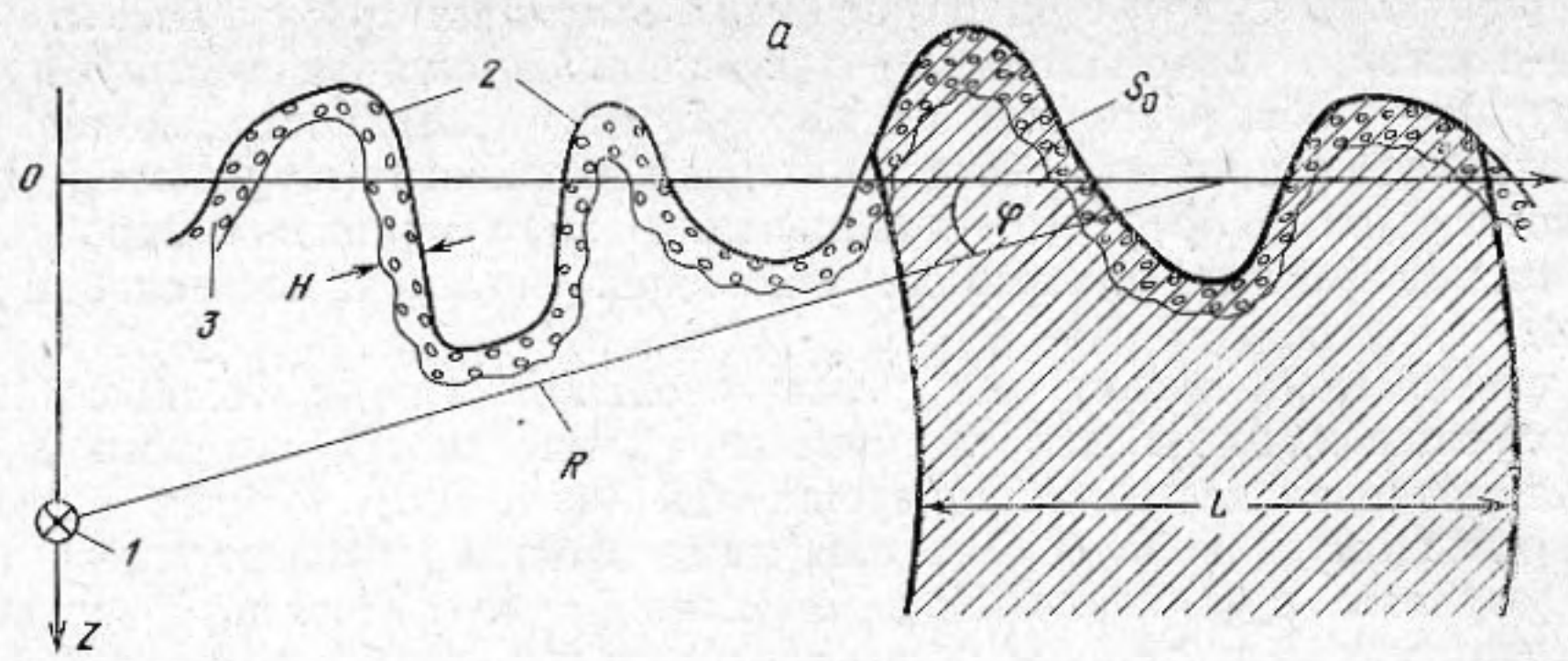
$$|\Psi(\mathbf{r})| \approx 2\xi(\mathbf{r}) \frac{(\mathbf{kN})}{R}, \tag{4}$$

