АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVI 1980 Вып. 2

УДК 534.213:534.832

ОБ АКТИВНОЙ ЗВУКОИЗОЛЯЦИИ ВОЛНОВОДА С ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ — МОНОПОЛЯМИ И ПРИЕМНИКАМИ — ДИПОЛЯМИ

И. А. Урусовский

Приведен расчет для системы активной звукоизоляции волновода в случае однонаправленного падающего поля, осуществленной при помощи монопольных излучателей и дипольных приемников, расположенных в одном и том же нормальном сечении волновода. В такой системе излучатели не влияют на показания приемников, анализирующих первичное поле, и их требуемая производительность представляется суперпозицией показаний приемников в тот же момент времени. Вычислены коэффициенты этой суперпозиции в частном случае прямоугольного волновода с жесткими стенками. Дан расчет аналогичной звукоизоляции полей монополя и диполя в неограниченной среде.

В работе [1] рассмотрена схема расположения излучателей и приемников системы активной звукоизоляции при однонаправленном звуковом поле в волноводе, позволяющая исключить линии задержки. В этой схеме приемники и излучатели располагаются в одном и том же нормальном сечении волновода и принадлежат к разным типам: приемники — монополи и излучатели — диполи, или наоборот, причем оси диполей в обоих вариантах выбираются параллельными оси волновода; падающее поле гасится позади выбранного нормального сечения. При таком расположении либо приемники оказываются в плоскости нуля характеристики направленности излучателей, либо излучатели — в плоскости нуля характеристики направленности приемников, и поэтому гасящие поля, создаваемые излучателями, не воспринимаются приемниками, и, таким образом, не мешают анализу поля, подлежащего гашению.

Для демонстрации преимуществ этого способа изоляции в работе [1] даны исходные формулы для первого варианта. Ниже приводится подробный расчет системы; для такого расчета выбран второй вариант, поскольку он характеризуется меньшей реактивной мощностью, потребной для питания излучателей.

Обозначим число нормальных волн, подлежащих гашению, через N. Сюда войдут, как правило, все распространяющиеся волны и, быть может, несколько еще слабозатухающих неоднородных волн. Как известно, для их гашения достаточно располагать N излучателями. Однако число N_0 приемников иногда придется выбирать большим, чем N: такой случай может встретиться, когда некоторые неоднородные волны затухают достаточно быстро, так что их гашение не требуется, но недостаточно быстро, чтобы их амплитуда в местах расположения приемников была пренебрежимо мала.

Начнем с рассмотрения случая гармонического падающего поля; временной множитель $\exp(-i\omega t)$ будем, как обычно, отбрасывать. Представим звуковое давление P падающего на гасящую систему однонаправленного поля в виде суперпозиции нормальных волн

$$P=\sum_{q\geqslant 0} A_q\varphi_q(y,z)\exp(i\alpha_q x), \tag{1}$$

где A_q — амплитуда волны номера q, x — координата вдоль оси волновода, y и z — две другие декартовы координаты, $\varphi_q(y, z)$ и α_q — собственные функции и волновые числа нормальных волн соответственно. Собственные функции мы будем считать нормированными так, что их средний по сечению волновода квадрат модуля равен единице. В частном случае прямоугольного волновода с жесткими стенками, лежащими в плоскостях $y=0$, $y=h$, $z=0$, $z=H$, имеем

$$\varphi_q(y, z)=\varepsilon(m_q)\,\varepsilon(n_q)\cos(m_q\pi y/h)\cos(n_q\pi z/H),$$
$$\alpha_q=\sqrt{k^2-(m_q\pi/h)^2-(n_q\pi/H)^2}, \tag{2}$$

где $\varepsilon(0)=1$, $\varepsilon(m)=\sqrt{2}$ при $m\neq 0$, $k=\omega/c$ — волновое число, c — скорость звука, m_q и n_q — целые числа, зависящие от номера q ($q=0, 1, 2, \ldots$). Нумерацию волн будем вести в порядке убывания α_q^2. Звуковое давление $\bar{p}$, создаваемое N гасящими монополями, расположенными в точках $(0, Y_s, Z_s)$, где $s=1, 2, \ldots, N$, имеет вид

$$\bar{p}=\sum_{q\geqslant 0} b_q\varphi_q(y, z)\exp(i\alpha_q|x|), \tag{3}$$

где

$$b_q=\frac{k}{\alpha_q}\frac{\rho c}{2S}\sum_{s=1}^{N} V_s\varphi_q^*(Y_s, Z_s), \tag{4}$$

V_s — подлежащие определению производительности монополей соответственного номера, ρ — плотность среды.

