

УДК 534.26

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ, СОЗДАВАЕМОГО ПЛАСТИНОЙ С РЕБРАМИ ЖЕСТКОСТИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СЛУЧАЙНОЙ НАГРУЗКИ

Евсеев В. Н., Иванов В. С., Романов В. Н.

Получены приближенные выражения для квадрата звукового давления при случайном возбуждении тонких пластин с ребрами жесткости, распределенными по их поверхности случайными силами. Показано, что основной вклад в создаваемое пластинами акустическое давление дают составляющие частотно-волнового спектра сил, расположенные в области волнового числа изгибных колебаний пластины. Показано, что величина излучаемого пластиной акустического давления может зависеть от ориентации ребер жесткости относительно набегающего потока.

В работах [1—3] рассмотрены точные и приближенные решения задачи об излучении звука пластинами и оболочками при возбуждении их детерминированными силами. Однако в ряде практически важных случаев на поверхность пластины с ребрами жесткости воздействует поле случайных сил, например пульсаций давления турбулентного пограничного поля [4, 5]. Необходимо найти величину звукового давления, создаваемого пластиной в окружающей среде.

Если известна функция пространственной корреляции (взаимный спектр) $\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega)$ внешней случайной нагрузки, то средний квадрат акустического давления, создаваемого пластиной, можно определить по формуле [6]

$$(1) \quad \bar{p}^2(\mathbf{R}, \omega) = \iint_{s, s} q(\mathbf{R}, \mathbf{r}, \omega) q^*(\mathbf{R}, \mathbf{r}_1, \omega) \gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega) d\mathbf{r} d\mathbf{r}_1,$$

где $q(\mathbf{R}, \mathbf{r}, \omega)$ — функция Грина, определяющая акустическое давление в точке, задаваемой радиус-вектором $\mathbf{R}(x, y, z)$, при возбуждении пластины сосредоточенной гармонической силой на круговой частоте ω в точке, задаваемой радиус-вектором $\mathbf{r}(x_0, y_0)$ (или $\mathbf{r}_1(x_1, y_1)$); s — площадь пластины; знаком * обозначена комплексно-сопряженная величина. Однако при таком способе решения встречаются трудности при получении аналитических выражений; затруднено также физическое толкование результатов.

Приведем выражение (1) к другому виду, используя двумерное преобразование Фурье. Для этого запишем функцию Грина $q(\mathbf{R}, \mathbf{r}, \omega)$ в виде разложения по плоским волнам:

$$q(\mathbf{R}, \mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_1(\alpha, \beta, \omega) \exp[i\alpha(x-x_0) + i\beta(y-y_0) - z\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - k^2}] d\alpha d\beta,$$

где $Q_1(\alpha, \beta, \omega)$ — частотно-волновой спектр акустического давления, излучаемого пластиной; k — волновое число среды, с которой соприкасается пластина.

Обозначив $Q(\alpha, \beta, \omega, \mathbf{R}) = Q_1(\alpha, \beta, \omega) \exp(i\alpha x + i\beta y - z\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + k^2})$, получим

$$(2) \quad q(\mathbf{R}, \mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} Q(\alpha, \beta, \omega, \mathbf{R}) e^{-i\alpha x_0 - i\beta y_0} d\alpha d\beta.$$

По физическому смыслу $Q(\alpha, \beta, \omega, \mathbf{R})$ представляет акустическое давление, излучаемое пластиной в точку, определяемую радиус-вектором $\mathbf{R}(x, y, z)$, при возбуждении пластины плоской волной единичной амплитуды с волновыми числами α и β в направлении осей x и y соответственно.

Предположим, что внешняя случайная нагрузка однородная, т. е. ее функция пространственной корреляции зависит только от разности координат точек $(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)$. Тогда ее можно представить в виде

$$(3) \quad \gamma(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, \omega) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(\alpha, \beta, \omega) \exp[i\alpha(x - x_0) + i\beta(y - y_0)] d\alpha d\beta,$$

где

$$F(\alpha, \beta, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, \omega) \exp[-i\alpha(x - x_0) - i\beta(y - y_0)] d(x - x_0) d(y - y_0) -$$

частотно-волновой спектр внешней случайной нагрузки.

