3. *Цвиккер 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.I.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

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

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 $\bar{v}=(1/a)\int\limits_{-a/2}^{a/2} v(z)\,dz$; $(\tilde{\mu}/a)^4=(M\omega^2)/\tilde{B}$, где комплексная изгибная жесткость $\tilde{B}=B\cdot(1-i\eta)$; $\tilde{\mu}=\mu r$, $\mu=a^4\sqrt{M\omega^2/B}=\pi\sqrt{f/f_н}$ – безразмерное волновое число изгибных волн, $r\approx1+i\eta/4$; a, M, B, $f_н$ – соответственно ширина, поверхностная плотность, цилиндрическая жесткость, основная собственная частота изгибных колебаний полосы; η – коэффициент внутренних потерь; f и ω – частота и круговая частоты 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 $\beta=2\rho c/(M\omega)$, $\varphi_2(\tilde{\mu})=\tilde{\mu}/[\mathrm{tg}\,(\tilde{\mu}/2)+\mathrm{th}\,(\tilde{\mu}/2)]$. При характерных для практики условиях

$$\mu\gg\pi \ \text{(т. е. } f\gg f_н\text{)}, \quad \mu\eta/4\ll1 \qquad (2)$$

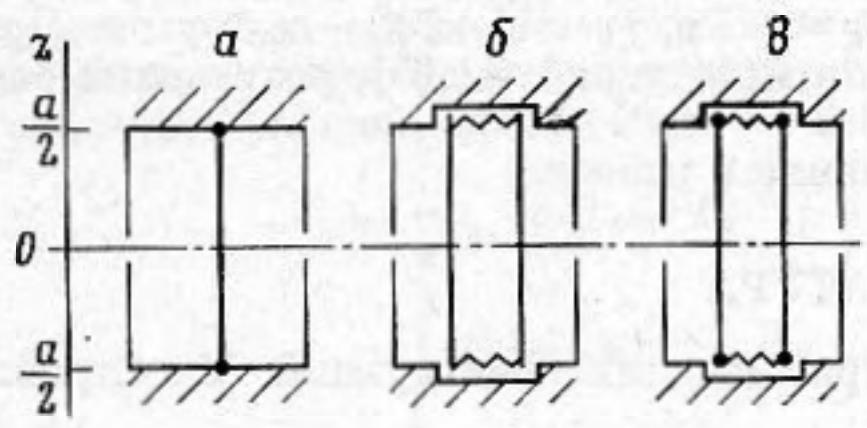
$\tau(f)\approx\tau_м(f)$ во всей рассматриваемой области частот кроме относительно узких интервалов, соответствующих резонансам полосы, где $\tau(f)\gg\tau_м(f)$, и ее антирезонансам, где $\tau(f)\ll\tau_м(f)$ (величина $\tau_м(f)=|1+i/\beta|^{-2}\approx\beta^2$ соответствует закону массы для нормального 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 $f_1\leqslant f\leqslant f_2$, полагая, что она содержит хотя бы один «резонансный» интервал:

$$\hat{\tau}(\hat{f})=[1/(f_2-f_1)]\int\limits_{f_1}^{f_2}\tau(f)\,df\approx\tau_м(f)\,(1+1/(\hat{\mu}\hat{\gamma}Q)). \qquad (3)$$

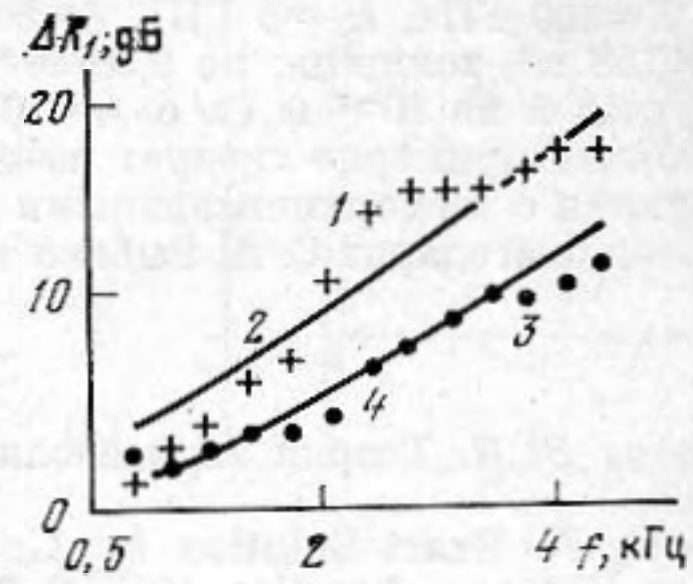
Здесь $f_2/f_1\lesssim2$, $\hat{f}=\sqrt{f_1f_2}$, $\hat{\gamma}=\hat{\mu}^2\eta/8$, $Q=1+\hat{\beta}/\hat{\gamma}$, где $\hat{\mu}=\mu(\hat{f})$, $\hat{\beta}=\beta(\hat{f})$. Если потери колебательной энергии полосы за счет излучения звука намного меньше внутренних потерь (т. е. $\hat{\beta}\ll\hat{\gamma}$), то $Q=1$; заметим, что этот результат может быть получен не-

посредственно из решения краевой задачи, если в уравнении (1) принять $p=0$, т. е. пренебречь звуковым давлением прошедших волн.

