

УДК 534.26

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЛАСТИНОЙ, КОЛЕБЛЮЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Р. А. Мхитаров

Теоретически рассмотрено излучение во френгоферовой зоне тонкой упругой однородной прямоугольной пластины, колеблющейся под действием пульсаций давления в турбулентном пограничном слое. Найден средний квадрат звукового давления пластины и проанализирована его зависимость от частоты, направления излучения и характеристик пристеночных пульсаций давления. Приведены рассчитанные с помощью ЭЦВМ характеристики направленности и спектральная плотность излучения для дюралюминиевой пластины размерами $22 \times 18 \times 0,2$ см.

Излучение звука ограниченными тонкими пластинами, возбуждаемыми полем случайных или детерминированных сил, изучено до сих пор недостаточно. Случай детерминированного поля — рассеяние плоской волны, падающей под произвольным углом на ограниченную тонкую пластину, — подробно рассмотрен в работе [1]. Полученные в этой работе результаты справедливы для больших, по сравнению с длиной звуковой волны в жидкости, размеров пластины, когда можно пренебречь взаимодействием между различными формами колебаний пластины. Излучение звука тонкой прямоугольной пластиной, возбуждаемой полем случайных сил — пульсаций давления в турбулентном пограничном слое — рассмотрено в работе [2]. Полученные в ней результаты относятся к ортогональным формам колебаний пластины в частном случае малого, по сравнению с размерами пластины, радиуса корреляции пульсаций давления.

Нами определено поле излучения во френгоферовой зоне шарнирно-опертой по контуру прямоугольной пластины, возбуждаемой пульсациями давления в турбулентном пограничном слое, в широком диапазоне соотношений между размерами пластины, длиной волны в жидкости и радиусом корреляции пульсаций давления с учетом взаимосвязи между различными формами колебаний пластины.

Задачу мы решаем для фиксированной частоты ω , опуская всюду множитель $\exp(-i\omega t)$, считая, что пластина длиной a и шириной b заключена в бесконечный плоский и жесткий экран в плоскости (x, y) и помещена в среду, плотность и скорость звука в которой равны соответственно ρ и c .

С одной стороны, $z < 0$, пластину обтекает плоский поток в направлении оси x . У поверхности пластины имеет место развитый турбулентный пограничный слой, поле пульсаций давления в котором $p_w(x, y)$ мы считаем случайной однородной функцией x, y . Требуется найти поле излучения $p(x, y, z)$, удовлетворяющее уравнению Гельмгольца

$$(\Delta + k^2)p(x, y, z) = 0 \mid_{z > 0}, \quad (1)$$

граничным условиям

$$\partial p(x, y, z) / \partial z \mid_{z=0} = \rho \omega^2 \zeta(x, y) \mid_{\text{на } S}, \quad (2)$$

$$\partial p(x, y, z) / \partial z \mid_{z=0} = 0 \mid_{\text{вне } S}, \quad (3)$$

и условию излучения на бесконечности. Здесь S — площадь пластины, $\zeta(x, y)$ — смещение пластины, удовлетворяющее уравнению изгибных колебаний пластины

$$\hat{L}\zeta(x, y) = p_w(x, y) - p(x, y, z) |_{z=0} \quad (4)$$

и гранично-контактным условиям на краях

$$\zeta(x, y) = \partial^2 \zeta(x, y) / \partial x^2 = 0 \quad \text{при } x = 0, x = a, \quad (5)$$

$$\zeta(x, y) = \partial^2 \zeta(x, y) / \partial y^2 = 0 \quad \text{при } y = 0, y = b, \quad (6)$$

где

$$\hat{L} = D_0(\partial^4 / \partial x^4 + 2\partial^4 / \partial x^2 \partial y^2 + \partial^4 / \partial y^4) - \rho_0 h_0 \omega^2,$$

$D_0 = \frac{E_0 h_0^3}{12(1 - \sigma_0^2)}$ — цилиндрическая жесткость, E_0 — модуль Юнга, σ_0 —

коэффициент Пуассона, ρ_0 — плотность материала пластины, h_0 — толщина пластины.

Решение уравнения (1), удовлетворяющее граничным условиям (2) и (3), запишется в виде одночленной формулы Грина:

$$p(x, y, z) = -\frac{i\omega\rho}{2\pi} \iint_S v(\xi, \eta) \frac{\exp(2\pi i R/\lambda)}{R} dS(\xi, \eta), \quad (7)$$

где $R = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2}$ — расстояние от элемента dS до точки наблюдения, λ — длина волны в жидкости, v — нормальная скорость колебаний пластины, связанная со смещением пластины соотношением $v = -i\omega\zeta$.

