

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1954.
2. King L. V. On the acoustic radiation pressure on spheres.— Proc. Roy. Soc. London, 1934, v. A147, p. 212–240.
3. Yosioka K., Kawasima Y. Acoustic radiation pressure on compressible sphere.— Acustica, 1955, v. 5, p. 167–179.
4. Горьков Л. П. О силах, действующих на малую частицу в акустическом поле в идеальной жидкости.— Докл. АН СССР, 1961, т. 140, № 1, с. 88–91.
5. Дыхне А. М., Паль А. Ф., Письменный В. Д., Пичугин В. В., Старостин А. Н. О разделении газовых смесей в поле звуковой волны.— Докл. АН СССР, 1982, т. 262, № 2, с. 331–335.
6. Духин С. С. Теория дрейфа аэрозольной частицы в стоячей звуковой волне.— Коллоидный журн., 1960, т. 22, № 1, с. 128–130.
7. Медников Е. П. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М.: АН СССР, 1963.
8. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
9. Исакович М. А. Общая акустика. М.: Наука, 1973.

Институт радиофизики и
электроники Академии наук АрмССР

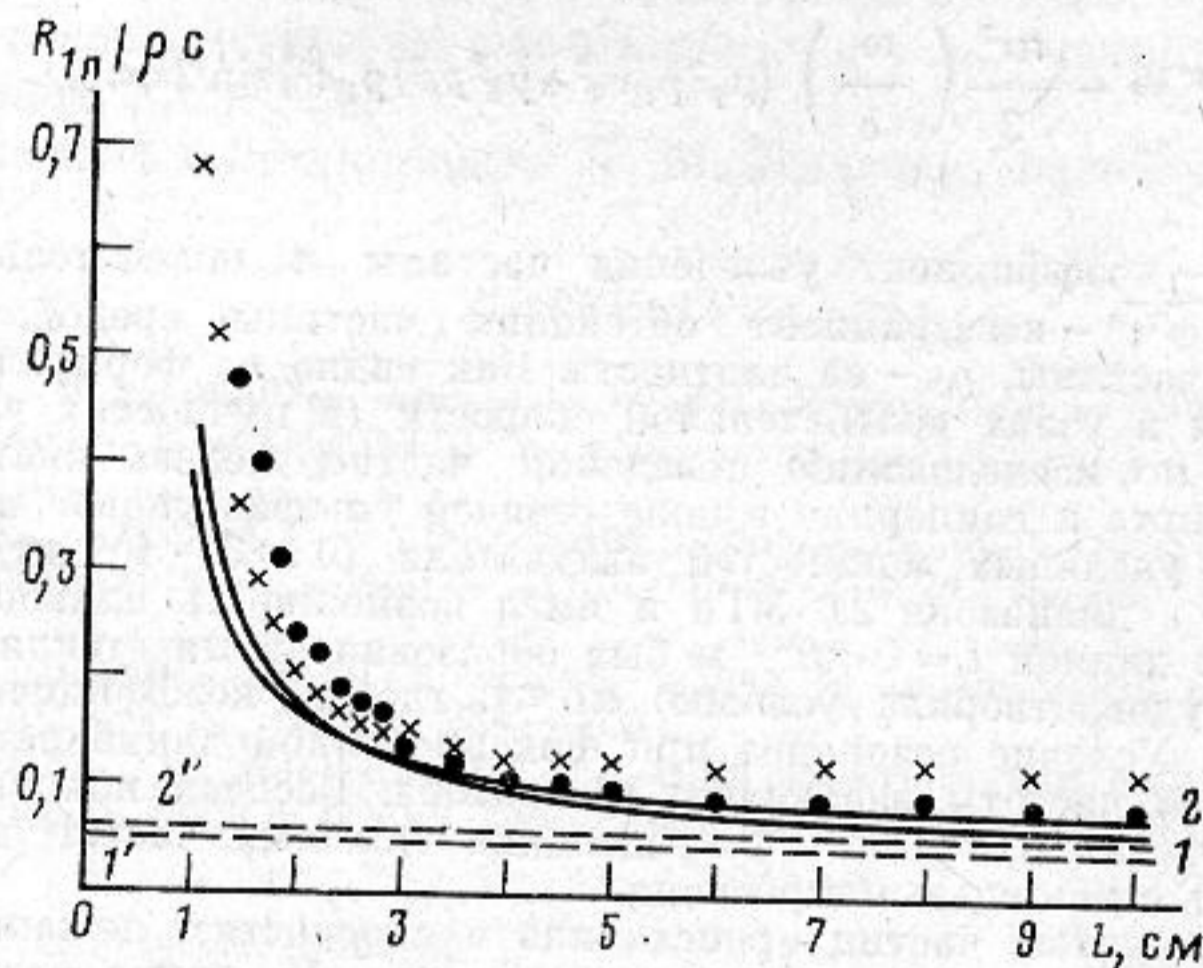
Поступило в редакцию
9.VIII.1983

УДК 534.26

ВЛИЯНИЕ ПОТЕРЬ В ОБЪЕМЕ РЕЗОНАТОРА НА ЕГО АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Велижанина К. А., Вощукова Е. А., Свирина Л. Д.