Условие гашения N нормальных волн в области $x>0$ имеет вид

$$b_q=-A_q \tag{5}$$

для номеров q тех волн, которые подлежат гашению. Полагая по-прежнему излучатели и приемники малыми по сравнению с длиной звуковой волны, чтобы можно было пренебречь дифракцией на них, получим из формулы (1) выражение для составляющей вдоль оси x полной колебательной скорости v_σ в точках $(0, y_\rho, z_\sigma)$ расположения приемников:

$$v_\sigma=\frac{1}{\rho c}\sum_{q\geqslant 0} A_q\frac{\alpha_q}{k}\varphi_q(y_\sigma, z_\sigma) \quad (\sigma=1, 2, \ldots, N_0). \tag{6}$$

Умножив обе части уравнений (6) на $\varphi_r^*(y_\sigma, z_\sigma)\Delta_{\sigma r}$, где $\Delta_{\sigma r}$ — неопределенные пока коэффициенты, и просуммировав по σ, получим

$$\rho c\Pi_r=\sum_{q\geqslant 0} A_q\frac{\alpha_q}{k}\Phi_{qr}, \tag{7}$$

где

$$\Phi_{qr}=\sum_{\sigma=1}^{N_0}\varphi_q(y_\sigma, z_\sigma)\varphi_r^*(y_\sigma, z_\sigma)\Delta_{\sigma r}, \tag{8}$$

$$\Pi_r=\sum_{\sigma=1}^{N_0} v_\sigma\varphi_r^*(y_\sigma, z_\sigma)\Delta_{\sigma r}. \tag{9}$$

Коэффициенты $\Delta_{\sigma r}$ можно выбрать так, чтобы Φ_{qr} обратились в нуль при $q\neq r$, $q<N_0$, $r<N_0$ и чтобы выполнялось равенство

$$\sum_{\sigma=1}^{N_0}\Delta_{\sigma r}=1.$$

Тогда, считая вклад амплитуд A_q при $q>N_0$ в формулу (7) пренебрежимо малым, получим

$$\rho c \Pi_q k/(\alpha_q \Phi_{qq}) = A_q \quad (q<N_0),$$

откуда, согласно формулам (4) и (5), для гашения любых N из N_0 волн низших номеров требуется удовлетворить системе уравнений относительно V_s

$$\Pi_q/\Phi_{qq} = -\frac{1}{2S}\sum_{s=1}^{N} V_s \varphi_q^*(Y_s, Z_s)$$

для соответственных значений q $(q=q_0, q_1, \ldots, q_{N-1})$, например для низших N номеров q. Для решения этой системы уравнений составим их линейные комбинации

$$\sum_{s=1}^{N} V_s L_{sl} = -2S \sum_{q=q_0}^{q_{N-1}} \Pi_q \varphi_q(Y_l, Z_l)\lambda_{ql}/\Phi_{qq}, \tag{10}$$

где $l=1, 2, \ldots, N$, λ_{ql} — неопределенные пока коэффициенты,

$$L_{sl} = \sum_{q=q_0}^{q_{N-1}} \varphi_q(Y_l, Z_l)\varphi_q^*(Y_s, Z_s)\lambda_{ql}. \tag{11}$$

Коэффициенты λ_{ql} можно выбрать так, чтобы L_{sl} обратились в нуль при $s \neq l$ $(s<N, l<N)$ и чтобы выполнялось равенство

$$\sum_{q=q_0}^{q_{N-1}} \lambda_{ql} = N.$$

Тогда из формулы (10) получим

$$V_s = -\frac{2S}{L_{ss}} \sum_{q=q_0}^{q_{N-1}} \Pi_q \varphi_q(Y_s, Z_s)\lambda_{qs}/\Phi_{qq}$$

или, согласно формуле (9),

$$V_s = -\frac{2S}{L_{ss}} \sum_{\sigma=1}^{N_0} v_\sigma K_{\sigma s}, \tag{12}$$

где

$$K_{\sigma s} = \sum_{q=q_0}^{q_{N-1}} \varphi_q(Y_s, Z_s)\varphi_q^*(y_\sigma, z_\sigma)\lambda_{qs}\Delta_{\sigma q}/\Phi_{qq}.$$

Существенно, что при абсолютно жестких или абсолютно мягких стенках волновода, а также при осуществлении стенок в виде сосредоточенной массы эти коэффициенты не зависят от частоты. Поэтому в этих случаях формулой (12) можно пользоваться и при любой зависимости падающего поля от времени, подразумевая под V_s и v_σ соответственные функции времени $V_s(t)$ и $v_\sigma(t)$.

