АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXII 1976 Вып. 2

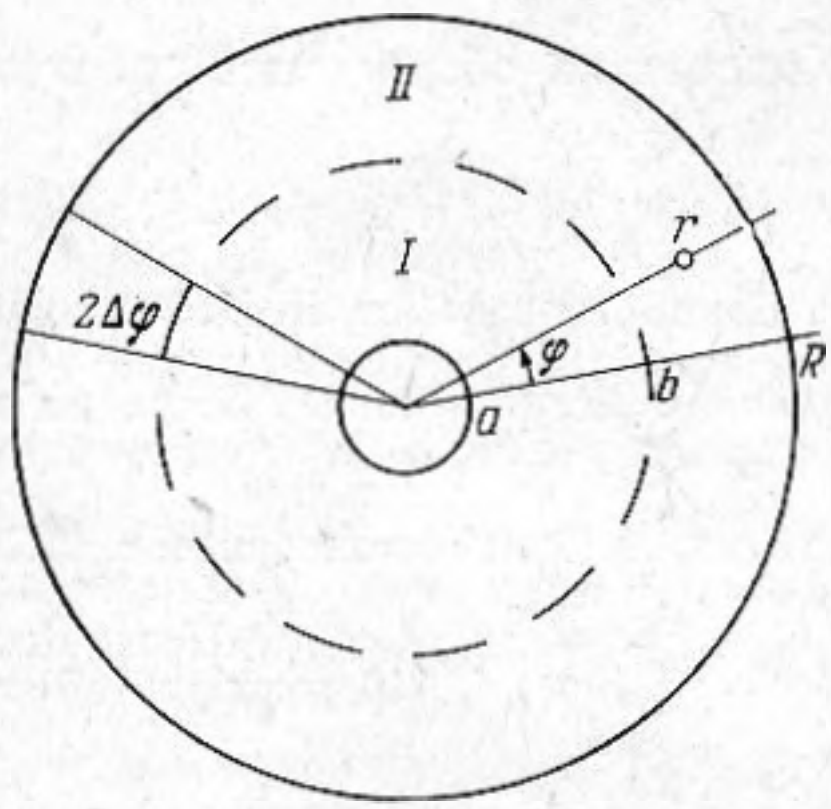
УДК 534.83

О ВЛИЯНИИ СЛУЧАЙНЫХ ОШИБОК НА СТЕПЕНЬ КОМПЕНСАЦИИ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ В ОДНОЙ ЗАДАЧЕ АКТИВНОГО ГАШЕНИЯ

М. П. Завадская, И. А. Урусовский

Рассматривается активная компенсация поля цилиндрического источника заданного радиуса, помещенного внутри импедансного цилиндра. Найдена интенсивность поля, обусловленная случайными ошибками распределения амплитуд и фаз гасящих источников; рассмотрено влияние многократных отражений волн от стенок цилиндра на степень нарушения компенсации исходного поля.

В работе [1] было рассмотрено влияние случайных ошибок распределения характеристик источников (амплитуд и фаз), гасящих по методу Малюжинца [2–5] заданное поле, на степень гашения. Предполагалось, что шумящие источники и все дифрагирующие тела находятся внутри некоторой замкнутой поверхности S, на которой размещены компенсирующие звук источники. Существенно, что в рассмотренной задаче среда снаружи поверхности S безгранична.



Фиг. 1. Цилиндр с импедансными стенками; внутри него расположены цилиндрический и гасящие источники

Мы рассмотрим задачу активного гашения поля цилиндрического источника радиуса a, расположенного на оси импедансного цилиндра радиуса R, принимая во внимание волны, многократно отраженные от границы. Вторичные источники монопольного и дипольного типов, осуществляющие гашение, расположены на поверхности соосного цилиндра радиуса b, расположенного внутри импедансного цилиндра и охватывающего источник (фиг. 1).

