АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIII 1987 Вып. 4

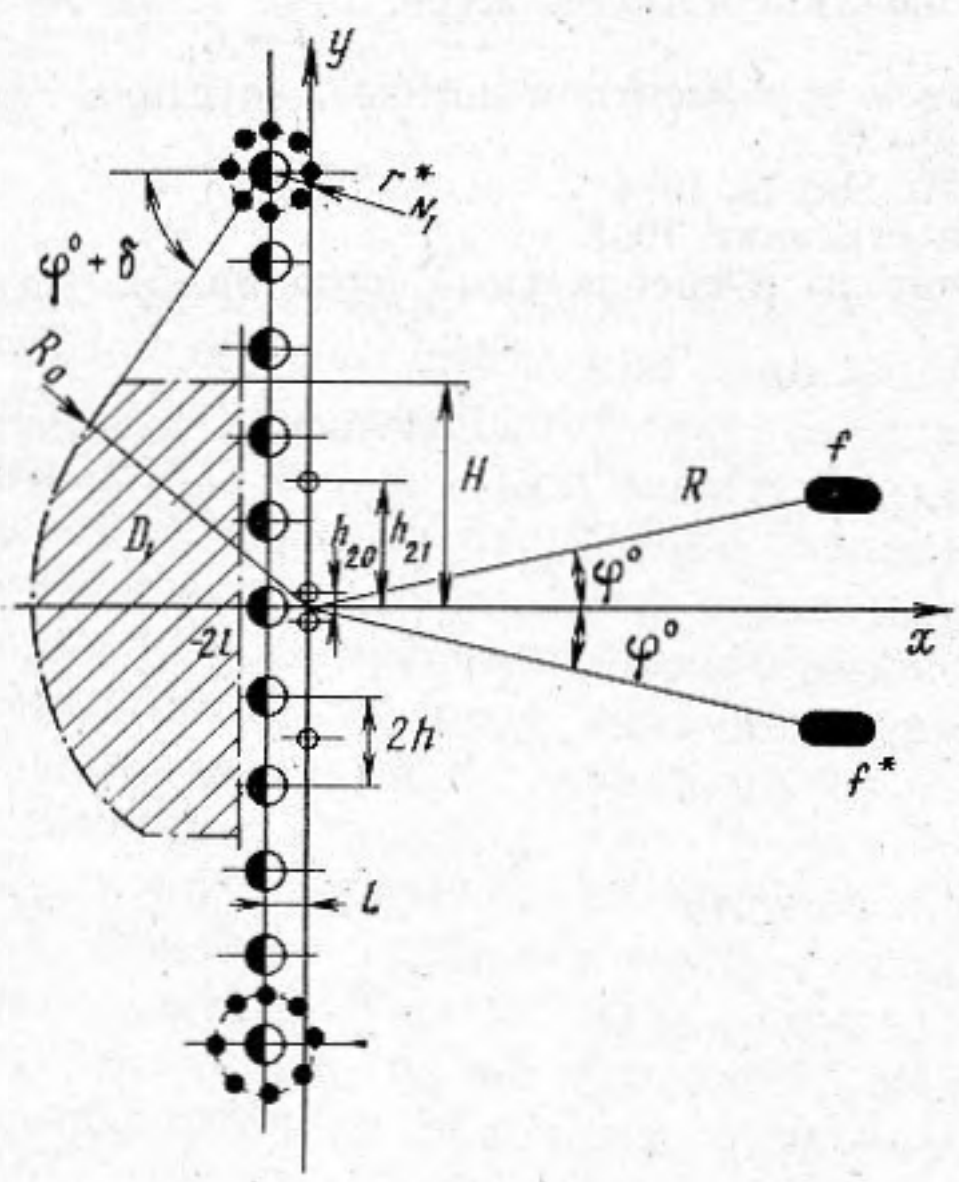
УДК 534.28

ГАШЕНИЕ ЗВУКА КОНЕЧНОЙ РЕШЕТКОЙ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Иванов В. П.

