АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 2

УДК 534.26

© 1992 г. Э.П. Бабайлов, А.А. Дубов

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБЪЕМНЫХ ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛЕЙ В НЕОГРАНИЧЕННОЙ СРЕДЕ

Рассмотрен вопрос о работе точечного источника излучения вблизи сферического поглотителя звука. Проанализировано влияние их взаимного расположения, волнового размера и свойств материала поглотителя на излучаемую акустическую мощность и коэффициент поглощения.

Анализу использования объемных звукопоглотителей посвящен ряд работ [1–5]. Во всех случаях в качестве исходного возмущения рассматривались либо плоская волна, либо диффузное звуковое поле, а эффективность поглотителей оценивалась величиной поперечного сечения поглощения волны Q_a [6], определяемой отношением поглощенной мощности к интенсивности исходной волны, или величиной коэффициента объемного звукопоглощения $\alpha_0 = Q_a/S$, где S – площадь поверхности поглотителя или его поперечного сечения.

Однако при наличии объемных поглотителей поглощение звука сопровождается его рассеянием, так что структура внешнего поля обусловлена их совместным действием. При этом, очевидно, величина рассеянной мощности также зависит от поглощающих свойств материала объемного поглотителя.

В реальных условиях источники излучения всегда находятся на конечном расстоянии от рассеивающих и поглощающих конструкций. Это дает возможность введения отличного от α_0 критерия оценки эффективности их работы. Она может быть определена путем сравнения величины акустической мощности, отдаваемой в окружающее пространство комплексом источник – поглотитель, с акустической мощностью одиночного излучателя в неограниченной среде. В общем случае акустическая мощность комплекса определяется типом и размером излучателя, конфигурацией объемной конструкции, ее размером и отстоянием от излучателя, соотношением между волновыми параметрами материала конструкции и окружающей среды, частотой, наличием или отсутствием ограждений.

Конкретизируя задачу, рассмотрим случай точечного источника и одиночного объемного поглотителя сферической формы радиуса R, расположенных в неограниченном пространстве. Временной фактор $\exp(-i\omega t)$ в дальнейшем опускаем. Точечный источник отстоит от центра поглотителя на расстоянии r_0, напряженность источника определяется величиной объемной скорости V. Величина $-V/4\pi$ принимается равной единице и остается неизменной вне зависимости от свойств и положения поглотителя. Так как точечный источник является акустически прозрачным, то наличие поглотителя не искажает его первичное поле.

Математическая формулировка задачи в терминах потенциала скорости состоит в отыскании решения неоднородного уравнения Гельмгольца $\nabla^2\varphi + k^2\varphi = -4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$, где $\varphi = \exp(ikr_1)/r_1 + \varphi_s$, $r_1 = [r^2 + r_0^2 + 2rr_0\cos\theta]^{1/2}$, $k = \omega/c$, c – скорость звука в среде, φ_s – потенциал скорости рассеянного поглотителем поля, r, θ – сферические координаты, связанные с центром поглотителя. При этом на поверхности поглотителя $r = R$ должны выполняться граничные условия

$$\partial\varphi/\partial r = \partial\varphi_i/\partial r, \quad \rho\varphi = \rho_i\varphi_i, \tag{1}$$

где φ_i – потенциал скорости поля внутри поглотителя, ρ и ρ_i – плотность среды и эф-

фективная (акустическая) плотность материала поглотителя соответственно. Потенциал φ_i удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца $\nabla^2\varphi_i + k_i^2\varphi_i = 0$, где $k_i = \omega/c_i = k_i' + ik_i''$ – волновое число материала поглотителя, $c_i = c_i' - ic_i''$ – комплексная скорость звука в нем.

