АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 39 1993 Вып. 6

УДК 534.26

© 1993 г. И. Г. Булатов, В. Н. Романов

ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ НЕОДНОРОДНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА НА ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПЛАСТИНОЙ С ОДИНОЧНЫМ РЕБРОМ

Рассмотрена задача о влиянии неоднородности в поле случайных сил на величину акустического давления, создаваемого пластиной, подкрепленной одиночным ребром жесткости. Получены точное и приближенное выражения для учета этого влияния.

За последнее время проведено довольно много теоретических и экспериментальных исследований, направленных на изучение звукового поля, создаваемого упругими пластинами с ребрами жесткости, помещенными в жидкую среду и возбуждаемыми случайными силами, например турбулентным потоком (см. подробную библиографию в [1, 2]). Однако в этих работах исследования проводились применительно к однородным полям случайных сил. В работе [3] рассмотрено влияние пространственной неоднородности в турбулентном потоке на его собственное звукоизлучение, но не рассмотрено звукоизлучение упругих конструкций под действием этого потока. В [1] изучено воздействие неоднородного турбулентного потока на упругую пластину, но при этом получено точное решение для однородной пластины, в случае же подкрепленной ребрами жесткости пластины использовался приближенный, энергетический метод расчета.

В данной работе рассматривается задача об излучении звука упругой пластиной с одиночным ребром жесткости, возбуждаемой неоднородным полем случайных сил. Эта задача представляет большой практический интерес в аэро-, гидроакустике, так как ее результаты могут быть использованы, например, для определения шума, создаваемого в кабинах экипажа самолетов, при возбуждении их обшивки турбулентным пограничным слоем. Для определения уровней этого шума необходимо обладать информацией как о характере внешней нагрузки (о статических характеристиках турбулентного потока), так и об акустических передаточных свойствах самих конструкций.

Рассмотрим воздействие неоднородного турбулентного потока на тонкую пластину, расположенную в плоскости XOZ и подкрепленную одиночным ребром жесткости вдоль линии $x = x_0$ (рис. 1). Будем считать, что неоднородность потока проявляется лишь в одном направлении — вдоль оси OX (или вдоль потока); вдоль оси OZ (поперек потока) течение будем считать однородным. Тогда для определения среднего квадрата акустического давления, создаваемого пластиной с ребром жесткости при ее возбуждении неоднородным полем случайных сил, можно воспользоваться соотношением из работы [1]

$$\overline{p}^2(\mathbf{R}, \omega) = k^3 \iiint\limits_{-\infty}^{+\infty} E(\lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_2, \omega) \vec{\cdot} Q^*(\lambda_{11}, \lambda_2, \omega, \mathbf{R})\, Q(\lambda_{12}, \lambda_2, \omega, \mathbf{R}) \vec{\cdot}$$