Решение уравнения (4), удовлетворяющее гранично-контактным условиям (5) и (6), может быть написано в виде (см. работу [3]):

$$v(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\psi_{mn}(x, y)}{Z_{mn} + Z_{mnmn}} \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s f_{mn}^{(s)}, \quad (8)$$

где

$$f_{mn}^{(s)} = \prod_{p=1}^s \sum_{m_p=1}^{\infty} \sum_{n_p=1}^{\infty} \frac{Z_{m_{p-1}n_{p-1}m_p n_p}}{Z_{m_p n_p} + Z_{m_p n_p m_p n_p}} f_{m_s n_s},$$

$$m_0 = m, \quad n_0 = n.$$

Здесь $\psi_{mn}(x, y) = \sin\left(\frac{\pi m x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi n y}{b}\right)$, $m, n = 1, 2, 3, \dots$ — собственные формы колебаний шарнирно-опертой по контуру прямоугольной пластины,

$f_{mn} = \left(\frac{4}{ab}\right) \int_0^a \int_0^b p_w(x, y) \psi_{mn}(x, y) dx dy$ при $m, n = 1, 2, 3, \dots$ — коэффици-

енты разложения по собственным функциям для пульсаций давления, Z_{mn} при $m, n = 1, 2, 3, \dots$ — импедансы изгибных колебаний пластины для mn -формы колебаний,

$$Z_{m_i n_i m_j n_j} \text{ при } m, n = 1, 2, 3, \dots, i, j = 0, 1, 2, \dots$$

— импедансы излучения пластины [3].

Звуковое давление, создаваемое колебаниями пластины, будем искать на большом удалении от пластины во френгоферовой зоне. В этом случае в уравнении (7) множитель $1/R$ можно вынести за знак интеграла, а фазу

экспоненциального множителя представить в виде

$$2\pi R / \lambda = 2\pi R_0 / \lambda - (k_x \xi + k_y \eta),$$

где

$$R_0 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \chi \cos \varphi, \quad k_y = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \chi \sin \varphi,$$

χ — угол между направлением на точку наблюдения и пластиной, φ — угол между проекцией этого направления на пластину и осью x .

Подставив выражение (8) в формулу (7) и произведя интегрирование, получим

$$p(x, y, z) = \frac{2\pi i \rho \omega S \exp \left\{ \frac{2\pi i R_0}{\lambda} - \frac{i k_x a}{2} - \frac{i k_y b}{2} \right\}}{R_0} \times \\ \times \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{U_m V_n}{Z_{mn} + Z_{mnmn}} \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s f_{mn}^{(s)}, \quad (9)$$

где

$$U_m = (m S_m) / [(m\pi)^2 - (k_x a)^2], \quad V_n = (n S_n) / [(n\pi)^2 - (k_y b)^2], \\ S_m = \cos(k_x a / 2) \delta_{m, 2M-1} + i \sin(k_x a / 2) \delta_{m, 2M}, \\ S_n = \cos(k_y b / 2) \delta_{n, 2N-1} + i \sin(k_y b / 2) \delta_{n, 2N},$$

$\delta_{m, n}$, $m, n = 1, 2, 3, \dots$ — символы Кронекера, M, N — любые целые числа.

Перейдем в выражении (9) к квадратичным величинам. Обозначая звездочкой комплексно-сопряженную величину и усреднив по ансамблю, определим средний квадрат звукового давления пластины на частоте ω :

$$\langle p(x, y, z) p^*(x, y, z) \rangle = \frac{4\pi^2 \rho^2 \omega^2 S^2}{R_0^2} \times \\ \times \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{U_m U_k^* V_n V_j^*}{(Z_{mn} + Z_{mnmn})(Z_{kj} + Z_{kj kj})} \times \\ \times \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^{s+r} \langle f_{mn}^{(s)} f_{kj}^{(r)*} \rangle, \quad (10)$$

где

$$\langle f_{mn}^{(s)} f_{kj}^{(r)*} \rangle = \prod_{p=1}^s \prod_{q=1}^r \times \\ \times \sum_{m_p=1}^{\infty} \sum_{n_p=1}^{\infty} \sum_{k_q=1}^{\infty} \sum_{j_q=1}^{\infty} \frac{Z_{m_{p-1} n_{p-1} m_p n_p} Z_{k_{q-1} j_{q-1} k_q j_q}^*}{(Z_{m_p n_p} + Z_{m_p n_p m_p n_p})(Z_{k_q j_q}^* + Z_{k_q j_q k_q j_q}^*)} \langle f_{m_s n_s} f_{k_r j_r}^* \rangle,$$

$m_0 = m$, $n_0 = n$, $k_0 = k$, $j_0 = j$, $s, r = 0, 1, 2, \dots$, $m, n, k, j = 1, 2, 3, \dots$. Корреляцию коэффициентов разложения для пульсаций давления $\langle f_{m_s n_s} f_{k_r j_r}^* \rangle$ напомним в виде

$$\langle f_{mn} f_{kj}^* \rangle = (4/ab)^2 \int_0^a \int_0^b \int_0^a \int_0^b \langle p_w(x, y) p_w^*(x', y') \rangle \psi_{mn}(x, y) \psi_{kj}(x', y') dx dy dx' dy'.$$