Известно, что, задавая соответствующим образом плотность объемной скорости q и плотность дипольного момента q' источников на поверхности, излучающей вторичное поле, можно полностью скомпенсировать поле в области $r>b$ (r — радиальная координата). Для этого, согласно формуле Грина, достаточно положить

$$q=\frac{i}{\omega\rho}\frac{\partial}{\partial r}p^{(0)}\Big|_{r=b},\quad q'=\frac{i}{\omega\rho}p^{(0)}(b), \tag{1}$$

где $p^{(0)}(r)=-i\rho cvH_0^{(1)}(kr)/H_1^{(1)}(ka)$ — звуковое давление, создаваемое центральным излучателем в случае осесимметричного излучения, v — нормальная скорость на поверхности излучателя, ρ — плотность среды, c — скорость

звука, ω — круговая частота, $H_n^{(1)}$ — функция Ганкеля, k — волновое число. Благодаря случайным отклонениям распределения q и q' от закона (1) возникает дополнительное «паразитное» поле, нарушающее полную компенсацию. Нашей задачей является нахождение и анализ этого поля.

Пусть $q(\varphi)$ и $q'(\varphi)$ — произвольные функции азимутального угла φ. Они могут быть представлены в виде рядов Фурье

$$q(\varphi)=\sum_n q_n e^{in\varphi}, \quad q'(\varphi)=\sum_n q_n' e^{in\varphi}. \tag{2}$$

Звуковые поля p_{I} и p_{II} соответственно в области I ($a<r<b$) и в области II ($b<r<R$) могут быть также представлены в виде рядов Фурье

$$p_{\mathrm{I}}=\sum_n [A_n H_n^{(1)}(kr)+B_n J_n(kr)]e^{in\varphi}, \tag{3}$$

$$p_{\mathrm{II}}=\sum_n [C_n H_n^{(1)}(kr)+D_n J_n(kr)]e^{in\varphi} \tag{4}$$

где A_n, B_n, C_n, D_n — коэффициенты, которые определяются граничными условиями на поверхности центрального излучателя, на поверхности импедансного цилиндра и на границе областей I и II, J_n — функция Бесселя. Граничное условие на внутренней поверхности импедансного цилиндра с акустической податливостью η имеет вид

$$\left[\frac{\partial p_{\mathrm{II}}}{\partial r}+ik\eta p_{\mathrm{II}}\right]_{r=R}=0. \tag{5}$$

На поверхности $r=a$ центрального излучателя должно выполняться условие

$$i\omega\rho v=\frac{\partial p_{\mathrm{I}}}{\partial r}\bigg|_{r=a}, \tag{6}$$

являющееся следствием уравнения движения; здесь v — колебательная скорость поверхности центрального излучателя. На поверхности $r=b$, согласно определению плотности объемной скорости и плотности дипольного момента источников, мы имеем

$$i\omega\rho q=\left[\frac{\partial p_{\mathrm{II}}}{\partial r}-\frac{\partial p_{\mathrm{I}}}{\partial r}\right]_{r=b}, \tag{7}$$

$$i\omega\rho q'=[p_{\mathrm{II}}-p_{\mathrm{I}}]_{r=b}. \tag{8}$$

Подставляя выражения (3) и (4) в формулы (5)—(8), мы получаем значения коэффициентов A_n, B_n, C_n, D_n

$$D_n=\omega\rho\,\frac{iv_n+\frac{\pi}{2}b\left[\alpha_n\frac{\partial}{\partial r}H_n^{(1)}(kr)-\beta_n\frac{\partial}{\partial r}J_n(kr)\right]}{\frac{\partial}{\partial r}J_n(kr)-\gamma_n\frac{\partial}{\partial r}H_n^{(1)}(kr)}\Bigg|_{r=a}, \tag{9}$$

$$C_n=-\gamma_n D_n, \tag{10}$$

$$B_n=D_n+\omega\rho\frac{\pi}{2}b\beta_n, \tag{11}$$

$$A_n=-\gamma_n D_n-\omega\rho\frac{\pi}{2}b\alpha_n, \tag{12}$$

где v_n — компонента Фурье номера n функции $v(\varphi)$,

$$\alpha_n = q_n J_n(kb) - q_n' \frac{\partial}{\partial r} J_n(kr) \Big|_{r=b}, \tag{13}$$

$$\beta_n = q_n H_n^{(1)}(kb) - q_n' \frac{\partial H_n^{(1)}(kr)}{\partial r} \Big|_{r=b}, \tag{14}$$

$$\gamma_n = \frac{\frac{\partial}{\partial r} J_n(kr) + ik\eta J_n(kR)}{\frac{\partial}{\partial r} H_n^{(1)}(kr) + ik\eta H_n^{(1)}(kr)} \Bigg|_{r=R}. \tag{15}$$

