

УДК 629.7.054

В.Н. МЕЛЬНИК, В.В. КАРАЧУН, Г.В. БОЙКО

Национальный технический университет Украины «КПИ», Украина

ИМПЕДАНСНАЯ ПЛАСТИНА В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ ЭКСПЛУАТАЦИОННОГО РЕЖИМА АППАРАТА

Строится расчетная модель динамики элементов конструкции авиационных двигателей в поле акустического излучения высокого уровня. Решается задача установления локальных особенностей возмущенного движения комплектующих на резонансном уровне. Обосновывается допустимость анализа на расчетной модели тонкой изотропной пластины оболочечных фрагментов при условии выполнения волнового размера элемента намного большим единицы. Установлено, что в случае импеданса антисимметричным колебаниям намного меньше импеданса симметричной составляющей звукового давления, для частот выше граничных, характер прохождения звука определяется явлением совпадения следа изгибающей волны и волны давления. Причем каждой частоте соответствует свой угол совпадения. В случае, когда импеданс симметричным колебаниям, в свою очередь, меньше, резонанс совпадения следа продольной и падающей волны зависит только от угла падения и может проявляться на любой частоте излучения.

Ключевые слова: резонанс совпадения, изгибающая волна, импеданс, след волны.

Введение

Анализ проблемы и ее связь с научно-техническими задачами. Аналитики и специалисты утверждают, что страна, которая сможет первой в мире обеспечить серийное производство высокоточных скоростных гиперзвуковых ракет, создает тем самым для себя серьезное преимущество в мире. Прежде всего в стратегическом масштабе. Объяснение этому факту состоит в том, что ракеты, летящие со скоростью 7М практически неуязвимы для современных средств ПВО. По своему потенциалу гиперзвуковое оружие сравнимо только с тактическими ядерными боеприпасами.

Гиперзвуковой полет на скорости 20 М позволяет доставить полезный груз в течение одного часа в любую точку планеты. Первые полномасштабные испытания гиперзвукового самолета X-plane (HX) намечены на 2016 год. Самолет будет запускаться ракетой-носителем, а после выполнения полетного задания – опускаться на Землю с помощью парашюта.

В рамках программы **ИИ** намечены масштабные исследования гиперзвуковых технологий по пяти магистральным направлениям: *системы теплозащиты; аэродинамика; наведение; навигация и управление движением; оборудование и двигатели.*

Обзор публикаций и выделение нерешенных проблем. Гиперзвуковые технологии порождают проблемы сверхвысоких температур, вибрации, ударных звуковых волн и другие. Остановимся подробнее на изучении влияния проникающего акустического излучения на

комплектующие двигателей, в частности, в виде оболочек или плоских фрагментов (или же их сочетания).

Изучение природы воздействия акустического излучения на элементную базу с носителями кинетического момента и порожденные эффектом избирательности возникающие моменты Эйлеровых сил инерции изучались в монографии [1]. Задачи маскировки и сопровождения подвижных аппаратов при летной эксплуатации раскрыты в работе [2]. Дифракция и интерференция звуковых волн впервые рассмотрены в монографии [3].

Постановка задачи данного исследования. В данной работе ставится цель изучения свойств комплектующих двигательного обеспечения ЛА на резонансном уровне – с учетом влияния пространственной нелинейности рабочего объема и геометрического резонанса (волнового совпадения) генерируемой акустической вибрации с акустическим излучением.

Изложение основного материала с обоснованием полученных результатов

Расчетные модели плоских комплектующих авиационных двигателей в акустическом поле удобно представлять в виде бесконечных пластин. Но, в предположении большого волнового размера $kR \gg 1$, эта расчетная модель может быть использована также как отдельно взятый элемент оболочечной поверхности, т.е. в виде тонкой упругой, изотропной пластины безграничной по протяженности и толщиной 2δ (рис.1).