При расчете входного импеданса резонансного звукопоглотителя обычно полагают, что в области линейных, т. е. не зависящих от уровня звукового давления или колебательной скорости, значений импеданса его активная составляющая $R_{1л}$ обусловлена лишь диссипативными потерями в горле. При экспериментальных же исследованиях зависимости R_1 от амплитуды колебательной скорости (при фиксированной частоте) нами было обнаружено, что линейные значения R_1 различны для



Фиг. 1. Зависимость $R_{1л}/ρc$ от L для резонансного звукопоглотителя $d=0,016$ м, $t=0,005$ м, $η=0,03$. 1, 2 — расчет с учетом, 1', 2' — без учета потерь к полости. 1, 1' — $f=400$ Гц, ● — эксперимент; 2, 2' — 500 Гц, × — эксперимент

различных глубин полости резонатора L . При этом с уменьшением L $R_{1л}$ возрастает и, начиная с некоторых значений L , значительно превосходит то значение $R_{1л}$, которое обусловлено потерями в горле (фиг. 1). На наш взгляд, такое возрастание $R_{1л}$ происходит потому, что при уменьшении L доля объема полости резонатора, занимаемая пограничным слоем, возрастает, а это приводит к возрастанию роли потерь в полости по сравнению с потерями в отверстии.

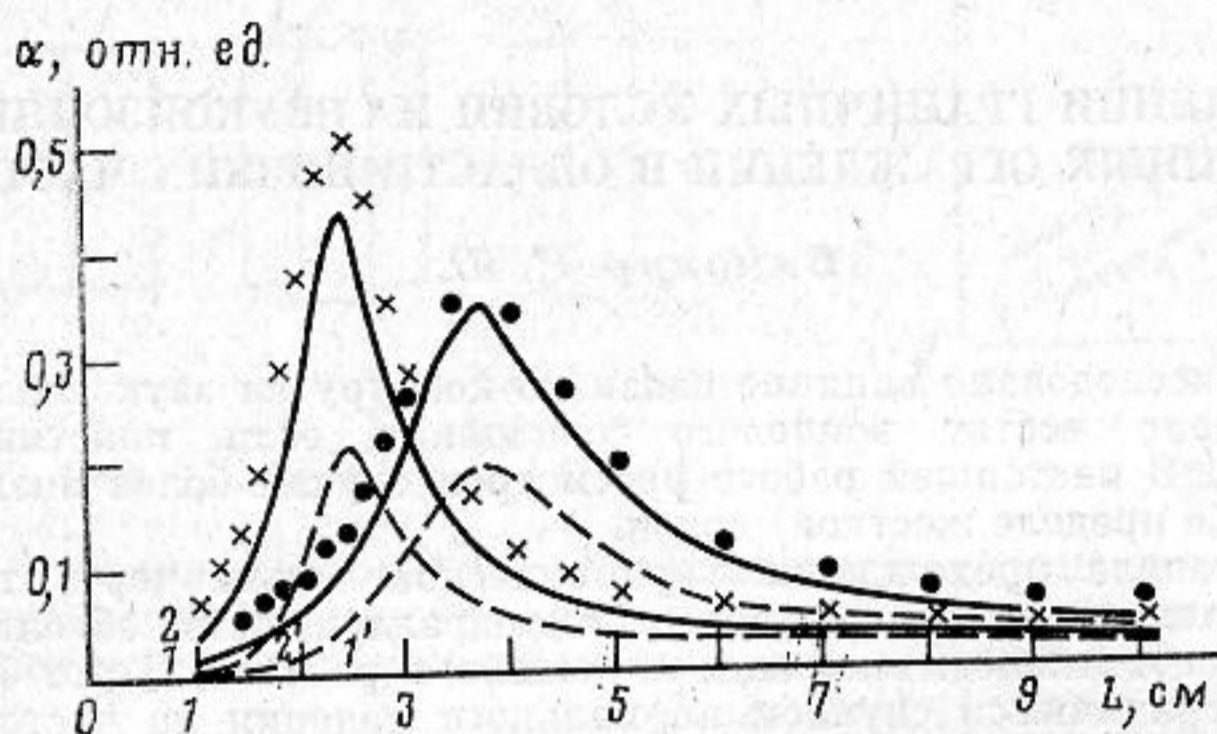
Свой вклад в увеличение $R_{1л}$ вносит и возрастание концевой поправки горла