Выражение для потенциала φ_s легко находится и может быть представлено в виде [7]

$$\varphi_s = -\frac{ik}{2}\sum_{m=0}^{\infty}(-1)^m(2m+1)P_m(\cos\theta)(1-e^{-2i\eta_m})h_m(kr_0)h_m(kr), \qquad (2)$$

где фазовый угол рассеяния Морза $\eta_m = \chi_m - i\kappa_m$ [6] определяется выражением $\eta_m = \operatorname{arc\,tg}\xi_m$, а ξ_m есть величина

$$\xi_m = \frac{j_m(kR)\,[j_m'(k_iR)/j_m(k_iR) - \rho_i c_i j_m'(kR)/\rho c j_m(kR)]}{n_m(kR)\,[\rho_i c_i n_m'(kR)/\rho c n_m(kR) - j_m'(k_iR)/j_m(k_iR)]}. \qquad (3)$$

В выражениях (2) и (3) функции $P_m(\ldots)$, $h_m(\ldots)$, $j_m(\ldots)$, $n_m(\ldots)$, $j_m'(\ldots)$, $n_m'(\ldots)$ – символы сферических волновых функций и их радикальных производных. В частности, сферические функции Бесселя $j_m(k_iR)$ и их производные $j_m'(k_iR)$ суть функции комплексного аргумента. Очевидно, что при отсутствии поглощения, т.е. при $\operatorname{Im}\{k_i\} = 0$ и вещественном характере плотности ρ_i величина $\kappa_m = -\operatorname{Im}\{\eta_m\}$ с необходимостью равна нулю для всех значений m.

Запишем выражение для суммарной мощности W системы источник – поглотитель.

Для этого охватим источник и поглотитель сферической поверхностью радиуса $r \gg r_0$ и проинтегрируем по объему, заключенному между этой поверхностью и поверхностью поглотителя $r = R$, энергетическое уравнение акустики

$$\operatorname{div}\langle\mathbf{Q}\rangle = W\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0), \qquad (4)$$

в котором $\langle\mathbf{Q}\rangle = \frac{1}{2}\rho ck\,\operatorname{Im}\{\varphi^*\nabla\varphi\}$ – средний по времени вектор Умова суммарного звукового поля. После использования теоремы Гаусса – Остроградского имеем

$$W = \pi\rho ck^2r^2\int_0^{\pi}|\varphi|^2\sin\theta\,d\theta - \pi R^2\rho ck\,\operatorname{Im}\int_0^{\pi}\varphi^*\frac{\partial\varphi}{\partial r}\Big|_{r=R}\sin\theta\,d\theta, \qquad (5)$$

где учтено, что при интегрировании по поверхности берется внешняя нормаль. Второй член в правой части формулы (5) отличен от нуля лишь при $\operatorname{Im}\{k_i\} \neq 0$ и, следовательно, характеризует поглощенную мощность. Первый член в этой формуле описывает акустическую мощность комплекса источник – поглотитель. Так как эта величина инвариантна относительно выбора любой сферической поверхности $r = \text{const}$, то при условии $r \gg r_0$ использовано упрощенное представление для радиальной компоненты вектора

$$\langle\mathbf{Q}\rangle : \langle Q_r\rangle \xrightarrow[r\to\infty]{} \frac{1}{2}\rho ck^2|\varphi|^2.$$

Перепишем формально формулу (5) в виде

$$W = W_0 + W_s + 2\pi\rho ck^2r^2\,\operatorname{Re}\int_0^{\pi}\frac{e^{ikr_1}}{r_1}\varphi_s^*\sin\theta\,d\theta + \Delta W, \qquad (6)$$

где $W_0 = 2\pi\rho ck^2$ – акустическая мощность одиночного точечного источника единичной напряженности, W_s – акустическая мощность рассеянного поглотителем поля, ΔW – поглощенная мощность; третий член правой части описывает мощность акустического взаимодействия первичного и рассеянного полей $W_{\text{вз}}$, * – символ комплексной сопряженности соответствующих величин.

Мощность $W_{\text{вз}}$ в силу когерентности указанных полей может принимать положитель-

ные и отрицательные значения, вследствие чего акустическая мощность комплекса (сумма первых трех членов в правой части выражения (6)) может превышать мощность W_0 или оказаться меньше нее. Обозначив эту мощность через $W_{ак}$, введем в качестве меры эффективности работы объемного поглотителя вблизи источника излучения безразмерную величину $\overline{W} = W_{ак}/W_0$, учитывающую как рассеивающие, так и поглощающие свойства поглотителя. Так как мощности $W_s (W_s \sim \int_0^\pi |\varphi_s|^2 \sin\theta d\theta)$ и $W_{вз}$ убывают с ростом расстояния r_0, то должно иметь место асимптотическое соотношение $\overline{W} \xrightarrow[r_0 \to \infty]{} 1$. При $r_0 \to R$ величина W в очень сильной степени зависит от свойств материала поглотителя (или рассеивателя). Выяснение роли поглощения в формировании величины $\overline{W}$ представляет наибольший интерес.

