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

$$\delta = \frac{|I_{12}|}{I_{11} + I_{22}} \leqslant \frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty} |X(i\omega, 0)|^2 \frac{\sin(2h\omega/c)}{2h\omega/c} d\omega}{\int\limits_0^{\pi/2} F(\theta) \sin\theta \, d\theta \int\limits_{-\infty}^{\infty} |X(i\omega, 0)|^2 d\omega} \ll 1.$$

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, $\beta = \left(\int\limits_0^{\pi/2} F(\theta) \sin\theta \, d\theta \right)^{-1}$ 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 non-uniform 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.

Перейдем к поджатой системе координат

$$\xi = \frac{x}{\sqrt{1 - M^2}}, \qquad y = y, \qquad z = z. \tag{2}$$

В новой системе координат выражение (1) будет выглядеть так:

$$\varphi = \frac{\exp\left[-i\frac{k}{\sqrt{1-M^2}}[M(\xi - \xi_1) - (|\mathbf{r}' - \mathbf{r}'_1|]\right]}{\sqrt{1-M^2}\,|\mathbf{r}' - \mathbf{r}'_1|},$$

где $|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_1'| = [(\xi - \xi_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2]^{1/2}$.
Пусть точка $\mathbf{r}_1'$, в которой находится источник, достаточно удалена от начала координат, так что $|\mathbf{r}_1| \gg |\mathbf{r}'|$. Тогда справедливо представление

$$\varphi_{|\mathbf{r}'_1| \ll |\mathbf{r}'|} \approx \frac{\exp\left[-i\frac{k}{\sqrt{1-M^2}}[M(\xi - \xi_1) - r'_1 + \varkappa\mathbf{r}']\right]}{\sqrt{1-M^2}r'_1}, \tag{3}$$

где $|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_1'| \approx r_1' - \varkappa\mathbf{r}_1' + \ldots$, $\varkappa = \mathbf{r}_1'/r_1'$ — единичный вектор.
Умножим левую и правую части выражения (3) на

$\exp\left[-i\frac{k}{\sqrt{1-M^2}}(M\xi_1 + r_1')\right] r_1'\sqrt{1-M^2}$ и перейдем к пределу при $r_1' \to \infty$

$$\varphi_p = \lim_{r_1' \to \infty} \exp\left[-i\frac{k}{\sqrt{1-M^2}}(M\xi_1 + r_1')\right] r_1'\sqrt{1-M^2}\,\varphi =$$

$$= \exp\left[-i\frac{k}{\sqrt{1-M^2}}(M\xi + \varkappa\mathbf{r}')\right].$$

Перепишем последнее выражение в системе координат x, y, z, введя обозначения: $\xi_1/r_1' = \sin\theta\cos\varphi$; $y_1/r_1' - \sin\theta\sin\varphi$, $z_1/r_1' = \cos\theta$;

$$\varphi^-{}_p = \exp\left[-i\frac{k}{1-M^2}(\sin\theta\cos\varphi + M)x - i\frac{k}{\sqrt{1-M^2}}\sin\theta\sin\varphi y - i\frac{k}{\sqrt{1-M^2}}\cos\theta z\right]. \tag{4}$$

Выражение (4) представляет собой плоскую волну, распространяющуюся в направлении отрицательных значений x, y, z, навстречу направлению движения среды. Аналогичное выражение, описывающее плоскую волну, распространяющуюся в противоположном направлении, имеет вид:

$$\varphi_p{}^+ = \exp\left[\frac{k}{1-M^2}(\sin\theta\cos\varphi - M)x + i\frac{k}{\sqrt{1-M^2}}\sin\theta\sin\varphi y - i\frac{k}{\sqrt{1-M^2}}\cos\theta z\right]. \tag{5}$$

Прямой подстановкой нетрудно убедиться, что функции (4) и (5) являются решением уравнения $[\Delta - 1/c^2(-i\omega + v\frac{\partial}{\partial x})^2]\varphi = 0$.

2. Пусть в нижнем полупространстве на границу раздела двух движущихся сред падает плоская звуковая волна. Обозначим в нижней среде v_1 — скорость движения среды, c_1 — скорость звука, ρ_1 — плотность. В верхнем полупространстве имеем соответственно v_2, c_2 и ρ_2. Тогда можно написать

$$\varphi_1 = \exp\left[i\frac{k_1}{1-M_1^2}(\sin\theta_1 - M_1)x + i\frac{k_1}{\sqrt{1-M_1^2}}\cos\theta_1 z\right] +$$

$$+ R\exp\left[i\frac{k_1}{1-M_1^2}(\sin\theta_1 - M_1)x - i\frac{k_1}{\sqrt{1-M_1^2}}\cos\theta_1 z\right], \qquad z < 0 \tag{6}$$

$$\varphi_2 = T\exp\left[i\frac{k_2}{1-M_2^2}(\sin\theta_2 - M_2)x + i\frac{k_1}{\sqrt{1-M_2^2}}\cos\theta_2 z\right], \qquad z > 0.$$