резонатора со стороны полости малой глубины δ_{in} [1, 2], входящей в формулу для активной составляющей импеданса отверстия R_{10} , которая, в частном случае, когда длина вязкой волны λ_v меньше периметра отверстия, имеет вид

$$R_{10} = \sqrt{8\mu\rho\omega}(t + \delta_{ex} + \delta_{in})/d\eta\rho c. \quad (1)$$

Здесь μ , ρ — вязкость и плотность среды, $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота, t — длина горла, δ_{ex} — поправка на конец с внешней стороны горла, d — диаметр отверстия, $\eta = d^2/4a^2$ — коэффициент перфорации, a — радиус полости, c — скорость звука. При малых L/λ , где λ — длина звуковой волны, δ_{in} пропорциональна $1/L$ [1, 2].

Оценка потерь в полости резонатора, представляющего собой отрезок трубы, ограниченный жесткими стенками, проводилась на основе теории Кирхгофа [3] для распространения звука в трубках с учетом вязкости и теплопроводности. При этом



Фиг. 2. Зависимость коэффициента звукопоглощения α от L , рассчитанная с учетом (1, 2) и без учета (1', 2') потерь в полости. 1, 1' — 400 Гц, ● — эксперимент; 2, 2' — 500 Гц, × — эксперимент. Параметры те же, что на фиг. 1. Измерения проводились для одиночной ячейки поглотителя площадью $0,0064 \text{ см}^2$ в интерферометре того же сечения

для активной составляющей импеданса $R_{1п}$, обусловленной потерями в полости на вязкость¹ и теплопроводность, при $L/\lambda \ll 1$ и $a/\lambda_v, a/\lambda_T \gg 1$, (λ_T — длина тепловой волны) было получено выражение

$$R_{1п} = R_v + R_T = c(\sqrt{2\mu/\rho} + (\gamma - 1)\sqrt{2\kappa/\gamma})(1 + a/L)/\omega^{1/2}aL, \quad \gamma = c_p/c_v, \quad (2)$$

в котором потери на стенке с отверстием и стенке, замыкающей полость, учтены введением множителя $(1 + a/L)$.

Как видно из формулы (2), величина $R_{1п}$ увеличивается при уменьшении глубины полости, а также при понижении частоты (по закону $\omega^{-1/2}$). Отметим, что в работе [4] также были получены выражения для R_v и R_T . Величина R_T из работы [4] совпадает со значением R_T , входящим в формулу (2). Значение же R_v в [4] возрастает с ростом L , что качественно не согласуется с экспериментальными результатами.

Полное активное сопротивление звукопоглотителя определяется выражением $R_{1л} = R_{10} + R_{1п}$, где R_{10} вычисляется по формуле (1), а $R_{1п}$ — по формуле (2). Из выражений (1, 2) следует, что при увеличении L значение $R_{1л}$ уменьшается и, начиная с некоторых L , определяется потерями в отверстии R_{10} (при $\delta_{in} = \delta_{ex}$) и зависит от частоты по закону $\omega^{1/2}$. Из фиг. 1 видно, что теоретические расчеты величины $R_{1л}$ качественно согласуются с экспериментами. На фиг. 2 приведены теоретические и экспериментальные зависимости коэффициента звукопоглощения α от L . Можно констатировать, что потери в полости дают заметный вклад в активное сопротивление и коэффициент звукопоглощения поглотителя (особенно в области низких частот) и их нужно учитывать там, где в соответствии с требованиями практики необходимо уменьшать габариты поглотителя за счет его глубины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ingard U. On the radiation of sound into a circular tube, with an application to resonators. — J. Acoust. Soc. Amer., 1948, v. 20, № 5, p. 665–682.
2. Велижанина К. А., Воронина Н. Н. Излучение щели в перегородке волновода, нагруженного произвольным импедансом. — Вестн. МГУ. Сер. Физика, астрономия, 1969, № 1, с. 55–62.

¹ Потери на вязкость объясняются наличием градиента колебательной скорости от максимума в горле до нуля на задней стенке резонатора.

3. Цейккер К., Костен К. Звукопоглощающие материалы. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
 4. Nolle A. W. Small-signal impedance of short tubes.— J. Acoust. Soc. Amer., 1953, v. 25, № 1, p. 32–39.

Московский государственный университет
 им. М. В. Ломоносова
 физический факультет

Поступило в редакцию
 9.1.1984

УДК 699.844

О ВЛИЯНИИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА ЗВУКОИЗОЛЯЦИЮ ДВОЙНЫХ ОГРАЖДЕНИЙ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЧАСТОТ

Винокур Р. Ю.