Здесь

$$\langle p_w(x, y) p_w^*(x', y') \rangle = \langle p_w^2 \rangle R(x - x', y - y'),$$

где $\langle p_w^2 \rangle$ — средний квадрат пульсаций давления, $R(x - x', y - y')$ — нормированная функция корреляции пульсаций давления в турбулентном пограничном слое на пластине. Приняв функцию корреляции пульсаций

давления в виде [4]

$$R(x-x', y-y') = \Phi(\omega) \exp \left[-\frac{C_1 \omega}{v_c} |x-x'| - \frac{C_2 \omega}{v_c} |y-y'| \right] \cos \left[\frac{\omega}{v_c} (x-x') \right], \quad (11)$$

где $\Phi(\omega)$ — спектр, v_c — конвективная скорость, а C_1 и C_2 — коэффициенты затухания пульсаций давления на пластине, мы можем определить корреляцию $\langle f_{mn} f_{kj}^* \rangle$

$$\langle f_{mn} f_{kj}^* \rangle = \langle p_w^2 \rangle \Phi(\omega) P_{mk} Q_{nj},$$

$$m, n, k, j = 1, 2, 3, \dots$$

Здесь

$$P_{mk} = \frac{2\gamma_a (2\gamma_a^2 + \alpha_m^2 + \beta_m^2)}{(\gamma_a^2 + \alpha_m^2)(\gamma_a^2 + \beta_m^2)} \delta_{m,k} + \frac{2(\alpha_m - \beta_m)(\alpha_k - \beta_k)}{(\gamma_a^2 + \alpha_m^2)(\gamma_a^2 + \beta_m^2)(\gamma_a^2 + \alpha_k^2)(\gamma_a^2 + \beta_k^2)} \times$$

$$\times \{ [\gamma_a^2(\gamma_a^2 - \alpha_m \beta_m - \alpha_k \beta_k) - \gamma_a^2(\alpha_m + \beta_m)^2 + \alpha_m \beta_m \alpha_k \beta_k] \times$$

$$\times [1 - \exp(-\gamma_a) \cos \alpha_m] + \gamma_a(\alpha_m + \beta_m)(2\gamma_a^2 - \alpha_m \beta_m - \alpha_k \beta_k) \times$$

$$\times \exp(-\gamma_a) \sin \alpha_m \} \delta_{m+k, 2M},$$

$$Q_{nj} = \frac{4\gamma_b}{[\gamma_b^2 + (n\pi)^2]} \delta_{n,j} +$$

$$+ \frac{2(\alpha_n - \beta_n)(\alpha_j - \beta_j)}{[\gamma_b^2 + (n\pi)^2][\gamma_b^2 + (j\pi)^2]} [1 - (-1)^n \exp(-\gamma_b)] \delta_{n+j, 2N},$$

где $\alpha_s = (\omega a / v_c) + s\pi$, $\gamma_a = (C_1 \omega a / v_c)$,

$$\beta_s = (\omega a / v_c) - s\pi, \quad \gamma_b = (C_2 \omega b / v_c), \quad s = 1, 2, 3, \dots$$

Функции P_{mk} и Q_{nj} зависят от корреляционных свойств пульсаций давления на пластине соответственно в продольном и поперечном направлениях относительно потока.

Выражение для среднего квадрата звукового давления (10) с корреляционной функцией в виде (11) справедливо в широком диапазоне соотношений между радиусом корреляции внешней силы, длиной волны в жидкости и размерами пластины. В ряду случаев, разобранных в работе [3], выражение для среднего квадрата поля давления (10) может быть значительно упрощено, например, если можно пренебречь членами, учитывающими взаимодействие различных форм колебаний пластины, или когда радиус корреляции пульсаций давления много меньше размеров пластины. При этом

$$P_{mk} Q_{nj} \simeq \frac{3}{\pi^2} \left(\frac{C_1}{C_2} \right) \left(\frac{\lambda}{a} \right) \left(\frac{\lambda}{b} \right) \left(\frac{v_0}{c} \right)^3 \delta_{m,k} \delta_{n,j},$$

$$\Phi(\omega) \simeq \frac{1}{\pi^2 \omega} (\lambda / \delta^*) (v_0 / c)$$

и выражение для среднего квадрата поля звукового давления приобретает вид

$$\langle p^2 \rangle = \frac{24(\rho c)^2 S \langle p_w^2 \rangle}{R_0^2 \omega} \left(\frac{C_1}{C_2} \right) \left(\frac{\lambda}{\delta^*} \right) \left(\frac{v_0}{c} \right)^3 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left| \frac{U_m V_n}{Z_{mn} + Z_{mnmn}} \right|^2.$$