Исследуем теперь звукопроницаемость двойного ограждения, где полосы разделены вакуумным промежутком и соединены по краям упругими прокладками (т. е. передача звука происходит только из-за наличия связи по контуру). Рассмотрим случаи жесткого и шарнирного соединений торцов прокладок с краями полос (фиг. 1, *б*, *в*). Движение обеих полос подчиняется уравнению (1) при условии замены величин $v(z)$ и $\tilde{p}$ величинами $v_1(z)$ и $2p_0$ – для первой полосы, на которую падает звуковая волна, $v_2(z)$ и 0 – для второй полосы (в уравнениях движения пренебрегаем



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Схема волновода и ограждения: *а* – одинарного с шарнирно закрепленными краями, *б* – двойного при жестком соединении, *в* – двойного при шарнирном соединении торцов прокладок с краями полос

Фиг. 2. Частотные характеристики величины улучшения звукоизоляции ограждения из двух одинаковых стальных пластин с жесткой связью по контуру по сравнению со звукоизоляцией одной пластины: *1*, *2* – толщина пластины $0{,}38\cdot10^{-3}$ м, *3*, *4* – толщина пластины 10^{-3} м, *1*, *3* – эксперимент [4], *2*, *4* – расчет по формуле (7)

звуковыми давлениями прошедших волн, что приемлемо, как показано выше, если потери за счет прохождения звука малы по сравнению с внутренними потерями для каждой из полос). Граничные условия имеют вид: при $z=\pm a/2$ $B\dddot{v}_{1,2}\pm c_ж(v_{2,1}-v_{1,2})=0$, в случае шарнирного соединения $\ddot{v}_{1,2}=0$, в случае жесткого – $\dot{v}_{1,2}=0$ ($c_ж$ – коэффициент жесткости прокладки на единицу длины). Решая краевую задачу, находим коэффициенты прохождения звука при жестком ($n=1$) и шарнирном ($n=2$) соединениях:

$$\tau_n(f)=|\rho c\bar{v}_2/p_0|^2=|2\cdot[\varphi_n(\tilde{\mu})-g]/\beta|^{-2}, \tag{4}$$

$\varphi_1(\tilde{\mu})=[\mathrm{ctg}\,(\tilde{\mu}/2)+\mathrm{cth}\,(\tilde{\mu}/2)]\cdot\tilde{\mu}/4$, $g=M\omega^2a/(4c_ж)$, $\bar{v}_2$ – средняя амплитуда колебательной скорости второй полосы. При условиях (2) выражение (4) можно преобразовать к более наглядному виду:

$$\tau_n\approx\frac{2}{q_n}\left(\frac{B}{\mu n}\right)^2\frac{\sin^2(\mu/2+\varepsilon_n)+(\mu\eta/8)^2}{\cos^2(\mu/2+\varepsilon_n+\delta_n)+(\mu\eta/8)^2}. \tag{5}$$

Здесь $q_n=(1+t_n^2)/2$, $\delta_n=\mathrm{arctg}\,(t_n)$, $t_n=(f/f_n)^{3/2}-1$, $\varepsilon_2=\pi/4$, $\varepsilon_1=0$, $f_2\approx1{,}6f_1$, $f_1\approx0{,}24(\tilde{c}/h)(c_ж/E)^{3/2}$, E и $\tilde{c}$ – модуль Юнга и скорость продольных звуковых волн в полосе, h – толщина полосы ($n=1, 2$). Обычно $c_ж\approx E_п b/d$, где $E_п$ – модуль Юнга материала прокладки, b – ее ширина, d – ее толщина, равная расстоянию между полосами. Используя выражения (3) и (5), находим $\hat{\tau}_n(\hat{f})\approx\hat{\tau}(\hat{f})/(1+\hat{\mu}\hat{\gamma})/(n^2\hat{q}_n)$, где величина $\hat{\tau}(\hat{f})$ дана при $Q=1$. Звукоизоляция ограждения равна

$$R_n(\hat{f})=-10\lg(\hat{\tau}_n(\hat{f}))=R(\hat{f})+\Delta R_n(\hat{f}), \tag{6}$$

где $R(\hat{f})=-10\lg(\hat{\tau}(\hat{f}))$ – звукоизоляция одной из полос, а

$$\Delta R_n(\hat{f})=10\lg(n)+20\lg\left[1+\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{\hat{f}/f_н}\right)^3\eta\right]+10\lg\left[\frac{1+(1-(\hat{f}/f_n)^{3/2})^2}{2}\right] \tag{7}$$

$(n=1,\ 2)$.