Рассмотрена плоская задача о гашении поля удаленного источника звука конечной решеткой излучателей. Гашение осуществляется в малой области, расположенной непосредственно за решеткой. Выбраны амплитуды и фазы элементов решетки, их число и координаты центров так, чтобы была реализована задача гашения.

В полуплоскости $y\geqslant 0$ плоскости $x0y$ в области $D=\{x,\ y: x^2+y^2<R_0^2,\ x<-2l,\ 0<y<H<R_0\}$ требуется погасить поле стороннего источника звука, достаточно удаленного от начала координат в сторону положительных x, полем вспомогательных цилиндрических излучателей L_{1n} радиуса a, $0\leqslant n\leqslant N_1$, оси которых перпендикулярны плоскости $x0y$ и лежат на прямой $y=-l$ (см. фигуру). Поле излучения и дифракции стороннего источника и вспомогательных излучателей, не зависящее от координаты z, измеряется системой цилиндрических приемников L_{2n} радиуса a_1, $0\leqslant n\leqslant N_2$, оси которых также перпендикулярны плоскости $x0y$ и лежат на оси y. По результатам измерения полного поля требуется подобрать число, амплитуды и фазы вспомогательных излучателей так, чтобы в области D полное поле по модулю не превосходило наперед заданную малую величину. Рассматриваемая задача гашения звука в ограниченной области отличается от традиционной задачи [1, 2] тем, что область, в которой осуществляется гашение, не охватывается поверхностью приемников и вспомогательных излучателей. Однако решение задачи гашения возможно в силу того, что в области D падающее стороннее поле имеет простую структуру плоской волны. Сформулируем задачу гашения. При $y>0$ вне системы цилиндров полное поле U удовлетворяет неоднородному уравнению Гельмгольца:



$$(\Delta+k^2)U=4if,\qquad k^2=\omega^2c^{-2},\qquad \partial/\partial t=-i\omega, \tag{1}$$

где f — плотность объемной скорости стороннего источника звука, краевым условиям

$$\left.\frac{\partial U}{\partial n}\right|_{L_{1n}}=f_{1n},\quad |f_{1n}|\leqslant c_n(a);\quad \left.\frac{\partial U}{\partial n}\right|_{L_{2n}}=0,\quad n=0,\ldots,N_j,\quad j=1,2;$$

$$\left.\frac{\partial U}{\partial y}\right|_{y=0}=0. \tag{2}$$

На бесконечности выполняется условие погашаемости Малюжинца. Требуется по результатам измерения полного поля U на приемниках L_{2n} оп-

ределить функции f_{1n} и число N_1 так, чтобы в области D

$$\max|U|\leqslant\varepsilon. \tag{3}$$

Представим полное поле U в виде суммы $U=U_1+U_2$, где U_1 — поле стороннего источника. В этом случае условие (3) можно переписать в следующей форме: $20\lg[\max\limits_{D}|U_1/U|]\geqslant M$, где M заданная степень гашения в дБ.

Согласно (1), (2) и условию, что источник стороннего звукового поля расположен достаточно далеко от начала координат, будем искать потенциалы U_1 и U_2 в виде

$$U_1=B\{\exp[-ikr\cos(\varphi-\varphi^0)]+\exp[-ikr\cos(\varphi+\varphi^0)]\},$$
$$U_2=\sum_{j=1}^{2}\sum_{n=0}^{N_j}\int\limits_{L_{jn}}[\mu_{jn}H_0^{(1)}(k\rho_{jn})+\nu_{jn}H_0^{(1)}(k\rho_{jn}^*)]ds. \tag{4}$$