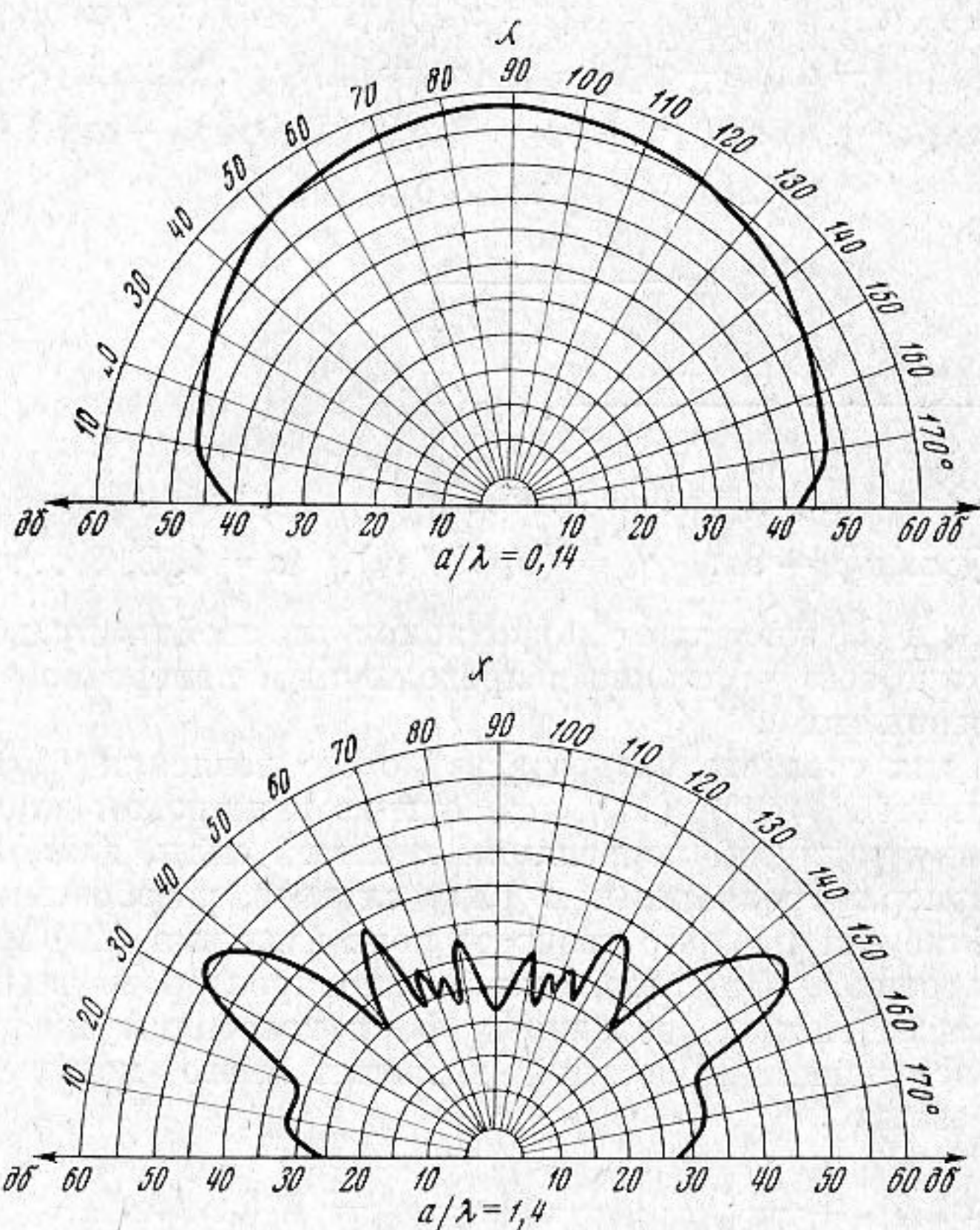
Так как $\langle p_w^2 \rangle \sim v_0^4$, то $\langle p^2 \rangle \sim \left(\frac{v_0}{c} \right)^7$. Излучение тонкой пластины на высоких частотах оказывается, таким образом, пропорциональным седьмой степени числа Маха, а характеристика направленности имеет много лепестков.

Исследуем частотный и пространственный спектры среднего квадрата звукового давления прямоугольной пластины. Изменяя угловые координаты

наты χ , φ точки наблюдения, можно найти зависимость среднего квадрата давления от направления распространения волны (характеристики направленности по χ и φ). Максимумы излучения пластины будут соответствовать определенным направлениям, для которых выполняется одно из условий пространственного резонанса [1]:

$$\left. \begin{aligned} \cos \chi \cos \varphi &= (m/2)(\lambda/a), & (k/2)(\lambda/a), & m, k = 1, 2, 3, \dots \\ \cos \chi \sin \varphi &= (n/2)(\lambda/b), & (j/2)(\lambda/b), & n, j = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \right\} (12)$$

Физически это условие означает, что распределение амплитуд в излучаемой звуковой волне, бегущей в данном направлении, совпадает с одной из форм колебаний пластины.



