

Оценка влияния сверхзвукового потока на акустическое поле внутри фюзеляжных конструкций

В. Е. Хроматов*

Национальный исследовательский университет «Московский Энергетический институт»

Россия, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д. 14.

(Статья поступила 08.07.2017; Подписана в печать 13.09.2017)

В работе исследуется влияние аэродинамического давления на упруго-акустические колебания цилиндрических оболочек, находящихся в контакте со звукоизолирующим слоем, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа и находящихся в поле случайных внешних сил. Дополнительное аэродинамическое давление учитывается по поршневой теории. Получены соотношения для спектральных плотностей и дисперсии перемещений точек срединной поверхности оболочки, дисперсии давлений акустической среды.

PACS: 43.58.Wc

УДК: 534.1

Ключевые слова: колебания цилиндрической оболочки, случайные пульсации давлений, сверхзвуковой поток, уровень шума.

ВВЕДЕНИЕ

С развитием авиации и ракетной техники возникает проблема расчета колебаний упругих систем под действием случайных сил. Случайными нагрузками являются пульсации давлений в турбулентной атмосфере, толчки, испытываемые наземным транспортом при движении по неровной дороге, воздействие порывов ветра. Реальные конструкции современных летательных аппаратов являются весьма сложными механическими системами и для решения задач о возникновении вибраций конструкций под действием вышеуказанных нагрузок и передачи этих вибраций в акустическую среду приходится создавать модели конструкций. Фюзеляж летательного аппарата можно трактовать как подкрепленную цилиндрическую оболочку. Случайные колебания оболочек, передача этих колебаний в акустическую среду, содержащуюся внутри оболочек, определении уровня шума в кабине летательного аппарата представляет собой связанную упруго-акустическую задачу. Задача может быть эффективно решена лишь с использованием статистических методов и теории случайных функций применительно к задачам механики [1, 2].

1. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О КОЛЕБАНИЯХ КРУГОВОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ, ОБТЕКАЕМОЙ СВЕРХЗВУКОВЫМ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Рассмотрим круговую цилиндрическую оболочку, подкрепленную жесткими элементами, позволяющими рассматривать оболочку как набор прямоугольных панелей, внутренняя поверхность которых находится в контакте с некоторой вообще говоря многослойной

оболочкой пониженной жесткости, назначение которой уменьшить передачу вибрации во внутреннюю область, заполненную акустической средой. Будем считать, что колебания несущей оболочки описываются технической теорией пологих оболочек В. З. Власова [1]. Прямоугольные в плане элементы цилиндрической оболочки — панели, выполнены из линейного вязко-упругого материала с плотностью ρ_0 , толщиной h_0 , радиусом R , сторонами a_1 , a_2 (рис. 1).

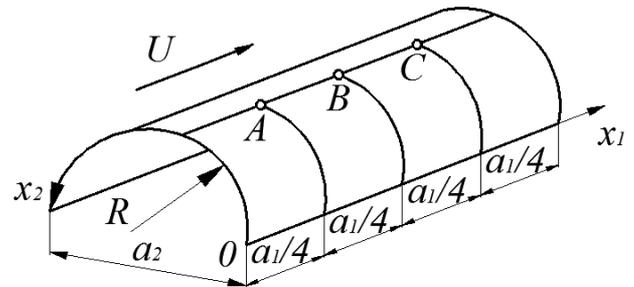


Рис. 1: Прямоугольные в плане элементы цилиндрической оболочки

Панель с одной стороны обтекается вдоль образующей сверхзвуковым потоком газа. Отнесем срединную поверхность панели к ортогональной системе координат $\mathbf{r} = x_1, x_2$. Примем, что тангенциальными силами инерции можно пренебречь. Колебания панели будем описывать при помощи уравнений для малых отклонений нормального перемещения $w(\mathbf{r}, t)$ и функций усилий $\chi(\mathbf{r}, t)$ от невозмущенных значений

$$D \left(\frac{d}{dt} \right) \Delta \Delta w - \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \chi}{\partial x_1^2} + \rho_0 h_0 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + q = 0, \quad (1)$$

$$\Delta \Delta \chi + E \left(\frac{d}{dt} \right) \frac{h_0}{R} \frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2} = 0.$$

Здесь t — время, D, E — линейные вязко-упругие операторы, q — интенсивность внешней нагрузки, Δ —

*E-mail: KhromatovVY@mpei.ru

оператор Лапласа. По контуру панели реализуются граничные условия шарнирного опирания.