В формулах (4) (r, φ) — полярные координаты точки (x, y), B, φ^0 — амплитуда и направление распространения плоской волны, ρ_{jn} и ρ_{jn}^* — расстояние от точки наблюдения (x, y) до точки $(\xi, \eta)\in L_{jn}$ и $(\xi, \eta^*)=(\xi, -\eta)$ соответственно. $H_0^{(1)}(x)$ — функция Ханкеля, μ_{jn}, ν_{jn} — неизвестные плотности нормальной скорости, заданные на окружностях L_{jn}. Относительно функций μ_{2n} предполагается, что $\int\limits_{L_{2n}}\mu_{2n}\,ds=2\pi a_1\mu_{2n}^0$ — известная величина:

$$B=[2/\pi kR]^{1/2}\exp\left[i\left(kR-\frac{\pi}{4}\right)\right]\sum_{m=-\infty}^{\infty}\iint\limits_{F}f(\rho,\theta)J_m(k\rho)\times$$
$$\times\exp\left[im\left(\frac{\pi}{2}+\varphi^0-\theta\right)\right]dF,$$

где R — расстояние до начала полярной системы координат (ρ, θ), лежащего внутри области F задания функции f, причем $R_0\ll R$, $J_m(x)$ — функция Бесселя.

Поскольку падающее поле U_1 представляет собой плоские волны, распространяющиеся под углом $\pm\varphi^0$ в сторону отрицательной оси x, то расположим вспомогательные излучатели в виде конечной решетки, т. е. уравнение контура n-го излучателя имеет вид $\xi_{1n}=-l+a\cos\varphi_n$, $\eta_{1n}=2nh+a\sin\varphi_n$, $n=0,\ldots,N_1$, где φ_n — угол в полярной системе, связанной с центром n-го излучателя, $0\leqslant\varphi_n\leqslant2\pi$ для $n\neq0$, $0\leqslant\varphi_0\leqslant\pi$. Для определения параметров падающего поля достаточно иметь два приемника: $\xi_{2n}=a_1\cos\varphi_{1n}$, $\eta_{2n}=h_{2n}+a_1\sin\varphi_{1n}$, $n=0, 1$.

Подставим представления (4) в условия (2) и воспользуемся свойствами колебательного потенциала:

$$\frac{i}{2}\sum_{j=1}^{2}\sum_{n=0}^{N_j}\int\limits_{L_{jn}}\left\{\mu_{jn}\frac{\partial}{\partial n}H_0^{(1)}[k\rho_{jn}(\xi_m)]+\nu_{jn}\frac{\partial}{\partial n}H_0^{(1)}\times\right.$$
$$\left.\times[k\rho_{jn}^*(\xi_m)]\right\}ds+\mu_{qm}+\nu_{qm}+\frac{i}{2}\left[f_{qm}-\frac{\partial}{\partial n}U_1\right],$$
$$\nu_{2m}=f_{2m}=0,\quad q=1,\ 2,\quad m=0,\ldots,N_q. \tag{5}$$

Здесь $\partial/\partial n$ — производная по нормали к контуру L_{qm} в точке $(\xi_{qm}, \eta_{qm})\in L_{qm}$, $\rho_{jn}(\xi_m)=\rho_{jn}$, $\rho_{jn}^*(\xi_m)=\rho_{jn}^*$, когда точка (x, y) стремится к точке (ξ_{qm}, η_{qm}). Формулы (5) дают функциональную связь между падающим полем, полем вспомогательных излучателей и полем, наведенным на приемниках.

Предположим, что можно построить решетку вспомогательных излучателей, которая будет слабо засвечивать приемники, т. е. поле дифракции и собственного излучения излучателей L_{1n} на поверхности приемников L_{2n} по модулю не превосходит наперед заданную малую величину ε_1. Проинтегрируем формулу (5) по контуру L_{2n} и с точностью до ε_1 получим выражения, определяющие параметры падающего поля:

$$\sin\varphi^0=[kh_{21}]^{-1}\arccos(\mu_{21}{}^0/\mu_{20}{}^0);$$
$$B=3i\mu_{20}{}^0[kJ_1(ka_1)]^{-1} \quad \text{при} \quad kh_{20}\ll 1, \tag{6}$$

где $\mu_{2m}{}^0$ — нулевая гармоника плотности нормальной скорости поля на m-ом приемнике.

