АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XIX 1973 Вып. 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

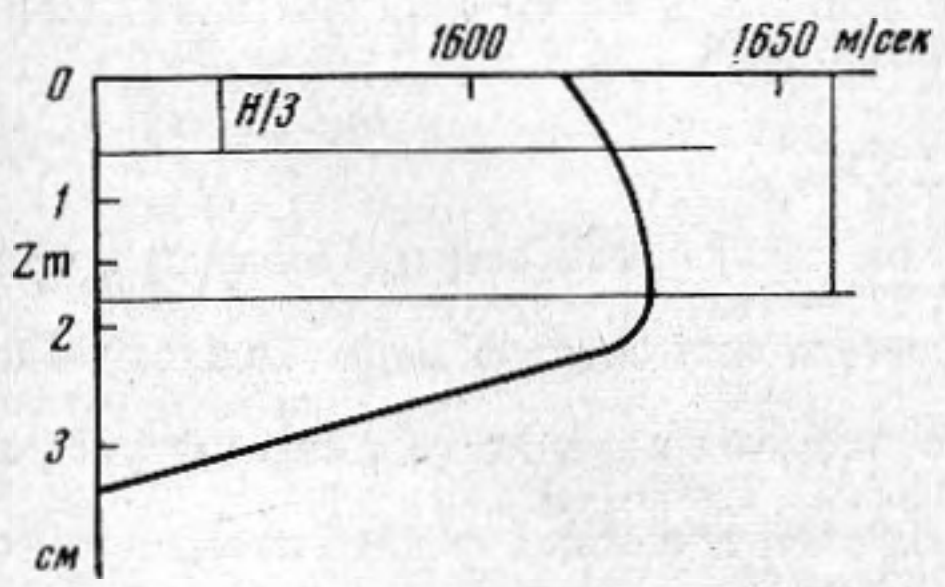
УДК 534.231.1

ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ КАНАЛЕ С ШЕРОХОВАТОЙ ГРАНИЦЕЙ

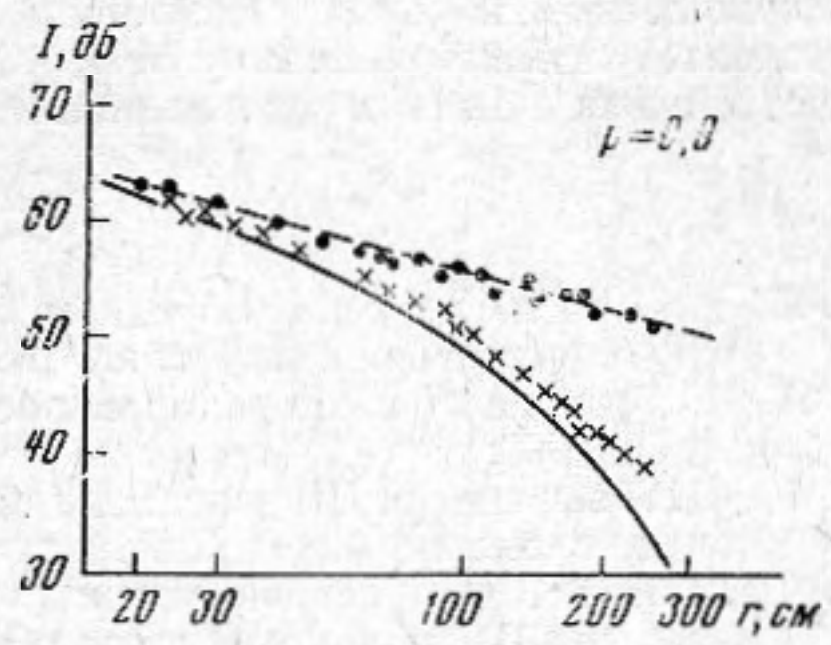
М. А. Гулина

Известно, что в приповерхностном звуковом канале с ровной границей интенсивность звука при достаточном удалении от источника должна спадать в соответствии с цилиндрическим законом и экспоненциальным затуханием, связанным с поглощением звука в среде [1]. Если канал ограничен сверху неровной поверхностью, то возникает дополнительное спадание интенсивности звука в канале, обусловленное рассеянием на неровной поверхности.

С целью определения величины этого спадания нами были проведены эксперименты на модельной установке [2]. В гидроакустической ванне размерами 0,56 × × 0,29 × 2,8 *м* моделировалась слоисто-неоднородная среда с профилем скорости



Фиг. 1



Фиг. 2

звука, изображенным на фиг. 1. Там же приведена кусочно-линейная аппроксимация участка профиля в приповерхностном слое, по которой проводился расчет относительного градиента скорости звука *a*. Источник звука помещался на глубине 1,5 *см*, прием осуществлялся на глубине 1 *см*. Заметим, что при масштабе моделирования, равном $5 \cdot 10^3$, 1 *см* соответствует 50 метрам. При исследовании звукового поля выполнялись горизонтальные разрезы поля в канале для двух моделей шероховатых поверхностей, неровности которых были распределены по нормальному закону. Максимальное значение параметра Релея $P = 2k\sigma \sin\chi$ для модели с крупными неровностями ($k\sigma = 6$; $k\rho_0 = 60$) составляло 0,9, для модели с малыми неровностями ($k\sigma = 0{,}5$; $k\rho_0 = 1{,}5$) $P = 0{,}08$. Здесь k — волновое число для звуковой волны, σ — среднее квадратичное значение высоты неровностей, ρ_0 — радиус корреляции неровностей, χ — угол скольжения луча у поверхности.