Видно, что в зоне частот $\hat{f}\ll f_1$ звукоизоляция ограждения соответствует случаю $c_ж\to\infty$, т. е. когда прокладки ведут себя как абсолютно жесткие тела, причем звукоизоляция при шарнирном соединении прокладок с полосами на 6 дБ выше, чем при жестком, когда она в случае достаточно малых потерь почти не превышает звукоизоляцию одинарного ограждения. С повышением частоты звука и коэффициента потерь влияние связи по контуру на звукоизоляцию двойного ограждения ослабляется. Анализ и сравнение с экспериментом дают основания предполагать, что выра-

жения (6) и (7) применимы и в реальных случаях, если звукоизоляция ограждения определяется передачей звука через связь по контуру; $R(\hat{f})$, $f_н$, η – соответственно звукоизоляция (в зоне частот $\hat{f} \lesssim f_г/2$, где $f_г$ – граничная частота волнового совпадения пластин), основная собственная частота изгибных колебаний, конструкционный коэффициент потерь каждой из пластин. На фиг. 2 представлены измеренные [4] и вычисленные по формуле (7) частотные характеристики величины $\Delta R_1(f)$ для двух двойных ограждений, в каждом из которых одинаковые стальные пластины жестко соединены по контуру деревянными брусками, что существенно влияло на звукоизоляцию: при устранении связи по контуру она повышалась на 10–25 дБ [4]. Здесь E=200 ГПа, $E_п \approx 3$ ГПа, $\tilde{c}$=5000 м/с, b=0,028 м, d=0,014 м; площадь пластин $\approx 0{,}58 \times 0{,}58$ м^2, толщина: по $0{,}38 \cdot 10^{-3}$ м (т. е. $f_г \approx 26$ кГц, $f_н \approx 7$ Гц, $\tilde{f}_1 \approx 304$ кГц) в одном случае и по 10^{-3} м (т. е. $f_г \approx 10$ кГц, $f_н \approx 17$ Гц, $\tilde{f}_1 \approx 115$ кГц) – в другом. При η= =0,0005, что примерно следует из оценок по методу работы [5], результаты расчета, согласуются с экспериментальными данными.

Автор благодарит С. А. Рыбака за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Заборов В. И.* Теория звукоизоляции ограждающих конструкций. М.: Стройиздат, 1969.
2. *Romilly N.* Exact Solution for Guided Sound Transmission Through a Simply Supported Plate.– Acustica, 1973, v. 28, № 4, p. 234–237.
3. *Ржевкин С. Н.* Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во МГУ, 1960.
4. *Клячко Л. Н.* Исследование звукоизоляции двойных ограждений с жесткой связью по контуру.– В кн.: Борьба с шумами и вибрациями. М.: Стройиздат, 1966, с. 275–278.
5. *Винокур Р. Ю.* Влияние граничных условий на звукоизоляцию тонкой ограниченной пластины в области частот волнового совпадения.– Акуст. журн., 1980, т. 26, № 1, с. 135–137.

Московский научно-исследовательский
и проектный институт типового
и экспериментального проектирования

Поступило в редакцию
29.IX.1983

УДК 534. 143

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Григин А. П.

Рассматривается взаимодействие акустических колебаний с постоянным электрическим током в среде, проводимость которой σ зависит от координат $\sigma=\sigma(x)$. Для определенного класса функций $\sigma(x)$ постоянный ток I может вызвать акустоэлектрические автоколебания.

Физически данная неустойчивость обусловлена образованием в системе некомпенсированного объемного заряда q, плотность которого пропорциональна градиенту проводимости σ и величине тока I. При прохождении звуковой волны через среду, содержащую объемный заряд, в областях «сжатия» плотность заряда увеличивается, а в областях «разрежения» уменьшается. В результате происходит локальное перераспределение заряда и генерируется объемная плотность кулоновских сил, пропорциональная амплитуде звуковой волны. В свою очередь кулоновские силы увеличивают амплитуду упругих колебаний, в результате чего в системе возникает положительная обратная связь. Если величина тока превышает некоторое критическое значение, усиление упругих колебаний превосходит их затухание, связанное с диссипативными процессами, и в системе устанавливаются незатухающие акустоэлектрические колебания. Ниже найдены условия возникновения таких колебаний.

Уравнения, описывающие взаимодействие упругих продольных колебаний с объемным зарядом в гидродинамическом приближении, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \Delta u = \frac{1}{\rho} E q \tag{1}$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\sigma E + q \frac{\partial u}{\partial t} \right) = 0 \tag{2}$$

$$\operatorname{div} E = \frac{4\pi}{\varepsilon_0} q \tag{3}$$

где u – вектор продольных смещений, ρ – плотность, c – продольная скорость звука, E – напряженность электрического поля, q – плотность объемного некомпенсированного заряда, σ – проводимость, ε_0 – диэлектрическая проницаемость.