Рассмотрим частный случай прямоугольного волновода с жесткими стенками, в сечении $x=0$ которого приемники расположены в узлах решетки, образованной пересечениями прямых

$$y = h(a+k)/m \quad \text{и} \quad z = H(b+\varkappa)/n, \tag{13}$$

где $k=0, 1, 2, \ldots, m-1$, $\varkappa=0, 1, 2, \ldots, n-1$, $0 \leqslant a \leqslant 1$, $0 \leqslant b \leqslant 1$. В этом случае $N_0=mn$. Подставив выражение (2) в формулу (8), положив $\Delta_{\sigma q}=1/N_0$, заменив произведения косинусов через косинусы суммы и разности аргу-

ментов сомножителей и учтя, что

$$\sum_{k=0}^{m-1} \cos\left(2\mu\frac{a+k}{m}\right)=\cos\left[\mu\left(1+\frac{2a-1}{m}\right)\right]\frac{\sin\mu}{\sin(\mu/m)},$$

после простых преобразований тригонометрических функций получим

$$\Phi_{qr}={}^1/_4\varepsilon(m_q)\varepsilon(m_r)\{f[(m_q-m_r)/(2m)]\cos[\pi a(m_q-m_r)/m]+$$
$$+f[(m_q+m_r)/(2m)]\cos[\pi a(m_q+m_r)/m]\}\varepsilon(n_q)\varepsilon(n_r)\times$$
$$\times\{f[(n_q-n_r)/(2n)]\cos[\pi b(n_q-n_r)/n]+f[(n_q+n_r)/(2n)]\cos[\pi b(n_q+n_r)/n]\},$$

где $f(\zeta)$ равно единице при ζ целом и нулю при остальных значениях ζ. Отсюда видно, что если из четырех чисел

$$(m_q-m_r)/(2m),\ (m_q+m_r)/(2m),\ (n_q-n_r)/(2n),\ (n_q+n_r)/(2n)$$

первые два или последние два не являются целыми, то $\Phi_{qr}=0$. При $m_q+m_r<2m$ и $n_q+n_r<2n$

$$\Phi_{qr}=\delta_{q-r}=\begin{cases}0 & \text{при} \quad q\neq r,\\ 1 & \text{при} \quad q=r.\end{cases} \tag{14}$$

Если a и b равны $^1/_4$ или $^3/_4$, то выражение (14) остается справедливым при более слабых требованиях $m_q+m_r<4m$ и $n_q+n_r<4n$ и верно по крайней мере для низших $2N_0$ номеров нормальных волн *. При этом

$$K_{\sigma s}=\frac{1}{N_0}\sum_{q=q_0}^{q_{N-1}}\varphi_q(Y_s,Z_s)\varphi_q^*(y_\sigma,z_\sigma)\lambda_{qs}. \tag{15}$$

Подставив выражение (2) в формулы (11) и (15), проведя преобразования, аналогичные использованным при вычислении Φ_{qr}, и учтя, что

$$\sum_{k=0}^{m-1}\cos(k\pi\xi)\equiv F(\xi)=\frac{1}{2}\sin(m\pi\xi)\operatorname{ctg}\frac{\pi\xi}{2}+\sin^2\frac{m\pi\xi}{2},$$