$$\vec{\cdot}\, d\lambda_{11} d\lambda_{12} d\lambda_2, \qquad (1)$$

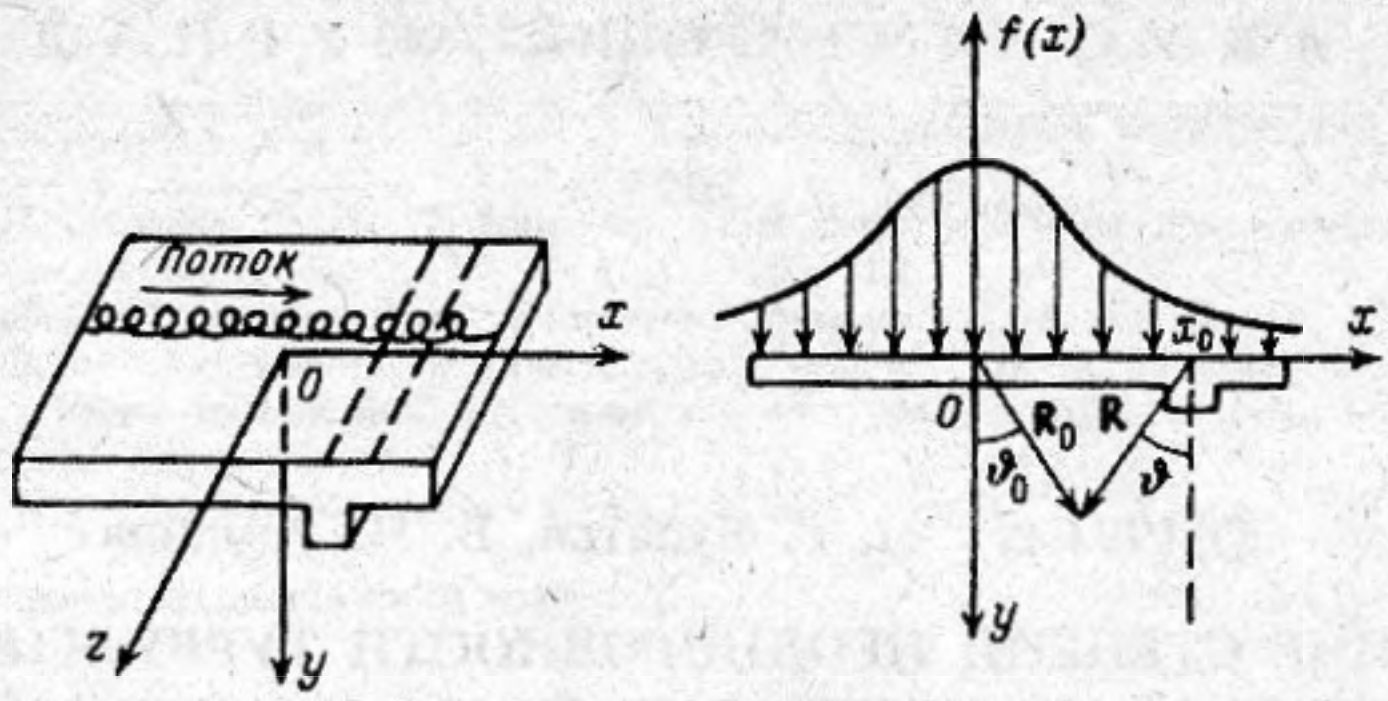

Рис. 1. Постановка задачи

где

$$\lambda_{11} = k_{1x}/k; \quad \lambda_{12} = k_{2x}/k; \quad \lambda_2 = k_z/k;$$

k_{1x}, k_{2x}, k_z — компоненты волнового числа; k — волновое число звука в среде; $\mathbf{R}$ — радиус-вектор точки наблюдения; ω — круговая частота; $E(\ldots)$ — тройной по волновому числу (обобщенный) частотно-волновой спектр (ЧВС) турбулентных пульсаций давления (ТПД); $Q(\ldots)$ — компонента акустического давления при возбуждении пластины с ребром нагрузкой вида $\exp(ik\lambda_1 x + ik\lambda_2 z)$.

Выражение (1) определяет квадрат акустического давления при возбуждении пластины с ребром полем неоднородных случайных сил и в отличие от случая однородных сил [2] представляется через тройной интеграл по волновым числам.

Для вычислений по соотношению (1) необходимо определить обобщенный частотно-волновой спектр $E(\lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_2, \omega)$ через взаимный спектр $\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega)$ неоднородного поля случайных сил. Взаимный спектр представим через произведение спектра мощности $P_н(x, \omega)$, зависящего от координаты x вдоль потока, и безразмерного взаимного спектра для однородного поля турбулентных пульсаций давления (ТПД), соответствующего модели Коркоса [2]. Тогда имеем

$$\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega) = P_н(x, \omega) f_1(x_0 - x_1) f_2(z_0 - z_1), \tag{2}$$

где

$$f_1(x_0 - x_1) = \exp(-\alpha_1 |x_0 - x_1| + i\beta_1 |x_0 - x_1|);$$

$$f_2(z_0 - z_1) = \exp(-\gamma_1 |z_0 - z_1|); \quad \alpha_1 = 0{,}98 f/U;$$

$\beta_1 = 7{,}85 f/U$; $\gamma_1 = 6{,}28 f/U$, U — скорость потока жидкости.