Учитывая выражение (2), разложение волны $\exp(ikr_1)/r_1$ по сферическим волнам в системе координат r, θ, находим явное выражение для величины $\overline{W}$ рассматриваемой задачи в виде

$$\overline{W} = \frac{1}{4} \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) \{ |h_m(kr_0)|^2 (1 + e^{-4\kappa_m}) + 2e^{-2\kappa_m} \operatorname{Re}[h_m^2(kr_0)\, e^{-2i\chi_m}] \}, \quad (7)$$

откуда ясно следует ее зависимость от обеих компонент фазового угла рассеяния η_m. В частности, при $\kappa_m = 0, m = 0, 1, 2...$ величина $\overline{W}$ описывает безразмерную акустическую мощность комплекса точечный источник – сферический рассеиватель.

Выражению (7) можно придать иную, более удобную для анализа форму. Используя соотношение

$$\sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) j_m^2(x) = 1, \quad (8)$$

справедливое при любом аргументе "x", раскрывая символ вещественной части и т.д., приходим к соотношению

$$\overline{W} = \frac{1}{4} \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) |h_m(kr_0)|^2 (1 - e^{-2\kappa_m})^2 + \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) e^{-2\kappa_m} \times$$

$$\times [n_m(kr_0) \sin\chi_m + j_m(kr_0) \cos\chi_m]^2, \quad (9)$$

непосредственно указывающему на то, что $\overline{W} \geqslant 0$. При $\kappa_m = 0, m = 0, 1, 2$, выражение (9) значительно упрощается и с использованием равенства $\xi_m = \operatorname{tg}\chi_m$ приводится к виду

$$\overline{W} = \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1) \frac{[n_m(kr_0)\, \xi_m + j_m(kr_0)]^2}{1 + \xi_m^2}, \quad (10)$$

в котором фиксируется явная зависимость $\overline{W}$ от определяемой формулой (3) величины ξ_m. С помощью соотношений (10) и (3) легко находим, что $\overline{W} \to 0$ при $\rho_i = 0$, $r_0 \to R$: максимально возможное уменьшение акустической мощности комплекса достигается при работе источника вблизи акустически мягкого рассеивателя.

Другим простейшим примером служит абсолютно жесткая сфера ($\rho_i \to \infty$), для которой $\xi_m = -j_m'(kR)/n_m'(kR)$. В этом случае при $r_0 = R$ имеем

$$\overline{W} = \frac{1}{(kR)^4} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(2m+1)}{|h_m'(kR)|^2}. \quad (11)$$

Величина $\overline{W}$, определяемая формулой (11), монотонно возрастает с ростом kR от значения $\overline{W} = 1$ при $kR = 0$ до значения $\overline{W} = 2$ при $kR \to \infty$. Последнее значение соответствует случаю работы точечного источника вблизи жесткой плоскости [8]. В общем случае $r_0 \neq R$ предельное значение величины $\overline{W}$ зависит от r_0.

Выполнив необходимые выкладки (учитывая, что при $m > kR$ с необходимостью $\kappa_m \to 0$, $\chi_m \to 0$ в силу асимптотического поведения сферических радиальных функ-

ций [9], используя формулу (8) и преобразуя ряд (9)), легко доказать, что при $r_0 \to \infty$ вне зависимости от акустических свойств материала поглотителя и значения волнового размера kR величина $\overline{W} \to 1$.

Остановимся подробнее на случае $r_0/R \gtrsim 1$. С этой целью рассмотрим физическую интерпретацию эффекта взаимодействия источника излучения и объемного поглотителя (рассеивателя) через ближнее поле излучателя. Он во многом аналогичен эффекту совместного действия близкорасположенных монополей [8]. Окружив источник сферой малого радиуса $r_1 = \epsilon$, величину акустической мощности комплекса $W_{\text{ак}}$ можно приближенно определить выражением

$$W_{\text{ак}} \simeq 4\pi\epsilon^2 v_m^2 |_{r_1=\epsilon} \frac{1}{2} \operatorname{Re}\left\{ \frac{i\omega\rho[e^{ik\epsilon}/\epsilon + \varphi_s(r_0)]}{v|_{r_1=\epsilon}} \right\}, \tag{12}$$