получим при $\lambda_{\sigma s}=1$ для гашения $N=\bar m\bar n$ волн с индексами $m_q=0, 1, \ldots, \bar m-1$, $n_q=0, 1, \ldots, \bar n-1$:

$$L_{sl}=\{F_{\bar m}[(Y_l-Y_s)/h]+F_{\bar m}[(Y_l+Y_s)/h]-1\}\{F_{\bar n}[(Z_l-Z_s)/H]+$$
$$+F_{\bar n}[(Z_l+Z_s)/H]-1\}, \tag{16}$$

$$K_{\sigma s}=\frac{1}{N_0}\{F_{\bar m}[(Y_s-y_\sigma)/h]+F_{\bar m}[(Y_s+y_\sigma)/h]-1\}\times$$
$$\times\{F_{\bar n}[(Z_s-z_\sigma)/H]+F_{\bar n}[(Z_s+z_\sigma)/H]-1\}. \tag{17}$$

Если излучатели размещены в узлах решетки, образованной пересечениями прямых

$$y=h({}^1/_2+\bar k)/\bar m \quad \text{и} \quad z=H({}^1/_2+\bar\varkappa)/\bar n, \tag{18}$$

где $\bar k=0, 1, 2, \ldots, \bar m-1$, $\bar\varkappa=0, 1, 2, \ldots, \bar n-1$, то формула (16) сводится к виду $L_{sl}=N\delta_{s-l}$. Отсюда и из формул (12), (17) следует, что в наиболее интересном случае расположения приемников на пересечениях прямых, представленных формулами (13) при $a=b={}^1/_4$, и расположении излучателей на пересечениях прямых, представленных формулами (18) при $m=\bar m$ и $n=\bar n$, для гашения $N=mn$ волн с индексами $m_q=0, 1, \ldots, m-1$ и $n_q=0, 1, \ldots, n-1$ следует выбрать производительности $V_s(t)$ гасящих излучателей в виде

$$V_s(t)=-\frac{2S}{N}\sum_{\sigma=1}^{N}v_\sigma(t)K_{\sigma s}, \tag{19}$$

* Таким образом, при указанном размещении приемников их число может быть даже меньшим половины числа гасимых нормальных волн. Этот вывод верен и в случае неоднонаправленного падающего поля при звукоизоляции волновода по более сложной схеме, рассмотренной в работе [1].

где

$$K_{\sigma s}=\frac{1}{2N}(-1)^{\nu s\sigma}\frac{\sin(\pi Y_s/h)}{\cos(\pi y_\sigma/h)-\cos(\pi Y_s/h)}\times \tag{20}$$

$$\times\frac{\sin(\pi Z_s/H)}{\cos(\pi z_\sigma/H)-\cos(\pi Z_s/H)},$$

$$\nu_{s\sigma}=m(Y_s-y_\sigma)/h+n(Z_s-z_\sigma)/H-{}^1/_2 \text{ — целое.}$$

При $N=N_0=1$ выражение (19) сводится к виду

$$V(t)=-2Sv(t) \tag{21}$$

(здесь индексы опущены). Заметим, что условие гашения нулевой нормальной волны в волноводе с жесткими стенками остается в силе и для произвольного сечения волновода, и при произвольном расположении приемника и излучателя в нормальном сечении волновода.

Нумеруя излучатели и приемники в порядке возрастания их координат по оси y, при заданной координате по оси z и затем в порядке возрастания координаты по оси z, по формуле (20) находим: при $m=2$, $n=1$ $(N=2)$

$$K_{11}=(1+\alpha)/2,\quad K_{21}=(1-\beta)/2,\quad K_{22}=(1+\beta)/2,\quad K_{12}=(1-\alpha)/2;$$

при $m=n=2\,(N=4)$

$$K_{11}=(1+\alpha)^2/4,\quad K_{21}=K_{31}=(1+\alpha)(1-\beta)/4,\quad K_{41}=(1-\beta)^2/4,$$
$$K_{42}=K_{43}=-K_{12}=-K_{13}=1/(4\sqrt{2}),\quad K_{22}=K_{33}=(1+\alpha)(1+\beta)/4,$$
$$K_{32}=K_{23}=(1-\alpha)(1-\beta)/4,\quad K_{14}=(\alpha-1)^2/4,$$
$$K_{24}=K_{34}=(\alpha-1)(1+\beta)/4,$$
$$K_{44}=(1+\beta)^2/4;\quad \text{здесь}\quad \alpha=\sqrt{1+(1/\sqrt{2})};\quad \beta=\sqrt{1-(1/\sqrt{2})}.$$

