АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2006, том 52, № 1, с. 51–58

УДК 534.121

АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВНУТРИ ЗАМКНУТОЙ СЛОИСТОЙ ОБОЛОЧКИ С РЕЗОНАНСНЫМИ СИСТЕМАМИ

© 2006 г. Б. М. Ефимцов, Л. А. Лазарев

Филиал Центрального аэрогидродинамического института им. Н.Е. Жуковского, Московский комплекс
107005 Москва, ул. Радио 17
E-mail: efimtsov@prob-lab.ru

Поступила в редакцию 20.05.04 г.

Исследуется акустическое поле внутри оболочки, возбуждаемой неоднородным по пространственным координатам гармоническим полем давления. Рассматривается оболочка конечной длины с ортогональной системой подкрепляющих ребер жесткости, с торцами, ограничивающими акустический объем, и со звукоизолирующей конструкцией, включающей слои звукоизолирующего материала, резонансные элементы и панель интерьера. Оболочка трактуется как ортотропная с краевыми условиями, соответствующими свободному опиранию. Приводятся аналитические выражения для акустического поля в замкнутом объеме, которые учитывают упруго-акустическое взаимодействие оболочки со звукоизолирующими слоями и со средой как внутри оболочки (при произвольных значениях импедансов на торцах), так и вне ее. Эти выражения непосредственно используются для исследования влияния резонансных систем разного типа на звуковое поле внутри оболочки.

С помощью резонансных систем можно существенно увеличить звукоизолирующую способность ограждающих конструкций и ослабить их акустическое излучение в низкочастотной области, где традиционные звукоизолирующие конструкции не обладают требуемой эффективностью. Это непосредственно следует из статей [1, 2] и работ авторов [3–5], в которых исследовалась звукоизолирующая способность одиночных панелей, двустенных перегородок и слоистой оболочки с резонансными системами разного типа. Известны и другие работы, в частности [6, 7, 8], в которых оценивалось ослабление шума внутри оболочки резонансными системами. Однако в этих работах рассмотрены только два типа резонансных систем (виброгасители и резонаторы Гельмгольца). При этом не учитывалось в общем случае сильное взаимодействие колебаний оболочки с ограничиваемым ею акустическим объемом. В данной работе исследуются эффекты ослабления резонансными системами уровней звукового давления в объеме, ограниченном слоистой ортотропной оболочкой при неоднородном по пространству гармоническом поле возбуждения.

В отличие от опубликованного ранее, в этой работе учитывается упруго-акустическое взаимодействие оболочки со звукоизолирующими слоями, с резонансными системами и со средой как внутри оболочки, так и вне ее. Оценивается эффективность резонансных систем разного типа (в том числе комбинированных), которые можно использовать для ослабления уровней звукового давления в оболочке.

Рассмотрим ортотропную цилиндрическую оболочку конечной длины L и радиуса R, свободно опертую на торцах. Параметры ортотропной оболочки и ее собственные частоты определяются по соотношениям работы [9] из параметров исходной каркасированной оболочки с ортогональной системой ребер жесткости, соответствующей отсеку фюзеляжа винтового самолета. Оболочка возбуждается коррелированным неоднородным по пространству гармоническим полем пульсаций давления. Задачу о звуковом поле внутри оболочки будем рассматривать как краевую задачу, рассматривая при этом оболочку, слоистую звукоизолирующую конструкцию с резонансными элементами и замкнутый объем как взаимосвязанную систему [10]. Однородная звукоизолирующая конструкция с резонансными элементами описывается матрицей перехода A, равной произведению матриц перехода изолирующих слоев и матрицы панелей с резонаторами [3]. Торцы оболочки имеют одинаковые, в общем случае произвольные, импедансы Z.

Используя метод ортогональных разложений, представляем внешнее коррелированное возбуждающее поле $q(x, \theta, t) = q(x, \theta)e^{i\omega t}$, давление и скорость под обшивкой p_1, v_1, давление и скорость на границе замкнутого объема p_2, v_2 в виде разложения по собственным функциям упругой оболочки ψ_α; а звуковое давление в объеме цилиндра $p(x, \theta, r)$ представляем в виде разложения по собственным функциям акустического объема φ_β:

$$p_j(x,\theta) = \sum_\alpha P_{j\alpha}\psi_\alpha, \quad v_j(x,\theta) = \sum_\alpha V_{j\alpha}\psi_\alpha,$$
$$j = 1, 2;$$
$$q(x,\theta) = \sum_\alpha Q_\alpha\psi_\alpha, \quad p(x,\theta,r) = \sum_\beta P_\beta\varphi_\beta; \qquad (1)$$
$$\psi_\alpha = \sin(k_m x)e^{in\theta}, \quad k_m = \pi m/L,$$
$$\alpha = \{n, m\}, \quad n = 0, \pm1, \pm2, \ldots;$$
$$\varphi_\beta = J_n(\mu_{m'}r)\chi_{m'}(k_{m'}x)e^{in\theta},$$
$$\mu_{m'}^2 + k_{m'}^2 = \omega^2/c^2, \quad \beta = \{n, m'\}.$$

Здесь J_n – функции Бесселя, $\chi_{m'}$ – продольные функции, c – скорость звука. Давление и скорость p_2, v_2 на границе объема раскладываем также и по поверхностным функциям акустического объема:

$$p_2(x,\theta) = \sum_\beta P_{2\beta}\chi_{m'}e^{in\theta},$$
$$v_2(x,\theta) = \sum_\beta V_{2\beta}\chi_{m'}e^{in\theta}. \qquad (2)$$

Продольные функции $\chi_{m'}$ определяются акустическими условиями на торцах оболочки. Для акустически мягких торцов это система синусов, для акустически жестких торцов – система косинусов:

$$Z = 0, \quad \chi_{m'} = \sin(k_{m'}x), \quad m' = 1, 2, 3, \ldots$$
$$Z = \infty, \quad \chi_{m'} = \cos(k_{m'}x), \quad m' = 0, 1, 2, \ldots \qquad (3)$$
$$k_{m'} = \pi m'/L.$$

В общем случае, для импедансных торцов необходимо для каждой частоты определять собственные волновые числа $k_{m'}$. При одинаковых импедансах торцов, собственными продольными функциями будут $\cos(k_{m'}(x - l))$, $l = L/2$ для четных мод и $\sin(k_{m'}(x - l))$ для нечетных мод. Собственные волновые числа для них удовлетворяют уравнениям:

$$\gamma_{m'}\mathrm{tg}(\gamma_{m'}) = b, \quad m' = 0, 2, 4, \ldots$$
$$\text{при } \chi = \cos(\gamma_{m'}y);$$
$$\gamma_{m'}\mathrm{ctg}(\gamma_{m'}) = -b, \quad m' = 1, 3, 5, \ldots \qquad (4)$$
$$\text{при } \chi = \sin(\gamma_{m'}y);$$
$$\gamma_{m'} = k_{m'}l, \quad y = (x - l)/l,$$
$$b = i\omega\rho l/Z, \quad l = L/2.$$