где $v|_{r_1=\epsilon} = v_m e^{i\psi}$ – комплексная амплитуда радиальной скорости на поверхности $r_1 = \epsilon$; числитель дроби под символом вещественной части приближенно описывает давление на этой поверхности. Учитывая условие неизменности работы источника, заключаем, что наличие поглотителя (или рассеивателя) эквивалентно последовательному включению в систему источник – упругая среда дополнительного сопротивления $\operatorname{Re}\{i\omega\rho(\varphi_s(r_0)/v|_{r_1=\epsilon}\}$, величина которого зависит от расстояния r_0 и свойств поглотителя. При $r_0 \to \infty$ это сопротивление стремится к нулю.

Отличительной особенностью работы объемных конструкций, материал которых имеет конечные плотность ρ_l и скорость звука c_l, является наличие дискретного спектра собственных частот объема этих конструкций, на которых при отсутствии поглощения возможно значительное возрастание величины $\overline{W}$. Очевидно (см. формулу (10)), что величины максимальных значений $\overline{W}$ регулируются значением расстояния r_0 (при $r_0 \to \infty$, как отмечалось выше, $\overline{W} \to 1$), однако сами резонансные волновые размеры сферического рассеивателя $(kR)_{n\ \text{рез}}$, $n = 1, 2, \ldots$, при условии отсутствия его взаимодействия с источником, не зависят от этого расстояния.

Используя соотношения (3) и (10), находим условия определения $(kR)_{n\ \text{рез}}$: $d\overline{W}_m/d(kR) = 0$,

$$\overline{W}_m = (2m+1)\frac{[n_m(kr_0)\,\xi_m(kR) + j_m(kr_0)]^2}{1 + \xi_m^2(kR)},$$

$m \leqslant kR$, причем последнее из условий определяется сходимостью ряда (10). Анализ показывает, что при определенных заданных значениях $\rho_l c_l/\rho c \neq 1$ и $k_l/k \neq 1$ найдутся такие kR и соответствующие им значения m и ξ_m, при которых достигается $\max\{\overline{W}_m\}$ и, как следствие, максимум величины $\overline{W}$. Последовательность таких значений kR и представляет собой спектр резонансных волновых размеров $(kR)_{n\ \text{рез}}$, $n = 1, 2, \ldots$, Между двумя соседними максимумами $\overline{W}$ располагается минимум этой величины. Отметим, что чем меньше величина kR, тем при меньших номерах m достигается $\max\{\overline{W}_m\}$. При $\rho_l c_l/\rho c = k_l/k = 1$ имеем $\xi_m \equiv 0$, $m = 0, 1, 2, \ldots$, и, в соответствии с формулой (8), величина $\overline{W} \equiv 1$.

Учет поглощающих свойств материала объемной конструкции в первую очередь резко уменьшает величины резонансных максимумов $\overline{W}$, что вообще характерно при введении поглощения в любую резонансную колебательную систему. Таким образом, поглощение в материале объемного поглотителя, расположенного в неограниченном пространстве, приводит к сглаживанию частотной зависимости величины $\overline{W}$, особенно эффективному в окрестности $(kR)_{n\,\text{рез}}$ и, в конечном счете, к уменьшению величины $\overline{W}$ в широком частотном диапазоне при условии $r_0/R \gtrsim 1$.

Некоторые расчетные результаты, иллюстрирующие вышеприведенные соображения, представлены на рис. 1 для области значений $0 < kR \lesssim 2{,}0$, представляющих интерес в случае низкочастотных излучателей. Безразмерное отстояние r_0/R изменяется от 1 до 6, отношение плотностей $\rho_l/\rho = 2$, отношение волновых чисел $k_l/k \simeq 3{,}9 + i\,1{,}73$, что соответствует типовому пористо-волокнистому материалу, применяемому в воздушной акустике. Кривые *1–3* описывают зависимость величины $\overline{W}$ от волнового