Фиг. 1

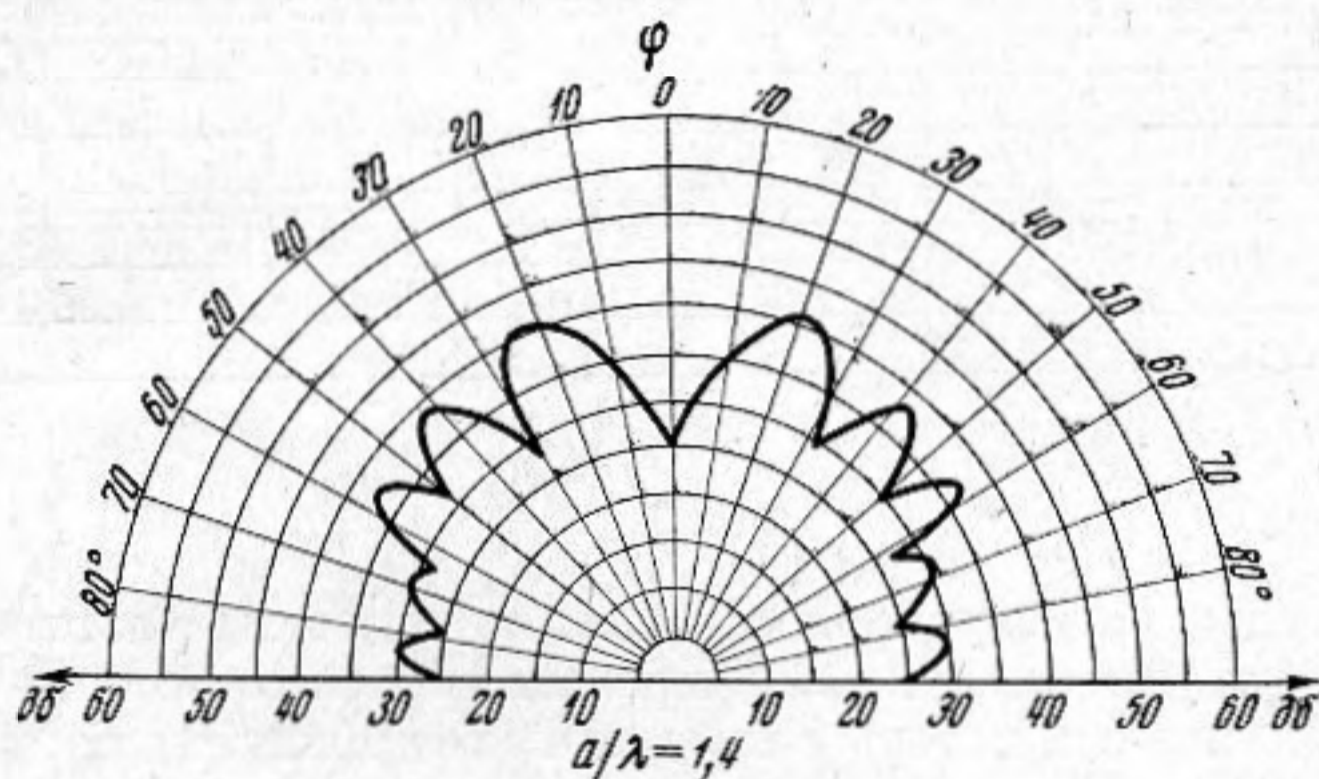
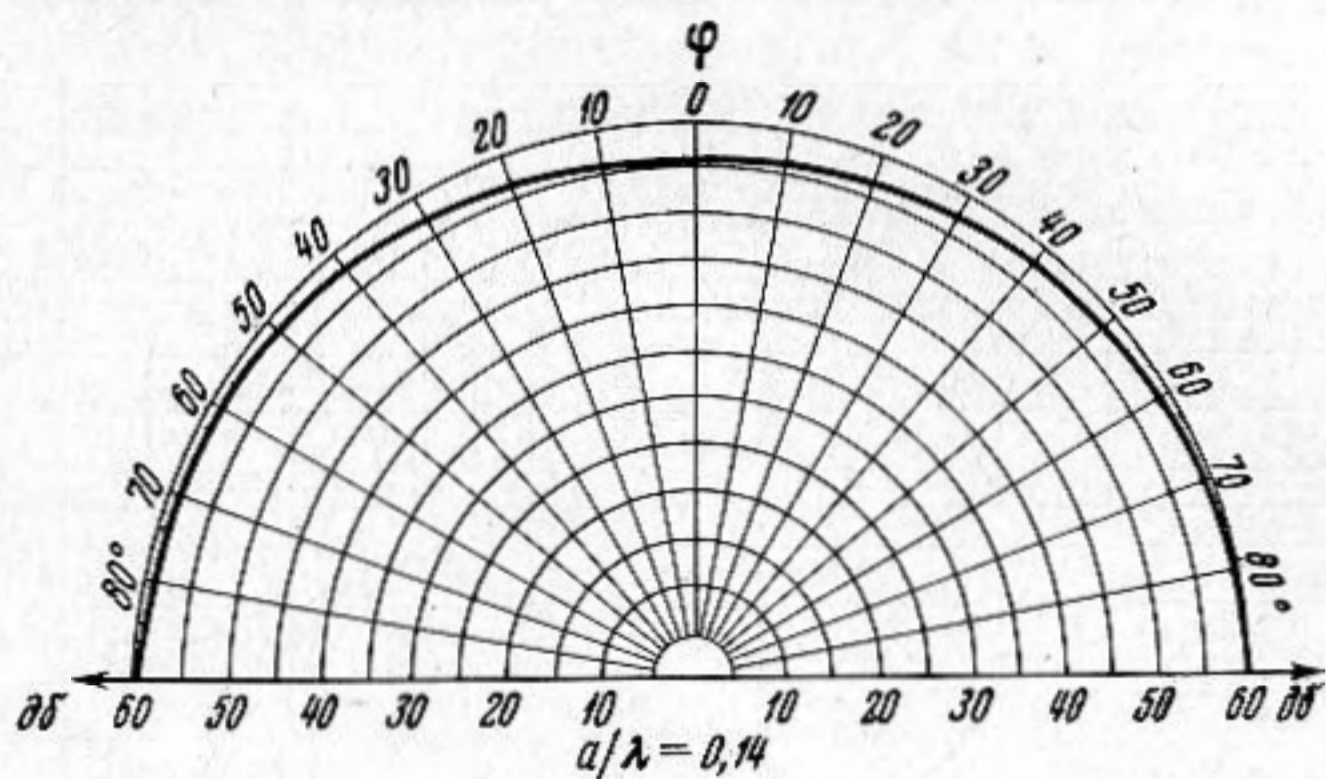
На фиг. 1 и 2 показаны характеристики направленности излучения дюралюминиевой пластины размерами $22 \times 18 \times 0,2$ см. Характеристики направленности рассчитывались с помощью ЭЦВМ для двух различных соотношений между длиной волны в жидкости и размерами пластины $a/\lambda = 0,14$ и $a/\lambda = 1,4$, что соответствовало двум частотам: ниже основного резонанса пластины и много превосходящей его. Характеристики получены в двух взаимно перпендикулярных плоскостях $\varphi = \text{const}$ и $\chi = \text{const}$ по углу скольжения χ между направлением на точку наблюдения и плоскостью пластины ($\varphi = 60^\circ$) через 1° от $\chi = 1^\circ$ до $\chi = 179^\circ$ и по углу φ между проекцией этого направления на плоскость (x, y) и осью x ($\chi = 60^\circ$) также через 1° от $\varphi = -90^\circ$ до $\varphi = 90^\circ$. Вид пространственного спектра излучения определяется эффектом пространственного резонанса и имеет ярко выраженные максимумы на высоких частотах, там где условия пространственного резонанса (12) выполняются для не-