Спектр мощности зададим в виде [4]

$$P_н(x, \omega) = P(\omega) f_3(x_1 + x_0)/2), \tag{3}$$

где $f_3(\ldots)$ — некоторая функция, зависящая от координаты $x = (x_1 + x_0)/2$. Для удобства вычислений зададим функцию $f_3(x)$ в виде, отличном от экспоненциальной зависимости работы [1]:

$$f_3(x) = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + x^2}. \tag{4}$$

В случае однородного поля случайных сил $\varepsilon \to \infty$ и $f_3(x) = 1$.

Выполняя преобразование Фурье над взаимным спектром (2) и учетом (3), а также используя введенные ранее обозначения для k_{1x}, k_{2x} и k_z через $\lambda_{11}, \lambda_{12}$ и λ_2 соответственно, получим выражение для обобщенного ЧВС:

$$E(\lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_2) = \frac{P(\omega)}{(2\pi)^3} \frac{\gamma_1}{\gamma_1^2 + (k\lambda_2)^2} \cdot \frac{4\alpha_1}{\alpha_1^2 + \left[k\left(\frac{\lambda_{11} + \lambda_{12}}{2}\right) - \beta_1\right]^2} \cdot$$

$$\cdot \pi\varepsilon \exp(-k\varepsilon/\lambda_{11} - \lambda_{12}|). \tag{5}$$

В случае однородного поля сил $\varepsilon \to \infty$ и последний сомножитель в выражении (5) $\to 2\pi\delta(\lambda_{11} - \lambda_{12})/k$. Тогда, заменяя λ_{11} на λ_1, имеем выражение для спектра, которое полностью совпадает с соответствующим выражением работы [2].

Определим теперь передаточную функцию $Q(\ldots)$ пластины, подкрепленной одиночным ребром жесткости. Для этого решим дифференциальное уравнение колебаний тонкой пластины при ее двустороннем соприкосновении с жидкостью под воздействием на нее единичного давления вида $\exp(ik\lambda_1 x + ik\lambda_2 z)$,

$$D[\Delta^2 - k_0^4]\, w(x, z) = \exp(ik\lambda_1 x + ik\lambda_2 z) + p_2(x, y, z)\Big|_{y=0} - p_1(x, y, z)\Big|_{y=0} - Fp, \tag{6}$$

где $w(x, z)$ — нормальное смещение пластины; p_1 и p_2 — звуковые давления, создаваемые колебаниями пластины, соответственно в верхнем и нижнем полупространствах; D — цилиндрическая жесткость пластины; k_0 — волновое число изгибных волн в пластине; $Fp = -i\omega z_p \delta(x - x_0)\, w(x_0, z)$; z_p — импеданс ребра.

Представляя нормальные смещения пластины и звуковое давление в верхнем и нижнем полупространствах в виде интеграла Фурье,

$$w(x, z) = \exp(ik\lambda_2 z) \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{w}(k\xi) \cdot \exp(ik\xi x)\, d\xi;$$

$$p_{1,2}(x, y, z) = \exp(ik\lambda_2 z) \frac{k}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{p}_{1,2}(k, \xi) \exp\left(ik\xi x \pm ky\sqrt{\lambda_2^2 + \xi^2 - 1}\right) d\xi, \tag{7}$$

а также используя условие непрерывности нормальных колебательных смещений на границе пластина — полупространство

$$w(x, z) = \frac{1}{\rho\omega^2} \frac{\partial p_1(x, y, z)}{\partial y}\Big|_{y=0} = \frac{1}{\rho\omega^2} \frac{\partial p_2(x, y, z)}{\partial y}\Big|_{y=0}, \tag{8}$$

