

## ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗВУКА ПЛОСКИМИ КОНСТРУКЦИЯМИ С ДИФFUЗНЫМ ПОЛЕМ ИЗГИБНЫХ ВОЛН

А. С. Никифоров

Случайные, в том числе диффузные, поля изгибных волн в конструкциях сравнительно хорошо исследованы [1, 2]. Вместе с тем, излучение звука такими конструкциями изучено недостаточно.

Рассмотрим плоскую бесконечную конструкцию, соприкасающуюся одной стороной со средой. Конструкцию будем полагать в виде пластины с расположенными на ней во взаимно перпендикулярных направлениях эквидистантными препятствиями (например, в виде ребер жесткости), обладающих одинаковыми виброизоляционными свойствами.

Пусть на конструкцию воздействует бесконечный линейный источник вибрационной энергии, расположенный при координате  $x=0$ . Этот источник с погонной мощностью  $W$  создает в конструкции одномерное диффузное поле с распределением плотности энергии вдоль оси  $x$ , описываемым в соответствии с работой [2] выражением

$$(1) \quad w(x) = \frac{W}{2\gamma\lambda} e^{-\gamma x}; \quad (x \geq 0)$$

$$w(x) = \frac{W}{2\gamma\lambda} e^{\gamma x}; \quad (x \leq 0),$$

где  $\gamma$  и  $\lambda$  — коэффициенты виброзатухания и вибропроводимости конструкции, равные  $\gamma = \sqrt{\omega\eta_z}/\lambda$ ,  $\lambda = \alpha l c$ ,  $\omega$  — круговая частота,  $\eta_z$  — коэффициент потерь в конструкции, равный сумме коэффициента внутренних потерь  $\eta_{вн}$  и коэффициента потерь, обусловленных звукоизлучением конструкции  $\eta_{изл}$ ,  $l$  — расстояние между препятствиями для изгибных волн в конструкции,  $\alpha$  — коэффициент прохождения энергии диффузного поля изгибных волн через препятствие (для ребер жесткости  $\alpha = 0,25$ ),  $c$  — групповая скорость изгибных волн.

Определим распределение звуковой энергии в среде вдоль оси  $z$  ( $z=0$  на поверхности конструкции), перпендикулярной плоскости конструкции и проходящей через точку  $x=0$ . Предположим, что каждый малый в сравнении с длиной звуковой волны элемент поверхности конструкции излучает в полупространство соприкасающейся среды сферическую звуковую волну. При допущении о диффузности вибрационного поля в конструкции излучение соседних элементов поверхности конструкции можно полагать некогерентным. Тогда в силу двумерности рассматриваемой задачи излучение звука полоской на поверхности конструкции с единичной шириной, расположенной на расстоянии  $x$  от линии действия источника ( $x=0$ ), будет иметь характер цилиндрической волны, излучаемой в полупространство. Эта волна в точке  $(z, y_0)$  создает звуковую мощность (энергию, проходящую через единицу площади за единицу времени), равную