Матрица перехода звукоизолирующей конструкции A связывает обобщенные давления $P_{2\alpha}$ и скорости $V_{2\alpha}$ на границе акустического объема с обобщенными давлением под оболочкой $P_{1\alpha}$ и скоростью оболочки $V_{1\alpha}$. Эти последние величины выражаются через обобщенные силы внешнего поля Q_α, собственные частоты оболочки ω_α, тангенс потерь η, поверхностную массу оболочки M и матрицу импедансов реакции внешней среды (Z^{out}):

$$\begin{pmatrix} P_{2\alpha} \\ V_{2\alpha} \end{pmatrix} = A\begin{pmatrix} P_{1\alpha} \\ V_{1\alpha} \end{pmatrix} = B_\alpha\begin{pmatrix} Q_\alpha + \sum\limits_\gamma Z^{\text{out}}_{\alpha\gamma}V_{1\gamma} \\ V_{1\alpha} \end{pmatrix}; \qquad (5)$$
$$B_\alpha = A\begin{pmatrix} 1 & i\omega M_\alpha \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad M_\alpha = M(1 - \omega_\alpha^2(1 + i\eta)/\omega^2).$$

Для акустически мягких торцов поверхностные формы акустического объема и упругие формы совпадают ($\chi_m = \sin(k_m x)$). В других случаях необходимо переразложить давления и скорости на границе объема с упругих форм ($\psi_\alpha = \sin(k_m x)e^{in\theta}$) на поверхностные формы акустического объема ($\chi_{m'}e^{in\theta}$). Выразим обобщенные давления и скорости на границе объема $P_{2\beta}$, $V_{2\beta}$ через амплитуды давления акустических мод P_β и модальные импедансы объема $Z_\beta^{\text{in}} = -P_{2\beta}/V_{2\beta}$:

$$\begin{pmatrix} P_{2\alpha} \\ V_{2\alpha} \end{pmatrix} = \sum_\beta C_{m'm}\begin{pmatrix} P_{2\beta} \\ V_{2\beta} \end{pmatrix} = \sum_\beta C_{m'm}\begin{pmatrix} 1 \\ -1/Z_\beta^{\text{in}} \end{pmatrix}J_\beta P_\beta;$$
$$Z_\beta^{\text{in}} = i\omega\rho J_\beta/(\mu_{m'}J'_\beta), \quad J_\beta = J_n(\mu_{m'}R_a), \qquad (6)$$
$$C_{m'm} = \frac{2}{L}\int_0^L \sin(k_m x)\chi_{m'}(x)dx.$$

где $C_{m'm}$ – элементы матрицы коэффициентов переразложения, R_a – радиус акустического объема. Для акустически жестких торцов коэффициенты переразложения определяются как: $C^{\text{Hard}}_{m'm} = 4m/(\pi(m^2 - m'^2))$, $(-1)^{m+m'} = -1$. Объединяя выражения (5, 6), получим связь обобщенных сил внешней нагрузки Q_α и амплитуд давления акустических мод P_β:

$$B_\alpha\begin{pmatrix} Q_\alpha + \sum\limits_\gamma Z^{\text{out}}_{\alpha\gamma}V_{1\gamma} \\ V_{1\alpha} \end{pmatrix} = \sum_\beta C_{m'm}\begin{pmatrix} 1 \\ -1/Z_\beta^{\text{in}} \end{pmatrix}J_\beta P_\beta. \qquad (7)$$

Матрицу B_α можно перенести под знак суммы

$$\begin{pmatrix} Q_\alpha + \sum\limits_\gamma Z^{\text{out}}_{\alpha\gamma} V_{1\gamma} \\ V_{1\alpha} \end{pmatrix} = \sum_\beta C_{m'm} B^{-1}_\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ -1/Z^{\text{in}}_\beta \end{pmatrix} J_\beta P_\beta. \quad (8)$$

Полученную явную связь обобщенных скоростей оболочки $V_{1\alpha}$ с амплитудами давления акустических мод P_β ($V_{1\alpha} = -\sum_\beta C_{m'm} J_\beta (B^{21}_\alpha + B^{11}_\alpha / Z^{\text{in}}_\beta) P_\beta$) можно подставить в сумму, выражающую реакцию среды в левой части выражения (8) и получить явную связь обобщенных сил Q_α и амплитуд давления P_β:

$$Q_\alpha = \sum_\beta D_{\beta\alpha} P_\beta + \sum_\gamma \left(Z^{\text{out}}_{\alpha\gamma} \sum_\beta E_{\beta\alpha} P_\beta \right);$$

$$D_{\alpha\beta} = C_{m'm} J_\beta (B^{22}_\alpha + B^{12}_\alpha / Z^{\text{in}}_\beta); \quad (9)$$

$$E_{\alpha\beta} = C_{m'm} J_\beta (B^{21}_\alpha + B^{11}_\alpha / Z^{\text{in}}_\beta).$$

Искомые амплитуды давления P_β можно выразить через обобщенные силы внешней нагрузки матричным равенством:

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{Q}}{(D + Z^{\text{out}} E)}. \quad (10)$$

Здесь $\mathbf{P}$, $\mathbf{Q}$ – векторы искомых амплитуд давления и обобщенных сил, D, Z^{out}, E – матрицы, получаемые с помощью выражений (9, 13).

Отметим, что выражение (10) позволяет учитывать взаимодействие различных форм колебаний оболочки, как через среду внутреннего объема, так и через внешнюю среду. Без учета взаимных импедансов внешней среды выражение (10) несколько упрощается:

$$\mathbf{P} = \mathbf{Q}/(D); \quad (11)$$

$$D_{\alpha\beta} = C_{m'm} J_\beta (B^{22}_\alpha + B^{21}_\alpha Z^{\text{out}}_{\alpha\alpha} + (B^{12}_\alpha + B^{11}_\alpha Z^{\text{out}}_{\alpha\alpha}) / Z^{\text{in}}_\beta).$$

Для акустически мягких торцов амплитуды давления определяются как

$$P_\alpha = \frac{Q_\alpha}{J_\alpha (B^{22}_\alpha + B^{21}_\alpha Z^{\text{out}}_{\alpha\alpha} + (B^{12}_\alpha + B^{11}_\alpha Z^{\text{out}}_{\alpha\alpha}) / Z^{\text{in}}_\beta)}. \quad (12)$$