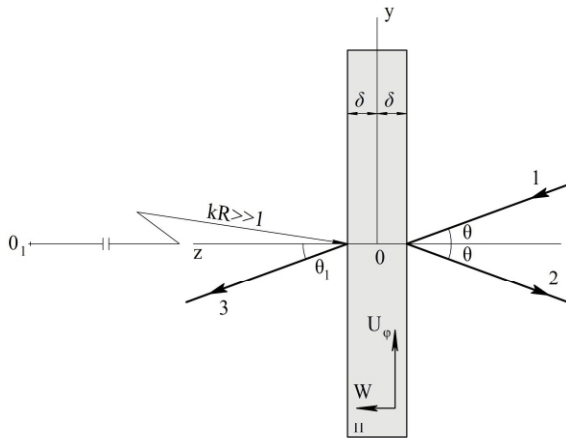


Рис. 1. Прохождение акустического излучения через элементарный слой шпангоута

Пусть, на пластину падает плоская звуковая волна “1” под углом θ . Ось Ox параллельна фронту волны. Давление в этой волне примем в виде

$$P_1 = P_{10} \exp i \{ \omega t - k_b [(z + \delta) \cos \theta + y \sin \theta] \}, \quad (1)$$

где $k_b = \frac{\omega}{c_0}$ – волновое число воздушного пространства снаружи корпуса; P_{10} – амплитуда давления в падающей звуковой волне “1”. Если считать волновое число со стороны падающей P_1 и со стороны прошедшей P_3 волн приблизительно одинаковыми, тогда $\theta_1 = \theta$. В противном случае следует воспользоваться законом Снеллиуса:

$$\frac{c_0}{\sin \theta} = \frac{c_1}{\sin \theta_1}.$$

Давление в отраженной “2” и прошедшей “3” волнах можно записать в виде

$$\begin{aligned} P_2 &= P_{20} \exp i \{ \omega t - k_b [-(z + \delta) \cos \theta + y \sin \theta] \}; \\ P_3 &= P_{30} \exp i \{ \omega t - k_b [(z + \delta) \cos \theta_1 + y \sin \theta_1] \}. \end{aligned} \quad (2)$$

Имеет место плоская деформация слоя пластины в направлении y, z и не зависящая от третьей координаты x , т.к. вдоль нее давление не меняется.

Как известно, колебания пластины из жестких материалов в этом случае описываются уравнениями движения тонких пластин в форме Ламе, но при условии, что длина следа падающей волны не меньше шестикратной толщины пластины [1]:

$$\begin{aligned} (\lambda + \mu) \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) &= \rho_c \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}; \\ (\lambda + \mu) \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right) &= \rho_c \frac{\partial^2 W}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где V, W – упругие смещения в направлении осей O_y и O_z ; ρ_c – плотность слоя материала; λ, μ – упругие постоянные Ламе – $\lambda = \frac{E\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}$; $\mu = \frac{E}{2(1+\sigma)}$; E – модуль Юнга;

σ – коэффициент Пуассона.

Положив в уравнениях (3)

$$V = \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad W = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial y},$$

после подстановки получаем два уравнения

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi + k_1^2 \varphi &= 0; \\ \nabla^2 \psi + k_2^2 \psi &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $k_1 = \omega c_1^{-1}$; $k_2 = \omega c_2^{-1}$ – волновые числа соответственно для окружных U_φ и поперечных W волн;

$$\begin{aligned} c_1 &= \left[(\lambda + 2\mu) \rho_k^{-1} \right]^{\frac{1}{2}} = \\ &= \left[\rho_k^{-1} E (1 - \sigma) (1 + \sigma)^{-1} (1 - 2\sigma)^{-1} \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

– скорость распространения окружных волн в оболочке;

$$c_2 = \left[\mu \rho_k^{-1} \right]^{\frac{1}{2}} = \left\{ E \left[2\rho_k (1 + \sigma) \right]^{-1} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

– скорость распространения волн в поперечной плоскости.

Решения уравнений (3) определяют упругие перемещения поверхности оболочечного фрагмента:

$$\begin{aligned} V &= -[(C_1 \exp \alpha_1 z + C_2 \exp(-\alpha_1 z)) i k_b \sin \theta + \\ &+ (C_3 \exp \alpha_2 z - C_4 \exp(-\alpha_2 z))] \times \\ &\times \exp(-i k_b y \sin \theta); \\ W &= [(C_1 \exp \alpha_1 z - C_2 \exp(-\alpha_1 z)) \alpha_1 - \\ &- (C_3 \exp \alpha_2 z + C_4 \exp(-\alpha_2 z)) i k_b \sin \theta] \times \\ &\times \exp(-i k_b y \sin \theta), \end{aligned} \quad (5)$$

здесь не учтен множитель $\exp i \omega t$.