Для определения коэффициентов отражения R и прохождения T воспользуемся граничными условиями:

$$\rho_1\left(-i\omega+v_1\frac{\partial}{\partial x}\right)\varphi_1=\rho_2\left(-i\omega+v_2\frac{\partial}{\partial x}\right)\varphi_2,\ z=0.$$
$$\left(-i\omega+v_1\frac{\partial}{\partial x}\right)^{-1}\frac{\partial\varphi_1}{\partial n}=\left(-i\omega+v_2\frac{\partial}{\partial x}\right)^{-1}\frac{\partial\varphi_2}{\partial n},\quad z=0. \tag{7}$$

После подстановки выражений (6) в соотношения (7) и решения полученной системы уравнений относительно R и T, получаем

$$R=\frac{\rho_2c_2\cos\theta_1\,\beta\gamma-\rho_1c_1\cos\theta_2\,l\,\alpha\delta}{\rho_2c_2\cos\theta_1\,\beta\gamma+\rho_1c_1\cos\theta_2\,l\,\alpha\delta}, \tag{8}$$

$$T=2\frac{\rho_1c_2(1-M_2^2)\alpha}{\rho_2c_1(1-M_1^2)\gamma\left[1+\dfrac{\rho_1c_1}{\rho_2c_2}\dfrac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1}l\dfrac{\alpha\delta}{\beta\gamma}\right]}, \tag{9}$$

где $\alpha\equiv c_1(1-M_1^2)-(\sin\theta_1-M_1)v_1$; $\beta\equiv c_1(1-M_1^2)-(\sin\theta_1-M_1)v_2$; $\gamma\equiv c_2(1-M_2^2)-(\sin\theta_2-M_2)v_2$; $\delta\equiv c_2(1-M_2^2)-(\sin\theta_2-M_2)v_1$,

$$l=\left(\frac{1-M_1^2}{1-M_2^2}\right)^{1/2}.$$

Нетрудно видеть, что при $v_1=v_2=0$, $M_1=M_2=0$ из выражений (8), (9) следуют формулы коэффициентов отражения и прохождения в случае неподвижной среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Miles. On the reflection of sound at an interface of relative motion. J. Acoust. Soc. America, 1957, 29, 226.
2. Г. Д. Малюжинец. Некоторые обобщения метода отражений в теории дифракции синусоидальных волн (докт. диссертация). Физический ин-т им. П. Н. Лебедева АН СССР, М., 1950.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
21 сентября 1963 г.

УДК 534.28

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В БИНАРНОЙ СМЕСИ БЕНЗОЛ — МЕТИЛОВЫЙ СПИРТ ПО ЛИНИИ НАСЫЩЕНИЯ, ВКЛЮЧАЯ КРИТИЧЕСКУЮ ОБЛАСТЬ

И. Г. Маханько, В. Ф. Ноздрев

В настоящем сообщении излагаются результаты исследования поглощения ультразвуковых волн в бинарных смесях системы жидкость — пар в критической области. Исследования проводились оптическим методом. Оптический метод положительно зарекомендовал себя при измерении поглощения в жидких смесях (бинарных, тройных и так далее) по линии насыщения, включая критическую область. Он отличается относительной простотой и высокой точностью. Оптический метод использовался и раньше для исследования акустических свойств смесей вещества [1].

Ниже приводятся полученные нами результаты измерения поглощения ультразвуковых волн в бинарных смесях концентраций: 10; 16,7; 40; 60; 80% (весовых) бензола в метиловом спирте. Расчет поглощения производился по известной формуле: $\alpha=\ln I_1/I_2/2(x_2-x_1)$, где I_1 и I_2 — интенсивности дифрагированного света на расстоянии x_1 и x_2 от излучающего кварца соответственно. Физические константы для бензола имели следующее значение: $d_4^{20}=0{,}8792$, $n_D^{20}=1{,}5011$, $t°_{\text{кип}}=80{,}2°$ при 760 *мм* рт. ст., а для метилового спирта — $d_4^{25}=0{,}7865$, $n_D^{25}=1{,}3264$, $t°_{\text{кип}}=64{,}5°$ С *.

* d_4^{20} — плотность жидкости при 20°, n_D^{20} — показатель преломления жидкости при 20°, $t_{\text{кип}}$ — температура кипения при давлении 760 *мм* рт. ст.