Возмущение давления $q(\mathbf{r}, t)$ на обтекаемой поверхности панели представим в виде суммы регулярной составляющей $p^0(\mathbf{r}, t)$, явным образом зависящей от деформаций панели, и пульсационной составляющей $p(\mathbf{r}, t)$

$$q(\mathbf{r}, t) = p^0(\mathbf{r}, t) + p(\mathbf{r}, t). \quad (2)$$

Регулярную составляющую давления будем вычислять согласно поршневой теории А. А. Ильюшина [3]

$$p^0(\mathbf{r}, t) = \frac{\chi p_\infty}{c_\infty} \left(\frac{\partial w}{\partial t} + U \frac{\partial w}{\partial x_1} \right). \quad (3)$$

Здесь χ – показатель политропы, p_∞ , c_∞ – давление и скорость звука невозмущенного потока, U – его скорость.

Применительно к случаю, когда пульсации давления вызваны турбулентным пограничным слоем, функцию $p(\mathbf{r}, t)$ будем считать стационарной по времени случайной функцией, не зависящей от перемещений панели. Для статистического описания $p(\mathbf{r}, t)$ используем аналитическую аппроксимацию функции временного преобразования Фурье от корреляционной функции пульсаций давления [1, 2], полученных на основе экспериментов по изучению турбулентных пульсаций давления на жесткой стенке [1, 2].

Для решения уравнений стохастической задачи применим метод канонических разложений [1]. При сделанном предположении о стационарности каноническое разложение для $p(\mathbf{r}, t)$ имеет вид

$$p(\mathbf{r}, t) = \sum_j \sum_k \int_{-\infty}^{\infty} P_{jk}(\omega) \psi_{jk}(\mathbf{r}) e^{i\omega t} d\omega, \quad (4)$$

$(j, k = 1, 2, \dots).$

Здесь $P_{jk}(\omega)$ – дельта-коррелированная случайная функция частоты ω ; ψ_{jk} – формы собственных колебаний панели в вакууме.

Выражение для нормального перемещения $w(\mathbf{r}, t)$ будем искать в виде родственного дискретного по форме собственных колебаний и интегрального по времени t разложения

$$w(\mathbf{r}, t) = \sum_j \sum_k \int_{-\infty}^{\infty} W_{jk}(\omega) \psi_{jk}(\mathbf{r}) e^{i\omega t} d\omega, \quad (5)$$

где $W_{jk}(\omega)$ – случайная функция частоты. После подстановки выражений (4) и (5) в разрешающее уравнение, получаемое из (1), приходим к бесконечной системе алгебраических уравнений относительно $W_{jk}(\omega)$ и $P_{jk}(\omega)$ при фиксированной частоте ω . В дальнейших расчетах ограничимся двухчленным представлением решения (5).

Корреляционная функция перемещений точек срединной поверхности панели имеет вид [1]

$$\begin{aligned} \langle w^*(\mathbf{r}, t) w(\mathbf{r}', t + \tau) \rangle = \\ = \sum_j \sum_k \int_{-\infty}^{\infty} S_{W_j W_k}(\omega) \psi_j(\mathbf{r}) \psi_k(\mathbf{r}') e^{i\omega \tau} d\omega. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь и в дальнейшем угловые скобки означают операцию математического ожидания, звездочки – переход к комплексно-сопряженной величине, $S_{W_j W_k}(\omega)$ – взаимные спектральные плотности перемещений

$$\begin{aligned} S_{W_j W_k}(\omega) = \sum_m F_{jm} * F_{km} S_{p_m P_n} + \\ + 2\text{Re} \sum \sum_{m < n} F_{jm} * F_{kn} S_{p_m P_n}. \end{aligned} \quad (7)$$