На фиг. 2 и 3 приведены результаты измерения интенсивности поля в канале. По оси абсцисс отложено расстояние в *см*, по оси ординат — уровень интенсивности звука в *дб*. Точками показаны экспериментальные данные, полученные для горизонтального разреза поля при ровной верхней границе. Точки группируются близко к штриховой линии, которой изображен цилиндрический закон. Крестиками показаны результаты измерений для случая неровной границы. Видно, что здесь имеет место более быстрый, чем по цилиндрическому закону, спад полного поля, причем увеличение размеров неровностей приводит к увеличению спадания интенсивности звука в канале.

Полное поле в канале с шероховатой границей можно представить в виде суммы когерентной и некогерентной компонент. При этом с ростом расстояния от источника звука до приемной точки интенсивность когерентной компоненты должна уменьшаться вследствие многократного рассеяния. В настоящее время достаточно разработана только теория, позволяющая оценивать когерентную компоненту поля. В частности, для закона спадания интенсивности этой составляющей с расстоянием

в приповерхностном звуковом канале с неровной границей Ю. П. Лысановым получено следующее выражение [3]:

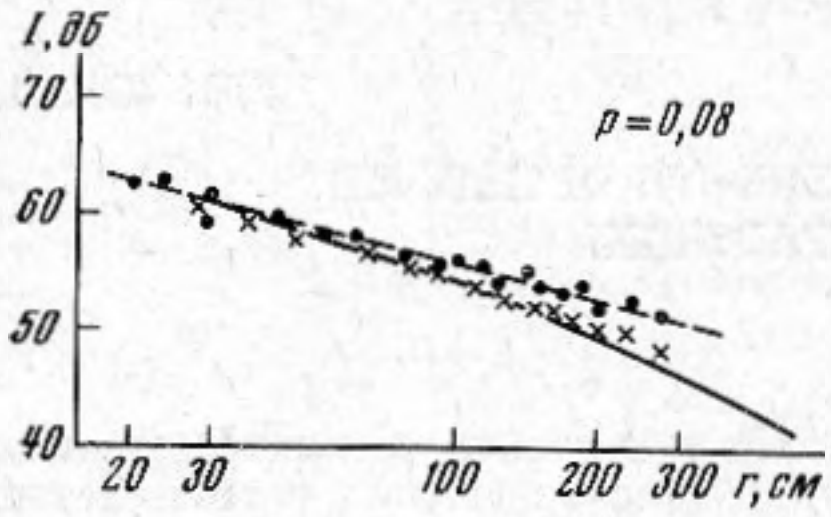
$$J(r) \sim \frac{1}{r} e^{-2\beta r}, \tag{1}$$

где r — горизонтальное расстояние от источника до точки наблюдения, β — эффективный коэффициент ослабления, обусловленный рассеянием. Если выразить его через длину цикла луча и средний коэффициент отражения от неровной поверхности в зеркальном направлении [4], то для малых углов скольжения, когда выполняется условие $(k\rho_0)^2 \sin\chi \ll 1$, мы имеем при $k\rho_0 \gg 1$

$$\beta \simeq \frac{1{,}23a(k\sigma)^2}{\sqrt{\pi k\rho_0}}, \tag{2}$$

и при $k\rho_0 \ll 1$

$$\beta \simeq \frac{1}{6}(k\sigma)^2 a(k\rho_0)^2. \tag{3}$$



Фиг. 3

На фиг. 2 и 3 сплошной линией показан теоретический закон спадания интенсивности когерентной компоненты поля, рассчитанный по формулам (1—3). Сопоставление экспериментальных данных с этим законом позволяет получить определенную информацию о некогерентной компоненте поля в рассматриваемом случае. По-видимому, до некоторых расстояний эффект утечки из канала энергии некогерентной компоненты поля преобладает над эффектом накопления энергии другой его части, удерживаемой каналом. Отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой позволяет оценить величину этой части рассеянного поля, которая на максимально достигнутых в опытах расстояниях не превышала 2 *дб*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских. Об одном предельном законе распространения волн в природных волноводах. Акуст. ж., 1964, **10**, 1, 114—116.
2. А. Н. Бархатов. Моделирование распространения звука в море. Гидрометеоиздат, Л., 1968.
3. Ю. П. Лысанов. Об усредненном законе спадания в приповерхностном звуковом канале с неровной границей. Акуст. ж., 1966, **12**, 4, 489—490.
4. Ф. Г. Басс. Распространение радиоволн над статистически неровной поверхностью. Известия ВУЗов, Радиофизика, 1961, **4**, 3, 476—483.

Акустический институт
г. Москва

Поступила в редакцию
27 ноября 1971 г.

УДК 534.26

ФОРМИРОВАНИЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ АКТИВНОЙ РЕШЕТКОЙ В ПРИСУТСТВИИ ЭКРАНА

В. П. Иванов

Пусть в плоскости xoy вдоль оси y расположена периодическая, с периодом $2h$, решетка, элементами которой являются круги радиуса $a < h$, а уравнение m-ого контура L_m решетки имеет вид $\xi_m = \xi_0(s)$, $\eta_m = \eta_0(s) + 2hm$, $\xi_0 = a\cos\varphi$, $\eta_0 = a\sin\varphi$, $ds = ad\varphi$, $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$. На расстоянии $-h_1 (h_1 > a)$ параллельно оси y расположен абсолютно жесткий экран Г.

Сформулируем задачу о формировании плоской волны активной решеткой в присутствии экрана. Поле вне решетки при $x > -h_1$ удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца

$$(\Delta + K^2)U(x, y) = 0 \qquad \left(K^2 = \frac{\omega^2}{c^2},\ |Kh| < \frac{\pi}{2}\right), \tag{1}$$

краевому условию на элементах решетки

$$\left(\frac{\partial U}{\partial n} + \beta U\right)\Big|_{L_m} = f_m, \qquad \beta(\xi, \eta) \leqslant 0, \qquad m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \tag{2}$$