Исключая из полученных выражений производные цилиндрических функций, получаем

$$D_n = \rho c (c_n + i d_n) \frac{v_n + \frac{\pi}{2} kb (a_n N_n' - b_n J_n')}{d_n J_n' - c_n N_n'}, \tag{16}$$

$$C_n = -\rho c c_n \frac{v_n + \frac{\pi}{2} kb (a_n N_n' - b_n J_n')}{d_n J_n' - c_n N_n'}, \tag{17}$$

где

$$a_n = \left(q_n - \frac{n}{b} q_n'\right) J_n(kb) + k q_n' J_{n+1}(kb), \tag{18}$$

$$b_n = \left(q_n - \frac{n}{b} q_n'\right) N_n(kb) + k q_n' N_{n+1}(kb), \tag{19}$$

$$c_n = J_{n+1}(kR) - \left(\frac{n}{kR} + i\eta\right) J_n(kR), \tag{20}$$

$$d_n = N_{n+1}(kR) - \left(\frac{n}{kR} + i\eta\right) N_n(kR), \tag{21}$$

$$J_n' = \frac{dJ_n(ka)}{d(ka)}, \quad N_n' = \frac{dN_n(ka)}{d(ka)}.$$

Для осуществления задачи гашения необходимо, чтобы поле p_{II} в области $b<r<R$ было равно нулю. Если мы выберем q_n и q_n' так, что для всех n

$$\frac{\pi}{2} kb (b_n J_n' - a_n N_n') = v_n, \tag{22}$$

то $C_n = D_n = 0$ и $p_{II} = 0$. Это условие будет выполнено, например, если

$$\begin{aligned} q_n &= -v_n \frac{dH_n^{(1)}(kb)}{d(kb)} \Big/ \frac{dH_n^{(1)}(ka)}{d(ka)}, \\ k q_n' &= -v_n H_n^{(1)}(kb) \Big/ \frac{dH_n^{(1)}(ka)}{d(ka)}. \end{aligned} \tag{23}$$

В этом можно убедиться, подставив выражение (23) в формулы (13) и (14) для α_n и β_n, а получившиеся выражения — в формулы (9) и (10)

для C_n и D_n. Мы имеем

$$B_n=C_n=D_n=0, \quad A_n=\rho c\frac{iv_n}{dH_n^{(1)}(ka)/d(ka)}. \tag{24}$$

Задача гашения поля внутри импедансного цилиндра в области $r>b$, таким образом, решена.

При отклонении распределения q_n и q_n' от значений, удовлетворяющих условию (23), поле в области II уже не будет равно нулю. Вычислим p_{II} в том случае, когда плотность объемной скорости q_n и плотность дипольного момента q_n' источников на гасящей поверхности реализуются с ошибками δq_n и $\delta q_n'$ соответственно, т. е. когда $q_n=\bar{q}_n+\delta q_n$, $q_n'=\overline{q_n'}+\delta q_n'$, причем $\bar{q}_n$ и $\overline{q'_n}$ удовлетворяют условию (23). Тогда выражения (9) и (10) сводятся к виду, не зависящему от v_n:

$$D_n=\rho c(c_n+id_n)\frac{\pi}{2}kb(\delta a_nN_n'-\delta b_nJ_n')/(d_nJ_n'-c_nN_n'), \tag{25}$$

$$C_n=-\rho cc_n\frac{\pi}{2}kb(\delta a_nN_n'-\delta b_nJ_n')/(d_nJ_n'-c_nN_n'), \tag{26}$$