Имея формулы (6), (7), нетрудно вычислить статистические характеристики параметров, описывающих поведение панели. Если в формуле (6) положить $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$, $\tau = 0$, получим формулу для дисперсий перемещений панели. Выражение для спектральной плотности перемещений точек срединной поверхности панели будет

$$\begin{aligned} S_W(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) = \sum_j S_{W_j W_j}(\omega) |\psi_j(\rho)|^2 + \\ + 2\text{Re} \sum \sum_{j < k} S_{W_j W_k}(\omega) \psi_j(\rho) \psi_k(\rho). \end{aligned} \quad (8)$$

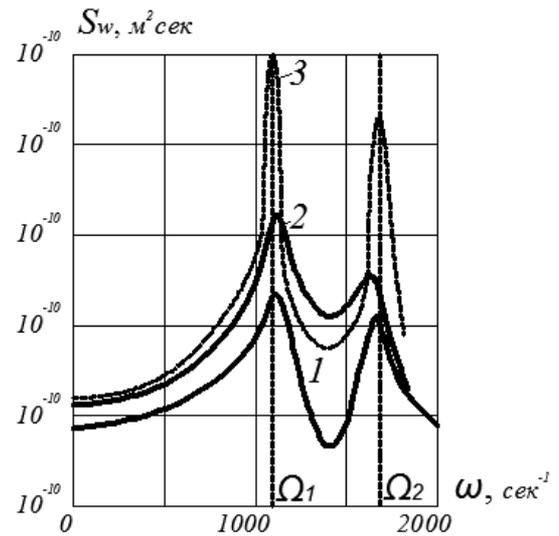


Рис. 2: Результаты вычислений спектральной плотности перемещений для точки А срединной поверхности панели при скорости обтекания с числом Маха, равным $M = 1.55$

В качестве примера рассматривалась цилиндрическая панель с параметрами $R = 1.5$ м, $a_1 = 0.435$ м, $a_2 = 0.135$ м, $h_0 = 1.2$ мм, $\rho_0 = 2750$ кгм⁻³, $\nu = 0.3$, $E_r = 0.687 \cdot 10^{11}$ Па. Параметры набегающего потока

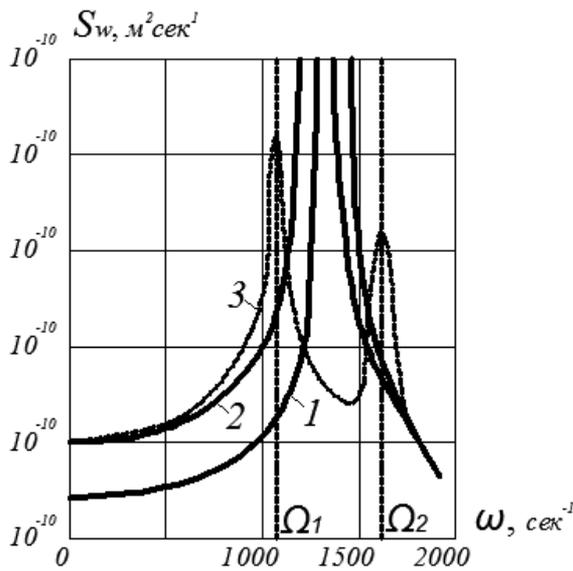


Рис. 3: Результаты вычислений спектральной плотности перемещений для точки *A* срединной поверхности панели при скорости обтекания с числом Маха, равным $M_* = 2.8$

$\chi = 1.4$, $p_\infty = 10^5$ Па, $c_\infty = 340$ м/с. На рис. 2 представлены результаты вычислений спектральной плоскости перемещений для точки *A* срединной поверхности панели при скорости обтекания с числом Маха, равным $M = 1.55$, на рис. 3 — при $M_* = 2.8$. Кривые 1 на рис. 2, 3 построены по формуле (8), кривые 2 — при неучете второго слагаемого. Из анализа кривых видно, что неучет взаимных корреляций форм колебаний панели приводит к существенному различию в оценке спектральной плотности, особенно в области собственных частот колебаний панели Ω_1, Ω_2 . При скорости обтекания, равной критической, частоты, соответствующие всплеску спектральной плотности (рис. 2), сливаются и спектральная плотность имеет полюс (рис. 3).