(ρ — плотность жидкости), можно свести дифференциальное уравнение (6) к алгебраическому. Решив его, мы получим выражение для звукового давления $p_2(x, y, z)$ в нижнем полупространстве, которое в нашем случае равно функции $Q(\ldots)$ и представляется в виде двух слагаемых (при $\beta >> 1$, $b\beta >> 1$, $k\mathbf{R} >> 1$):

$$p_2(x, y, z) = p_{21}(x, y, z) + p_{22}(x, y, z), \tag{9}$$

где $p_{21}(x, y, z) = \frac{1}{2} \exp(ik\lambda_2 z + ik\lambda_1 x - ky(\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1)^{1/2}$;

$$p_{22}(x, y, z) = \frac{1}{2(2\pi k\mathbf{R})^{1/2}} \frac{\gamma_F(\lambda_2)\, \beta^{3/2} \cos\vartheta\, (1 - \lambda_2^2)^{1/4} (\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1)^{1/2}}{L(\lambda_1, \lambda_2)} \cdot$$

$$\cdot \exp[-k\lambda_2 z + i(1 - \lambda_2^2)^{1/2} k\mathbf{R} - i\pi/4] \exp(ik\lambda_1 x_0),$$

ϑ — угол между радиусом-вектором $\mathbf{R}$, проведенным из ребра в точку наблюдения, и нормалью к пластине (см. рис. 1); $\beta = f_{гр}/f$, $f_{гр}$ — граничная частота, при которой длина волны в жидкости равна длине изгибной волны в пластине; f — частота; $b\beta = \rho c/\omega m$; c — скорость звука в жидкости; m — масса пластины на

единицу площади. Функции $\gamma_F(\ldots)$ и $L(\ldots)$ зависят от параметров пластины. Выражение для $L(\ldots)$ приведено в [1], где вместо η надо подставить λ_1; выражение для $\gamma_F(\ldots)$ представлено в работе [5], где вместо ε надо подставить λ_2.

Первый член в формуле (9) определяет излучение звука безреберной пластины, а второй член учитывает влияние ребра.

Найдем звуковое давление, которое создает безреберная пластина под воздействием неоднородного поля ТПД. Для этого подставим соотношение (5) и первый член формулы (9) в выражение (1); для случая тонкой пластины и низких частот (при $b\beta >> 1$), учитывая также, что для практически важных случаев $\gamma_1 >> k\lambda_2$, $\beta_1 >> k(\lambda_{11} + \lambda_{12})/2$ получим

$$\overline{p}_{21}^2(\mathbf{R}, \omega) = \frac{k^3 P(\omega) S_0}{32\pi^3} \iiint\limits_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(ikx(\lambda_{12} - \lambda_{11})\right) + iky\left[(1 - \lambda_{12}^2 - \lambda_2^2)^{1/2} - \right.$$

$$\left. - (1 - \lambda_{11}^2 - \lambda_2^2)^{1/2}\right] \pi\varepsilon \cdot \exp\left(-k\varepsilon\,|\lambda_{11} - \lambda_{12}|\right) d\lambda_{11}\, d\lambda_{12} d\lambda_2, \tag{10}$$

где $S_0 = 4\alpha_1[\gamma_1(\alpha_1^2 + \beta_1^2)]$ — интегральная площадь корреляции.

Рассмотрим вычисление интеграла (10) для двух случаев. Для однородного поля (при $\varepsilon \to \infty$) подынтегральное выражение содержит δ-функцию, и выражение (10) принимает вид:

$$\overline{p}_{210}^2(R, \omega) = \frac{k^2}{16\pi} P(\omega) S_0, \tag{11}$$

что полностью соответствует работе [1].

В этом случае величина давления в жидкости не зависит от удаления точки наблюдения от пластины.