Если приемники и гасящие излучатели расположить не точно в одной плоскости, то при той же процедуре гашения звукоизоляция уменьшается. Так, в случае гашения волны $P=A\exp(ikx)$ в одномодовом волноводе с жесткими стенками при расположении единственного гасящего излучателя в сечении $x=X$ и единственного приемника в сечении $x=0$ регистрируемая приемником колебательная скорость v будет равна

$$v=\bar{v}+A/(\rho c), \tag{22}$$

где $\bar{v}$ — мешающий гашению вклад в показание приемника, обусловленный гасящим излучателем. Соответственно производительность V гасящего монополя также искажается и, согласно формулам (21) и (22), оказывается равной

$$V=\rho cA/[2S(1+\varepsilon)],$$

где $\varepsilon=2S\bar{v}/V$ — не зависящая от V величина. В результате относительная интенсивность I непогашенной волны будет равна

$$I=|1-(1+\varepsilon)^{-1}\exp(ikX)|^2.$$

Для волновода прямоугольного сечения ε обусловлено прямым полем излучателя и полями его зеркальных отражений в стенках волновода:

$$\varepsilon=-\frac{1}{2\pi}XS\sum_s(1-ikr_s)r_s^{-3}\exp(ikr_s), \tag{23}$$

где r_0 и r_s — расстояния от приемника до излучателя и его s-го зеркального отражения соответственно. Ряд (23) быстро сходится, и поэтому для оценки можно ограничиться несколькими его членами с наименьшими значениями r_s. При $(kr_0)^3\ll 1$ ε по порядку величины равно $-XSr_0^{-3}$, и тогда при $2|\varepsilon^3|+|\varepsilon k^2X^2|\ll 1$ значение $I=|\varepsilon|^2+|kX|^2$.

Простые формулы (17), (19), (20) соответствуют случаю гашения нормальных волн с m низшими индексами m_q и n низшими индексами n_q, а не случаю гашения всех $N=mn$ первых нормальных волн, пронумерованных в порядке убывания α_q^2; при этом по крайней мере первые $[N\pi/4]$ волн будут погашены. Для того чтобы можно было пользоваться этими простыми формулами и для случая гашения достаточно большого числа первых нормальных волн, потребуется взять число излучателей больше числа этих нормальных волн. При этом для волновода квадратного сечения требуется наибольшее число дополнительных излучателей; для гашения в нем первых 24 волн требуется всего один дополнительный излучатель, при $mn=36$ гасятся первые 33 волны; при mn равных 36, 49, 81, 100, 121, 144, 169, 196, 225 и 256 соответственно, гасятся первые 33, 43, 56, 71, 88, 104, 121, 144, 166, 191 и 214 нормальных волн; для гашения первых четырех или первых девяти нормальных волн дополнительных излучателей не требуется. Если же лимитирующим является число гасящих излучателей и увеличивать его сверх числа первых N волн, подлежащих гашению, нельзя, то придется пользоваться более сложными формулами (11), (12), (15).

Принцип размещения приемников и гасящих излучателей таким образом, чтобы излучатели не влияли на показания приемников, можно применить не только в волноводах. Тот же принцип можно применить и для гашения звука шумящего монополя в неограниченной среде. Это можно осуществить, располагая ось приемника колебательной скорости в направлении на монополь и помещая, как и в случае волновода [1], гасящий монополь или группу монополей в плоскости, проходящей через приемник перпендикулярно его оси, или же помещая пары одинаковых монополей симметрично относительно этой плоскости (такое расположение было принято в работе [2] для гашения звука, проходящего через узкую щель в экране). И приемник, и гасящие излучатели должны при этом располагаться на расстоянии от шумящего монополя, малом по сравнению с длиной волны. Неизвестная производительность шумящего монополя $V(t)$ определится по формуле

$$V(t)=4\pi r^2 v(t),$$

где $v(t)$ — колебательная скорость, регистрируемая приемником, r — расстояние от приемника до источника; суммарная производительность гасящих монополей должна равняться $-V(t)$.

В отличие от случая волновода, гашение в неограниченной среде при использовании данного принципа неполное: остаточное излучаемое поле будет иметь дипольный характер, а его акустическая мощность при симметричном распределении производительностей гасящих монополей относительно линии источник — приемник в случае гармонического излучения относится к акустической мощности шумящего монополя как $^1/_3(kr)^2:1$.