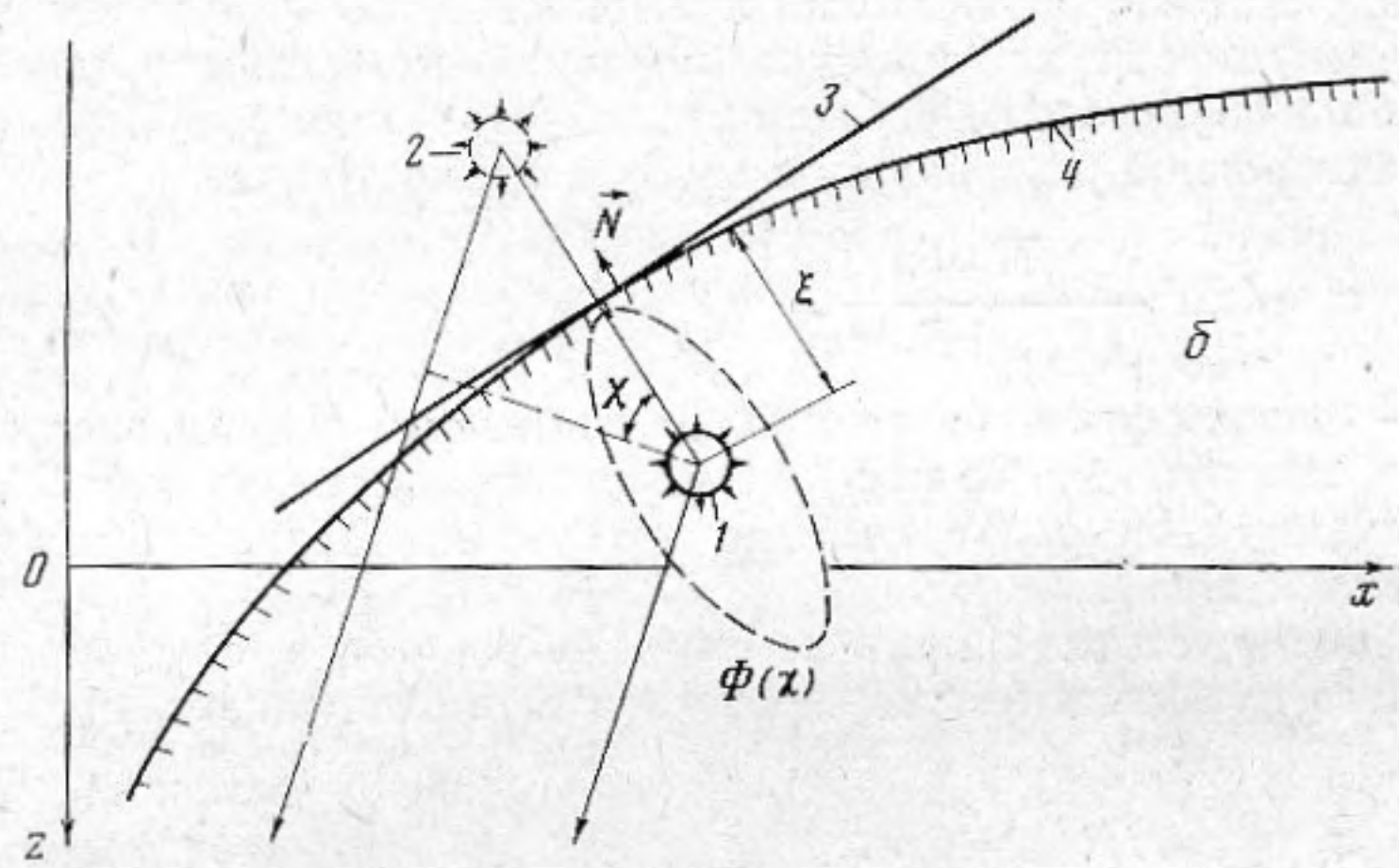
где $\mathbf{N}$ — единичный вектор нормали к неровной поверхности S; $\xi(\mathbf{r})$ — расстояние от элементарного объема dV до неровной поверхности вдоль нормали к ней; R — расстояние от dV до точки наблюдения.

Определим теперь функцию Грина. Будем учитывать только пульсационную моду колебания сферического пузырька, находящегося под абсолютно мягкой поверхностью (фиг. 1, *б*). Из фигуры видно, что индикатриса рассеяния диполя, состоящего из пузырька и его зеркального отображения, имеет вид:

$$\Phi^2(\chi) = \sin^2(k\xi \sin\chi) \approx \xi^2 (\varkappa \mathbf{N})^2, \tag{5}$$

* Случай малых потерь $R_п$ рассмотрен в работе [4].





Фиг. 1. Схема расположения приемно-излучающей гидроакустической антенны в морской среде при наблюдении обратного рассеяния (а): *1* – совмещенный излучатель-приемник, *2* – взволнованная поверхность моря, *3* – подстилающий тонкий слой ($H \approx 0{,}1\,\lambda$) резонансных рассеивателей; схема расположения резонансного пузырька под крупномасштабной неровностью морской поверхности (б): *1* – пульсирующий пузырек, *2* – его зеркальное отображение, *3* – касательная плоскость, *4* – крупномасштабная неровность

где $\varkappa$ – волновой вектор рассеянной волны, χ – угол скольжения рассеянной волны по отношению к касательной плоскости.