Представим акустическое давление в виде суммы симметричной (P_c) и антисимметричной (P_a) составляющих

$$P_c = \frac{1}{2}(P_{10} + P_{20} + P_{30}) \exp(-ik_y y \sin \theta);$$

$$P_a = \frac{1}{2}(P_{10} + P_{20} - P_{30}) \exp(-ik_y y \sin \theta_1)$$

и установим степень их влияния на колебания пластины "П".

Симметричная составляющая

Когда к пластине приложена симметричная составляющая, граничные условия имеют вид:

$$Z_z|_{z=-\delta} = -P_c; \quad Z_y|_{z=-\delta} = 0. \quad (6)$$

Четыре граничных условия (6) позволяют найти значения произвольных постоянных C_1, C_2, C_3, C_4 и в окончательном виде установить симметричную часть смещения слоев пластины в поперечном направлении z :

$$W_c|_{z=\pm\delta} = \pm \frac{P_c}{\rho_k \omega^2 \delta} k_2 \delta \times \\ \times [4\gamma(\gamma-1)^{\frac{1}{2}} \operatorname{cth} k_2 \delta (\gamma-1)^{\frac{1}{2}} - \\ - (2\gamma-1)^2 (\gamma-d)^{-\frac{1}{2}} \operatorname{cth} k_2 \delta (\gamma-d)^{-\frac{1}{2}}]^{-1}, \quad (7)$$

где $\gamma = \left(\frac{c_2}{c_b} \sin \theta\right)^2$; $d = \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 = \frac{1-2\sigma}{2(1-\sigma)}$.

Антисимметричная составляющая

Когда к пластине приложена антисимметричная составляющая давления P_a , граничные условия приобретают вид:

$$Z_z|_{z=-\delta} = -P_a; \quad Z_y|_{z=-\delta} = 0; \\ Z_z|_{z=\delta} = P_a; \quad Z_y|_{z=\delta} = 0.$$

Теперь можно получить антисимметричную составляющую упругого смещения:

$$W_a|_{z=\pm\delta} = \frac{P_a}{\rho_k \omega^2 \delta} k_2 \delta \times \\ \times [4\gamma(\gamma-1)^{\frac{1}{2}} \operatorname{th} k_2 \delta (\gamma-1)^{\frac{1}{2}} - \\ - (2\gamma-1)^2 (\gamma-d)^{-\frac{1}{2}} \operatorname{th} k_2 \delta (\gamma-d)^{-\frac{1}{2}}]^{-1}. \quad (8)$$

В предположении малости значений величин $k_2 \delta (\gamma-1)^{\frac{1}{2}}$ и $k_2 \delta (\gamma-d)^{\frac{1}{2}}$, выражения (7) и (8) упрощаются:

$$W_c|_{z=\pm\delta} = \mp \frac{P_c}{\rho_k \omega^2 \delta} \cdot \frac{k_2^2 \delta^2 (\gamma-d)}{4\gamma(1-d)-1} = \\ = \mp P_c \delta \frac{1-\sigma^2}{E} \cdot \frac{\left(\frac{c_{II}}{c_B} \sin \theta\right)^2 - \frac{1-2\sigma}{(1-\sigma)^2}}{\left(\frac{c_{II}}{c_B} \sin \theta\right)^2 - 1}, \quad (9)$$

где $c_{II} = \left[E \rho_k^{-1} (1-\sigma)^{-1}\right]^{\frac{1}{2}}$ – скорость распространения окружной (продольной) волны в пластине при симметричных колебаниях.

Аналогично при антисимметричном нагружении, если принять, что $\gamma \gg 1$, получаем;

$$W_a|_{z=\pm\delta} = \frac{P_a}{\rho_k \omega^2 \delta} \cdot \frac{1}{\frac{4}{3} \gamma (\gamma-1) k_2^2 \delta^2 (1-d) - 1} \approx \\ \approx \frac{2P_a}{m_{II} \omega^2} \cdot \frac{1}{\frac{D \omega^2}{m_{II} c_B^4} \sin^4 \theta - 1}, \quad (10)$$

$D = \frac{2}{3} \cdot \frac{E \delta^3}{1-\sigma^2}$ – цилиндрическая жесткость пластины; $m_{II} = 2\rho_k \delta$ – масса единицы площади.

Формула (10) представляет собой известное выражение для определения вынужденных изгибных колебаний тонкой пластины.