Матрицу импедансов реакции внешней среды получаем на основе решения задачи об оболочке, заключенной между двумя полубесконечными жесткими цилиндрами [9, 11]. Определяя поле вокруг оболочки, возбуждаемое каждой модой оболочки и затем раскладывая давление этого поля, действующее на оболочку, по ее собственным функциям, получаем следующие выражения для матрицы импедансов:

$$Z^{\text{out}}_{\alpha\gamma} = \frac{4i\omega\rho k_m k_{m''}}{\pi l} \int_0^\infty \frac{H \varphi^2 d\tau}{qH'(k^2_m - \tau^2)(k^2_{m''} - \tau^2)},$$

$$(-1)^{m+m''} = 1;$$

$$H = H^{(2)}_n(qR), \quad \gamma = \{n, m''\}, \quad (13)$$

$$k_{m''} = \pi m''/L, \quad q = \sqrt{\omega^2/c^2 - \tau^2};$$

$$\varphi = \begin{cases} \cos(\tau L/2), & m, m'' = 1, 3, 5, \ldots \\ \sin(\tau L/2), & m, m'' = 2, 4, 6, \ldots. \end{cases}$$

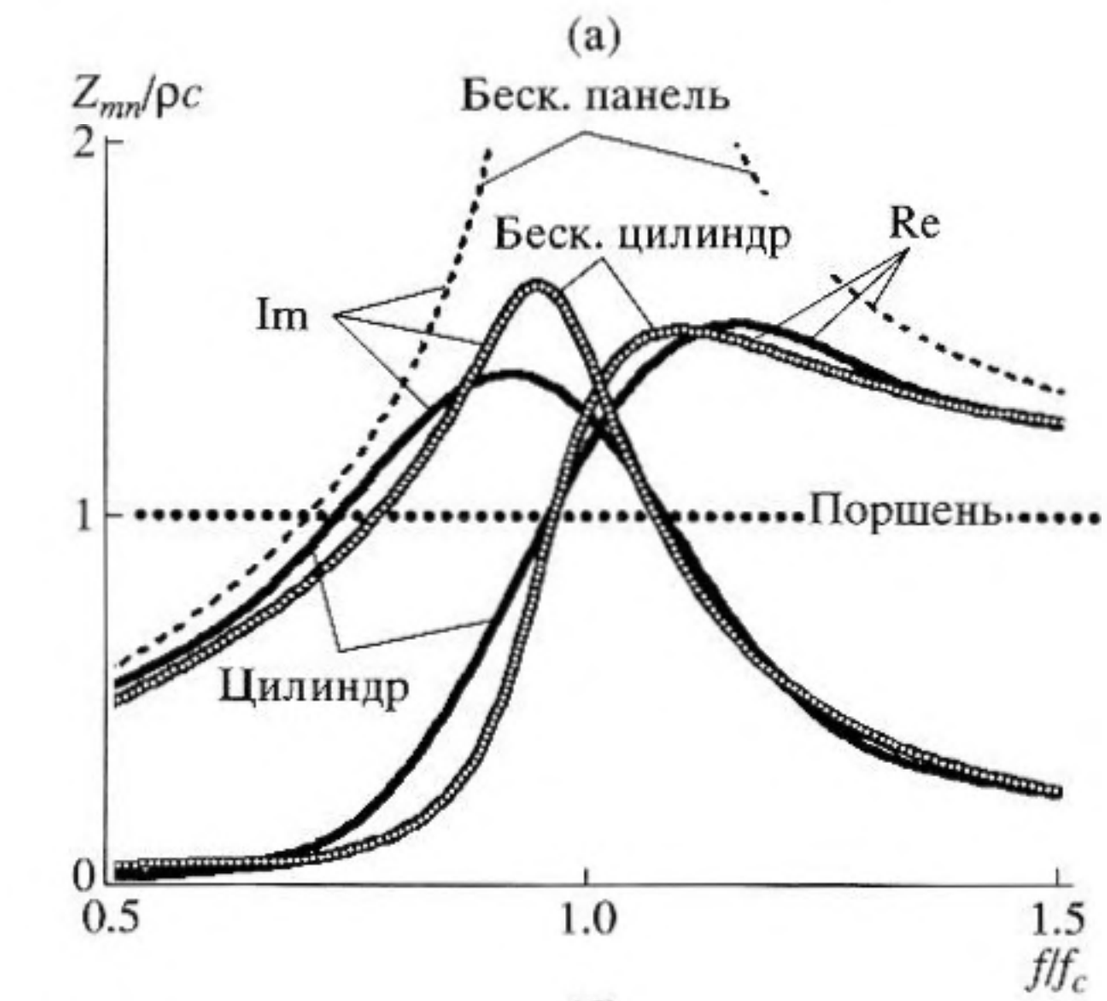
где H – функция Ханкеля второго рода, τ – переменная интегрирования. Импедансы излучения $Z^{\text{out}}_{\alpha\alpha}$ определяют взаимодействие индивидуальной упругой моды оболочки с внешней средой, а взаимные импедансы $Z_{\alpha\gamma}$, $\alpha \neq \gamma$ определяют взаимодействия между ее разными модами через внешнюю среду.

На рис. 1а в качестве примера представлены рассчитанные по соотношениям (13) вещественная и мнимая части импеданса $Z^{\text{out}}_{\alpha\alpha}$ для одной упругой моды ($m = 5$, $n = 1$) оболочки при $L = 7.65$ м, $R = 1.2$ м. На этом же рисунке представлены нормированные волновым сопротивлением воздуха вещественная и мнимая части импеданса для бесконечного цилиндра и для бесконечной пластины для тех же значений волновых чисел. Максимум импеданса наблюдается при выполнении условия пространственного совпадения для скользящих вдоль оболочки звуковых волн, на частоте, для которой волновое число изгибной волны совпадает с волновым числом для звука во внешней среде:

$$f_c = \frac{c}{2\pi} \sqrt{k_x^2 + k_n^2}, \quad k_x = \pi m/L, \quad k_n = n/R. \quad (14)$$

Частоту f_c можно условно назвать частотой волнового совпадения для данной моды оболочки. В области $f \ll f_c$ среда ведет себя как присоединенная масса, а излучение звуковой энергии мало ($\text{Re}(Z^{\text{out}}_{aa}) \ll \text{Im}(Z^{\text{out}}_{aa}) < \rho c$). Вблизи частоты волнового совпадения ($f \approx f_c$) наблюдается максимальное взаимодействие упругой моды со средой ($\text{Re}(Z^{\text{out}}_{aa}) > \rho c$, $\text{Im}(Z^{\text{out}}_{aa}) > \rho c$). С увеличением частоты ($f \gg f_c$) импеданс приближается к волновому сопротивлению среды ($\text{Im}(Z^{\text{out}}_{aa}) \ll \text{Re}(Z^{\text{out}}_{aa}) \approx \rho c$).

