АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XVII 1971 Вып. 4

УДК 534.833.522.4;534.213.4

ЗВУКОИЗОЛЯЦИЯ ЗАМКНУТОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ИЗНУТРИ

В. И. Гельфгат, Д. Р. Гужас, Р. Н. Михайлов, Б. Д. Тартаковский

Рассмотрена звукоизоляция цилиндрической оболочки при осесимметричном возбуждении изнутри и для нормальной волны, распространяющейся внутри оболочки. Показано, что звукоизоляция оболочки на низких частотах значительно превышает звукоизоляцию пластины той же толщины. С ростом частоты звукоизоляция уменьшается и на высоких частотах совпадает с звукоизоляцией пластины.

Полученные результаты проверены экспериментально, причем получено хорошее совпадение расчетных и опытных данных.

Вопросу о звукоизоляции цилиндрических оболочек посвящено несколько работ. Так, Кремер [1] исследовал звукоизоляцию цилиндрической оболочки на высоких частотах при диффузном падении звука. Тому же вопросу посвящены работы [2 и 3]. Частный случай нормального падения звука рассмотрен в работе [4]. В работе [5] получены некоторые результаты по звукоизоляции цилиндрической оболочки при облучении снаружи.

Ниже рассматривается звукоизоляция на низких частотах для диффузного падения звука изнутри и при распространении нормальных волн, возбуждаемых внутри оболочки. Второй случай изучается как теоретически, так и экспериментально.

Пусть на оси цилиндрической оболочки расположен источник звука, излучающий волну вида

$$P = H_0^{(1)}(kr\cos\theta)\, e^{ikz\sin\theta}\cdot e^{-i\omega t}, \qquad (1)$$

где $k = \omega / c$ — волновое число в среде, r и z — цилиндрические координаты, θ — угол падения волны на оболочку (фиг. 1). Волна, заданная в виде (1), является аналогом плоской волны, падающей на пластину под углом θ. Уравнение движения оболочки при осесимметричных колебаниях имеет вид [6]

$$\frac{d^2U}{dz^2} - \frac{\sigma}{R}\frac{dW}{dz} + \frac{\omega^2}{c^2}U = 0,$$

$$\frac{\sigma}{R}\frac{dU}{dz} - \frac{h^2}{12}\frac{d^4W}{dz^4} - \frac{W}{R^2} + \frac{\omega^2}{c^2}W = -\frac{(1-\sigma^2)}{Eh}F(z)\,e^{i\alpha z}, \qquad (2)$$

где U и W — тангенциальное и нормальное смещения, ρ_0, E и h — плотность материала, модуль Юнга и толщина стенки оболочки соответственно, R — радиус цилиндра, $c_0 = \left[\frac{E}{\rho_0(1-\sigma^2)}\right]^{1/2}$ — скорость продольных волн в пластине, $F(z)$ — плотность возбуждающей силы. Согласно уравнениям

(2), импеданц оболочки

$$Z_0 = \frac{P_1 - P_2}{-i\omega W} = i\frac{\rho_0 c_0}{nkR}\frac{h}{R}\left\{1+\sigma^2\frac{\sin^2\theta}{n^2-\sin^2\theta}-(nkR)^2+\right.$$

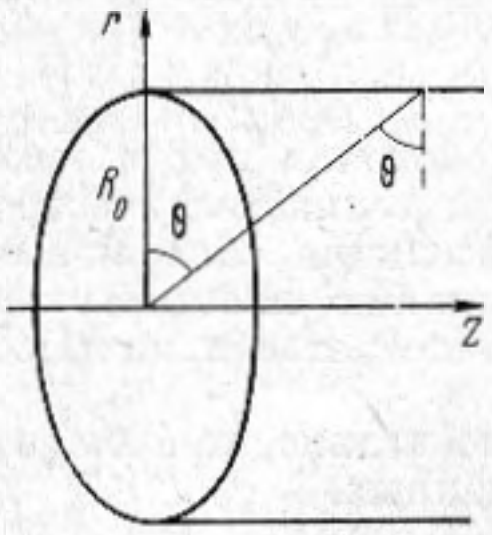
$$\left.+\left(\frac{h}{R}\right)^2\frac{(nkR\sin\theta)^4}{12}\right\} \qquad (3)$$

где $n = c/c_0$, $\rho_0 c_0$ — волновое сопротивление материала оболочки.