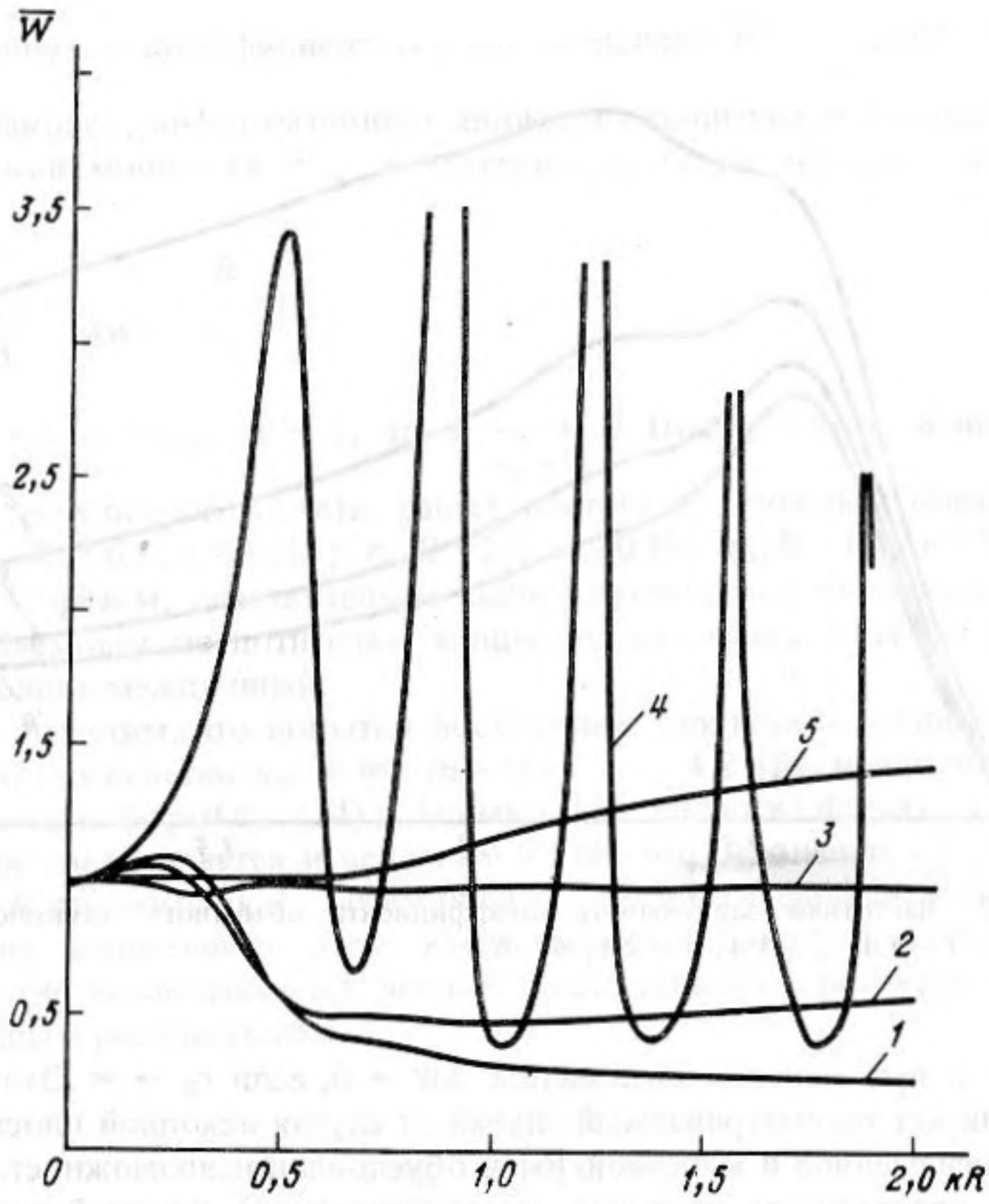

Рис. 1. Частотная зависимость величины $\overline{W}$ различных типов рассеивателей (r_0/R): *1* – 1,1; *2* – 1,4; *3* – 6,0; *4* – 1,1; *5* – 1,0