При вычислении амплитуд и фаз вспомогательных излучателей удобно отразить систему излучателей зеркально относительно оси x с четным продолжением функций. Для вновь полученной системы излучателей во всей плоскости $x0y$ нужно подобрать их число, амплитуды и фазы так, чтобы в области $D_1=\{x,\ y: x^2+y^2<R_0{}^2,\ x<-2l,\ |y|<H<R_0\}$ поле вспомогательных излучателей было равно $-B\exp[-ikr\cos(\varphi\pm\varphi^0)]$, а при $x\geqslant 0$, $y\leqslant|h_{21}|$ модуль поля вспомогательных излучателей был меньше ε_1. Сохраним далее за полным полем и полем сторонних источников прежние обозначения. Представим поле U_2 в виде суммы $U_2=U_{21}+U_{22}+O[(ka_1)^2]$, где

$$U_{21}=\sum_{n=-N_1}^{N_1}\int_{L_{1n}}[\mu_{1n}-\delta_{N_1n}\mu_{N_1}+\nu_{1n}-\delta_{-N_1n}\nu_{N_1}]H_0^{(1)}(k\rho_{1n})\,ds,$$
$$\delta_{nn}=1,\ \delta_{nm}=0,\ n\neq m,$$
$$U_{22}=\int_{L_{1N_1}}\mu_{N_1}H_0^{(1)}(k\rho_{1N_1})\,ds+\int_{L_{-1N_1}}\nu_{N_1}H_0^{(1)}(k\rho_{-1N_1})\,ds.$$

Через символ $O[(ka_1)^2]$, $ka_1\to 0$, обозначено поле дифракции на приемниках, которым будем пренебрегать по сравнению с полем излучения и дифракции вспомогательных излучателей в силу малости волновых размеров приемников. Потребуем, чтобы для плотностей μ_{1n} и ν_{1n} выполнялись соотношения $\mu_{1n}=\mu_{10}\exp[-2ikhn\sin\varphi^0]$, $\nu_{1n}=\nu_{10}\exp[2ikhn\sin\varphi^0]$, $-(N_1-1)\leqslant n\leqslant N_1-1$; $\nu_{10}=\mu_{10}$, $\mu_{1N_1}-\mu_{N_1}=\mu_{10}\exp[-2ikhN_1\sin\varphi^0]$, $\nu_{-1N_1}-\nu_{N_1}=\nu_{10}\times\exp[-2ikhN_1\sin\varphi^0]$. Рассмотрим случай, когда $kh<[\sin\varphi^0+(\sin^2\varphi^0+\pi^2\cos^2\varphi^0)^{1/2}]\cos^{-2}\varphi^0$, $0\leqslant\varphi^0<\pi/2$, и $(2khN_1-H)\gg 1$. В этом случае для поля U_{21} можно получить представление

$$U_{21}=\int_0^{2\pi}\mu_{10}(\varphi_0)\,2(kh\cos\varphi^0)^{-1}\exp[\pm i(x-a\cos\varphi_0)k\cos\varphi^0]\times$$
$$\times\cos[k(y-a\sin\varphi_0)\sin\varphi^0]\,a\,d\varphi_0+V_{21}+V_{22}+O[\exp(-\lambda|x-a\cos\varphi_0|)],\ \lambda>0. \tag{7}$$
$$V_{21}=(2\pi kr_{N_1})^{-1/2}\int_0^{2\pi}\mu_{10}(\varphi_0)\exp[ik(r_{N_1}+a\sin(\varphi_0-\varphi_{N_1}))]g(\varphi_{N_1})\,a\,d\varphi_0,$$
$$V_{22}=(2\pi kr_{N_1})^{-1/2}\int_0^{2\pi}\mu_{10}(\varphi_0)\exp[ik(r_{-N_1}-a\sin(\varphi_0-\varphi_{-N_1})]g(\varphi_{-N_1})\,a\,d\varphi_0,$$