Для сильно неоднородного поля (при $\varepsilon \to 0$) (этот случай эквивалентен линейной силе, приложенной к пластине): вычисление интеграла (10) методом перевала дает следующий результат:

$$\overline{p}_{21\text{сн}}^2(\mathbf{R}, \omega) = \frac{k^3\varepsilon}{32} P(\omega) S_0 \frac{\cos^2\vartheta_0}{k\mathbf{R}_0}, \tag{12}$$

где $\mathbf{R}_0$ — модуль радиус-вектора, проведенного из начала координат в точку наблюдения; ϑ_0 — угол между $\mathbf{R}_0$ и осью OY. В этом случае величина давления в жидкости изменяется по цилиндрическому закону.

Перейдем теперь к влиянию ребра на звукоизлучение пластины. Для этого, проделывая аналогичные выкладки со вторым членом выражения (9), получим:

$$\overline{p}_{22}^2(\mathbf{R}, \omega) = \frac{k^2\,|\gamma F(0)|^2 \beta^3 P(\omega) S_0 \cos^2\vartheta}{4(2\pi)^4 \mathbf{R}} \int\limits_{-1}^{+1} d\lambda_2 \cdot$$

$$\cdot \left(1 - \lambda_2^2\right)^{1/2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\lambda_{12}(\lambda_{12}^2 + \lambda_2^2 - 1)^{1/2}}{L(\lambda_{12}, \lambda_2)} \exp\left(ikx_0\lambda_{12}\right) \cdot$$

$$\cdot \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\lambda_{11}(\lambda_{11}^2 + \lambda_2^2 - 1)^{1/2 *}}{L^*(\lambda_{11}, \lambda_2)} \exp\left(ikx_0\lambda_{11}\right)^* \cdot \pi\varepsilon \exp\left(-k\varepsilon\,|\lambda_{11} - \lambda_{12}|\right), \tag{13}$$

где знак * означает комплексно-сопряженную величину.

В предельных случаях имеем (при $\beta >> 1$, $b\beta >> 1$, $k\mathbf{R} >> 1$): а) для однородного поля ($\varepsilon \to \infty$) приближенное значение интеграла легко вычисляется, ибо в этом случае экспоненциальная функция $\exp(-k\varepsilon|\lambda_{11} - \lambda_{12}|)$ превращается в δ-функцию. При $\beta >> 1$ имеем:

$$\overline{p}^2_{220}(\mathbf{R}, \omega) = \frac{k^2 |\gamma F(0)|^2 \beta^3 P(\omega) S_0 \cos^2 \vartheta}{128\pi q_1^7 \eta k R}; \tag{14}$$

б) в случае сильно неоднородного поля ($\varepsilon \to 0$) приближенное вычисление интеграла несколько сложнее; приходится брать вычеты в полюсах $\lambda_{12} = (q_1^2 - \lambda_2^2)^{1/2}$ и $\lambda_{11} = (q_1^2 - \lambda_2^2)^{1/2}$. Окончательное выражение имеет вид:

$$\overline{p}^2_{22\,\text{сн}}(R, \omega) = \frac{k^2\varepsilon |\gamma F(0)|^2 \beta^3 Q_0 P(\omega) S_0 \cos^2 \vartheta}{64 k R q_1^2} \cdot \exp(-k x_0 q_1^2 \eta/2), \tag{15}$$

где $q_1 = k_и/k$ [2]. $Q_0 = (q_1^2 - 1)/5q_1^4 - 4q_1^2 - \beta^2$,

$k_и$ — волновое число изгибных волн в пластине, соприкасающейся с жидкостью; η — коэффициент потерь в материале пластины. Используя формулы (1), (5) и (13), составим отношение

$$\varkappa = \frac{p^2_{22}(R, \omega)}{\overline{p}^2_{соб}}, \tag{16}$$

которое показывает, как изменяется квадрат величины акустического давления в неоднородном поле сил по сравнению со случаем излучения звука пластиной без ребра под воздействием однородного поля при одном и том же спектре мощности случайных сил в начале координат ($p^2_{соб} = k^2 P(\omega) S_0/16\pi$).

