Блок-схема интерферометра показана на фиг. 1; временные диаграммы напряжений в соответственных точках блок-схемы — на фиг. 2. Стабилизация всех рабочих частот интерферометра осуществляется одним стабилизирующим кварцем. Напряжение кварцевого генератора *1*, работающего на основной частоте $f = 1{,}000$ *мгц* и дающего широкий спектр гармоник, подается на резонансные усилители *3*, *4*, *5*, *6*, *7* настроенные соответственно на 1-, 2-, 3-, 4- и 8-ю гармоники генератора. Эти усилители открываются импульсами электронного коммутатора *2*. Положительные открывающие импульсы на усилители подаются поочередно (фиг. 2, *б*, *в*, *г*, *д*) и на выходе усилителей поочередно получаются радиоимпульсы с частотами, 1, 3, 4, 8 *мгц* (фиг. 2, *е*, *ж*, *д*, *и*). Эта серия радиоимпульсов подается на оконечный каскад *8*, питающий излучающую пьезопластинку *9*. Принимающая пьезопластинка *10* при измерениях перемещается с помощью микрометрического винта *11*. Длительность импульсов выбирается так, чтобы создавались условия для интерференции ультразвуковых волн в импульсе. При перемещении принимающей пьезопластинки на ее обкладках получаются радиоимпульсы напряжения, изменяющиеся по амплитуде (фиг. 2, *к*). Эти импульсы усиливаются широкополосным усилителем *12* и детектируются детектором *13*. Полученные видеоимпульсы (фиг. 2, *л*) поступают на усилитель *14* и далее — на вход осциллографа *15*. Запуск развертки осциллографа синхронизуется короткими импульсами (фиг. 2, *а*), получаемыми от электронного коммутатора *2*. Длительность развертки подбирается равной периоду коммутации рабочих частот. Таким образом оказывается возможным, при однократном перемещении принимающей пластинки, выполнить отсчеты сразу на четырех частотах. С помощью переключателей $П_1$, $П_2$, $П_3$, $П_4$ и $П_5$ прибор коммутируется для работы на желаемых четырех или меньше из указанных рабочих частот.

Когда нет необходимости вести отсчет сразу на нескольких частотах, прибор может работать со стрелочным индикатором. На выходе видеоусилителя *14* находится сглаживающий фильтр *16*, выделяющий постоянную составляющую видеоимпульсов. Это напряжение постоянного тока, изменяющееся при перемещении принимающей пластинки, подается на балансный усилитель постоянного тока *17*, на выходе которого подключен микроамперметр *18*.

Каунасский политехнический
институт

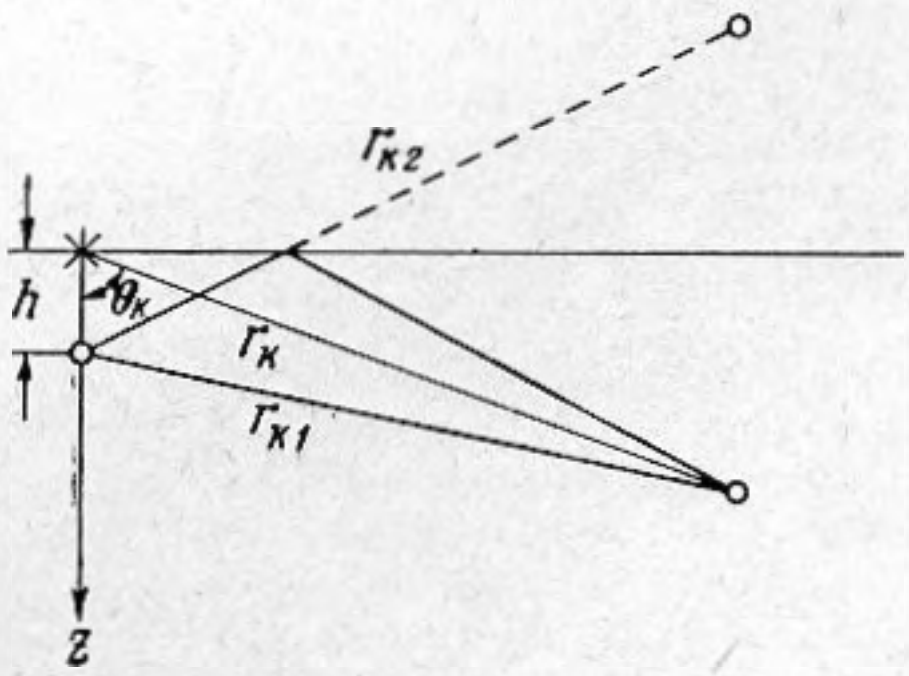
Поступило в редакцию
4 июля 1963 г.