где верхний знак отвечает условию $x-a\cos\varphi_0>0$, нижний — условию $x-a\cos\varphi_0<0$, r_{jN_1} — радиус-вектор, проведенный из центра излучателя L_{jN_1}, $j=\pm 1$,

$$g(\varphi_{jN_1})=\frac{\cos[2(N_1+1)kh\cos\varphi^0]-\exp(2ikh\sin\varphi_{jN_1})\cos(2N_1kh\sin\varphi^0)}{\cos(2kh\sin\varphi_{jN_1})-\cos(2kh\sin\varphi^0)} \tag{8}$$
$$j=\pm 1,$$

углы φ_{jN_1} определены в интервалах $I_1=\{\varphi_{N_1}:\pi+\varphi^0+\delta\leqslant\varphi_{N_1}\leqslant 2\pi-\varphi^0-\delta\}$, $I_{-1}=\{\varphi_{-N_1}:\varphi^0+\delta\leqslant\varphi_{-N_1}\leqslant\pi-\varphi^0-\delta\}$, δ — фиксированный положительный угол. Представление (8) означает, что при достаточно большом превышении высоты решетки над уровнем H в секторах I_1 и I_{-1} для поля излучателей справедливо представление в виде двух плоских волн, распространяющихся по обе стороны от оси решетки под углом $\pm\varphi^0$ к оси x, и поля двух цилиндрических излучателей-компенсаторов, расположенных на крайних элементах решетки, с угловым распределением поля, равным $g(\varphi_{N_1})$ и $g(\varphi_{-N_1})$ соответственно, которое отвечает краевым эффектам, связанным с конечностью решетки. Чтобы погасить две плоские волны в области D_1 и не засвечивать приемники, положим $\mu_{10}=\alpha_0+\beta_0\exp(i\varphi_0)$ и потребуем, чтобы решетка излучателей излучала плоские волны только в сторону отрицательной оси x, а именно

$$\int\limits_{L_{10}}\mu_{10}\exp(-ik\xi_{10}\cos\varphi^0)\cos(k\eta_{10}\sin\varphi^0)\,ds=0,$$

$$\int\limits_{L_{10}}\mu_{10}\exp(ik\xi_{10}\cos\varphi^0)\cos(k\eta_{10}\sin\varphi^0)\,ds=-khB\cos\varphi^0/2. \tag{9}$$

Для гашения поля излучателей с угловым распределением $g(\varphi_{jN_1})$ поступим следующим образом. Введем функции $g_1(\varphi_{N_1})=\sum\limits_{n=-N_3}^{N_3}d_n^{\,1}\exp(in\varphi_{N_1})$ и $g_1(\varphi_{-N_1})=\sum\limits_{n=-N_3}^{N_3}d_n^{\,-1}\exp(in\varphi_{-N_1})$, определенные во всем интервале $0\leqslant\varphi_{jN_1}\leqslant 2\pi$, и за счет выбора числа N_3 потребуем выполнения неравенств

$$|g_1(\varphi_{N_1})-g(\varphi_{N_1})|<\varepsilon_2 \quad \text{при} \quad \varphi_{N_1}\in I_1 \quad \text{и}$$
$$|g_1(\varphi_{-N_1})-g(\varphi_{-N_1})|<\varepsilon_2 \quad \text{при} \quad \varphi_{-N_1}\in I_{-1}.$$

При этом коэффициенты $d_n^{\,j}$ определяются как решение следующих систем алгебраических уравнений:

$$\sum_{h=-N_3}^{N_3}d_n^{\,j}\exp[ih\varphi_{jN_1}^{m}]=g(\varphi_{jN_1}^{m}),\qquad \varphi_{jN_1}^{m}\in I_j,\qquad m=1,\ldots,2N_3+1,\qquad j=\pm1.$$