Подставляя (13) в (16), после несложных преобразований получим

$$\varkappa = \frac{|\gamma F(0)|^2 \beta^3 \cos^2 \vartheta}{2\pi^2 R} \int_0^1 (1 - \lambda_2^2)^{1/2} d\lambda_2 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\lambda_{12}^2 + \lambda_2^2 - 1)^{1/2}}{L(\lambda_{12}, \lambda_2)} \exp(ikx_0\lambda_{12})\, d\lambda_{12} \cdot$$

$$\cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\lambda_{11}^2 + \lambda_2^2 - 1)^{1/2 *}}{L^*(\lambda_{11}, \lambda_2)} \exp(ikx_0\lambda_{11})^* \cdot \varepsilon \exp(-k\varepsilon |\lambda_{11} - \lambda_{12}|)\, d\lambda_{11}, \tag{17}$$

где знак * означает комплексно-сопряженную величину.

В случае однородного поля ТПД с учетом (14) имеем:

$$\varkappa_0 = \frac{|\gamma F(0)|^2 \beta^3 \cos^2 \vartheta}{8 q_1^7 \eta k R}. \tag{18}$$

Для неоднородного поля ТПД с учетом (15) имеем

$$\varkappa_{сн} = \frac{\pi k \varepsilon |\gamma F(0)|^2 \beta^3 \cos^2 \vartheta}{64 k R q_1^6} \cdot \exp(-k x_0 q_1 \eta/2). \tag{19}$$

Введем параметр T, учитывающий влияние степени неоднородности потока на звукоизлучение пластины с одиночным ребром жесткости,

$$T = \frac{\overline{p}^2_{22}(\mathbf{R}, \omega)}{\overline{p}^2_{220}(\mathbf{R}, \omega)} = \frac{\varkappa}{\varkappa_0}. \tag{20}$$

В предельном случае неоднородного поля ($\varepsilon \to 0$), взяв отношения (19) и (18), получаем

$$T_{сн} = \frac{\varkappa_{сн}}{\varkappa_0} = k\varepsilon\pi q_1 \eta \cdot \exp(-k x_0 q_1 \eta/2)/8. \tag{21}$$

Из выражения (21) следует, что при удалении максимума неоднородных сил от ребра и при увеличении внутренних потерь в пластине излучение звука пластиной за счет наличия на ней ребра в случае неоднородного поля становится меньше, чем в случае однородного поля с фиксированным значением спектра мощности $P(\omega)$ вдоль координаты. Это уменьшение происходит также и при