Нарушение симметрии гасящей системы относительно плоскости, проходящей через приемник, ведет к уменьшению звукоизоляции. Так, при гармоническом излучении в случае одного гасящего монополя, расположенного на расстоянии z от этой плоскости и на расстоянии R от приемника, производительность гасящего монополя

$$W=-V\frac{(1-ikr)\exp(ikr)}{1+(zr^2/R^3)(1-ikR)\exp(ikR)}=$$

$$=-V\frac{1+(kr)^2/2}{1+(zr^2/R^3)[1+(kR)^2/2+\ldots]};$$

за положительное направление z принимаем направление уменьшения расстояния между излучателями. Отсюда при $(kr)^2\ll 1$, $(kR)^2\ll 1$ и

$2|zr^2/R^3| \ll 1$ непогашенная доля монопольного излучения будет равна $(zr^2/R^3)^2$.

Аналогично излучение шумящего диполя с моментом $\mathbf{M}(t)$ можно погасить одним или несколькими диполями с суммарным дипольным моментом, равным $-\mathbf{M}(t)$, расположенными на расстояниях от шумящего диполя, малых по сравнению с длиной волны. Примем, что направление момента $\mathbf{M}$ известно и постоянно и что гасящие диполи ориентированы параллельно моменту $\mathbf{M}$. При расположении гасящих диполей в какой-либо плоскости, перпендикулярной моменту $\mathbf{M}$, их излучение не влияет на показания расположенных в ней приемников звукового давления $p(t)$ или составляющей колебательной скорости $v_\perp(t)$, перпендикулярной моменту $\mathbf{M}$, или ускорения $\dot{v}_\perp(t)$ и по их показаниям можно определить величину дипольного момента $M(t)$ или ее производную $\dot{M}(t)$. В точке наблюдения, расположенной на этой плоскости на расстоянии r от шумящего диполя, малом по сравнению с длинами волн, и под углом θ к оси диполя [3]

$$p(t)=\frac{1}{4\pi}\rho\cos\theta[\dot{M}(t)/r^2-\dddot{M}(t)/(2c^2)+\ldots],$$

$$v_\perp(t)=\frac{1}{8\pi r}\sin 2\theta[3M(t)/r^2-\dot{M}(t)/(2c^2)+\ldots]$$

($v_\perp$ считаем положительным, если скорость имеет направленную от оси диполя составляющую). Отсюда суммарный дипольный момент гасящих диполей M_Σ и его производную выбираем в виде

$$M_\Sigma^{(t)}=-8\pi r^3 v_\perp(t)/(3\sin 2\theta)\ (\theta\neq 0,\pi/2),$$

$$\dot{M}_\Sigma(t)=-4\pi r^2 p(t)/(\rho\cos\theta)=-8\pi r^3\dot{v}_\perp(t)/(3\sin 2\theta).$$

Непогашенная часть поля имеет квадрупольный характер, и соответствующая ей акустическая мощность составляет малую долю акустической мощности шумящего диполя, равную при симметричном относительно его оси распределении моментов гасящих диполей $(^3/_5)(kr_0)^2$, где r_0 — расстояние от шумящего диполя до плоскости гасящих диполей. При использовании приемника скорости $v_\perp$ или ускорения $\dot{v}_\perp$ гасящие излучатели и приемник можно располагать и в плоскости, параллельной оси диполя. При симметричном распределении величины гасящих дипольных моментов относительно перпендикуляра к плоскости, опущенного из источника шума, доля акустической мощности непогашенного поля равна $(^1/_5)(kr_0)^2$. При осуществлении гасящего диполя в виде пары противофазно пульсирующих монополей, отстоящих друг от друга на конечном расстоянии l, малом по сравнению с длиной волны, возникает также дополнительное непогашенное излучение октупольного типа, полная относительная интенсивность которого равна $k^2l^2/20$.

Автор благодарен М. А. Исаковичу за обсуждение настоящей статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Урусовский И. А.* Об активной звукоизоляции в волноводе. Акуст. ж., 1977, *23*, 2, 304–312.
2. *Завадская М. П., Попов А. В., Эгельский Б. Л.* Задача гашения поля за щелью в жестком экране в длинноволновом приближении. Акуст. ж., 1980, *26*, 2, 294–296.
3. *Исакович М. А.* Общая акустика, № 105. М., Физматгиз, 1973.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила
7 июня 1979 г.