размера kR и отстояния r_0/R при наличии поглощения в материале сферического рассеивателя, кривая *4* соответствует случаю его отсутствия: при расчете положено $\mathrm{Im}\,\{k_i\} = 0$. Тогда при $(kR)_{2\ \text{рез}} \simeq 0{,}875$ величина $\overline{W} \simeq 6{,}85$, при $(kR)_{3\ \text{рез}} \simeq 1{,}23$ $\overline{W} \simeq 14{,}85$, при $(kR)_{4\ \text{рез}} \simeq 1{,}57$ $\overline{W} \simeq 38{,}5$. Монотонно возрастающая кривая *5* соответствует случаю абсолютно жесткой сферы. При наличии поглощения и при $kR \gtrsim 0{,}4$ величина $\overline{W} < 1$, что и указывает на целесообразность использования пористых объемных звукопоглотителей в воздушной среде. При этом на фиксированной частоте радиус сферического поглотителя может варьироваться в широких пределах. Отметим, что ввиду безразмерности величины $\overline{W}$ ее зависимость от характеристик материала поглотителя и среды, в которую он погружен, определяется комплексом безразмерных величин: $\rho_i c_i/\rho c$, k_i/k, kR, r_0/R. Это свойство позволяет существенно упростить расчеты по определению области значений характеристик, обеспечивающих требуемые значения величины $\overline{W}$.

Рассмотрим теперь поглощенную мощность ΔW и ее связь с акустической мощностью комплекса $W_{\text{ак}}$. Подставляя во второй член правой части формулы (5) выражения для функций $\varphi^*|_{r=R}$ и $\partial\varphi/\partial r|_{r=R}$ после элементарных вычислений с учетом ортогональности полиномов Лежандра и значения определителя Вронского для радиальных сферических функций находим явное выражение для мощности ΔW:

$$\Delta W = \frac{1}{2}\,\rho c k^2 \pi \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1)\,|h_m(kr_0)|^2 (1 - e^{-4\kappa_m}), \tag{13}$$

из которой видно, что величина ΔW зависит от волнового расстояния от источника до центра поглощающей сферы kr_0 и определяется лишь мнимой частью фазового угла рассеяния. В отсутствие поглощения ($\kappa_m = 0$, $m = 0, 1, 2, \ldots$) величина ΔW равна