$$(2) \quad q(x, z) = w(x) \omega \eta_{изл} / \pi r_0,$$

где  $r_0$  — расстояние между точками  $(x, y_0)$  и  $(z, y_0)$ , равное

$$r_0 = (x^2 + z^2)^{1/2}.$$

Суммарная звуковая мощность в точке  $(z, y_0)$  будет

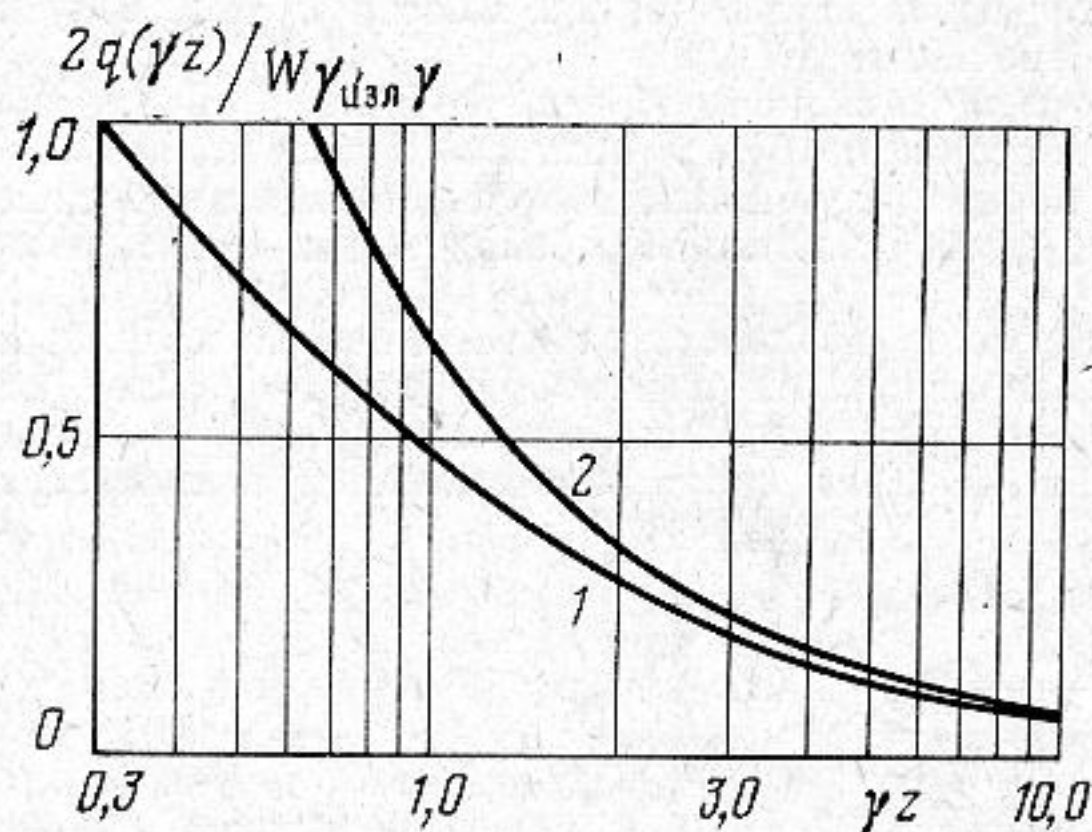
$$(3) \quad q(z) = 2 \int_0^{\infty} q(x, z) dx = \frac{W \omega \eta_{изл}}{\pi \gamma \lambda} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\gamma x} dx}{\sqrt{x^2 + z^2}}.$$

Интеграл (3) табулирован в работе [3]. Подставив его значение в формулу (3),

получаем

$$(4) \quad q(z) = \frac{1}{2} W \gamma_{\text{изл}} \gamma [H_0(\gamma z) - N_0(\gamma z)],$$

где  $H_0$  — функция Струве,  $N_0$  — цилиндрическая функция Неймана,  $\gamma_{\text{изл}}$  — коэффициент звукоизлучающей способности конструкции, определяющий ту часть вибрационной энергии, которая тратится конструкцией на звукоизлучение, равный  $\gamma_{\text{изл}} = \eta_{\text{изл}} (\eta_{\text{изл}} + \eta_{\text{вн}})^{-1} = \eta_{\text{изл}} \cdot \eta_{\Sigma}^{-1}$ .



Зависимость от параметра  $\gamma z$  звуковой мощности, излучаемой конструкцией с линейным источником вибрационной энергии: 1 — по формуле (4), 2 — по формуле (5)

При больших значениях аргумента  $\gamma z (\gamma z \gg 1)$  выражение в квадратных скобках в формуле (4) асимптотически стремится к величине  $2/\pi \gamma z$ . Соответственно эта формула принимает вид

$$(5) \quad q(z) \rightarrow W \gamma_{\text{изл}} / \pi z.$$

Выражение (5) показывает, что при достаточно большом аргументе  $\gamma z$  звуковое поле конструкции соответствует полю линейного источника, излучающего цилиндрическую волну в полупространство. Погонная мощность этого источника  $W \gamma_{\text{изл}}$ , т. е. равна звуковой мощности, излучаемой участком конструкции единичной ширины (вдоль координаты  $y$ ). Очевидно также, что звуковое поле, создаваемое конструкцией, приобретает характер цилиндрической волны на расстоянии тем меньшем, чем интенсивнее в ней затухает поле изгибных волн, т. е. чем сильнее локализована энергия в конструкции в окрестности источника.