Принимая сопротивление оболочки симметричным колебаниям значительно большим сопротивлению антисимметричным колебаниям, звукопроницаемость τ чисто изгибным колебаниям можно записать в виде –

$$\tau_\theta = \left[\left(1 + \eta \frac{c_{II}^4}{c_B^4} \cdot \frac{m_{II} \omega}{2\rho_B c_B} \sin^4 \theta \cos \theta \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{c_{II}^4}{c_B^4} \sin^4 \theta \right)^2 \left(\frac{\omega m_{II}}{2\rho_B c_B} \cos \theta \right)^2 \right]^{-1}, \quad (11)$$

где $c_{II} = \sqrt{\frac{D \omega^2}{m_{II}}}$ – фазовая скорость распространения изгибных волн в корпусе;

$D = \frac{2}{3} \frac{E \delta^3}{1-\sigma^2}$ – цилиндрическая жесткость материала корпуса; ρ_B – плотность воздуха (масса в единице объема).

Очевидно, что на низких частотах, когда $c_{и} \ll c_{в}$,

$$\tau_{\theta} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega m_{\Pi}}{2\rho_{в} c_{в}} \cos \theta \right)^2}.$$

С ростом частоты ω скорость изгибных волн увеличивается. Начиная с некоторой, так называемой граничной (критической) частоты, при соответствующем подборе угла падения θ , всегда возможно равенство нулю второго члена знаменателя в выражении (11), т.е. [2]

$$c_{и} = \frac{c_{в}}{\sin \theta_c}. \quad (12)$$

Соотношение (12) очерчивает явление волнового совпадения при изгибных колебаниях, установленное Л. Кремером. Разделив обе части формулы (12) на f , запишем ее в виде (рис. 2)

$$\lambda_{в} = \lambda_{и} \sin \theta,$$

где $\lambda_{в} = \frac{c_{в}}{f}$ — длина звуковой волны на лицевой (внешней) стороне оболочки; $\lambda_{и} = \frac{c_{и}}{f}$ — длина волны изгиба в элементарном участке.

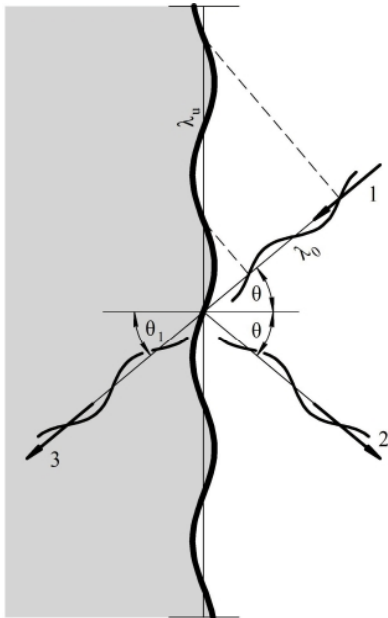


Рис. 2. Явление волнового совпадения:
1 — падающая волна; 2 — отраженная волна;
3 — прошедшая волна

Наличие волнового совпадения обеспечивает трансляцию энергии звукового излучения в зону акустической тени практически без потерь. В отличие от частотного резонанса, по-

рожденного равенством собственной частоты и частоты излучения, при волновом резонансе имеет место совпадение геометрических размеров, а именно, следы падающей и изгибной волны совпадают. Поскольку выделенный участок «П» оболочечного фрагмента предполагается неограниченным, то все частоты колебаний будут собственными. При явлении совпадения, распределение давления в падающей волне «1» вдоль пластины точно соответствует распределению упругих смещений при собственных колебаниях пластины той же частоты, что и приводит к интенсивному росту колебаний.

При иных значениях угла θ звукопередача резко снижается, т.е. растет звукоизоляция. Наименьшая частота, при которой становится возможным волновое совпадение ($f_{гр}$), будет очевидно при $\theta = \frac{\pi}{2}$ рад. Это следует из формулы (12):

$$f = \frac{c_{в}^2}{2\pi \sin \theta} \sqrt{\frac{m_{\Pi}}{D}}; \quad f_{гр} = f \Big|_{\theta = \frac{\pi}{2}} = \frac{c_{в}^2}{2\pi} \sqrt{\frac{m_{\Pi}}{D}}. \quad (13)$$

Начиная с граничной частоты, характер прохождения звука определяется явлением совпадения. Из формулы (12) видно, что каждой частоте соответствует свой угол падения θ_c , при котором звуковая волна проходит внутрь с минимальными потерями. Основное значение для звукопроницаемости при частотах $f_{гр} < f$ приобретает область углов падения

$$\theta_c = \arcsin \frac{c_{в}}{c_{и}}.$$

Симметричная составляющая

В этом случае предполагается, что импеданс $Z_c \ll Z_a$, т.е. сопротивление материала корпуса антисимметричным (изгибным) колебаниям значительно больше сопротивления симметричным колебаниям. В этом случае имеет место соотношение

$$c_{\Pi} = \frac{c_{в}}{\sin \theta}, \quad (14)$$

где $c_{\Pi} = \left[E\rho_k^{-1} (1 - \sigma^2)^{-1} \right]^{\frac{1}{2}}$ — скорость распространения продольной (окружной) волны.