где

$$\delta a_n=\left(\delta q_n-\frac{n}{b}\delta q_n'\right)J_n(kb)+k\delta q_n'J_{n+1}(kb), \tag{27}$$

$$\delta b_n=\left(\delta q_n-\frac{n}{b}\delta q_n'\right)N_n(kb)+k\delta q_n'N_{n+1}(kb). \tag{28}$$

Формулы (27) и (28) отличаются от соответственных выражений (18) и (19) для a_n и b_n лишь заменой q_n и q_n' на δq_n и $\delta q_n'$. Для малых значений δq_n и $\delta q_n'$ правые части в формулах (27) и (28) являются малыми величинами; соответственные значения C_n и D_n в этом случае, вообще говоря, также малы.

Однако в некоторых областях значений kR, при которых знаменатели в выражениях (25) и (26) достаточно малы, значения коэффициентов $|D_n|$ и $|C_n|$ могут быть большими, несмотря на малость δq_n и $\delta q_n'$. Это области резонансных колебаний среды в рассматриваемом замкнутом объеме. Очевидно, эти области сужаются по мере уменьшения $|\delta q_n|$ и $|\delta q_n'|$ и исчезают по мере увеличения активной части акустической податливости граничной поверхности, т. е. по мере увеличения поглощения звука границей. Реактивная часть податливости лишь сдвигает резонансные частоты.

Исследуем теперь степень нарушения компенсации, обусловленной дискретностью распределения гасящих источников. Предположим, что источники расположены на гасящей поверхности (цилиндр радиуса $r=b$) периодически на равных расстояниях друг от друга. Угловой размер источника обозначим через $2\Delta\varphi$ и будем считать, что плотности источников постоянны на N участках $|\varphi-\varphi_m|<\Delta\varphi$, где $m=0, 1, 2, \ldots, N-1$; φ_m — азимутальный угол центра m-го участка. В промежутках плотность источников равна нулю. Из формулы (2) следует

$$q_n=\frac{\sin(n\Delta\varphi)}{\pi n}\sum_{m=0}^{N-1}q(\varphi_m)\cos(n\varphi_m), \tag{29}$$

$$q_0=\frac{\Delta\varphi}{\pi}\sum_m q(\varphi_m).$$

В силу периодичности $\varphi_m = m2\pi/N$ и $q(\varphi_m) = q(0)$. Подставляя в формулу (29) значение φ_m и произведя суммирование геометрической прогрессии, получаем

$$q_0 = Nq(0)\frac{\Delta\varphi}{\pi},$$

$$q_n = Nq(0)\frac{\sin(n\Delta\varphi)}{\pi n} \quad \text{при } n = \pm N, \pm 2N, \pm 3N, \ldots ;$$

для остальных значений n $q_n = 0$. Аналогично

$$q_0' = Nq'(0)\frac{\Delta\varphi}{\pi},$$

$q_n' = Nq'(0)\dfrac{\sin(n\Delta\varphi)}{\pi n}$ при $n = \pm N$, $\pm 2N$, $\pm 3N, \ldots$, для остальных значений n $q_n' = 0$.

Таким образом, при значениях n, кратных N,

$$q_n = q_0\frac{\sin(n\Delta\varphi)}{n\Delta\varphi}; \quad q_n' = q_0'\frac{\sin(n\Delta\varphi)}{n\Delta\varphi} \tag{30}$$

и при $n\Delta\varphi \ll 1$ $q_n \approx q_0$, $q_n' \approx q_0'$.