Выпишем решения этих систем:

$$d_n^{\,j}=\sum_{q=1}^{2N_3+1}g(\varphi_{jN_1}^{q})(-1)^{n+N_3+1}Z_{jq}^{\,N_3}S_{N_3-n}^{q}\Bigg[\prod_{\substack{p=1\\p\neq q}}^{2N_3+1}(Z_{jp}-Z_{jq})\Bigg]^{-1},$$

$$-N_3\leqslant n\leqslant N_3,\qquad j=\pm1,$$

где $Z_{jq}=\exp(i\varphi_{jN_1}^{q})$, $S_{N_3-n}^{q}$ — сумма всевозможных произведений различных чисел Z_{jp}, исключая Z_{jq}, взятых в количестве N_3-n. Анализ формулы (8) показывает, что для уменьшения числа N_3 параметры kh и δ следует выбирать не слишком малыми. Разбиение интервалов I_j точками $\varphi_{jN_1}^{m}$ выберем равномерным.

Продолжим поля V_{21} и V_{22}, стоящие в правой части формулы (7), от их асимптотик до значений на окружностях $r_{jN_1}=a$ с центрами в точках $(-l,\,2N_1h)$ и $(-l,\,-2N_1h)$ по формулам

$$V_{21}\to\sum_{n=-N_3}^{N_3}\frac{d_n^{\,1}}{2}H_0^{(1)}(ka)\exp\left[i\left(\frac{\pi n}{2}+\frac{\pi}{4}\right)\right][\alpha_0J_0(ka)-$$

$$-\beta_0 J_1(ka)\, e^{i\varphi_{N_1}}]\, e^{in\varphi_{N_1}}, \tag{10}$$

$$V_{22} \to \sum_{n=-N_3}^{N_3} \frac{d_n^{-1}}{2} H_n^{(1)}(ka) \exp\left[i\left(\frac{\pi n}{2}+\frac{\pi}{4}\right)\right][\alpha_0 J_0(ka)+$$

$$+\beta_0 J_1(ka)\, e^{i\varphi_{-N_1}}]\, e^{in\varphi_{-N_1}}.$$

Из соотношений (10) следует, что плотности нормальной скорости μ_{N_1} и ν_{N_1} на компенсаторах равны

$$\mu_{N_1} = \sum_{n=-N_3}^{N_3} d_{1n}, \quad d_{1n} = \frac{d_n^{1} \exp\left[i\left(\frac{\pi n}{2}+\frac{\pi}{4}\right)\right]}{4\pi a J_n(ka)}[\alpha_0 J_0(ka) - \beta_0 J_1(ka)\exp(i\varphi_{N_1})],$$

$$\nu_{N_1} = \sum_{n=-N_3}^{N_3} d_{-1n}, \quad d_{-1n} = \frac{d_n^{-1} \exp\left[i\left(\frac{\pi n}{2}+\frac{\pi}{4}\right)\right]}{4\pi a J_n(ka)}[\alpha_0 J_0(ka)+$$

$$+\beta_0 J_1(ka)\exp(i\varphi_{-N_1})].$$

Расположим на окружностях радиуса $r_{jN_1}=\overset{*}{r}_{jN_1}$, $j=\pm 1$, $a<\overset{*}{r}_{jN_1}<h$, $2N_4+1$, $N_4 \geqslant N_3$, вторичные вспомогательные излучатели L_{3s}^{j} радиуса a_2 и погасим поле компенсаторов с помощью полей вторичных излучателей [3] вне окружности R_{jN_1}: $r_{jN_1}^{*}<R_{jN_1}<h$ (см. фигуру). Введем на излучателях плотности нормальной скорости μ_{3s}^{j} в виде $\mu_{3s}^{j}=\varkappa_{js}$. Для определения констант $\varkappa_{js}$ получим систему уравнений:

$$\sum_{s=1}^{2N_4+1} \varkappa_{js} \exp(in\varphi_{jN_1}^{0s}) = -d_{jn}[2\pi a_2 J_0(ka_2) J_n(k\overset{*}{r}_{jN_1})]^{-1},$$

$$-N_3 \leqslant n \leqslant N_3, \tag{11}$$

$$\sum_{s=1}^{2N_4+1} \varkappa_{js} \exp(in\varphi_{jN_1}^{0s}) = 0, \qquad N_3 < |n| \leqslant N_4.$$