Подставляя соотношения (2) и (3) в выражение (1), меняя порядок интегрирования и учитывая свойства δ -функции, получаем для безграничной пластины

$$(4) \quad \bar{p}^2(\mathbf{R}, \omega) = \iint_{-\infty}^{\infty} |Q(\alpha, \beta, \omega, \mathbf{R})|^2 F(\alpha, \beta, \omega) d\alpha d\beta.$$

Выражение (4) проще, чем (1), однако оно справедливо только для бесконечных пластин и однородной внешней нагрузки.

В дальнейшем перейдем к безразмерным переменным интегрирования $\lambda_1 = k\alpha$ и $\lambda_2 = k\beta$. Тогда выражение (4) будет иметь вид

$$(5) \quad \bar{p}^2(\mathbf{R}, \omega) = k^2 \iint_{-\infty}^{\infty} |Q(\lambda_1, \lambda_2, \omega, \mathbf{R})|^2 F(\lambda_1, \lambda_2, \omega) d\lambda_1 d\lambda_2.$$

Определим звуковое давление, создаваемое бесконечной пластиной, подкрепленной периодической системой ребер жесткости, расположенных параллельно оси Oy , при возбуждении пластины турбулентным потоком. Расстояние между ребрами — d , их линейное механическое сопротивление — Z_p . Будем считать пластину тонкой и рассматривать только ее изгибные колебания. Ребра жесткости будем считать шарнирно-закрепленными к пластине и малыми (по высоте) по сравнению с длиной звуковой волны в среде. Будем считать также, что колебания пластины не оказывают влияния на возмущающие внешние силы.

В пределах сделанных допущений выражение для $Q(\lambda_1, \lambda_2, \omega, \mathbf{R})$ получено в работе [3]. С учетом принятых в настоящей статье обозначений и безразмерных переменных интегрирования это выражение имеет вид

$$(6) \quad Q(\lambda_1, \lambda_2, \omega, \mathbf{R}) = b\beta^3 \frac{\exp(ik\lambda_1 x + ik\lambda_2 y - zk\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1})}{L(\lambda_1, \lambda_2)} +$$

$$+ b\beta^3 \frac{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1}}{L(\lambda_1, \lambda_2)} \cdot \frac{\alpha\beta^{3/2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\exp i(k\eta_m x + k\lambda_2 y - kz\sqrt{1 - \eta_m^2 - \lambda_2^2})}{L(\eta_m, \lambda_2)}}{kd \left[1 - \frac{\alpha\beta^{3/2}}{kd} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\eta_l^2 + \lambda_2^2 - 1}}{L(\eta_l, \lambda_2)} \right]}$$

$$L(\lambda_1, \lambda_2) = \sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1} [(\lambda_1^2 + \lambda_2^2)^2 - \beta^2] - 2b\beta^3;$$

$$\eta_m = \lambda_1 + \frac{2m\pi}{kd}, \quad b\beta = \rho c / \omega m, \quad \beta = k_0^2 / k^2, \quad \alpha = -iZ_p / Z_{0F},$$

ρ, c — плотность среды и скорость звука в ней; k_0 — волновое число изгибных колебаний пластины; m — масса единицы поверхности пластины; Z_{0F} — характеристический импеданс пластины по отношению к поперечной силе. Первый член выражения (6) характеризует излучение звука безреберной пластиной, а второй член учитывает влияние ребер.

Поведение однородной безреберной пластины и создаваемое ею акустическое давление при возбуждении пластины турбулентным пограничным слоем подробно исследовано в работе [5]. В частности, показано, что бесконечная однородная пластина играет пассивную роль в излучении звуковой энергии. Она только отражает или пропускает звуковое давление, образующееся в самом пограничном слое. При этом вклад в дальнейшее акустическое поле дают только те составляющие частотно-волнового спектра турбулентных пульсаций давления, которые имеют скорость распространения больше, чем скорость звука в среде.