Из формулы (5) видно, что индикатриса рассеяния имеет максимумы в различных направлениях. При $2k\xi \ll \pi$ она имеет единственный максимум в направлении, близком к нормали к касательной плоскости. В этом направлении суммарное поле, создаваемое пузырьком и его зеркальным отображением в предположении когерентного суммирования, будет

$$J_{\max} = \frac{\nu^2 W_s}{4\pi R^2} \frac{\sin^2(k\xi)}{m} \approx \frac{\nu^2 W_s}{4\pi R^2} \frac{(k\xi)^2}{m}, \tag{6}$$

где W_s – мощность рассеяния для отдельного пузырька в безграничной среде, ($\nu=2$), m – коэффициент ($0 \leqslant m \leqslant 1$), учитывающий влияние абсолютно мягкой поверхности на активное сопротивление излучения пузырька ($R_{\text{изл}} = mk^2a^2$). Коэффициент m можно связать с осевой концентрацией рассеяния [7]. С учетом формулы (5)

$$m = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sin^2(k\xi \sin\chi) \cos\chi \, d\chi = 1 - \frac{\sin 2k\xi}{2k\xi}. \tag{7}$$

При $k\xi \geqslant \pi$ коэффициент $m \approx 1$, т. е. взаимодействие несущественно. Наоборот, при $k\xi \leqslant \pi/4$ взаимодействие велико, так как согласно формуле (7) $m \approx \frac{2}{3}(k\xi)^2$, что означает резкое увеличение пульсационной скорости пузырька и, следовательно, интенсивное переизлучение энергии падающего излучения. Для тонкого слоя $kH \leqslant \pi/4$ интенсивность рассеяния, отвечающая максимуму индикатрисы, согласно формулам (6) и (7) будет

$$J_{\max} = 6\frac{W_s}{4\pi R^2}, \tag{8}$$

т. е. на 7,8 *дб* больше, чем в безграничном пространстве при тех же условиях. Для интенсивности под углом χ получим: $J(\chi) = J_m D^2(\chi) \equiv \frac{W_s}{4\pi}|G|^2$, где $D^2(\chi) = (k\xi)^{-2}\Phi^2(\chi)$ — нормированная индикатриса, $|G|$ — функция Грина *:

$$|G| = \frac{\sqrt{6}}{kR}(\varkappa \mathbf{N}) \tag{9}$$

Подставляя выражения (9) и (4) в формулу (3) и интегрируя по эффективной толщине подстилающего слоя пузырьков, мы получим **

$$\langle \overline{|\Psi_s|^2} \rangle \underset{\varkappa = \mathbf{k}}{=} \frac{8\bar{n}H^3}{k^4R^4}\left\langle \iint (\mathbf{kN})^4\, dS \right\rangle. \tag{10}$$

Дальнейшие вычисления могут быть выполнены лишь при задании статистических свойств взволнованной поверхности. Однако прежде всего необходимо убедиться в том, что принятое выше приближение Кирхгофа правомерно также и для точечного источника (пульсирующего пузырька), находящегося в подстилающем слое толщиной порядка λ (длина волны). Действительно, радиус первой зоны Френеля на касательной плоскости, формирующей зеркальный источник, равен $(\lambda H/2)^{1/2} \sim \lambda$, так как по условию $H \leqslant \lambda$.

Для оценки площади участка поверхности, где существенно акустическое взаимодействие (параметр m в формуле (7)), целесообразно в формуле (7) перейти от угловой координаты к декартовой. При $kH \leqslant \pi/4$

$$m = 2k^2\xi^5 \int_{\xi}^{\infty} r^{-4}\, dr, \tag{11}$$

где r — расстояние от центра пульсирующего пузырька до касательной плоскости. Мы видим, что при интегрировании по бесконечной касательной плоскости получается для параметра m указанный выше результат $\left(\frac{2}{3}k^2\xi^2\right)$; при интегрировании в конечных пределах, например по площади с радиусом $\sim\lambda$, получается практически тот же результат — более 90% от полного значения. Можно также показать, что резонансные свойства пузырьков, прилипающих к водной поверхности, мало отличаются от таковых в безграничной водной среде, так как присоединенная масса пузырька сосредоточена в тонком ($\sim a$) сферическом слое воды вокруг него и мало изменяется при наличии плоской стенки.