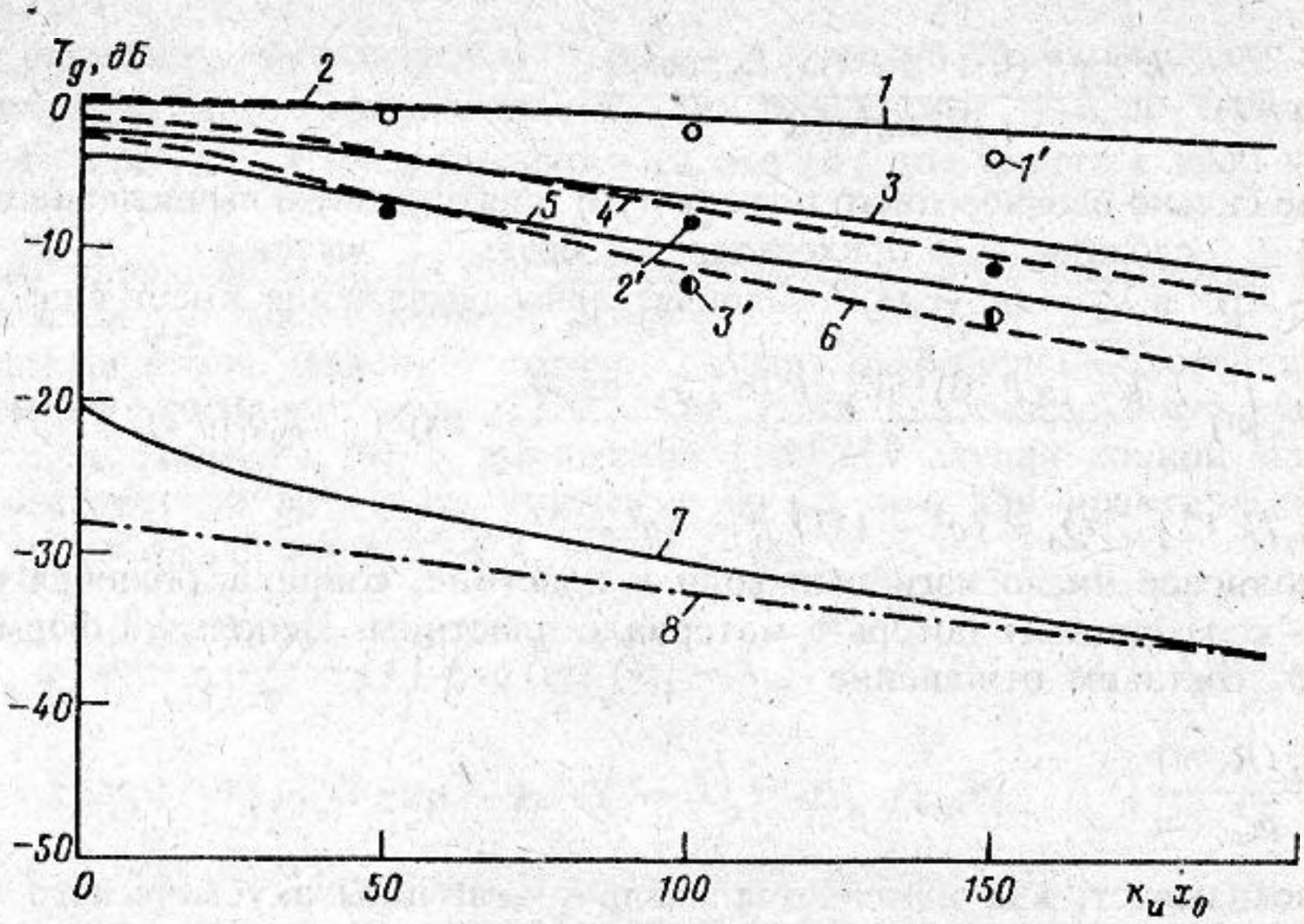

Рис. 2. Зависимость величины T от расстояния до ребра для пластины с $\beta = 80{,}65$, $b\beta = 29{,}84$ при различных значениях ε и η; расчет по формуле (22): *1* — при $k\varepsilon = 20$ и $\eta = 0{,}02$; *2* — при $k\varepsilon = 20$ и $\eta = 0{,}04$; *3* — при $k\varepsilon = 4$ и $\eta = 0{,}02$; *4* — при $k\varepsilon = 4$ и $\eta = 0{,}04$; *5* — при $k\varepsilon = 2$ и $\eta = 0{,}02$; *6* — при $k\varepsilon = 2$ и $\eta = 0{,}04$; *7* — при $k\varepsilon = 0{,}02$ и $\eta = 0{,}02$; расчет по асимптотической формуле (21); *8* — при $k\varepsilon = 0{,}02$ и $\eta = 0{,}02$; расчет по формуле (20) для $\eta = 0{,}02$; *1'* — при $k\varepsilon = 20$; *2'* — при $k\varepsilon = 4$; *3'* — при $k\varepsilon = 2$

уменьшении коэффициента ε, характеризующего степень неоднородности поля. При $\varepsilon \to 0$ имеет место сильная неоднородность поля; при этом суммарная мощность сил, действующая на пластину при фиксированном $P(\omega)$, также уменьшается.

Влияние степени неоднородности в поле случайных сил на величину акустического давления, создаваемого пластиной, подкрепленной одиночным ребром жесткости, можно оценить и другим, приближенным способом.