Выберем q_0 и q_0' так, чтобы погасить нулевую гармонику; очевидно, это будет достигнуто, если q_0 и q_0' удовлетворяют условиям

$$q_0 = -v_0\frac{H_1^{(1)}(kb)}{H_1^{(1)}(ka)}; \quad kq_0' = v_0\frac{H_0^{(1)}(kb)}{H_1^{(1)}(ka)}.$$

Коэффициенты C_n и D_n отличны от нуля лишь при значениях n, кратных N. Поэтому при достаточно больших N структура поля в области II будет короткопериодичной и вблизи цилиндра $r = b$ похожа на структуру поля неоднородных волн частой решетки. Решетка является частой, если $kd \ll 1$, где $d = 2\pi b/N$ — шаг решетки. При этом $kb/N = kd/2\pi \ll 1/2\pi$. Поэтому для коэффициентов C_n и D_n можно воспользоваться асимптотикой бесселевых функций индекса $n \geqslant N/2\pi$ от аргумента ka. Кроме того, положим $R \leqslant 2b$ и $n \gg kR$. В результате после ряда несложных преобразований мы получим выражение нормированного по отношению к падающей волне значения p_n для n-й гармоники поля давления в области II:

$$p_n = -\left(\frac{b}{r}\right)^n \frac{\sin(n\Delta\varphi)}{n\Delta\varphi}\left[\frac{kb}{n}H_1^{(1)}(kb) + H_0^{(1)}(kb)\right] \times \tag{31}$$

$$\times \frac{1}{2H_0^{(1)}(kr)}\left[\left(\frac{r}{R}\right)^{2n}\frac{1 - i\eta\dfrac{kR}{n}}{1 + i\eta\dfrac{kR}{n}}\exp\frac{(kR)^2 - (kr)^2}{4n} + \right.$$

$$\left. + \exp\frac{(kr)^2 - (kR)^2}{4n}\right].$$

При $r \approx R$ правая часть выражения (31) по порядку величины равна $(b/R)^N$, что при $R = 2b$ и $kd = 1$ составляет $-kb \cdot 37{,}8$ *дб*. Таким образом, для достаточно частой решетки (при $kd \leqslant 1$) степень нарушения компенсации поля, обусловленная дискретностью распределения гасящих источников, пренебрежимо мала, что согласуется с результатами работы [6].

Выясним теперь, какова степень нарушения компенсации поля в области II, связанная со случайными ошибками распределения q и q' по по-

верхности цилиндра $r=b$. Будем считать, что $\delta q(\varphi_m)$, $\delta q(\varphi_n)$, $\delta q'(\varphi_m)$ и $\delta q'(\varphi_n)$ попарно некоррелированы при $n\neq m$. Тогда, учитывая, что

$$\delta q_n = \frac{\Delta\varphi}{\pi}\frac{\sin(n\Delta\varphi)}{n\Delta\varphi}\sum_{m=0}^{N-1}\delta q(\varphi_m)\cos(n\varphi_m), \tag{32}$$

находим

$$\overline{\delta q_n \delta q_\nu^*} = \left(\frac{\Delta\varphi}{\pi}\right)^2 \frac{\sin(n\Delta\varphi)}{n\Delta\varphi}\frac{\sin(\nu\Delta\varphi)}{\nu\Delta\varphi}\times$$

$$\times\sum_{m=0}^{N-1}\overline{\delta q(\varphi_m)\delta q^*(\varphi_m)}\cos\frac{2\pi mn}{N}\cos\frac{2\pi m\nu}{N}.$$

Считая, что средний квадрат случайных ошибок распределения не зависит от φ_m и применяя при суммировании в выражении (32) формулу для суммы геометрической прогрессии, получаем

$$\overline{\delta q_n \delta q_\nu^*} = \begin{cases} 0 & \text{при } n^2\neq\nu^2, \\ \left[\dfrac{N\Delta\varphi}{\pi}\dfrac{\sin(n\Delta\varphi)}{n\Delta\varphi}\right]^2 \dfrac{\overline{|\delta q|^2}}{2N} & \text{при } n^2=\nu^2. \end{cases}$$

Аналогично

$$\overline{\delta q_n' \delta q_\nu'^*} = \begin{cases} 0 & \text{при } n^2\neq\nu^2, \\ \left[\dfrac{N\Delta\varphi}{\pi}\dfrac{\sin(n\Delta\varphi)}{n\Delta\varphi}\right]^2 \dfrac{\overline{|\delta q'|^2}}{2N} & \text{при } n^2=\nu^2. \end{cases}$$