На рис. 4 кривая 1 иллюстрирует зависимость среднеквадратического отклонения σ_w нормальных перемещений панели для точки *A*, кривая 3 построена для точки *B*, кривая 4 — для точки *C*. Кривая 2 построена для точки *A* при пренебрежении взаимными корреляциями обобщенных координат в выражении для дисперсии. Сравнение кривых 1, 3, 4 показывает, что среднеквадратическое отклонение увеличивается по направлению обтекания панели. Сверхзвуковой поток газа сдувает максимальный прогиб панели вдоль обтекания. Кривые 3 на рис. 2, 3 и кривые 5, 6 на рис. 4 построены для случая, когда в выражении (2) не учитывается регулярная аэродинамическая составляющая возмущенного давления $p^0(\mathbf{r}, t)$. Кривая 5 относится к точке *A*, кривая 6 — к точке *B*. Сопоставление кривых 3 и 6, 1 и 5, 4 и 5 показывает, что с учетом регулярной составляющей давления уровень вибраций панели оказывается существенно ниже, чем уровень, вычисленный без учета этой составляющей. Снижение уровня вибраций может быть объяснено несколькими

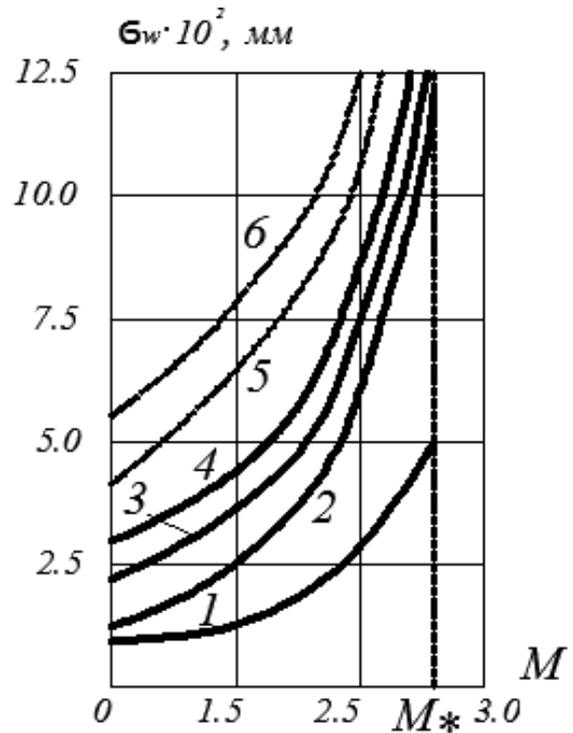


Рис. 4: Зависимость среднеквадратического отклонения σ_w нормальных перемещений панели: 1 — для точки *A*, 3 — для точки *B*, 4 — для точки *C*, 2 — для точки *A* при пренебрежении взаимными корреляциями обобщенных координат в выражении для дисперсии

причинами. Первая причина состоит в том, что при $M < M_*$ (M_* — значение числа Маха, соответствующее скорости флаттера) часть энергии колеблющейся панели излучается в окружающую среду. Другой причиной является то обстоятельство, что при $M < M_*$ при наличии потока жесткость потока повышается по отношению к поперечным нагрузкам, особенно к тем, характерные частоты которых достаточно низки. Одним из проявлений повышения жесткости системы при наличии потока является увеличение основной частоты. Возможно, что еще одним фактором, влияющим на снижение уровня вибраций, служит корреляция между первой и второй формами колебаний. В области низких частот эта корреляция оказывается отрицательной, причем она усиливается при учете регулярной составляющей давления.