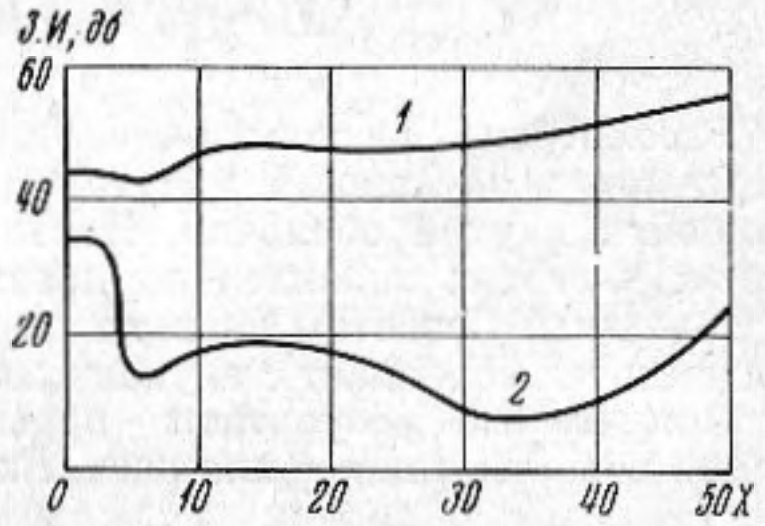
Звуковое поле в среде представим в виде

$$P_1 = P_{\text{бег}} + VP_{\text{ст}}, \quad P_2 = DP_{\text{бег}}, \qquad (4)$$

где P_1 и P_2 — звуковое давление внутри и вне оболочки. V и D — коэффициенты отражения и прохождения, $P_{\text{бег}}$ и $P_{\text{ст}}$ — давление, соответствующее расходящейся и стоячей волнам. Приравняв нормальные скорости вне



Фиг. 1



Фиг. 2

и внутри оболочки к скорости колебаний оболочки и выразив их через импеданцы и соответственное давление, получим

$$D = \frac{Z_{\text{бег}} - Z_{\text{ст}}}{Z_{\text{бег}} - Z_{\text{ст}} + Z_0}, \quad \left.\frac{P_2}{P_1}\right|_{r=R} = \frac{Z_{\text{бег}}}{Z_{\text{бег}} + Z_{\text{ст}}}, \qquad (5)$$

где $Z_{\text{бег}}$ и $Z_{\text{ст}}$ — импеданцы в бегущей и стоячей волнах, определяемые по формулам:

$$Z_{\text{бег}} = \frac{P_{\text{бег}}}{v_{\text{бег}}} = \frac{\rho c}{i\cos\theta}\frac{H_0^{(1)}(kr\cos\theta)}{H_1^{(1)}(kr\cos\theta)}, \qquad (6)$$

$$Z_{\text{ст}} = \frac{P_{\text{ст}}}{v_{\text{ст}}} = \frac{\rho c}{i\cos\theta}\frac{J_0(kr\cos\theta)}{J_1(kr\cos\theta)},$$

где $v_{\text{бег}}$ (соответственно $v_{\text{ст}}$) — нормальные скорости в бегущей (соответственно стоячей) волне.

Для диффузного звука звукоизоляция оболочки определяется следующим образом:

$$\text{ЗИ} = -10\lg\left[2\int_0^1 |D(\theta)|\cos\theta\, d\cos\theta\right]. \qquad (7)$$

На фиг. 2 показана зависимость звукоизоляции от частоты, вычисленная по формуле (7) для $n = 5{,}8\cdot 10^{-2}$; $\xi = \frac{\rho_0 c_0}{\rho c} = 10^5$ (стальная оболочка в воздухе) при разных отношениях $\frac{h}{R} = 0{,}03\,(1)$; $0{,}003\ (2)$.

Применительно к рассмотрению нормальных волн назовем звукоизоляцией величину $\text{ЗИ} = -20\lg|P_2/P_1|$. Будем считать, что звукоизоляция достаточно велика и затухание нормальных волн из-за излучения мало; звуковое поле осесимметрично и обуславливается, в основном, одной распространяющейся нормальной волной, ближайшей к своей резо-

нансной частоте. Эти допущения хорошо подтверждаются проведенным нами экспериментом.