УДК 534.21:55146

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА РАССЕЯНИЕ ЗВУКА В МОРЕ

Б. Ф. Курьянов

При расчете объемной морской реверберации обычно не принимается во внимание наличие свободной поверхности вблизи точки наблюдения. Между тем, если ненаправленный приемник находится вблизи поверхности моря, он будет принимать не только поле, рассеянное глубоководными рассеивателями, но также и его зеркальное отражение в свободной поверхности. Если глубина погружения приемника стремится к нулю, то звуковое давление также должно стремиться к нулю. Поэтому ясно, что вблизи поверхности будут играть существенную роль эффекты интерференции рассеянного поля и его зеркального отражения, особенно на низких частотах. Для рассмотрения этого эффекта мы будем пользоваться статистической моделью точечных рассеивателей, рассматриваемой в работе [1].



Пусть источник звука находится вблизи поверхности, а на глубине h под ним располагается ненаправленный приемник (см., например работу [2] по исследованию рассеяния с помощью поверхностного взрывного источника звука). Источник, находящийся вблизи поверхности, будет обладать определенной направленностью, даже если он сам по себе ненаправлен; поэтому мы будем записывать излученную сферическую волну в следующем виде:

$$p(t, \theta) = \frac{1}{r} \cdot x\left(t - \frac{r}{c}, \theta\right)$$

(здесь используются те же обозначения, что в работе [1]. Если r_k и θ_k — сферические координаты k-го рассеивателя и $r_k \gg h$ (см. фигуру), то расстояния от рассеивателя и его зеркального изображения до точки наблюдения будут $r_{k1} \approx r_k - h\cos\theta_k$, $r_{k2} \approx r_k + h\cos\theta_k$. Суммарное давление рассеянного звука тогда будет равно

$$p(t) = \sum_k (p_{k1} - p_{k2}) = \sum_k \frac{\alpha}{r_k^2}\left[x\left(t - \frac{r_k + r_{k1}}{c}, \theta_k \right) - x\left(t - \frac{r_k + r_{k2}}{c}, \theta_k \right)\right],$$

а его интенсивность

$$I(t) = \frac{\langle p^2(t)\rangle}{\rho c} = \frac{1}{\rho c}\left\langle \sum_k (p_{k1} - p_{k2})^2 \right\rangle + \frac{1}{\rho c}\left\langle \sum_{k\neq l}\sum (p_{k1} - p_{k2})(p_{l1} - p_{l2}) \right\rangle.$$

Нетрудно показать, что член с двойной суммой, описывающий когерентное рассеяние, равен нулю. Для расчета некогерентного рассеяния введем следующие обозначения: $I_{11} = \frac{1}{\rho c}\left\langle \sum_k p^2_{k1}\right.$; $I_{22} = \frac{1}{\rho c}\left.\right\rangle \sum_k p^2_{k2}$; $I_{12} = -\frac{2}{\rho c}\left\langle \sum_k p_{k1}p_k \right\rangle$.

Сумма интенсивностей звука, принятого от рассеивателей и их зеркальных изображений, равна

$$I_{11} + I_{22} \approx \frac{n\alpha^2}{2\rho r_0^2}\int d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t', \theta)\, dt' = \frac{mcE}{2r_0^2},$$

где E — полная энергия, излученная во всем телесном угле Ω, а $m = n\alpha^2$ — коэффициент объемного рассеяния. Перекрестный член, характеризующий корреляцию непосредственно рассеянных волн с рассеянными волнами, испытавшими дополнительное отражение от поверхности, запишется так:

$$I_{12} = -\frac{2}{\rho c}\left\langle \sum_k p_{k1}p_{k2} \right\rangle \approx -\frac{n\alpha^2}{2\rho r_0^2}\int d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} x\left(t' - \frac{h\cos\theta}{c}, \theta\right) \times$$

$$\times\, x\left(t' + \frac{h\cos\theta}{c}, \theta \right) dt'.$$

При $h \to 0$, $-I_{12} \to I_{11} + I_{22}$ и полная интенсивность $I(t) = I_{11} + I_{22} + I_{12} \to 0$, как это и должно быть на свободной поверхности; при увеличении глубины h член I_{12} стремится к нулю.