На рис. 1б иллюстрируется поведение взаимных импедансов ($Z^{\text{out}}_{\alpha\gamma}$, $\alpha \neq \gamma$) для различных пар взаимодействующих мод в виде зависимости от



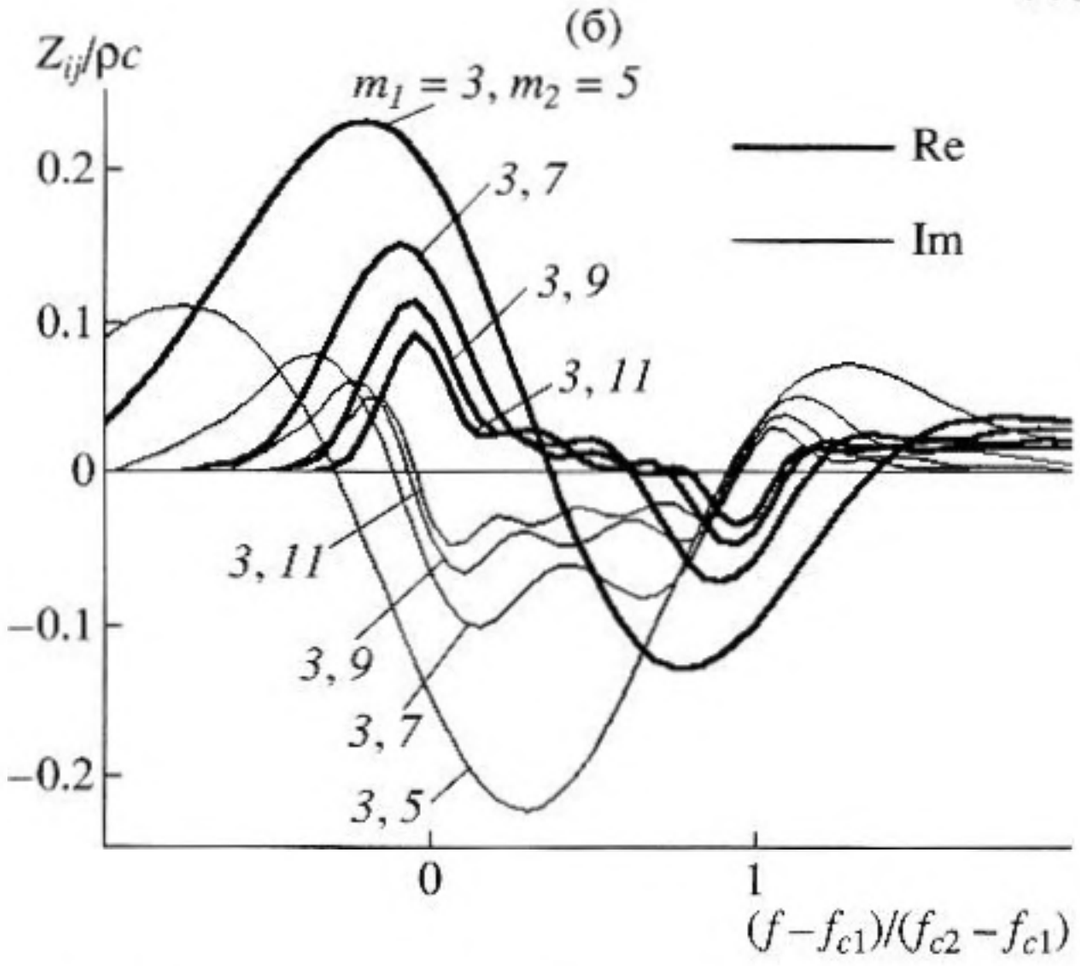


Рис. 1. а) Вещественные (Re) и мнимые (Im) части импедансов Z_{mn}, нормированных волновым сопротивлением воздуха (ρc), для одной упругой моды ($m = 5$, $n = 1$) для оболочки длиной $L = 7.65$ м, для бесконечной оболочки и для бесконечной панели. f_c – частота волнового совпадения.

б) Вещественная (Re) и мнимая (Im) части взаимных импедансов (Z_{ij}) для различных пар взаимодействующих мод в зависимости от частотной функции $(f - f_{c1})/(f_{c2} - f_{c1})$, где f_{c1} и f_{c2} – частоты волнового совпадения двух взаимодействующих мод.