Пространственная гармоника номера n поля звукового давления в области II, обусловленная случайными ошибками распределения, может быть представлена в виде

$$(p_{\text{II}})_n = i\rho c\frac{\pi}{2}kb\left[\delta a_n - \frac{J_n'}{N_n'}\delta b_n\right][d_nJ_n(kr)-c_nN_n(kr)]\left(\frac{J_n'}{N_n'}d_n-c_n\right)^{-1},$$

где δa_n и δb_n определяются формулами (27) и (28). Средняя интенсивность поля в рассматриваемом случае будет

$$\overline{|p_{\text{II}}|^2} = \sum_n \overline{|(p_{\text{II}})_n|^2} = |\overline{(p_{\text{II}})_0}|^2 + 2\sum_{n\geqslant 1}\overline{|(p_{\text{II}})_n|^2}, \tag{33}$$

а средняя интенсивность n-й гармоники, отнесенная к интенсивности поля в падающей волне $p^{(0)}$, выражается как

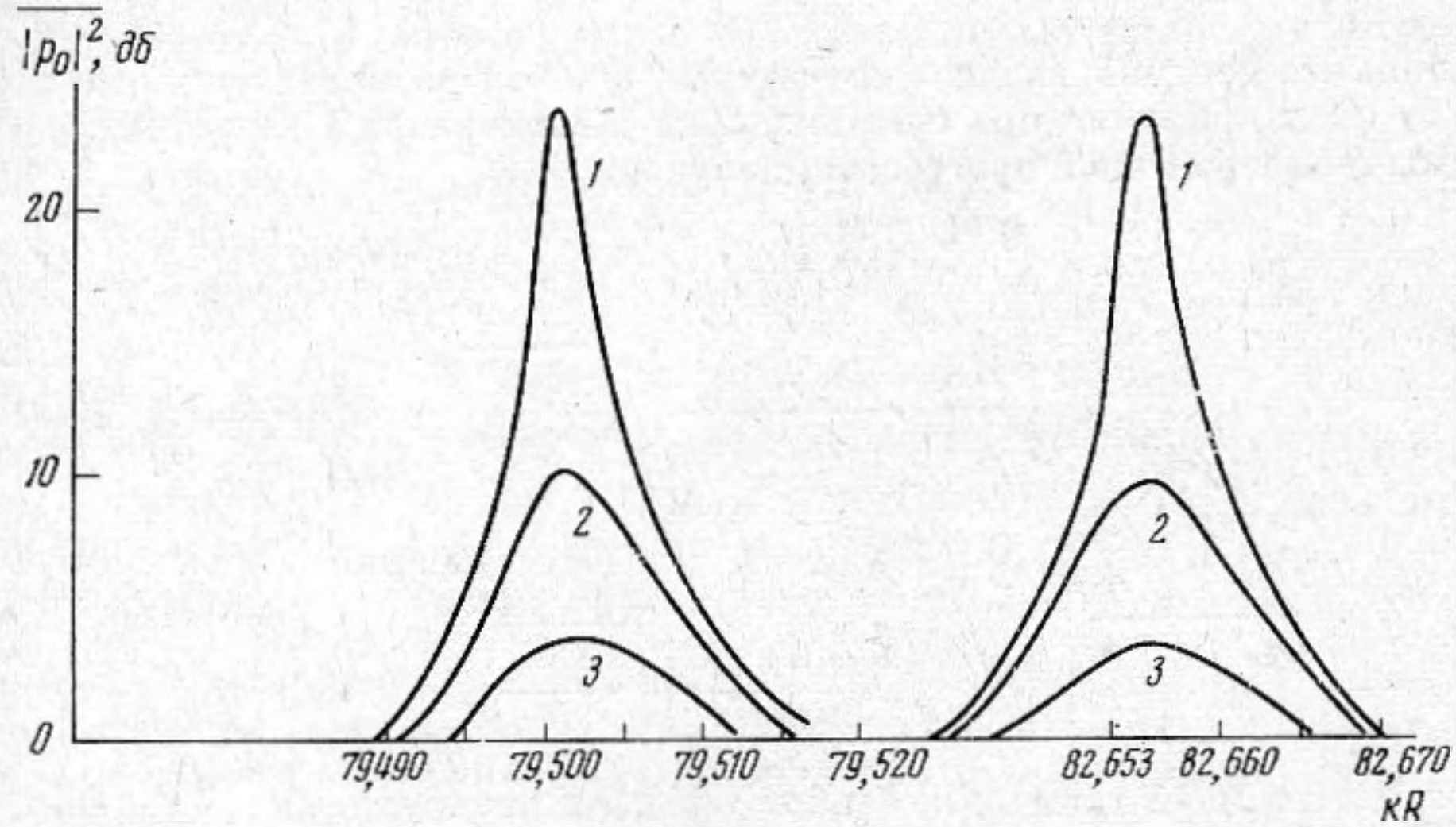
$$\overline{|p_n|^2} = \left(\frac{\pi}{2}kb\right)^2\left[\frac{N\Delta\varphi}{\pi}\frac{\sin(n\Delta\varphi)}{n\Delta\varphi}\right]^2\frac{1}{2N}\times \tag{34}$$