Определим величину заглубления h, при которой можно пренебречь членом I_{12} по сравнению с $I_{11} + I_{22}$. Для оценки величины I_{12} представим $x(t, \theta)$ в виде $x(t, \theta) =$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} X(i\omega, \theta)\, e^{i\omega t} d\omega,$$ где $X(i\omega, \theta)$ — спектр функции $x(t, \theta)$, и пусть максимум характеристики направленности соответствует направлению $\theta = 0$. Тогда

$$I_{12} = \frac{n\alpha^2}{4\pi\rho r_0^2}\int d\Omega \int_{-\infty}^{\omega h} |X(i\omega, \theta)|^2 e^{-2i\frac{\omega h}{c}\cos} d\theta \leqslant$$

$$\leqslant \frac{n\alpha^2}{2\rho r_0^2}\int_{-\infty}^{\infty} |X(i\omega, 0)|^2 d\omega \int_0^{\pi/2} e^{-2i\frac{\omega h}{c}\cos} \sin\theta d\theta i = \frac{n\alpha^2}{2\rho r_0^2}\int_{-\infty}^{\infty} |X(i\omega, 0)|^2 \frac{\sin(2h\omega/c)}{2h\omega/c} d\omega.$$

Предположим, что прием производится в узкой полосе частот; тогда $|X(i\omega, \theta)|^2 \approx \approx X|(i\omega, 0)|^2 F(\theta)$, где $F(\theta)$ — характеристика направленности излучателя на средней частоте. В этом случае

$$I_{11} + I_{22} = \frac{n\alpha^2}{2\rho r_0^2}\int_0^{\pi/2} F(\theta)\sin\theta\, d\theta \int_{-\infty}^{\infty} |X(i\omega, 0)|^2 d\omega.$$

Условие $|I_{12}| \ll I_{11} + I_{22}$, при котором можно пренебречь членом I_{12}, запишется в следующем виде:

$$\delta = \frac{|I_{12}|}{I_{11} + I_{22}} \leqslant \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |X(i\omega, 0)|^2 \frac{\sin(2h\omega / c)}{2h\omega / c} d\omega}{\int_0^{\pi/2} F(\theta) \sin\theta \, d\theta \int_{-\infty}^{\infty} |X(i\omega, 0)|^2 d\omega} \ll 1.$$

Если на приеме мы используем узкую полосу частот шириной 2Ω вокруг частоты ω_0, то $\delta \approx \beta \frac{\sin(2h\omega_0 / c)}{2h\omega_0 / c} \cdot \frac{\sin(2h\Omega / c)}{2h\Omega / c}$, где β – коэффициент концентрации излучателя,

$\beta = \left(\int_0^{\pi/2} F(\theta) \sin\theta \, d\theta \right)^{-1}$ и условие $\delta \ll 1$ будет выполнено, если глубина погружения приемника h в несколько раз больше, чем $\beta\lambda$ (λ — длина волны на частоте ω_0). При этом для учета влияния поверхности нужно просто удвоить интенсивность рассеянного звука, определяемого формулами (2—5) работы [2], иначе коэффициент рассеяния, полученный на основании измеренной интенсивности рассеянного звука, будет вдвое больше истинного. Аналогичным образом можно учесть наличие свободной поверхности моря вблизи ненаправленного приемника и при расчете донной реверберации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Ф. Курьянов. О когерентном и некогерентном рассеянии волн на совокупности точечных рассеивателей, случайно расположенных в пространстве. Акуст. ж., 1964, 10, 2, 195—201.
2. S. Muchlup, I. B. Hersey. Analysis of sound scattering observations from nonuniform distributions of scatterers in the ocean. Deep — Sea Research, 1955, 3, 2, 1—22.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
10 июня 1963 г

УДК 534.26

К ВОПРОСУ ОБ ОТРАЖЕНИИ ЗВУКА ОТ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД

Л. М. Лямшев

Теоретическому анализу отражения плоской звуковой волны от границы раздела движущихся сред посвящен ряд работ. Некоторые из них, как уже отмечалось в работе [1], содержат ошибочные результаты, которые исправлены автором статьи [1]. Однако в работе [1], как и в других более поздних статьях, анализ проводится на основе аналитического представления плоской волны в движущейся среде, которое получается из выражения, описывающего плоскую волну в неподвижной среде, путем преобразования координат. В результате этого, полученные в упомянутых работах выражения для коэффициентов отражения и прохождения оказываются в ряде случаев неудобными для использования их в процессе решения более сложных краевых задач акустики движущейся среды. Ниже приводятся формулы для коэффициентов, не содержащие упомянутых недостатков.

1. Плоскую волну удобно рассматривать как предельный случай волны, создаваемой точечным источником [2]. В самом деле, функция источника в движущейся среде имеет вид:

$$\varphi(\mathbf{r} \mid \mathbf{r}_1, t) = \frac{\exp\left[-i \frac{Mk}{1 - M^2} (x - x_1) + i \frac{k}{1 - M^2} |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1| \right] \exp(-i\omega t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|}, \quad (1)$$

где $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1| = [(x - x_1)^2 + (1 - M^2)[(y - y_1)^2 + (z - z_1)^2]]^{1/2}$; $k = \omega / c$; $M = v / c$; c — скорость звука в покоящейся среде и v — скорость движения среды.