Равенство (14) определяет явление волнового совпадения при симметричных колебаниях оболочечного фрагмента, которое возникает каждый раз, когда следы падающей и продольной волны совпадают. Причем, совпадение зависит только от угла падения волны и может проявляться на любой частоте излучения [3].

Выводы и перспективы дальнейших иссле-

дований в данном направлении

Построенные расчетные модели позволяют установить особенности динамики оболочечных фрагментов двигателей и плоских комплекующих на резонансном уровне. Проведенная оценка степени влияния изгибных и продольных колебаний элементов конструкции в звуковых полях эксплуатационного использования летательных аппаратов, позволяет очертить опасную зону функционирования – когда механическая преграда акустическому излучению становится «прозрачной» и происходит интенсивная перекачка звуковой энергии из одного полупространства в другое.

С другой стороны, подробный анализ явления позволяет наметить эффективные пути подавления влияния звуковых полей на комплекующие двигателей и, таким образом, улучшить технические характеристики лета-

тельных аппаратов.

Литература

1. Мельник В.Н. Гиперзвуковые технологии и некоторые проблемы навигации [Текст]: моногр. / В.Н. Мельник, В.В. Карачун. – К.: «Корнейчук», 2013. – 152 с.
2. Карачун В.В. Задачі супроводу і макування рухомих об'єктів [Текст]: моногр./ В.В. Карачун, В.М. Мельник - К: «Корнійчук», 2011. – 263 с.
3. Лямшев Л.М. Отражение звука тонкими пластинами и оболочками в жидкости [Текст]: моногр./ Л.М. Лямшев. – М.: АН СССР, 1955. – 73 с.

Поступила в редакцию 16.04.2014

В.М. Мельник, В.В. Карачун, Г.В. Бойко. Імпедансна пластина в акустичному полі експлуатаційного режиму апарата

Будується розрахункова модель динаміки елементів конструкції авіаційних двигунів в полі акустичного випромінювання високого рівня. Розв'язується задача встановлення локальних особливостей збуреного руху комплекуючих на резонансному рівні. Обґрунтовується припустимість аналізу на розрахунковій моделі тонкої ізотропної пластини оболонкових фрагментів за умови виконання хвильового розміру елемента значно більшим за одиницю. Встановлено, що коли імпеданс антисиметричним коливанням набагато менший за імпеданс симетричної складової звукового тиску, для частот вищих за граничну характер проходження звука визначається явищем співпадання сліду згинної хвилі і хвилі тиску, до того ж кожній частоті відповідає свій кут співпадання. В тому випадку, коли, навпаки, імпеданс симетричним коливанням менший, резонанс співпадання сліду поздовжньої і падаючої хвилі залежить тільки від кута падіння і може виникати на будь-якій частоті випромінювання.

Ключові слова: резонанс співпадання, згинна хвиля, імпеданс, слід хвилі.

V.N. Mel'nick, V.V. Karachun, G.V. Boiko. The impedance at the plate in the acoustic field ekspluatatsionnogo mode apparatus

Based billing model of the dynamics of elements of a design of aircraft engines in the field of acoustic radiation of a high level. The task of establishing local peculiarities perturbed motion of components on the profile level. Substantiated the validity of the analysis on the estimated model thin isotropic plate, shell fragments, while completing wave element size is much greater than unity. It is established that when the impedance antisemitisim fluctuations much less impedance symmetric component of the sound pressure, for frequencies above the marginal nature of sound passage is determined by the phenomenon of the coincidence of trace shinno waves and waves of pressure, moreover each frequency corresponds to his corner singing falling. In the case when, on the contrary impedance symmetric oscillations of a smaller resonance coincidence trace of the longitudinal and incident wave depends only on the angle of incidence and may occur at any frequency radiation.

Key words: resonance overlap, flexural wave impedance, the next wave.