Поэтому основное внимание уделим второй составляющей акустического давления, а именно составляющей, обусловленной излучением ребер жесткости. Подставив второй член выражения (6) в (5), получим

$$(7) \quad \bar{p}_{\text{реб}}^2 = k^2 (b\beta^3)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{|\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1|^2}{|L(\lambda_1, \lambda_2)|^2} \times \\ \times \frac{\sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\exp i(k\eta_m x + k\lambda_2 y) - kz\sqrt{1 - \eta_m^2 - \lambda_2^2}}{L(\eta_m, \lambda_2)} \times \\ \times \frac{\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\exp i(-k\eta_n x - k\lambda_2 y) + kz\sqrt{1 - \eta_n^2 - \lambda_2^2}}{L(\eta_n, \lambda_2)}}{\left| \frac{1}{\kappa} - \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\eta_l^2 + \lambda_2^2 - 1}}{L(\eta_l, \lambda_2)} \right|^2} \times \\ \times F(\lambda_1, \lambda_2, \omega) d\lambda_1 d\lambda_2,$$

где $\kappa = \alpha\beta^{3/2}/kd$.

При $kd \gg 1$ можно пренебречь взаимодействием между давлениями, создаваемыми различными формами колебаний. В этом случае

$$(8) \quad \bar{p}_{\text{реб}}^2 = k^2 (b\beta^3)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{|\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1| F(\lambda_1, \lambda_2, \omega)}{|L(\lambda_1, \lambda_2)|^2} \times \\ \times \frac{\sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{E(\eta_m, \lambda_2, z)}{|L(\eta_m, \lambda_2)|^2} d\lambda_1 d\lambda_2}{\left| \frac{1}{\kappa} - \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\eta_l^2 + \lambda_2^2 - 1}}{L(\eta_l, \lambda_2)} \right|^2}.$$

Здесь $E(\eta_m, \lambda_2, z) = 1$ при $\eta_m^2 + \lambda_2^2 \leq 1$,

$$E(\eta_m, \lambda_2, z) = \exp(-2kz\sqrt{\eta_m^2 + \lambda_2^2 - 1}) \quad \text{при} \quad \eta_m^2 + \lambda_2^2 > 1.$$

В дальнейшем будем рассматривать акустическое давление в дальнем поле, незатухающем по мере удаления от поверхности пластины в силу бесконечно больших размеров пластины. Для его вычисления область интегрирования в выражении (8) должна быть ограничена теми участками, для которых выполняется соотношение $\eta_m^2 + \lambda_2^2 \leq 1$. Тогда интеграл (8) можно представить в виде двух тождественных выражений. Первое можно получить, поменяв местами суммирование по m и интегрирование, заменив переменную интегрирования по формуле $\lambda_1' = \lambda_1 + 2m\pi/kd$ и вторично поменяв местами суммирование и интегрирование. В результате будем иметь

$$(9) \quad \bar{p}_{\text{реб}}^2 = k^2 (b\beta^3)^2 \iint_{\lambda_1^2 + \lambda_2^2 \leq 1} \frac{\sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{|\eta_m^2 + \lambda_2^2 - 1| \cdot F(\eta_m, \lambda_2, \omega)}{|L(\eta_m, \lambda_2)|^2}}{\left| \frac{1}{\kappa} - \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\eta_l^2 + \lambda_2^2 - 1}}{L(\eta_l, \lambda_2)} \right|^2} \frac{d\lambda_1 d\lambda_2}{|L(\lambda_1, \lambda_2)|^2}.$$