Поле в среде можно представить в виде

$$P_1(r, z) = J_0(kr\cos\theta)\, e^{ihz\sin\theta}, \qquad P_2(r, z) = AH_0^{(1)}(kr\cos\theta)\, e^{ihz\sin\theta}. \quad (8)$$

Из очевидных соотношений

$$P_1 - P_2 = vZ_0, \quad P_1 = vZ_{ст}, \quad (9)$$

где v — нормальная скорость, легко определить все интересующие нас величины. Воспользовавшись тем, что $|P_2| \ll |P_1|$, из формулы (9) получим дисперсионное уравнение (точное в отсутствие внешней среды)

$$Z_c = Z_{ст}, \quad (10)$$

которое при учете формулы (6) приобретает вид

$$a\left\{1 + \sigma^2 \frac{\sin^2\theta}{n^2 - \sin^2\theta} - (nkR)^2\right\} = -\frac{J_0(kr\cos\theta)\, kr}{J_1(kr\cos\theta)\cos\theta}, \quad (11)$$

где $a = \dfrac{\rho_0 c_0^2}{\rho c^2} \cdot \dfrac{h}{R}$. Ради упрощения исключим из рассмотрения узкую область углов, определяемую неравенством $n^2(1-\sigma^2) < \sin^2\theta < n^2(1+\sigma^2)$. При падении волны под этими углами в оболочке возбуждается осесимметричная нормальная волна продольного типа. Как известно, при прохождении плоских волн через плоские пластины эффект возбуждения продольных волн в пластинах при критическом угле $\sin\theta = c/c_0$ трудно наблюдаем экспериментально и поэтому в рассматриваемом случае может не учитываться.

Пока $|a/(kR)^2| \gg 1$ корни уравнения (11) мало отличаются от корней дисперсионного уравнения нормальных волн в цилиндре с абсолютно жесткими стенками, т. е. $J_1(kr\cos\theta) = 0$. В качестве нулевого приближения можно было бы взять корни этого уравнения, однако при этом нормальная скорость стенок цилиндра равна нулю. Для фактического определения их нормальной скорости необходимо определить угол в следующем приближении. Разлагая функции Бесселя вблизи нуля, получим для нулевой нормальной волны ($|kr\cos\theta| \ll 1$) угол наклона:

$$\cos\theta = \frac{i}{\sqrt{a/2}}. \quad (12)$$

Использовав формулы (6) и (9), получим выражение для звукоизоляции:

$$ЗИ \approx -20\lg\left[\frac{(kR)^2}{2a}\right] дб. \quad (13)$$

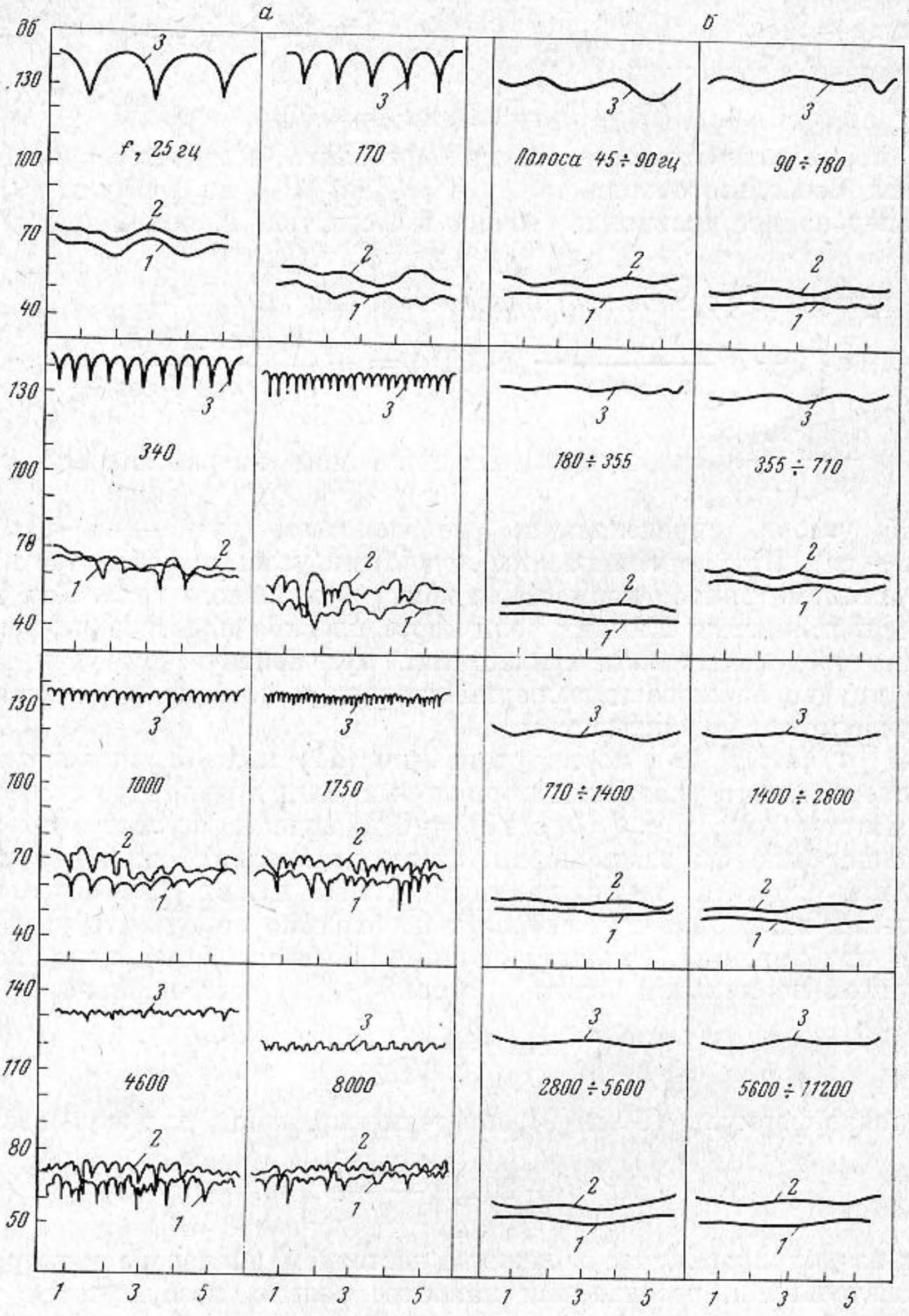
Исходя из допущения, что в каждом частотном диапазоне между двумя последовательными резонансами наиболее сильно возбуждается только нормальная волна, ближайшая к резонансу, для которой угол θ мал, получим из формулы (5) в каждом из этих диапазонов выражение для звукоизоляции:

$$ЗИ = -20\lg\frac{kR}{a|1-(nkR)^2|}. \quad (14)$$

Звукоизоляция уменьшается с частотой до тех пор, пока $nkR < 1$, т. е. до первого резонанса продольных волн в оболочке, потом увеличивается по закону массы. Поскольку при рассмотрении предполагалось, что звукоизоляция велика, формула (14) неверна вблизи $nkR = 1$.

Для проверки принятых допущений и полученных при этом результатов были проведены экспериментальные исследования звукоизоляции труб. Измерения звукоизоляции проводились на стальных трубах, подвешенных на капроновых нитях и резиновых амортизаторах к стойкам, установленным в акустической камере. Была предусмотрена возможность

перемещения микрофонов снаружи и внутри трубы вдоль оси, синхронизованных с записью на ленте уровня звукового давления. Микрофоны располагались непосредственно у стенки трубы (на расстоянии 0,5—1 *см*) и при удалении от стенки на 50 *см*. Для осевого перемещения микрофонов



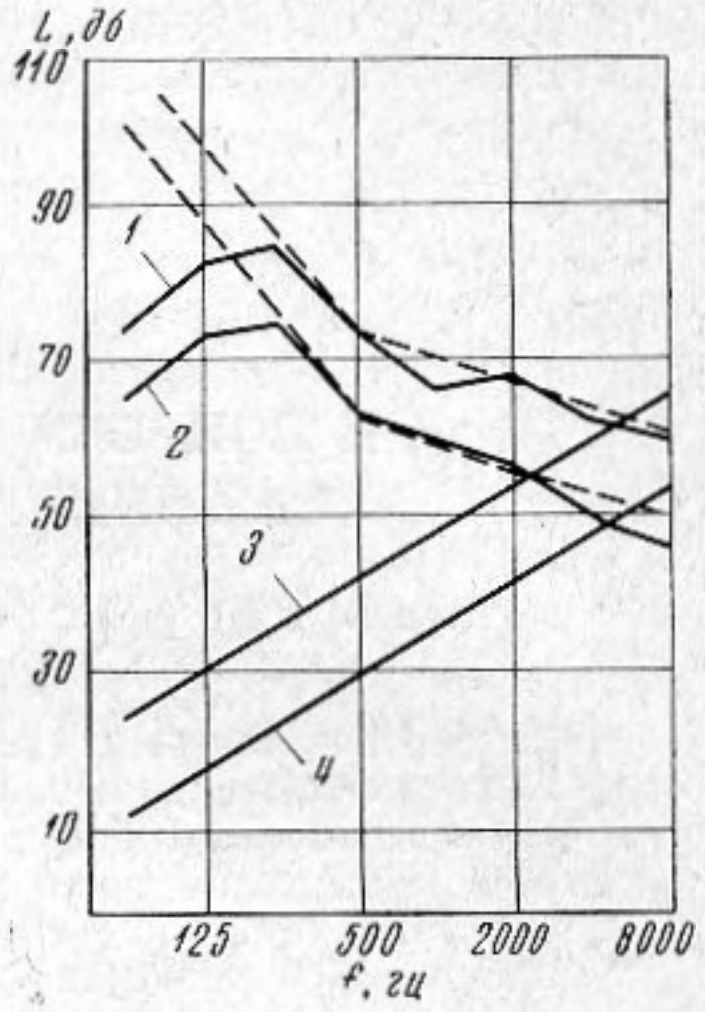
Фиг. 3

внутри трубы в ней были просверлены отверстия и вставлены трубки, через которые проходил трос и кабель микрофона. Неравномерность звукового поля по сечению трубы определялась путем перестановки микрофона по радиусу с помощью гибкого шланга, закрепленного в тележке.

Источник звука был установлен на одном торце трубы. На другом была установлена отражающая заглушка, сделанная из металла и резины общей толщиной, превышающей толщину стенки трубы примерно в десять раз. Источником звука внутри трубы служил громкоговоритель 50 ГРД-8, вмонтированный в камеру цилиндрической формы, заполненную распушенной стекловатой. Камера была подвешена на амортизаторах и виброизолирована от трубы с помощью резиновых дисков. Громкогово-

ритель возбуждался синусоидальными тонами и полосами белого шума.