скольких форм колебаний пластины. На низких частотах излучение имеет ненаправленный характер.

При фиксированных значениях χ и φ увеличение интенсивности излучения наблюдается на частотах, совпадающих с резонансными частотами ω_{mn}^* или ω_{kj}^* , для которых

$$\text{Im} (Z_{mn} + Z_{nm}) = \text{Im} (Z_{kj} + Z_{jk}) = 0, \quad m, n, k, j = 1, 2, 3 \dots$$

Если выполняются одновременно условия пространственного резонанса для mn -формы колебаний пластины и условия равенства собственной частоты колебаний пластины ω_{mn} частоте излучаемой звуковой волны ω , то имеет место так называемый двойной пространственно-частотный резонанс.



Фиг. 2

нанс. Условие двойного пространственно-частотного резонанса можно написать следующим образом:

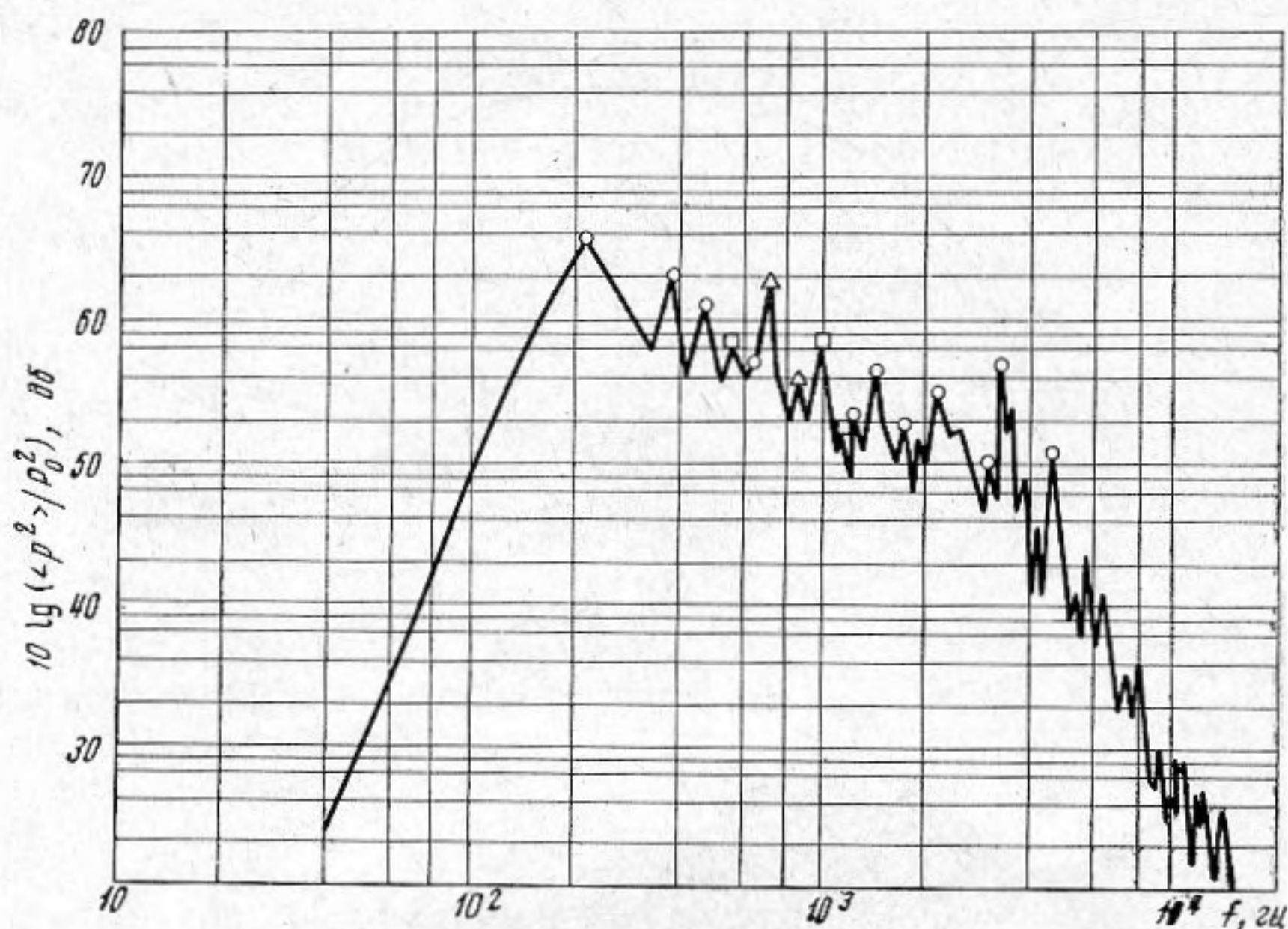
$$\text{Im} Z_{mn} = -i\rho_0 h_0 \omega [1 - (c_{пз}/c)^4 \cos^4 \chi] = 0.$$

Равенство нулю мнимой части импеданса пластины означает, что фазовая скорость волны $c/\cos \chi$, излучаемой в данном направлении χ , совпадает со скоростью изгибных волн в пластине $c_{пз} = (\omega^2 D_0 / \rho_0 h_0)^{1/4}$. При $c_{пз} < c$ двойной резонанс наблюдаться не будет.

Кроме перечисленных выше резонансов для пластины, обтекаемой турбулентным потоком, имеется специфический вид резонанса, называемый акустико-гидродинамическим резонансом. В связи с этим отметим, что модель пульсаций давлений, описываемая корреляционной функцией в виде (11), эквивалентна представлению пульсаций давления в виде поля затухающих волн, бегущих вдоль поверхности пластины с некоторыми близкими друг другу скоростями. Средняя скорость этих волн называется конвективной скоростью v_c , а отношение $\omega/v_c = k_c$ — волновым числом пуль-

саций давления. Если оказывается, что распределение амплитуд этих волн совпадает с одной из форм собственных колебаний пластины, т. е. $k_c = (m\pi/a)$, $(k\pi/a)$, $m, k = 1, 2, 3 \dots$, то выполняются условия резонанса (совпадения). Условия совпадения влияют только на функцию P_{mk} , описывающую свойства пульсаций давления в направлении потока.