На фигуре показана зависимость излучаемой конструкцией звуковой мощности от параметра  $\gamma z$ , вычисленная по формуле (4). Там же для сравнения представлена аналогичная зависимость, определенная по формуле (5). Видно, что по мере приближения к поверхности конструкции прирост излучаемой ею звуковой мощности замедляется. Это объясняется тем, что на малых расстояниях от конструкции повышается влияние на излучаемую мощность отдаленных от источника ( $x=0$ ) участков поверхности конструкции, чье излучение слабо зависит в указанной области звукового поля от координаты  $z$ . Видно также, что с точностью до 10% вычисление  $q(z)$  можно осуществлять по более простой формуле (5) при  $\gamma z \geq 3$ .

В случае точечного источника вибрационной энергии в рассматриваемой конструкции возникает осесимметричное диффузное поле изгибных волн, плотность энергии в котором описывается выражением [2]

$$(6) \quad w(R) = \frac{W}{2\pi\lambda} K_0(\gamma R),$$

где  $R$  — расстояние от точки действия источника с мощностью  $W$ ;  $K_0$  — цилиндрическая функция Макдональда.

Найдем распределение звуковой мощности в соприкасающейся с конструкцией среде вдоль оси  $z$ , проходящей через точку действия источника ( $R=0$ ) нормально к поверхности конструкции.

Излучение звука участком поверхности конструкции с единичной площадью, находящегося на расстоянии  $R$  от источника, будет создавать в точке  $z$  звуковую мощность

$$(7) \quad q(R, z) = \frac{w(R) \omega \eta_{\text{изл}}}{2\pi r_0^2},$$

где  $r_0$  — расстояние между точками  $(R, z=0)$  и  $(R=0, z)$ , равное  $r_0 = (R^2 + z^2)^{1/2}$ . Звуковая мощность в точке  $(R=0, z)$ , создаваемая излучением звука всей поверхностью конструкции, будет

$$(8) \quad q(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} q(R, z) R d\theta dR = \frac{W \omega \eta_{\text{изл}}}{2\pi \lambda} \int_0^{\infty} \frac{K_0(\gamma R) R dR}{R^2 + z^2},$$

где  $\theta$  — угловая координата в полярной системе  $R, \theta$  в плоскости конструкции. Решение интеграла, входящего в выражение (8), содержится в работе [3]. Воспользовавшись этим решением, получаем

$$(9) \quad q(z) = \frac{W \gamma_{\text{изл}} \gamma^2}{2\pi} S_{-1,0}(\gamma z),$$

где  $S_{-1,0}$  — функция Ломмеля. При увеличении аргумента  $\gamma z$  ( $\gamma z \gg 1$ ) выражение (9) асимптотически стремится к виду

$$(10) \quad q(z) \rightarrow W \gamma_{\text{изл}} / 2\pi z^2.$$

Отсюда видно, что при достаточно большом удалении от поверхности излучающей конструкции создаваемое ею звуковое поле имеет характер сферической волны, излученной в полупространство. Очевидно также, что сферическая волна устанавливается при удалении от конструкции тем быстрее, чем сильнее локализована энергия в конструкции вокруг источника, т. е. чем больше величина коэффициента виброзатухания  $\gamma$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рыбак С. А. Случайно связанные изгибные и продольные колебания пластин. Акуст. ж., 1972, 18, 1, 96—100.
2. Ляпунов В. Т., Никифоров А. С. Виброизоляция в судовых конструкциях. Л., «Судостроение», 1975.
3. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1962.

Поступила  
25 июня 1979 г.