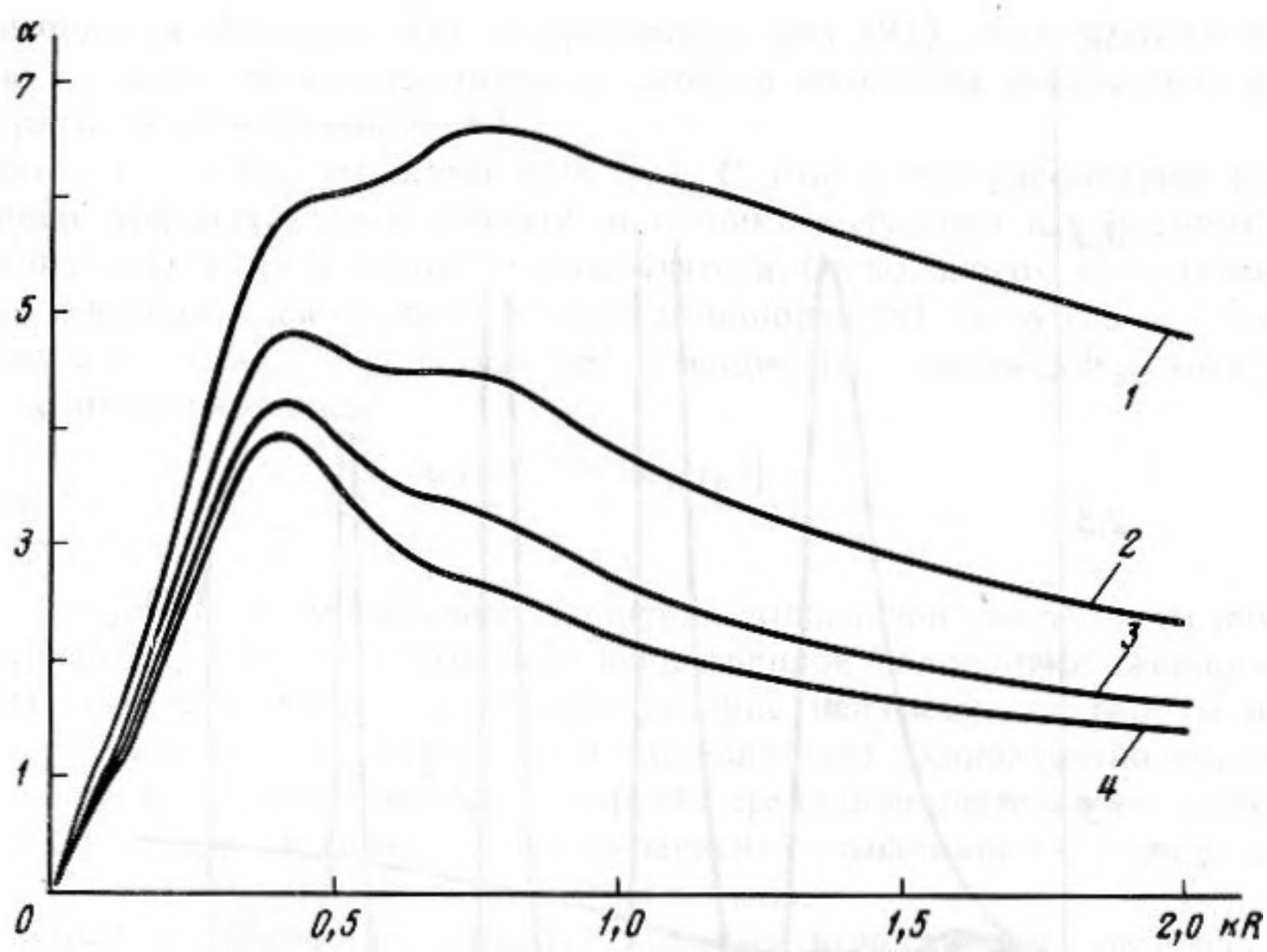

Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента объемного звукопоглощения (r_0/R): *1* – 1,1; *2* – 1,4; *3* – 2,1; *4* – 6,0

нулю. Однако и при наличии поглощения $\Delta W \to 0$, если $r_0 \to \infty$. Этот результат принципиально отличает рассматриваемый случай от случая исходной плоской волны, когда ΔW остается неизменной и конечной [6] и обусловлен невозможностью создания в неограниченном пространстве истинной (математической) плоской волны источниками конечных размеров.

Коэффициент объемного звукопоглощения сферической волны α определим соотношением $\alpha = \Delta W/I\pi R^2$, где $I = \rho c k^2/2r_0$ – интенсивность падающей волны при $r = 0$. Окончательно имеем

$$\alpha = \left(\frac{r_0}{R}\right)^2 \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1)|h_m(kr_0)|^2 (1 - e^{-4\kappa m}), \tag{14}$$

откуда следует, что коэффициент α также зависит от r_0. Устремляя r_0 к бесконечности и используя асимптотическое представление функции $|h_m(kr_0)|$, находим выражение для коэффициента α_0, соответствующего случаю плоской падающей волны

$$\alpha_0 = \frac{1}{(kR)^2} \sum_{m=0}^{\infty} (2m+1)(1 - e^{-4\kappa m}). \tag{15}$$

Таким образом, $\alpha \xrightarrow[r_0 \to \infty]{} \alpha_0$, т.е. коэффициент α_0 является мерой сравнения различных объемных поглотителей звука вне зависимости от типа и местоположения источника излучения. Именно коэффициент α_0, а не поглощенная мощность, остается неизмененным для данного конкретного поглотителя.

Расчет коэффициента α для пористого поглотителя в воздухе для той же, что указано выше, совокупности параметров и диапазона волновых размеров kR представлены на рис. 2. Видно, что коэффициент α в сильной степени зависит как от kR, так и от параметра r_0/R. При $r_0/R \gtrsim 5$ коэффициент α практически не отличается от коэффициента α_0. При $\kappa_m = 0$, $m = 0, 1, 2, \ldots$, имеем $\alpha \equiv 0$.