Была измерена звукоизоляция двух стальных цилиндрических труб длиной $l = 6$ *м* и диаметром 219 *мм* с толщиной стенок $h = 2$ и 8 *мм*. Результаты измерений представлены на фиг. 3 и 4. На фиг. 3 показаны уровни звукового давления внутри трубы с толщиной стенок 2 *мм* (кривая *1*) и снаружи (кривые *2*, *3*) на синусоидальных тонах (кадры *а*) и в отдельных полосах частот (кадры *б*). Частотные характеристики звукоизоляции обеих труб показаны на фиг. 4. Кривые *1* и *2* соответствуют экспериментальным данным для труб толщиной стенок 2 и 8 *мм*, кривые *3* и *4* — звукоизоляции рассчитанной по закону массы. Пунктиром нанесена теоретическая зависимость.



Фиг. 4

Из проведенных измерений видно, что внутри трубы устанавливаются нормальные волны. На низких частотах пространственный период волны вдоль оси близок к длине волны в свободном пространстве, а на высоких частотах — значительно превышает ее, что хорошо согласуется с принятыми допущениями. На низких частотах измеренная звукоизоляция меньше достигаемой теоретически, что объясняется недостаточностью принятых мер по исключению дополнительных путей прохождения звука от источника. Исключение влияния побочных путей прохождения звука затруднено ввиду необычайно высокой звукоизоляции трубы. В заключение отметим, что ввиду большой звукоизоляции цилиндрическая труба может с успехом применяться в качестве звукоизолирующего элемента, особенно на низких частотах, где звукоизоляция пластины мала.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Cremer. Theorie der Luftschalldämmung Zylindrisher Schalen. Acustica. 1955, 5, 245—256.
2. В. А. Вавилов. Звукоизоляция с помощью цилиндрических оболочек. Научные работы ин-тов охраны труда ВЦСПС. М., Профиздат, 1968, 50, 36—40.
3. В. А. Вавилов, В. Б. Перетц, С. В. Бараев. О звукоизоляции цилиндрических оболочек. Научные работы ин-тов охраны труда ВЦСПС. М., Профиздат, 1968, 51, 62—65.
4. Т. С. Олейникова, Ю. К. Коненков. К вопросу о теории звукоизоляции бесконечной цилиндрической оболочки. Научные работы ин-тов охраны труда ВЦСПС. М., Профиздат, 1969, 61, 100—107.
5. Е. Л. Шендеров. Прохождение звуковой волны через упругую цилиндрическую оболочку. Акуст. ж., 1963, 9, 1, 222—230.
6. С. П. Тимошенко, С. Войновский-Кригер. Пластинки и оболочки. М., «Наука», 1966.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
24 июля 1970 г.