Таким образом, основные параметры пульсирующих пузырьков, находящихся под крупномасштабной неровной поверхностью, не изменяются

---

* Ее можно написать в обычном виде [3, 4] $|G| \approx 2R^{-1}(\varkappa \mathbf{N})\xi$, вводя сечение $\sigma(\xi)$ (см. формулы (1) и (7)) под интеграл в формуле (3).

** Интересно, что выражение в $\langle\ \rangle$ такое же, как для морской ряби на крупной волне [8].

при замене реальной поверхности касательной плоскостью, происходит лишь поворот индикатрисы рассеяния.

Предполагая, что наклоны крупномасштабных изотропных неровностей распределены по нормальному закону, согласно формуле (10) получаем следующее выражение для интенсивности обратного рассеяния:

$$\langle\overline{|\Psi_s|^2}\rangle = 8\bar{n}H^3S_0\frac{\sin^4\varphi}{R^4}C(\varphi,\delta), \tag{12}$$

где $C(\varphi, \delta)$ — функция, зависящая от угла скольжения падающего излучения φ и среднеквадратичного угла наклона неровностей δ, $S_0=\pi R^2L$. Точное выражение для функции $C(\varphi, \delta)$ получено в работе [8] для другой задачи. Мы приведем здесь только приближенное выражение для функции $C(\varphi, \delta)$, справедливое для достаточно малых углов скольжения и наклонов. Разлагая функцию $C(\varphi, \delta)$ в ряд по степеням параметра $P=\sqrt{2}\delta$ и ограничиваясь главными членами разложения, получим *:

$$C(\varphi,\delta)\approx 1+6\frac{\delta^2}{\varphi^2}\left(1+\frac{\delta^2}{2\varphi^2}\right)\underset{\varphi\to 0}{=}3\frac{\delta^4}{\varphi^4}. \tag{13}$$

Подставляя это выражение в формулу (12) и переходя к коэффициенту обратного рассеяния $m_s^0(\varphi)=\langle\overline{|\Psi_s|^2}\rangle R^2/J_0S_0$, где $J_0=R^{-2}$ — интенсивность прямой волны, получим при $\varphi\to 0$

$$m_s^0(\varphi)\simeq 8\bar{n}H^3\sin^4\varphi\cdot C(\varphi,\delta)\underset{\varphi\to 0}{=}m_s^0(0)\approx 24\bar{n}H^3\delta^4. \tag{14}$$

Таким образом, предельное значение $m_s^0(0)$ зависит от метеорологических условий (скорости ветра $\bar{v}$) через параметры $\bar{n}$, δ и H. При $\varphi\to 0$ формула (14) дает преувеличенное значение рассеяния, так как в ней не учтено «затенение» пузырьков неровностями поверхности. Выражение для функции «затенения» $Q(\varphi, \delta)$ согласно работе [6] имеет вид:

$$Q(\varphi,\delta)\equiv S_{эф}/S_0\underset{\varphi\to 0}{\approx}2{,}5\varphi/\delta, \tag{15}$$