Наряду с коэффициентом α удобно (по аналогии с величиной $\overline{W}$) ввести величину $\overline{\overline{W}} = \Delta W/W_0$ – нормированную на мощность изолированного источника поглощенную

мощность, связанную с коэффициентом α соотношением $\overline{\overline{W}} = \frac{1}{4}\alpha(R/r_0)^2$. При $r_0 \to \infty$ имеем $\overline{\overline{W}} \to 0$. Наконец, информативным является отношение поглощенной мощности ΔW к акустической мощности $W_{ак}$. Обозначив эту безразмерную величину через ν, имеем

$$\nu = \frac{\Delta W}{W_{ак}} = \frac{\overline{\overline{W}}}{\overline{W}} = \frac{\alpha}{4\overline{W}}\left(\frac{R}{r_0}\right)^2. \qquad (16)$$

Так как при $r_0 \to \infty$ $\alpha \to \alpha_0$, $\overline{W} \to 1$, то $\nu \xrightarrow[r_0 \to \infty]{} 0$. При $r_0 \to R$ величина ν, как видно из приведенных результатов расчета, растет достаточно сложным образом. Так, при $kR = 1$ имеем: $r_0/R = 6{,}0$, $\nu = 0{,}015$; $r_0/R = 2{,}1$, $\nu = 0{,}19$; $r_0/R = 1{,}4$, $\nu = 1{,}0$; $r_0/R = 1{,}1$, $\nu = 4{,}3$. Таким образом, действительно, доли акустической мощности комплекса n, поглощенной объемным поглотителем мощности источника излучения, существенно зависят от расстояния между ними.

В заключение отметим, что попытка достижения "полного поглощения", условием которого является равенство $\kappa_m = \infty$, $m = 0, 1, \ldots, kR$ [7], приводит к увеличению коэффициента α (см. формулу (14)). Однако, как видно из формулы (9), примерно в той же степени увеличивается и величина $\overline{W}$, так что отношение $\nu = \Delta W/W_{ак}$ в этом случае при $r_0 \to R$ стремится к 1. Таким образом, рост коэффициента объемного поглощения α вовсе не эквивалентен росту эффективности работы объемного поглотителя, ибо даже абсолютно поглощающее ("черное") тело конечных размеров является одновременно и мощным рассеивателем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cook R., Chrzanowski P.* Apsorption by sound absorbent spheres // J. Acoust. Soc. Amer. 1946. V. 2. № 21. P. 167–170.
2. *Велижанина К.А., Борисов Л.А.* Исследования объемных поглотителей в поле плоской звуковой волны и в диффузном поле // Вестн. МГУ. Физика, астрономия, 1967. № 4. С. 77–83.
3. *Борисов Л.А., Велижанина К.А.* Расчет коэффициента звукопоглощения объемного поглотителя в виде сферы // Акуст. журн. 1967. Т. 13. № 2. С. 289–292.
4. Справочник по судовой акустике / Под ред. Клюкина И.И., Боголепова И.И. Л.: Судостроение, 1978.
5. Руководство по акустическому проектированию объемных звукопоглотителей. Ч. I. II. М.: НИИ строит. конструкций, НИИ строит. физики Госстроя СССР, 1984.
6. *Морз Ф., Фешбах Г.* Методы теоретической физики. Т. II. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
7. *Бабайлов Э.П., Дубов А.А., Каневский В.А.* Рассеяние звука поглощающей сферой // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 851–857.
8. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973.
9. *Хёнл Х., Мауэ А., Вестпфаль К.* Теория дифракции. М.: Мир, 1964.

Ленинградский кораблестроительный институт

Поступила в редакцию 02.10.90

E.P. Babailov, A.A. Dubov

EFFICIENCY ESTIMATION OF VOLUME SOUND ABSORBERS IN AN INFINITE MEDIUM

A problem of a point source operating near a spherical sound absorber is considered. A sound absorption process occurs together with a sound scattering process when volume sound absorbers are used. An external field structure results from the action of these two factors. Scattered and summary acoustic power magnitudes depend on absorbing properties of the volume absorber material and relative position of the source and the absorber. An efficiency estimation criterion of volume sound absorbers operation is introduced: a ratio of the acoustic power delivered in an elastic medium by a source–absorber complex to the acoustic power of an isolated radiator in an infinite medium. Expressions for the acoustic power of the complex and absorbed power are obtained with the help of the acoustic differential power equation and the Gauss integral theorem. The acoustic power of such complex consists of three components: an isolated source power, an absorber scattered field power and a power of acoustic interaction of the primary and scattered fields. The authors analyze an influence of the source and the volume sound absorber relative position, the wave dimension and properties of the absorber material on the radiated acoustic power and an absorption factor. It is found that effective absorption is realized when an imaginary part of the wave number equals zero and intensive scattering of the sound field takes place in the absorber material. Numerical results are presented.