Для получения второго выражения ограничим интегрирование по λ_2 пределами от -1 до $+1$, оставив интегрирование по λ_1 в бесконечных пределах. В этом случае сумма по m под знаком интеграла будет ограничена числами $M_1(\lambda_1, \lambda_2)$ и $M_2(\lambda_1, \lambda_2)$, для которых выполняется условие $\eta_m^2 + \lambda_2^2 \leq 1$. В результате получим

$$(10) \quad \bar{p}_{\text{реб}}^2 = k^2 (b\beta^3)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-1}^1 \frac{|\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1| |F(\lambda_1, \lambda_2, \omega)|}{|L(\lambda_1, \lambda_2)|^2} \times \\ \times \frac{\sum_{m=M_1}^{M_2} \frac{1}{|L(\eta_m, \lambda_2)|^2}}{\left| \frac{1}{\kappa} - \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\eta_l^2 + \lambda_2^2 - 1}}{L(\eta_l, \lambda_2)} \right|^2} d\lambda_1 d\lambda_2.$$

В общем случае вычисление выражений (9) или (10) возможно лишь с помощью современных быстродействующих ЭЦВМ. Однако для ряда практически важных случаев удастся получить приближенное аналитическое выражение для интегралов (9) или (10). Кроме того, формулы (9), (10) позволяют сделать ряд важных выводов без выполнения вычислений.

Из формул (9) и (10), в частности, следует, что наличие ребер жесткости приводит к тому, что вклад в излучение вносят не только сверхзвуковые компоненты турбулентных пульсаций давления, как это было в случае однородной пластины, но и дозвуковые, неизлучающие в условиях свободного турбулентного потока. Таким образом, ребра жесткости являются дополнительными источниками излучения, которые переводят часть псевдозвуковой энергии турбулентного пограничного слоя в звуковую.

Если воспользоваться для турбулентных пульсаций давления моделью Кюркоса [7], то выражение для частотно-волнового спектра при движе-

нии потока поперек расположения ребер жесткости имеет вид

$$(11) \quad F(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{p(f)}{(2\pi)^2 k^2} \frac{4a_1 a_3}{(a_3^2 + \lambda_2^2) [a_1^2 + (a_2 - \lambda_1)^2]},$$

где $p(f)$ — спектр мощности турбулентных пульсаций давления; $a_1 = 0,112 c/u$; $a_2 = 1,28 c/u$; $a_3 = 0,71 c/u$; u — скорость потока жидкости. Если поток жидкости движется вдоль ребер жесткости, то при вычислении (10) нужно в выражении (11) поменять местами λ_1 и λ_2 .

Анализ выражений (9), (10) и (11) показывает, что при расположении ребер жесткости поперек потока область интегрирования захватывает участок $\lambda_1 = a_2$, соответствующий максимальному значению частотно-волнового спектра. Если жидкость движется вдоль ребер жесткости, то этот участок не будет входить в область интегрирования. Таким образом, следует ожидать, что при расположении ребер жесткости поперек набегающего потока уровень акустического давления в дальнем поле, создаваемого пластиной, может быть больше, чем в случае, когда поток набегаёт вдоль ребер жесткости. Более подробно эти вопросы можно рассмотреть после получения приближенных значений интегралов (9) и (10), для чего найдем приближенные выражения для сумм, входящих в (9) и (10).

При вычислении суммы $s_1 = \sum_{m=M_1}^{M_2} |L(\eta_m, \lambda_2)|^{-2}$ можно суммирование заменить интегрированием, так как $kd \gg 1$.

Тогда

$$s_1 = \frac{kd}{2\pi} \int_{u_H}^{u_B} \frac{du}{|i\sqrt{1-\lambda_2^2-u^2}[(u^2+\lambda_2^2)^2-\beta^2]-2b\beta^3|^2},$$

где $u_H = -\lambda_1 - \sqrt{1-\lambda_2^2}$, $u_B = -\lambda_2 + \sqrt{1-\lambda_2^2}$.