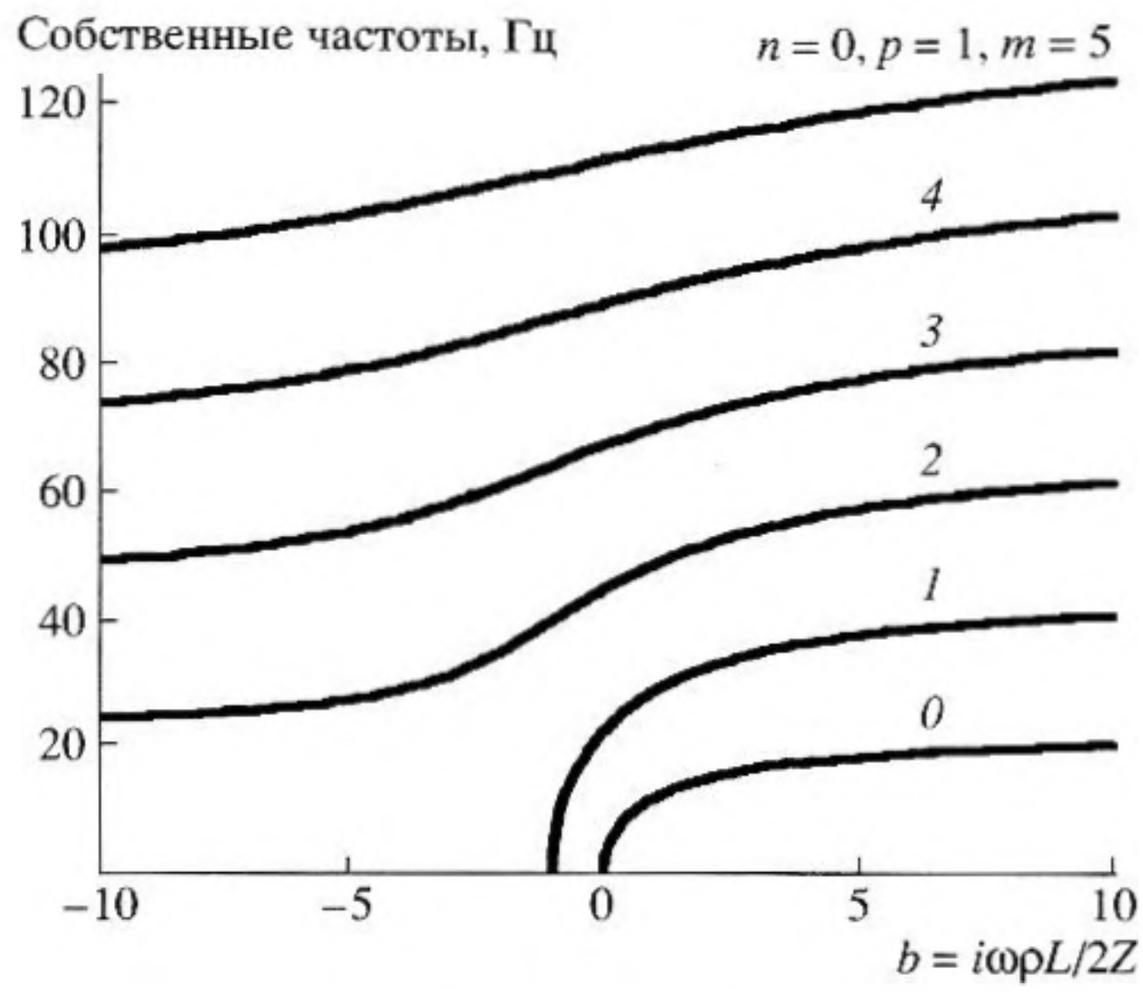


Рис. 2. Зависимость собственных частот акустических мод от импедансов непоглощающих торцов ($b = pL/2m^{\text{тор}}$).

частотной функции $(f - f_{c1})/(f_{c2} - f_{c1})$, принимающей значения 0 и 1 соответственно при $f = f_{c1}$ и $f = f_{c2}$. Здесь f_{c1} и f_{c2} – частоты волнового совпадения двух взаимодействующих мод. Взаимные импедансы существенно меньше собственных импедансов и импеданса среды ($Z_{\alpha\gamma}^{\text{out}} \ll \rho c$). Они не зависят от порядка индексов ($Z_{\alpha\gamma}^{\text{out}} = Z_{\gamma\alpha}^{\text{out}}$), что соответствует принципу взаимности. Их действительная и мнимая части принимают как положительные, так и отрицательные значения. Наибольшее взаимодействие мод посредством внешней среды наблюдается, когда частота близка к одной из двух частот волнового совпадения ($f \approx f_{c1}$ или $f \approx f_{c2}$). Взаимодействие мод падает с увеличением их относительной разницы ($|m - m''|/(m + m'')|$). Как показали расчеты, влияние взаимных импедансов на акустическое поле внутри оболочки мало и в первом приближении им можно пренебречь.

Рассмотрим влияние импедансов на торцах акустического объема на частоты и формы его собственных колебаний. Только один безразмерный параметр b входит в соотношения (4) для определения продольного собственного волнового числа. Для непоглощающих торцевых поверхностей этот параметр определяется отношением массы воздуха в оболочке к сумме масс торцов ($b = \rho L/2m$). Здесь m – поверхностная масса одного торца. Параметр b равен нулю для акустически жестких торцов и бесконечности для акустически мягких. Для чисто инерционных торцов $b > 0$, а для чисто упругих $b < 0$.

На рис. 2 показано, как изменяются собственные частоты акустического объема с окружным индексом $n = 0$ с индексом $p = 1$ в радиальном направлении при изменении импеданса непоглощающих торцов. С уменьшением массы торцов ($b > 0$) частоты растут. С уменьшением жесткости торцов ($b < 0$) частоты уменьшаются. При переходе b от $-\infty$ к $+\infty$ через бесконечность, т.е. при переходе импеданса торцов через нуль, от упругих торцов к инерционным, вторая мода плавно переходит в ну-

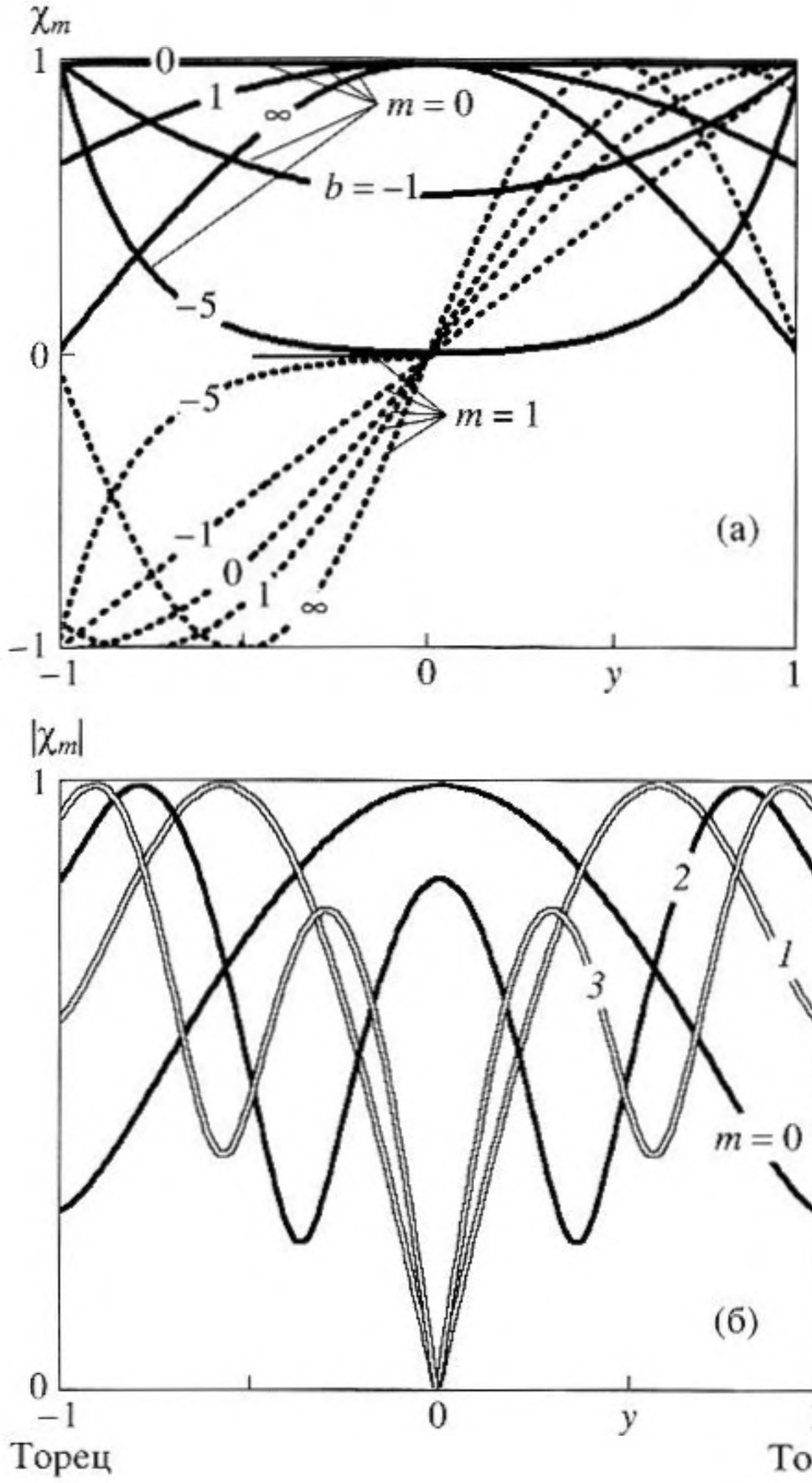


Рис. 3. а) Продольные собственные функции для воздушной полости при разных импедансах непоглощающих торцов ($b = \rho L/2m^{\text{тор}}$).