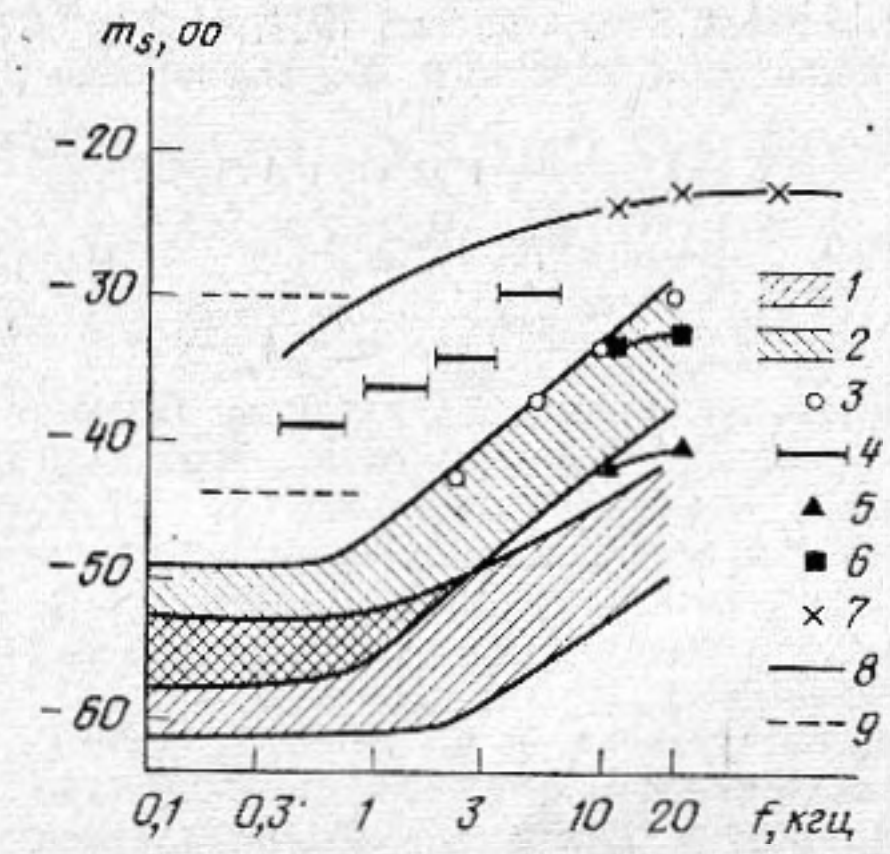
где $S_{эф}(\varphi, \delta)$ — эффективная площадь, ограничивающая рассеивающий объем. Отсюда $m_s(\varphi)=m_s^0(\varphi)Q(\varphi, \delta)\underset{\varphi\to 0}{\approx}\mathrm{const}\,\varphi$, т. е. $\langle\overline{|\Psi_s|^2}\rangle\sim R^{-4}$.

Дадим грубую оценку $m_s(\varphi)$, исходя из данных о концентрации пузырьков (глубины $z\geqslant 1{,}5$ *м*, $\bar{v}\geqslant 12$ *м/сек*), и обратному рассеянию в океане [2, 9—12]. На фиг. 2 представлены значения $m_s(f, \bar{v})$ от взволнованной поверхности ($\varphi=10°$, взрывной источник) и в приповерхностном (толстом) слое $H_{эф}$ (тонально-импульсный источник). Видно, что при $f\geqslant 10$ *кгц* данные согласуются и свидетельствуют о доминирующем вкладе пузырьков [1, 9, 11]. При 1 *кгц*$\leqslant f\leqslant 10$ *кгц* имеем: $m_s(f)\sim f$. Есть основание предполагать, что и в этом диапазоне вклад пузырьков будет существенным. Реальный вклад слоя $H_{эф}$, по-видимому, будет соответствовать экстраполяционным данным работы [9] (фиг. 2). Согласно оптическим данным [2], для концентрации пузырьков с радиусами $a-a+\Delta a$ ($7\cdot 10^{-3}\leqslant a\leqslant 3{,}5\cdot 10^{-2}$) при $\bar{v}\approx 12$ *м/сек* имеем $n(a, z)\approx 3\cdot 10^{-6}a^{-3}\times$ $\times\exp(-0{,}7z)$ *см*$^{-4}$, где a — в *см*, z — в *м*, т. е. толщина толстого слоя $H_{эф}\approx$ $\approx 1{,}4$ *м*. Концентрацию резонансных пузырьков можно определить из соотношения: $\bar{n}(a, z)\approx\frac{\pi}{2}aq(a)^{-1}n(a, z)$ ($q(a)$ — добротность) [13]. На частоте $f=10$ *кгц* и $z=0$ имеем: $\bar{n}\approx 5\cdot 10^{-4}$ *см*$^{-3}$. Экстраполируя на частоту $f=1$ *кгц* по закону $n(a)\sim a^{-4}$ (в соответствии с экстраполированной зависимостью $m_s(f)$), при $\bar{v}\approx 15$ *м/сек* получим $\bar{n}\approx 10^{-7}$ *см*$^{-3}$. Полученная оценка («снизу», по данным для глубин $z\geqslant 1{,}5$ *м*), вероятно, сильно занижена, так как не

* Формула (13) следует также из выражения $\langle\sin^4\alpha\rangle\approx\varphi^4+6\varphi^2\langle\beta^2\rangle+\langle\beta^4\rangle$, где β — текущий наклон поверхности.

учитывает дополнительную концентрацию крупных пузырьков вблизи $z=0$ при всплывании растущих мелких пузырьков, их коагуляции, а также при разрушении крутых ветровых волн, вносящих много воздуха непосредственно под поверхность.