$$\times\left|\frac{d_nJ_n(kr)-c_nN_n(kr)}{\frac{J_n'}{N_n'}d_n-c_n}\right|^2\left(\left[J_n(kb)-\frac{J_n'}{N_n'}N_n(kb)\right]^2\times\right.$$

$$\times\left|\frac{H_1^{(1)}(kb)}{H_0^{(1)}(kr)}\right|^2\overline{|\delta\varepsilon|^2}+\left\{\left[J_{n+1}(kb)-\frac{n}{kb}J_n(kb)\right]-\right.$$

$$\left.\left.-\frac{J_n'}{N_n'}\left[N_{n+1}(kb)-\frac{n}{kb}N_n(kb)\right]\right\}^2\left|\frac{H_0^{(1)}(kb)}{H_0^{(1)}(kr)}\right|^2\overline{|\delta\varepsilon'|^2}\right),$$

где $\delta\varepsilon$ и $\delta\varepsilon'$ — относительные погрешности распределения комплексных амплитуд источников: $\delta q=q_0\delta\varepsilon$, $\delta q'=q_0'\delta\varepsilon'$. Так как $N\Delta\varphi<\pi$, то из формулы (34) следует, что интенсивность каждой гармоники обратно пропорциональна N. Число гармоник, вносящих существенный вклад в полную интенсивность, равно примерно kb. Поскольку $N=kb\dfrac{\lambda}{d}$, λ — длина волны, полная интенсивность в области II пропорциональна $\dfrac{d}{\lambda}\left(\overline{|\delta\varepsilon|^2}+\overline{|\delta\varepsilon'|^2}\right)$, и при заданных средних квадратах относительных погрешностей распределения убывает с уменьшением d/λ обратно пропорционально числу источников на излучающей поверхности, приходящихся на длину волны.



Фиг. 2. Средняя интенсивность нулевой гармоники, отнесенная к интенсивности падающей волны как функция kR: $b=R/2$, $r=R$. *1* – $\eta=0{,}001$; *2* – $\eta=0{,}005$; *3* – $\eta=0{,}01$

Наибольший интерес представляет случай малого поглощения звука стенками цилиндра, когда $0<\eta\ll1$ (η считаем вещественной величиной). Значения kR, соответствующие резонансным частотам, расположены вблизи точек $(kR)_m=\left(m+\dfrac{n}{2}+\dfrac{1}{4}\right)\pi$, m — целое; ширина резонансной кривой $\Delta k=\eta/R$.