б) Модуль продольных собственных функций для воздушной полости для торцов с поглощением ($b = 1 + 5i$).

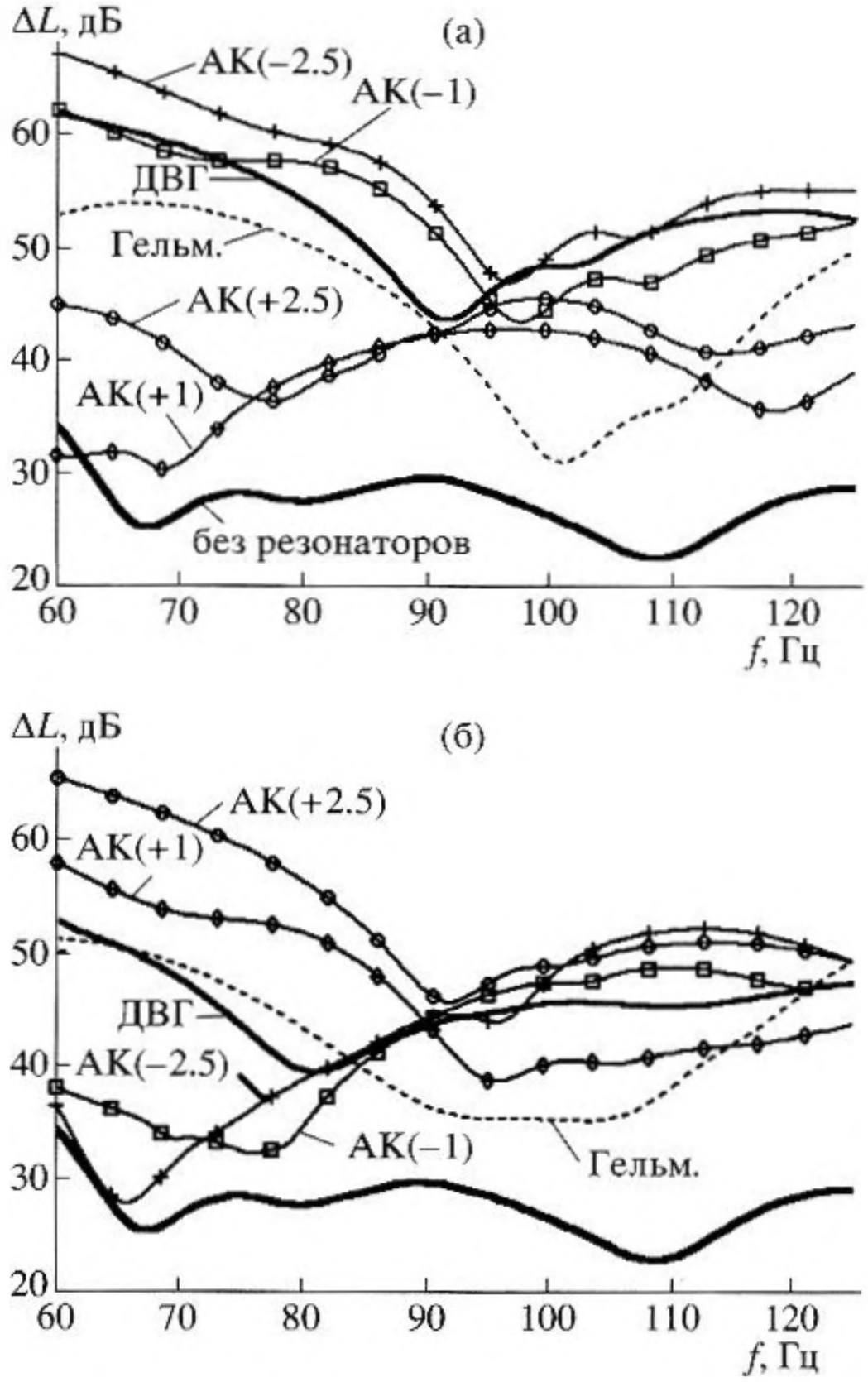


Рис. 4. а) Расчетные оценки снижения уровней звукового давления (ΔL) в оболочке с резонансными системами (на частоте настройки), установленными на панели интерьера, и без резонансных систем. (В скобках указана поверхностная масса материала инерционных тел компенсаторов).

б) Расчетные оценки снижения уровней звукового давления (ΔL) в оболочке с резонансными системами, установленными на внутренней поверхности оболочки.

левую, третья в первую, а n-ая в n-2-ую с исчезновением двух первых мод. Получается, что для любой частоты и для любого индекса p в радиальном направлении найдутся две рядом стоящие четная и нечетная моды, для которых при некоторых своих значениях импеданса торцов эта частота является резонансной.

На рис. 3а показаны продольные собственные функции при разных значениях параметра b для непоглощающих торцов, а на рис. 3б – для поглощающих торцов ($b = 1 + 5i$).