Поскольку для дальнего поля $u^2 + \lambda_2^2 \leq 1$, а при $\beta \gg 1$ величина $2b\beta \gg 1$, то членами в фигурной скобке можно пренебречь по сравнению с величиной $2b\beta^3$; тогда

$$(12) \quad s_1 \approx (kd/\pi) \sqrt{1-\lambda_2^2} / (2b\beta^3)^2.$$

Для нахождения суммы $s_2 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sqrt{\eta_l^2 + \lambda_2^2 - 1} / L(\eta_l, \lambda_2)$ воспользуемся

формулой суммирования Пуассона [8]:

$$s_2 = kd \sum_{l=-\infty}^{\infty} w(lkd) \exp -i\lambda_1 lkd,$$

где

$$w(lkd) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\alpha lkd} \sqrt{\alpha^2 + \lambda_2^2 - 1} d\alpha}{L(\alpha, \lambda_2)}.$$

При вычислении $w(lkd)$ можно ограничиться только вычетом в полюсе подынтегральной функции, расположенном на действительной оси. Тогда

получим

$$s_2 \approx -kd \left[\frac{q_1^2 - 1}{\sqrt{q_1^2 - \lambda_2^2} (5q_1^4 - 4q_1^2 - \beta^2)} \frac{\sin kd \sqrt{q_1^2 - \lambda_2^2}}{\cos kd \sqrt{q_1^2 - \lambda_2^2} - \cos \lambda_1 kd} - i \frac{1 - \lambda_2^2}{4b\beta^3} \right],$$

где q_1 — вещественный корень уравнения $L(\alpha) = 0$, представляющий безразмерное волновое число изгибных колебаний пластины с учетом реакции жидкости [2]. Приближенно его можно определить по формуле

$$q_1 \approx \sqrt{\beta} \sqrt[4]{1 + 2b \sqrt{\beta}}.$$

Учитывая потери в пластине $q_\eta = q_1(1 - i\eta/4)$, где η — коэффициент внутренних потерь, получим при условии $kdq_1\eta/4 \gg 1$

$$(13) \quad s_2 \approx -kd \frac{(q_1^2 - 1) e^{-i2kq_1 d}}{\sqrt{q_1^2 - \lambda_2^2} (5q_1^4 - 4q_1^2 - \beta^2)}.$$

Подставляя (12) и (13) в соотношение (10) и произведя дальнейшие упрощения, связанные с отбрасыванием величин более высокого порядка малости, получим

$$(14) \quad \bar{p}_{\text{реб}}^2 = (16k^2 q_1^6 / 5\pi kd) I,$$

где

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-1}^1 \frac{F(\lambda_1, \lambda_2) |\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1| \sqrt{1 - \lambda_2^2} d\lambda_1 d\lambda_2}{|L(\lambda_1, \lambda_2)|^2}$$

Формула (14) соответствует случаю бесконечно большого механического сопротивления ребер жесткости ($1/\kappa \rightarrow 0$).