В формулах (11) через $\varphi_{jN_1}^{0s}$ обозначена координата центра s-го вторичного излучателя, лежащего на окружности радиуса $\overset{*}{r}_{jN_1}$. Число N_4 определяется из условия

$$\left|\left(\sum_{-\infty}^{-(N_4+1)} + \sum_{N_4+1}^{\infty}\right) \sum_{s=1}^{2N_4+1} 2\pi a_2 J_0(ka_2)\, \varkappa_{js} J_n(k\overset{*}{r}_{jN_1}) H_n^{(1)}(kR_{jN_1}) \exp(in\varphi_{jN_1})\right| \leqslant \varepsilon_3.$$

Решение системы (11) имеет вид

$$\varkappa_{js} = \sum_{n=-N_3}^{N_3} (-1)^{N_4-n} d_{jn}[2\pi a_2 J_0(ka_2) J_n(k\overset{*}{r}_{jN_1})]^{-1} \times$$

$$\times S_{N_4-n}^{s} Z_{jn}^{0N_4} \left[\prod_{\substack{p=1\\ p\neq s}}^{2N_4+1} (Z_{jp}^{0} - Z_{js}^{0})\right]^{-1},$$

где $Z_{jn}^{0} = \exp(i\varphi_{jN_1}^{0n})$, $S_{N_4-n}^{s}$ — сумма всевозможных произведений различных чисел Z_{jN}^{0}, исключая Z_{js}^{0}, взятых в количестве N_4-n.

Вернемся к системе (9) и вычислим амплитуды и фазы вспомогательных излучателей, гасящих две плоские волны в области D_1: $\alpha_0 = -khB\cos\varphi^0[8\pi a J_0(ka)]^{-1}$; $\beta_0 = ikhB[8\pi a J_1(ka)]^{-1}$. Из явного вида решения следует, что при малых ka реализация гашения сильно затруднена из-за наличия дипольной составляющей β_0. Эту трудность можно обойти,

если при малых ka в качестве излучателей в решетке использовать излучатели монопольного типа, т. е. выбрать $\mu_{10}=\alpha_0^*$. В этом случае решетка излучателей будет излучать две плоские волны по обе стороны от своей оси и потому вспомогательные излучатели будут засвечивать приемники. Положим в формулах (10) $\beta_0=0$ и погасим поле компенсаторов полем системы вторичных вспомогательных излучателей. Поскольку приемники засвечиваются вспомогательными излучателями регулярным образом, т. е. на приемники падают две плоские волны стороннего источника и две плоские волны решетки вспомогательных излучателей, и для этого случая легко выписать решение задачи измерения поля стороннего источника звука. В отличие от формул (6) параметры плоских волн в данном случае определяются по формулам

$$B=\frac{3i\mu_{10}^0}{kJ_1(ka)}\left\{1-\frac{1}{2}\exp[ikl(1-[(kh_{21})^{-1}\arccos(\mu_{21}^0/\mu_{20}^0)]^2)^{1/2}]\right\}^{-1},$$

$$\sin\varphi^0=(kh_{21})^{-1}\arccos(\mu_{21}^0/\mu_{20}^0).$$

Амплитуда плотности нормальной скорости излучателя α_0^* при гашении решеткой монополей равна $\alpha_0^*=-khB\cos\varphi^0[4\pi aJ_0(ka)]^{-1}$. Приведем таблицу модуля амплитуд α_0, β_0 и α_0^* вспомогательных излучателей для первого и второго случая гашения плоской волны с амплитудой давления 100 дБ в диапазоне частот 16 ... 1600 Гц при следующих значениях пара-