2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ В АКУСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ, СОДЕРЖАЩЕЙСЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ

Возмущения в акустической среде внутри фюзеляжной конструкции описываются волновым уравне-

нием [2]

$$\Delta\varphi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2},$$

где c — скорость звука в акустической среде, Δ — оператор Лапласа. На внутренней поверхности звукоизолирующего слоя цилиндрической оболочки ставится условие непроницаемости $\frac{\partial\varphi}{\partial n} = 0$, а также условие, связывающее давление на внутренней поверхности звукоизолирующего слоя с нормальным перемещением цилиндрической оболочки:

$$p_a = -\rho \frac{\partial\varphi}{\partial t} = kw,$$

где p_a — давление, ρ — плотность акустической среды, k — характеристика жесткости звукоизолирующего слоя. Решение для форм собственных колебаний акустической среды также ищем в виде произведения тригонометрических функций продольной и окружной координаты оболочки и функции Бесселя по радиальной координате цилиндрического объема среды [2]. Как и при решении задачи для несущей оболочки, следуя методу канонических разложений [1] получим соотношение для корреляционной функции давлений в акустической среде внутри оболочки. Уровень шума внутри оболочки вычисляется через дисперсию давления в акустической среде [2]. С увеличением скорости набегающего потока от значения числа Маха $M = 1.55$

до $M = 2.8$ уровень шума увеличивается примерно на 10 дБ. Уровень шума без учета регулярной аэродинамической составляющей давления несколько выше, чем с ее учетом только до критических скоростей сверхзвукового потока. При скоростях обтекания, равных критическим, уровень шума с учетом аэродинамической составляющей давления, в 4-м октавном диапазоне (где расположены собственные частоты колебаний панели) больше, чем без учета этого давления. Это согласуется с результатом расчетов среднеквадратического перемещения точек срединной поверхности панели при скоростях обтекания близких к критическим.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дополнительное аэродинамическое давление от набегающего потока воздуха повышает жесткость оболочки по отношению к поперечным нагрузкам и уменьшает нормальные перемещения в оболочке. Уровень шума внутри оболочки с учетом аэродинамической составляющей давления несколько ниже, чем без ее учета. При скорости обтекания равной критической, уровень шума повышается для октавного диапазона, в который попадают собственные частоты колебаний оболочки. Численный анализ полей давлений внутри оболочки показывает, что основным источником шума являются пульсации давлений в турбулентном пограничном слое.

- [1] Болотин В.В. Случайные колебания упругих систем. М.: Наука, 1979.
[2] Болотин В.В. Инженерный журнал. Механика твердого тела. 1968. № 1. С. 8.
[3] Ильюшин А.А. Прикладная математика и механика.

1956. **20**, вып.6. С. 76.
[4] Дубовских Ю.А., Хроматов В.Е., Чирков В.Е. Изв. РАН. Механика твердого тела. 1966. № 3. С. 76.

The evaluation of the effect of supersonic flow on the acoustic field inside the fuselage structures

V. E. Khromatov

National Research University «Moscow Power Engineering Institute» Moscow, 111250, Russia
E-mail: KhromatovVY@mpei.ru

The paper investigates the impact of aerodynamic pressure for the elasto-acoustic oscillations of cylindrical shells which are in contact with the insulating layer, streamlined a supersonic flow of gas and located in the field of random external forces. Additional aerodynamic pressure measured at the piston theory. There are obtained relations for the spectral densities and dispersion of movement of points of the middle surface of the shell, the dispersion pressure of the acoustic environment.

PACS: 43.58.Wc

Keywords: oscillations of cylindrical shell, random pressure pulsation, supersonic flow, sound level.

Received 08 July 2017.

Сведения об авторе

Хроматов Василий Ефимович — канд. тех. наук, профессор; профессор кафедры «Робототехника, мехатроника, динамика и прочность машин»; e-mail: KhromatovVY@mpei.ru.