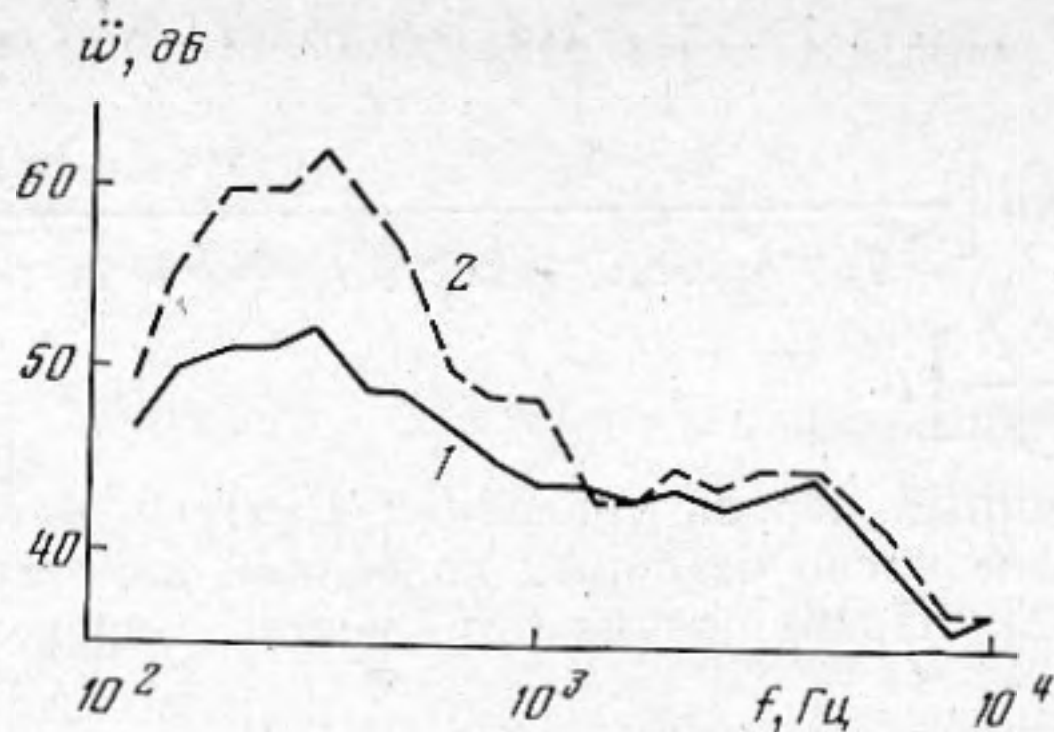
Из анализа полученного выражения следует, что подынтегральная функция имеет два максимума. Один максимум соответствует корню функции $L(\lambda_1, \lambda_2) = 0$ и имеет место при приближении λ_1 к величине q_1 , равной волновому числу изгибных колебаний в пластине, отнесенному к волновому числу в жидкости. Второй максимум обусловлен полюсом частотно-волнового спектра турбулентных пульсаций давления и имеет место при $\lambda_1 = a_2$ в случае расположения ребер жесткости поперек потока и при $\lambda_2 = a_2$ в случае расположения ребер жесткости вдоль потока. Поскольку $a_2 \gg 1$, то при расположении ребер жесткости вдоль потока указанный максимум не попадает в область интегрирования (интегрирование по λ_2 производится в полосе $-1, +1$). Указанные максимумы являются достаточно острыми, поэтому интеграл I из выражения (14) определяется значениями подынтегральной функции в районах этих экстремумов.

Представим I в виде суммы двух слагаемых: $I = I_q + I_{a_2}$, где I_q учитывает вклад в излучение тех компонент частотно-волнового спектра, которые находятся вблизи максимума передаточной функции, определяемой как $1/|L(\lambda_1, \lambda_2)|^2$; I_a учитывает вклад тех компонент, которые находятся вблизи максимума частотно-волнового спектра.

Если ребра жесткости расположены вдоль направления движения потока, то $I_{a_2} = 0$.

При вычислении I_q делаем замену переменных $\lambda_1 = \rho \cdot \sin \varphi$, $\lambda_2 = \rho \cdot \cos \varphi$. Тогда с учетом потерь в пластине функцию $|L(\lambda_1, \lambda_2)|^2$ вблизи полюса можно представить в виде

$$|L(\lambda_1, \lambda_2)|^2 = |L(\rho)|^2 = 25q_1^8 \left[(\rho - q_1)^2 + \left(\frac{q_1 \eta}{4} \right)^2 \right] / (2b\beta^3)^2.$$



Спектр вибраций пластины при возбуждении ее турбулентным потоком. 1 — ребра жесткости вдоль потока, 2 — ребра жесткости поперек потока

После выполнения ряда преобразований I_q сводится к табличным интегралам, и окончательно имеем

$$(15) \quad \bar{p}_q^2 = \frac{16k^2 q_1^6}{5\pi kd} I_q = \frac{64\pi k^2 F(kq_1, 0)}{125kdq_1\eta}.$$

При вычислении I_{a_2} значение функции $|L(\lambda_1, \lambda_2)|^2 = |L(\rho)|^2$ необходимо вычислять уже вдали от полюса, при $\rho \geq 2q_1$.