Для оценки эффективности резонансных систем с точки зрения ослабления уровней звукового давления внутри рассматриваемой слоистой оболочки представляется целесообразным использовать известное понятие "снижение шума" ΔL, определяемое соотношением

$$\Delta L = 10\lg(q_{\max}^2/\langle p^2\rangle). \qquad (15)$$

Здесь $\langle p^2\rangle$ – осредненный квадрат звукового давления по объему внутри оболочки, $q_{\max}$ – максимальная амплитуда пульсаций давления возбуждающего поля, неоднородность которого описывается соотношением

$$q(x, \theta, t) = q(x, \theta)e^{i\omega t},$$
$$q(x, \theta) = q_{\max}\exp\{-(x - x_0)^2/\Lambda^2 - \theta^2/\Theta^2\}. \qquad (16)$$

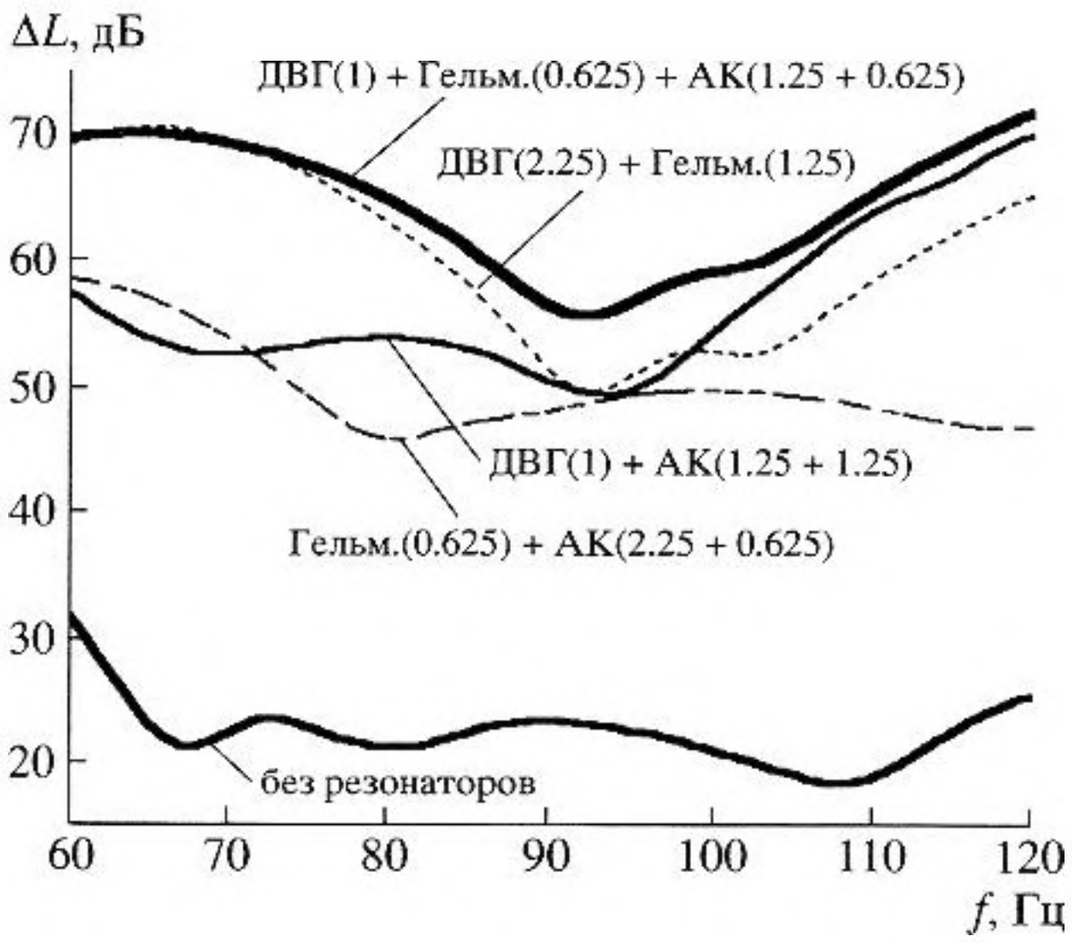


Рис. 5. Расчетные оценки снижения уровней звукового давления (ΔL) в оболочке при разных комбинациях резонансных систем (на частоте настройки), установленных на панели интерьера. В скобках: ДВГ (масса инерционных тел); Гельм. (масса корпуса); АК$^+$ (масса инерционных тел + масса корпуса).

Здесь $(x_0, 0)$ – координаты максимума звукового давления, Λ, Θ – параметры, характеризующие степень пространственной неоднородности поля.

На рис. 4, 5 в качестве примера представлены результаты оценки эффекта снижения резонансными системами уровней звукового давления (ΔL) в слоистой ортотропной цилиндрической оболочке, моделирующей фюзеляжный отсек легкого винтового самолета длиной $L = 7.65$ м с радиусом $R = 1.2$ м.

Исходная звукоизолирующая конструкция, устанавливаемая на оболочке, имеет слой рыхловолокнистого материала толщиной 0.07 м, воздушный промежуток 0.03 м и панель интерьера с поверхностной массой 2.5 кг/м^2. Оценки проводились для устанавливаемых на панели интерьера или непосредственно на оболочке резонансных систем разного типа: динамических виброгасителей (ДВГ) с поверхностной массой 2.5 кг/м^2; резонаторов Гельмгольца (Гельм.) с эффективной толщиной 0.03 м и поверхностной массой вместе с панелью 5 кг/м^2; прямых и перевернутых акустических компенсаторов (АК) с эффективной толщиной 0.03 м и поверхностной массой вместе с инерционными телами и панелью 5 кг/м^2. Добротность (Q) всех резонаторов предполагается одинаковой и равной 25.

На рис. 4а представлены результаты расчетных оценок снижения уровней звукового давления (ΔL) в оболочке с резонансными системами (на частоте их настройки), устанавливаемыми на панели интерьера и без резонансных систем. Заметим, что здесь и ниже на графиках для акустических компенсаторов в скобках указана их поверхностная масса с разными знаками: плюс – для прямых, минус – для перевернутых компенсаторов [4]. Хорошо видно, что эффективность резонаторов значительно изменяется в пределах рассматриваемой области частот. На всех частотах наиболее эффективны перевернутые компенсаторы и динамические виброгасители. Резонаторы Гельмгольца немного уступают им при равной добротности, а прямые компенсаторы наименее эффективны до 85 Гц. Перевернутые компенсаторы почти везде эффективнее прямых. Резонаторы Гельмгольца до частоты 93 Гц эффективнее прямых компенсаторов.

На рис. 4б показаны графики снижения уровней звукового давления в оболочке для резонаторов, установленных непосредственно на ее внутренней поверхности. Эффективность виброгасителей снизилась по сравнению с их эффективностью на панели интерьера. Частота провала эффективности сдвинулась на 80 Гц. Для резонаторов Гельмгольца произошло несущественное изменение, связанное с наличием слоя рыхло-волокнистого материала. Для компенсаторов произошло кардинальное изменение их эффективности. Теперь до частоты 90 Гц прямые компенсаторы значительно эффективнее перевернутых. На частоте 90 Гц эффективность всех резонаторов, кроме резонаторов Гельмгольца, оказалась примерно одинаковой.