На фиг. 3 приведен частотный спектр излучения той же пластины (в децибеллах по отношению к нулевому уровню $P_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ г/см·сек²), рассчитанный для следующих параметров $\rho c = 43$ г/см²·сек, $v_c = 10^4$ см/сек, $\delta^* = 0,5$ см, $R_0 = 500$ см, $\langle p_w^2 \rangle^{1/2} = 4 \cdot 10^2$ г/см·сек², $\chi = \varphi = 45^\circ$. Максимумы спектра излучения пластины соответствуют частотному (кружочки), акустико-гидродинамическому (треугольники) и пространственному (квадратики) резонансам. Частотные резонансы приводят к частой



Фиг. 3

осцилляции спектра излучения особенно на высоких частотах, ввиду малого эффекта акустического демпфирования на высоких частотах и малой величины собственных потерь в пластине (коэффициент потерь принимался равным 10^{-3}). Пространственный и акустико-гидродинамический резонансы заметнее всего проявляются для нескольких начальных номеров форм колебаний пластины. На частотах выше 2000 Гц эти резонансы выявляются слабо и на графике они не показаны. На графике не обозначены также частотные резонансы выше 5000 Гц, ввиду их большой скученности на высоких частотах. На частотах ниже основной резонансной частоты пластины спектры излучения имеют одинаково спадающий характер вне зависимости от направления распространения волны по закону $(a/\lambda)^4$.

В заключение сформулируем границы применимости изложенной выше теории. Так как уравнение изгибных колебаний пластины (4) применимо с достаточной точностью до тех пор, пока длина изгибной волны $\lambda_{из}$ превосходит по крайней мере в пять раз толщину пластины, то первый критерий справедливости нашей теории можно записать следующим образом: $\lambda_{из} \geq 5h_0$, или в виде

$$f_b \leq \frac{1}{4h_0^2} \left(\frac{D_0}{\rho_0 h_0} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Условие (13) ограничивает исследуемый частотный диапазон сверху. Для рассматриваемых нами тонких пластин, используемых в авиации и

кораблестроении, верхняя граничная частота f_b , определяемая условием (13), лежит практически выше предельной частоты звукового диапазона частот.

Решение уравнения изгибных колебаний пластины мы представляли в виде рядов по собственным функциям (стоячим волнам) уравнения движения пластины в вакууме. Физически каждую стоячую волну можно представить как сумму двух бегущих волн, отраженных краями пластины и распространяющихся навстречу друг другу. Ясно, что стоячие волны могут существовать в пластине лишь в том случае, если размеры последней меньше пути, на котором бегущие волны затухают, т. е. меньше длины пространственного установления $l_{из}$ [1]. Таким образом, другим критерием применимости нашей теории является условие малости линейных размеров пластины по сравнению с длиной пространственного установления

$$l_{из} \geq 5 \max(a, b). \quad (14)$$

Используя выражение для длины пространственного установления, найденное в работе [1], перепишем (14) в виде

$$f_n \geq \frac{1}{\sin^2 \chi} \frac{(\rho c)^2}{D_0^{1/2} (\rho_0 h_0)^{3/2}} [\max(a, b)]^2. \quad (15)$$

При фиксированных значениях параметров пластины и внешней среды условия (13) и (15) определяют фактический частотный интервал, когда справедлива наша теория

$$\frac{1}{\sin^2 \chi} \frac{(\rho c)^2}{D_0^{1/2} (\rho_0 h_0)^{3/2}} [\max(a, b)]^2 \equiv f_n \leq f \leq f_b \equiv \frac{1}{4h_0^2} \left(\frac{D_0}{\rho_0 h_0} \right)^{1/2},$$

где f_n — нижняя частота частотного интервала.

Для расчета поля излучения пластины нами использовалась функция корреляции пульсаций давления в виде (11), которая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными только при $\omega \delta / v_c > 1$, где δ — толщина пограничного слоя. Чтобы функцию корреляции в виде (11) можно было применить для расчета спектра излучения пластины на низких частотах, когда радиус корреляции пульсаций давления велик по сравнению с размерами пластины, необходимо выполнение следующих условий:

$$C_1 a \ll v_c / \omega < \delta, \quad C_2 b \ll v_c / \omega < \delta. \quad (16)$$

Так как $C_1 \approx 0,1$, $C_2 \approx 0,7$, то условие (16) означает, что размеры пластины должны быть соизмеримы или меньше толщины пограничного слоя.

Условия (16) не всегда выполняются на практике. Толщина пограничного слоя, например, на оболочке летательного аппарата достаточно велика только в хвостовой части фюзеляжа и мала вблизи его носовой части. Хотя, с другой стороны, при расчете звукоизоляции аэродинамических труб с мощными дозвуковыми и сверхзвуковыми потоками такой низкочастотный случай может быть практически реализован, ибо характерный масштаб корреляции в этом случае соизмерим с диаметром (радиусом) трубы.

Настоящая работа выполнена под руководством Л. М. Лямшева, которому автор выражает свою глубокую признательность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Лямшев. Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1955.
2. P. H. White, Transduction of boundary-layer noise by a rectangular panel. J. Acoust. Soc. America, 1966, 40, 6.
3. Р. А. Мхитаров. О взаимодействии форм колебаний тонкой ограниченной пластины в жидкости. Акуст. ж., 1972, 18, 1, 146—150.
4. G. M. Corcos. Resolution of pressure in turbulence. J. Acoust. Soc. America, 1963, 35, 2.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
15 мая 1971 г.