Так как при $\beta \gg 1$ величина $q_1 \gg 1$, то функция $|L(\rho)|^2$ в указанной области волновых чисел определяется следующим выражением:

$$|L(\rho)|^2 \approx \rho^{10} / (2b\beta^3)^2.$$

Тогда получим

$$(16) \quad \bar{p}_{a_2}^2 = \frac{16k^2 q_1^6}{5\pi kd} I_{a_2} \approx \frac{16q_1^6 p(f)}{5\pi k d a_2^8 a_3}.$$

Возьмем соотношение выражений (15) и (16), подставив в первое частотно-волновой спектр (11). Тогда в случае низких частот ($\beta \gg 1$) для не очень больших скоростей потока получим

$$\tau = 4a_1 a_2^6 / 25q_1^7 \eta.$$

Например, в случае стальной пластины с ребрами жесткости, у которых при $\beta = 50$ величина $kd = 2\pi$, обтекаемой потоком со скоростью 10 м/с, величина τ равна $24/\eta$. При $\eta = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$ величина τ составляет соответственно 240, 2400, 24000.

Таким образом, из полученных соотношений следует, что в практически важных случаях (сравнительно малые скорости обтекания и высокие частоты: $1,12c/u > 2q_1$) излучение звука пластиной с системой ребер жесткости определяется теми компонентами частотно-волнового спектра турбулентных сил, которые имеют волновые числа, близкие к волновому числу изгибных колебаний пластин. В этом случае создаваемое пластиной акустическое давление практически не зависит от ориентации ребер жесткости относительно набегающего потока.

Интересен также другой случай, когда величина a_2 соизмерима с q_1 . Тогда при расположении ребер жесткости поперек потока оба максимума подынтегральной функции практически совпадают, что приводит к значительному увеличению излучения. Если же $a_2 > 1$, то при движении потока вдоль ребер жесткости полюс не будет входить в область интегрирования. Поэтому при $a_2 \approx q_1$ расположение ребер поперек потока приводит к увеличению излучения по сравнению со случаем расположения ребер жесткости вдоль потока.

Косвенно этот вывод подтверждают результаты экспериментальных исследований вибрации пластин в аэродинамической трубе, выполненных Б. Г. Левантом. Две стальные пластины размерами в плане 550×440 мм и толщиной 0,8 мм поочередно возбуждались потоком со скоростью 40 м/с. Одна из пластин была подкреплена ребрами жесткости, расположенными поперек движения потока, а вторая — вдоль потока. Ребра жесткости имели высоту 20 мм, толщину 1,5 мм, расстояние между ними было 85 мм.

На фигуре показаны осредненные по нескольким точкам измерения спектры вибрации пластин. Видно, что у пластины, имеющей поперечное расположение ребер жесткости, уровень вибрации на 5–10 дБ выше в диапазоне частот 100–1000 Гц, чем у пластины, имеющей продольное расположение ребер жесткости. Из приведенных выше рассуждений следует, что такое увеличение должно иметь место, когда $a_2 \approx q_1$. Для рассматриваемых пластин это соответствует условию $f = 1,16 \cdot 10^4 u^2/c^2 = 170$ Гц, что и подтверждается экспериментом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Романов В. Н. Излучение звука бесконечной пластиной с конечным числом ребер, возбуждаемой сосредоточенной силой.— Акуст. ж. 1977, т. 23, № 1, с. 116–126.
2. Иванов В. С., Романов В. Н. О широкополосном излучении звука тонкими пластинами и оболочками с ребрами жесткости.— Акуст. ж. 1978, т. 24, № 3, с. 354–362.
3. Евсеев В. Н. Излучения звука бесконечной пластиной с периодическими неоднородностями.— Акуст. ж., 1973, т. 19, № 3, с. 345–350.
4. Aupperle F. A., Lambert R. F. Acoustic radiation from plates excited by flow noise.— J. Acoust. Soc. Amer., 1973, v. 26, № 2, p. 223–245.
5. Долгова И. И. К вопросу об излучении звука пограничным слоем. Акуст. ж., 1969, т. 15, № 1, с. 128–131.
6. Бологин В. В. Статистические методы в строительной механике. М.: Стройиздат, 1961.
7. Corcos G. M. Resolution of pressure in turbulence. J. Acoust. Soc. America, 1963, v. 35, p. 192.
8. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1970.

Поступила в редакцию
13.II.1980