Для этого действия неоднородного поля ТПД на пластину заменим действием случайных сил, каждая из которых имеет величину $F(x, \omega) = \sqrt{P_н(x, \omega)}\, S_0$ и действует в пределах площадки корреляции S_0 турбулентного пограничного слоя. Тогда от каждой такой силы распространяется изгибная волна, которая, встречая на своем пути препятствие в виде ребра, трансформируется в звуковую. Величина этого звукоизлучения будет зависеть от квадрата колебательной скорости ребра, который можно определить энергетически как суперпозицию квадратов колебательных скоростей изгибных волн, возбуждаемых каждой из сосредоточенных сил, действующих в пределах пластины.

В этом случае выражение для T примет вид

$$T = \frac{\sum\limits_{n=0}^{\infty} f_3(x)\, w^2(x_0, x)}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} w^2(x_0, x)}, \tag{22}$$

где $\dot{w}(x_0, x)$ — колебательная скорость пластины в месте установки ребра, расположенного в точке с координатой x_0, при возбуждении пластины сосредоточенной силой в точке с координатой x (см. [1], выражение (22), в которое

надо подставить $r = |x - x_0|$; $f_3(x)$ — функция, описывающая изменение спектра мощности случайных сил вдоль пластины (см. выражение (4)).

На рис. 2 представлены результаты расчета выражения T, выполненного по формулам (17) и (22) при различных значениях ε и η для пластины со следующими параметрами: $\beta = 80{,}65$; $b\beta = 29{,}84$; для ребра $z_p \to \infty$. Видно, что с увеличением степени неоднородности, коэффициента внутренних потерь и расстояния от максимума неоднородных сил до ребра звукоизлучение пластины с ребром жесткости уменьшается по сравнению со звукоизлучением той же пластины, находящейся под действием однородности поля случайных сил. Из рис. 2 также видно удовлетворительное совпадение результатов расчета по точной (20), асимптотической (21) и приближенной (22) формулам. Это обстоятельство позволяет использовать энергетический метод для расчета звукоизлучения пластины, находящейся под действием неоднородного поля ТПД, интенсивность которых изменяется в пространстве по произвольному закону $f_3(x)$, в том числе и в случае асимметрии кривой $f_3(x)$, что обычно и имеет место в реальных условиях обтекания тела потоком жидкости или газа.

Таким образом, в настоящей работе на основе метода интегральных преобразований и энергетического метода получены точное и приближенное выражения для определения влияния степени неоднородности в поле случайных сил на величину акустического давления, создаваемого пластиной с одиночным ребром жесткости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Романов И. Н.* Излучение звука пластиной, возбуждаемой неоднородным полем случайных сил//Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 239—245.
2. *Евсеев В. Н., Иванов В. С., Романов В. Н.* Об определении звукового давления, создаваемого пластиной с ребрами жесткости под воздействием случайной нагрузки//Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 220—227.
3. *Смольяков А. В., Ткаченко В. М.* Влияние пространственной неоднородности пограничного слоя на его звукоизлучение//II-й Всесоюз. симпоз. по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. М.: Наука, 1979. С. 82—85.
4. *Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978, 463 с.
5. *Романов В. Н.* Звукоизлучение бесконечной пластины с ребром жесткости, возбуждаемой сосредоточенной силой//VIII Всесоюз. акуст., конф., секция С, индекс СП$_8$-9. М.: АКИН, 1973.

Центральный научно-исследовательский институт им. А. Н. Крылова

Поступила в редакцию 25.11.92

I. G. Bulatov, V. N. Romanov

INFLUENCE OF TURBULENT FLOW INHOMOGENEITY RATE ON SOUND EMISSION BY A PLATE WITH A SINGLE RIB

The authors have considered a problem on the influence of random forces field inhomogeneity on the value of sonic pressure produced by a plate enforced by a single rib. Approximate and exact formulas are found out. Theoretical results have been confirmed experimentally.