В рассматриваемом приближении при $8kR\gg4n^2+3$, $z_n\ll1$,

$$\overline{|p_n|^2}\approx\frac{1}{4N}\left(\frac{N\Delta\varphi}{\pi}\frac{\sin(n\Delta\varphi)}{n\Delta\varphi}\right)^2 fF,$$

где

$$f=\left(\left\{1+(-1)^n\left[\sin 2kb+\left(\frac{4n^2-1}{4kb}+z_n\right)\cos 2kb\right]\right\}\times\right.$$

$$\left.\times\overline{|\delta\varepsilon|^2}+\left\{1-(-1)^n\left[\sin 2kb+\left(\frac{4n^2+3}{4kb}+z_n\right)\cos 2kb\right]\right\}\overline{|\delta\varepsilon'|^2}\right),$$

$$F=\frac{1+\eta^2+(1-\eta^2)\cos 2k(R-r)+\left(\dfrac{4n^2-1}{4kr}-\dfrac{4n^2+3}{4kr}\right)\sin 2k(R-r)}{1+\eta^2-(-1)^n\left\{\left((1-\eta^2)\sin 2kR+\left(\dfrac{4n^2+3}{4kR}+z_n\right)\cos 2kB\right\}\right.},$$

$$z_n=\frac{2\pi}{n!(n-1)!}\left(\frac{ka}{2}\right)^{2n}\quad\text{при}\quad n\geqslant1,\quad z_0=2\pi\left(\frac{ka}{2}\right)^2.$$

Функция F при изменении $k(R-r)$ проходит чередующиеся максимумы и минимумы, соответствующие структуре стоячих волн внутри цилиндра. Максимумы, равные примерно 2, расположены вблизи значений $k(R-r)=m\pi$ на расстояниях от стенки импедансного цилиндра, кратных целому числу полуволн. Минимумы, равные примерно $2\eta^2$, расположены посредине между максимумами. На резонансных частотах знаменатель дроби F равен примерно $2\eta^2$, и в этом случае F изменяется вдоль радиуса от единицы до $1/\eta^2$. Наибольшее резонансное значение относительной интенсивности при этом будет

$$\overline{|\rho_n|^2}=\frac{1}{4N\eta^2}\left[\frac{N\Delta\varphi}{\pi}\frac{\sin(n\Delta\varphi)}{n\Delta\varphi}\right]^2 f,$$

что по порядку величины равно

$$\frac{1}{4N\eta^2}\left(\overline{|\delta\varepsilon|^2}+\overline{|\delta\varepsilon'|^2}\right)\left(\frac{N\Delta\varphi}{\pi}\right)^2.$$

Таким образом, при достаточно малых значениях η^2, т. е. при достаточно малом поглощении звука стенками цилиндра, компенсация исходного поля на резонансных частотах может быть нарушена, правда, в очень узких интервалах частот, для которых $R\Delta k\lesssim\eta$. С увеличением поглощения и числа источников N компенсация восстанавливается.

На фиг. 2 представлена средняя интенсивность нулевой гармоники (точка наблюдения выбрана возле стенки импедансного цилиндра) для двух диапазонов изменения kR, соответствующих типичным резонансам, и для трех значений параметра η.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. П. Завадская, И. А. Урусовский.* О влиянии неточности распределения источников на компенсацию поля при активном подавлении шума. Доклад на VIII Всесоюзной акустической конференции. М., 1973.
2. *Г. Д. Малюжинец.* Об одной теореме для аналитических функций и ее обобщениях для волновых потенциалов. Рефераты докладов III Всесоюзного симпозиума по дифракции волн. М., 1964, 113–116.
3. *Г. Д. Малюжинец.* Нестационарные задачи дифракции для волнового уравнения с финитной правой частью. Тр. Акустического ин-та, 1971, вып. 15, 124–139.
4. *Г. Д. Малюжинец.* Задача о скачке в теории дифракции. Тр. Акустического ин-та, 1971, вып. 15, 140–168.
5. *М. В. Федорюк.* О работах Г. Д. Малюжинца по теории волновых потенциалов. Тр. Акустического ин-та, 1971, вып. 15, 169–179.
6. *М. П. Завадская, А. В. Попов, Б. Л. Эгельский.* Об аппроксимации волновых потенциалов в задачах активного гашения звуковых полей по методу Малюжинца. Акуст. ж., 1975, *21*, 5, 732–738.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
2 августа 1974 г.