В работе [1] исследовано влияние связи по контуру на звукоизоляцию двойного ограждения в зоне частот волнового совпадения, если пластины одинаковы, а связь — жесткая. В настоящей работе рассмотрен случай более низких частот при условии упругой (в пределе жесткой) связи.

Исследуем сначала прохождение гармонической волны через тонкую полосу, шарнирно закрепленную в волноводе с плоскопараллельными абсолютно жесткими стенками (фиг. 1, а). Аналогичная задача решена в работе [2], но без учета внутренних потерь. Ограничимся случаем нормального падения на частотах ниже первой критической частоты волновода и рассмотрим только плоские волны: нормальные волны высших порядков образуют «местное» поле скоростей, что эквивалентно появлению присоединенной массы, которой можно пренебречь по сравнению с массой ограждения [3]. Запишем уравнение гармонических изгибных колебаний полосы

$$d^4v(z)/dz^4 - (\tilde{\mu}/a)^4 [v(z) + \tilde{p}/iM\omega] = 0 \quad (1)$$

и граничные условия $v = v_{zz}'' = 0$ при $z = \pm a/2$. Здесь разность амплитуд звукового давления на поверхностях полосы $\tilde{p} = 2(p_0 - p)$, где p_0 и $p = \rho c \bar{v}$ — амплитуды звукового давления падающей и прошедшей волн; $v(z)$ — амплитуда колебательной скорости

полосы, ее среднее значение $\bar{v} = (1/a) \int_{-a/2}^{a/2} v(z) dz$; $(\tilde{\mu}/a)^4 = (M\omega^2)/\tilde{B}$, где комплексная

изгибная жесткость $\tilde{B} = B \cdot (1 - i\eta)$; $\tilde{\mu} = \mu r$, $\mu = a^4 \sqrt{M\omega^2/B} = \pi \sqrt{f/f_n}$ — безразмерное волновое число изгибных волн, $r \approx 1 + i\eta/4$; a , M , B , f_n — соответственно ширина, поверхностная плотность, цилиндрическая жесткость, основная собственная частота изгибных колебаний полосы; η — коэффициент внутренних потерь; f и ω — частота и круговая частота звука; ρ и c — плотность воздуха и скорость звука в нем. Решая краевую задачу, находим коэффициент прохождения звука через полосу

$$\tau(f) = \left| \frac{p}{p_0} \right|^2 = \left| 1 + \frac{i\varphi_2(\tilde{\mu})}{(\beta \cdot [\varphi_2(\tilde{\mu}) - 1])} \right|^{-2},$$

где $\beta = 2\rho c/(M\omega)$, $\varphi_2(\tilde{\mu}) = \tilde{\mu}/[\operatorname{tg}(\tilde{\mu}/2) + \operatorname{th}(\tilde{\mu}/2)]$. При характерных для практики условиях

$$\mu \gg \pi \quad (\text{т. е. } f \gg f_n), \quad \mu\eta/4 \ll 1 \quad (2)$$

$\tau(f) \approx \tau_m(f)$ во всей рассматриваемой области частот кроме относительно узких интервалов, соответствующих резонансам полосы, где $\tau(f) \gg \tau_m(f)$, и ее антирезонансам, где $\tau(f) \ll \tau_m(f)$ (величина $\tau_m(f) = |1 + i/\beta|^{-2} \approx \beta^2$ соответствует закону массы для нормального падения звука). Центры «резонансных» интервалов — собственные частоты нечетных изгибных мод (четные моды плоскими нормально падающими волнами не возбуждаются). Находим коэффициент прохождения звука в полосе частот $f_1 \leq f \leq f_2$, полагая, что она содержит хотя бы один «резонансный» интервал:

$$\hat{\tau}(f) = [1/(f_2 - f_1)] \int_{f_1}^{f_2} \tau(f) df \approx \tau_m(f) (1 + 1/(\hat{\mu}\hat{\gamma}Q)). \quad (3)$$

Здесь $f_2/f_1 \approx 2$, $\hat{f} = \sqrt{f_1 f_2}$, $\hat{\gamma} = \hat{\mu}^2 \eta/8$, $Q = 1 + \hat{\beta}/\hat{\gamma}$, где $\hat{\mu} = \mu(\hat{f})$, $\hat{\beta} = \beta(\hat{f})$. Если потери колебательной энергии полосы за счет излучения звука намного меньше внутренних потерь (т. е. $\hat{\beta} \ll \hat{\gamma}$), то $Q = 1$; заметим, что этот результат может быть получен не-