Представленные здесь примеры расчетов иллюстрируют, что в зависимости от параметров оболочки и частоты настройки эффект установки резонаторов может меняться существенным образом. На низких дорезонансных частотах, когда колебания оболочки в основном определяются ее жесткостью, динамические виброгасители эффективнее устанавливать на панели интерьера, прямые акустические компенсаторы – непосредственно на оболочке, а перевернутые – на панели интерьера. Эффект установки динамических виброгасителей на панели интерьера уменьшается вблизи собственных частот воздушного объема, а эффективность резонаторов Гельмгольца – вблизи резонансных частот оболочки и вблизи собственных частот связанных колебаний объема вместе с панелью интерьера. Условия падения эффективности прямых и перевернутых компенсаторов зависят от массы их инерционных тел.

Эффект от установки динамических виброгасителей тем больше, чем меньше реакция исходной системы в месте расположения резонаторов. Эффект от установки резонаторов Гельмгольца, напротив, тем больше, чем больше реакция частей исходной системы. Поэтому комбинирование

динамических виброгасителей последовательно с резонаторами Гельмгольца создает условия для получения большого эффекта от каждой резонансной системы.

Установка компенсаторов на панели интерьера эквивалентна расслоению панели на две и установке между ними резонаторов Гельмгольца со сходными параметрами [4]. Поэтому, если последовательно с компенсаторами установить резонаторы Гельмгольца, то мы получим систему, эквивалентную трехстенной конструкции с двумя системами резонаторов Гельмгольца между стенками. Установка динамических виброгасителей последовательно с компенсаторами эквивалентна установке резонаторов Гельмгольца между двумя частями панели, на которой установлены динамические виброгасители. Поэтому использование последовательно с компенсаторами других типов резонаторов также значительно повышает эффект применения резонансных систем. Использование последовательно более двух различных резонансных систем приводит к еще большим эффектам при одинаковых затратах массы.

На рис. 5 приведены примеры графиков снижения уровня звукового давления при разных комбинациях резонансных систем, установленных на панели интерьера: ДВГ + Гельм., ДВГ + АК$^+$, Гельм. + АК$^+$, ДВГ + Гельм. + АК$^+$ при одинаковой добротности резонаторов ($Q = 25$) и при равной дополнительной массе (3.5 кг/м^2). Видно, что наибольший эффект можно получить, комбинируя все три типа резонансных систем. Несколько меньший эффект дает система без прямых компенсаторов, еще меньший – без резонаторов Гельмгольца и наименьший – без динамических виброгасителей.

Эффект комбинации перевернутых компенсаторов с динамическими виброгасителями (при той же дополнительной массе) оказался несколько слабее. Это можно объяснить тем, что при наличии динамических виброгасителей эффективность перевернутых компенсаторов мало отличается от эффективности прямых, однако при постоянной общей массе и толщине системы они имеют меньшую массу инерционных тел и меньшую эффективную толщину.

Таким образом, получены аналитические соотношения для звукового поля внутри ортотропной слоистой оболочки, моделирующей отсек фюзеляжа винтового самолета в неоднородном аэроакустическом поле. Эти соотношения учитывают упруго-акустическое взаимодействие оболочки со звукоизолирующими слоями, с резонансными системами и со средой как внутри оболочки (при произвольных значениях на торцах), так и вне ее. На основе этих соотношений исследовано влияние резонансных систем разного типа (реализующих принципы жесткого отражения, мягкого отражения и компенсации) на акустическое поле в каркасированной слоистой оболочке. Оценены эффекты ослабления уровней звукового давления в оболочке резонансными системами, как на панели интерьера, так и непосредственно на оболочке. Показано, что использование комбинированных, использующих разные типы резонаторов, резонансных систем может обеспечить существенно больший эффект снижения уровней звукового давления в слоистой оболочке по сравнению с однородными резонансными системами при одинаковых массах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 03-02-17558).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pope L.D., Prydz R.A., Wirt L.S., Kuntz H.L.* Transmission loss of a multilayer panel with internal tuned Helmholtz resonators // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 87. № 4. P. 1597–1602.

2. *Степанов В.Б.* Снижение шумоизлучения конструкции пассивным преобразованием структуры вибрационного поля на излучающей поверхности // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 4. С. 532–573.

3. *Ефимцов Б.М., Лазарев Л.А.* Звукоизолирующие свойства панелей с резонансными элементами // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 3. С. 346–351.

4. *Efimtsov B.M., Lazarev L.A., Baranov S.N.* Sound transmission loss of double-wall partitions with resonators // Proceedings of Inter-Noise 2002, Dearborn, USA, August 19–21 (2002).

5. *Efimtsov B.M., Lazarev L.A., Baranov S.N.* Decay of sound transmission into a layered shell by resonant element // Proceedings of Inter-Noise 2001, Hague, Netherlands, August 27–30 (2001).

6. *Huang Y.M., Fuller C.R.* The effect of dynamic absorbers on the forced vibration of a cylindrical shell and its coupled interior sound field // J. Sound and Vibration. 1997. V. 200. P. 401–418.

7. *Fuller C.R., Maillard J.P.* Control of Aircraft Interior Noise Using Globally Detuned Vibration Absorbers // J. Sound and Vibration. 1997. V. 203. № 5. P. 754–761.

8. *Esteve S.J., Johnson M.E.* Reduction of transmission into a circular cylindrical shall using distributed absorbers and Helmholtz resonators // J. Acoust. Soc. Am. 2002. V. 112. P. 2840–2848.

9. *McElman J.A., Miculas M.M., Stain M.* Static and dynamic effects on eccentric stiffening of plates and cylindrical shells // AIAA paper, 1965. № 65–370. P. 1–30.
10. *Болотин В.В.* Случайные колебания упругих систем. М.: Наука, 1979.
11. *Музыченко В.В.* Дифракция звука на упругих оболочках. М.: Наука, 1993.
12. *Stepanishen P.R.* Mode coupling in the vibration of fluid-loaded cylindrical shells // Journ. Acoust. Soc. Am. 1982. V. 71. № 4. P. 813–823.

Acoustic Field in a Closed Layered Shell with Resonant Systems

B. M. Efimtsov and L. A. Lazarev

State Research Center Zhukovskiĭ Central Aerohydrodynamics Institute, ul. Radio 17, Moscow, 107005 Russia
e-mail: efimtsov@prob-lab.ru

Abstract—The acoustic field inside a shell excited by a spatially inhomogeneous harmonic pressure field is studied. The shell is assumed to have a finite length, a set of orthogonal stiffening ribs, two ends bounding the acoustic volume, and a sound-insulating structure, which includes layers of sound-insulating material, resonant elements, and an interior panel. The shell is considered to be orthotropic with boundary conditions corresponding to a free support. For the acoustic field in the closed volume, analytical expressions are derived with allowance for the elastoacoustic interaction of the shell with the sound-insulating layers and with the medium both inside the shell (with arbitrary impedance values at the ends) and outside it. These expressions are used to investigate the effect of different types of resonant systems on the sound field inside the shell.