ν, Гц	16	40	100	200	500	1000	1600
$\lvert\alpha_0\rvert$ м/с	0,001	0,001	0,001	0,001	0,00105	0,0011	0,0013
$\lvert\beta_0\rvert$ м/с	0,2	0,084	0,033	0,0167	0,0067	0,0035	0,0023
	$\lvert\alpha_0^*\rvert=2\lvert\alpha_0\rvert$						

метров задачи: $h/a=3$; $h=0{,}1$ м; $\varphi^0=0$; $c=340$ м/с; $\rho=1{,}25$ кг/м^3. Число вспомогательных излучателей в решетке равно $N_1=[\{(R_0^2-H^2)^{1/2}-l]\operatorname{tg}\times\times(\varphi^0+\delta)+H\}/2h]$, где символ [ ] означает целую часть. Оценим расстояние l для первого случая гашения из условия, что при $x\geqslant 0$ поле вспомогательных излучателей по модулю меньше ε_1: $l=a+\{\pi[(1-kh\pi^{-1}\sin\varphi^0)^2-(kh\pi^{-1})^2]^{1/2}\}^{-1}\ln(2\pi a|\mu_{10}|A/\varepsilon_1)$, где $A=8[(\pi-kh\sin\varphi^0)^2-(kh)^2]^{-1/2}\cdot[\sin 2kh\sin\varphi^0]^{-1}\sin[6(h_{21}-a)k\sin\varphi^0]$. Поскольку функции μ_{jm}, ν_{jm}, μ_{N_1}, ν_{N_1} определены, то функции f_{1m}, характеризующие тип излучателя, можно вычислить по формулам (5). Из анализа формул (5) следует, что если волновые размеры излучателей не малы, то вспомогательные излучатели имеют сложную структуру: они являются излучателями n-польного типа. Это объясняется тем, что для гашения поля собственной дифракции на излучателе требуется задать специальное распределение плотности нормальной скорости в виде n пространственных гармоник. Понятно, что звуковое поле малой интенсивности можно погасить полем решетки излучателей монополь-дипольного (трипольного) типа или монопольного типа тогда, когда с одной стороны радиус излучателя достаточен для излучения поля заданной амплитуды, а с другой стороны можно пренебречь полем дифракции на излучателях. Оценим величину модуля амплитуды плоской волны B, которую можно погасить решеткой монополей. Для монопольных излучателей малых волновых размеров распределение нормальной скорости на поверхности равно $f_{10}=6i\mu_{10}=-3ikhB\cos\varphi^0[2\pi aJ_0(ka)]^{-1}=-i\omega w_{01}$, где w_{01} — прогиб цилиндрической оболочки излучателя. Обозначим через w_{01}^* максимально допустимый прогиб, который зависит от радиуса оболочки и определяется упругими константами материала оболочки и допускаемыми напряжениями. Для амплитуды B имеем оценку $|B|\leqslant 2\pi aJ_0(ka)c\cdot|w_{01}^*|[3h\cos\varphi^0]^{-1}$, где c — скорость звука в среде. Таким образом, в условиях (2) константа $c_n(a)$ определяет вид излучателя и для излучения звука упругой оболочкой равна $|\omega w_{0n}^*|$. Если условие (2) не выполняется, задача гашения не имеет решения для выбранного вида излучателя.

Заметим в заключение, что управление активной системой гашения, рассмотренной выше, существенно проще управления системой активного

гашения традиционного типа [1, 2], так как амплитуды всех вспомогательных излучателей зависят от показателей только двух приемников.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Малюжинец Г. Д.* Нестационарные задачи дифракции для волнового уравнения с финитной правой частью // Тр. АКИН. 1971. Вып. 15. С. 124–139.
2. *Мазаников А. А., Тютекин В. В., Федорюк М. В.* Активное гашение звуковых полей методом пространственных гармоник // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 5. С. 759–763.
3. *Бойко А. И., Иванов В. П.* О гашении поля системой цилиндрических излучателей // ЖВМиМФ. 1976. Т. 16. № 1. С. 152–161.

Отдел теоретических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24.VI.1985
после исправления
19.I 1987