Теперь оценим вклад тонкого подстилающего слоя $H\approx0{,}1\lambda$. При $\varphi=10°$, $\delta\approx0{,}17$ ($\bar{v}\approx15$ *м/сек*), $\lambda=1{,}5$ *м*, $\bar{n}\approx10^{-7}$, $Q\approx1$ [6], $C\approx15$ [8] согласно (14)



Фиг. 2. Экспериментальные и теоретические зависимости коэффициента обратного рассеяния $m_s(f, \bar{v})$: *1*, *2* – обобщенные экспериментальные данные о рассеянии звука взволнованной поверхностью океана при $\varphi\approx10°$ и скорости ветра $\bar{v}\approx5$ и 10 *м/сек* соответственно [10]; *3*, *4* – то же при $\bar{v}\approx9{,}5$ *м/сек* (полоса приема 400 *гц*) [11] и $\bar{v}\approx15$ *м/сек* (октавные полосы приема) [12]; *5*, *6*, *7* – обобщенные экспериментальные данные по объемному рассеянию в приповерхностном слое океана ($1{,}5$ *м* $\leqslant z\leqslant10$ *м*) при $\bar{v}\approx8{,}5$, 10 и 14 *м/сек* соответственно [9]; *8* – грубая экстраполяция данных работы [9] на область низких частот (слой $H_{эф}\sim1{,}4$ *м*); *9* – теоретический вклад тонкого слоя пузырьков $H\sim0{,}1\lambda$ при $\bar{n}=10^{-7}$ и $\bar{n}=3\cdot10^{-6}$ соответственно

получим: $m_s\approx-45$ *дб* (штриховые линии на фиг. 2). Мы видим, что эффект акустического взаимодействия приводит к значительному низкочастотному рассеянию и, возможно, обусловливает наблюдаемую независимость рассеяния от частоты при $f\leqslant1$ *кгц* (заштрихованная область на фиг. 2). Кроме того, этот эффект должен приводить к усилению шумов океана (см. формулы (8) и (9)), обусловленных резонансным излучением шума крупными пузырьками возбужденными турбулентными потоками под ветровой волной.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Глотов В. П., Колобаев П. А., Неуймин Г. Г.* Исследование рассеяния звука пузырьками, создаваемыми искусственным ветром в морской воде, и статистического распределения размеров пузырьков. Акуст. ж., 1961, *7*, 4, 421–427.
2. *Колобаев П. А.* Исследование концентрации и статистического распределения размеров пузырьков, создаваемых ветром в приповерхностном слое океана. Океанология, 1975, *15*, 6, 1013–1017.
3. *Глотов В. П., Лысанов Ю. П.* О поверхностной реверберации, обусловленной резонансными воздушными пузырьками. Тр. Акуст. ин-та, 1967, *2*, 26–32.
4. *Глотов В. П., Лысанов Ю. П.* Об относительной роли воздушных пузырьков и взволнованной морской поверхности в формировании реверберации. Акуст. ж., 1968, *14*, 3, 371–375.
5. *Сухаревский Ю. М.* Реверберация моря при наличии поглощения. Докл. АН СССР, 1947, *58*, 2, 229–232.
6. *Басс Ф. Г., Фукс И. М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., «Наука», 1972, *183*, 243, 351.
7. *Скучик Е.* Основы акустики, ч. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1958, 293.
8. *Курьянов Б. Ф.* Рассеяние звука на шероховатой поверхности с двумя типами неровностей. Акуст. ж., 1962, *8*, 2, 325–333.

9. *Колобаев П. А.* Рассеяние звука пузырьками, создаваемыми ветром в океане и их роль в формировании поверхностного рассеяния. Вопросы судостроения. Серия акустика, 1977, вып. 8, 58–66.
10. *Андреева И. Б.* Отражение и рассеяние звука поверхностью океана (обзор). Вопросы судостроения. Сер. акустика, 1977, вып. 8, 33–48.
11. *Галыбин Н. Н.* Обратное рассеяние звука взволнованной поверхностью океана. Акуст. ж., 1976, *22*, 3, 343–350.
12. *Chapman R. P., Harris J. H.* Surface Backcattering Strengths Measured with Explosive Sound Sources. J. Acoust. Soc. America, 1962, *34*, 10, 1592–1597.
13. Физические основы подводной акустики. М., «Советское радио», 1955, 623.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
29 апреля 1977 г.
После третьего исправления
10 апреля 1978 г.