

## УЛУЧШЕНИЕ СТРУКТУРЫ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ ПЛОСКОГО КРУГЛОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

А. Г. Зейде, А. А. Янпольский

Формирование достаточно протяженной области ближнего поля с малой амплитудно-фазовой неравномерностью давления для конечного плоского излучателя необходимо для ряда практических приложений, например при измерении параметров акустических приемников на сокращенных расстояниях.

Структура ближнего поля плоского излучателя простой геометрической формы (круг, прямоугольник) может быть улучшена, в частности, введением особого рода распределения амплитуды по его поверхности. Косвенным критерием для выбора закона распределения может служить вид диаграммы направленности в дальнем поле [1]. Однако решение обратной задачи, т. е. в тех случаях когда это возможно, является более эффективным.

Рассмотрим круглый плоский излучатель радиуса  $R$  в бесконечнопротяженном экране с радиально-симметричным распределением возбуждения его поверхности. Интеграл Гюйгенса для давления на оси в цилиндрической системе координат  $(\rho, \varphi, z)$  в приближении Френеля, справедливом для расстояний  $z > 2R$ , имеет вид:

$$p(z) = j \frac{kp_0}{z} e^{-jkz} \int_0^R f(\rho) e^{-i \frac{k\rho^2}{2z}} \rho d\rho, \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число,  $f(\rho)$  — нормированная функция распределения возбуждения поверхности антенны.

Если учесть, что при замене переменных  $t = \rho^2$ ,  $s = jk/2z$  и увеличение верхнего предела интегрирования до бесконечности выражение (1) приводится к виду преобразования Лапласа — Карсона [2]

$$p(z) e^{jkz} = s \int_0^\infty f(t) e^{-st} dt, \quad (2)$$

то, используя формулу обращения, получим:

$$f(\rho) = \frac{1}{j2\pi} \int_{-\infty}^\infty \lambda z p(z) e^{jkz} e^{j \frac{\pi\rho^2}{\lambda z}} d\left(\frac{1}{\lambda z}\right). \quad (3)$$

Давление на оси, не приводя здесь процесса синтеза его функционального вида, зададим выражением

$$p(z) = p_0 e^{-jkz} \left\{ 1 - \frac{\sin \frac{\pi R^2 n}{\lambda z}}{\frac{\pi R^2}{\lambda z} n \left[ 1 - \left( \frac{nR^2}{\lambda z} \right)^2 \right]} e^{-j \frac{\pi R^2}{\lambda z} (1-n)} \right\}, \quad (4)$$

которое для расстояний  $z \leq nR^2/2\lambda z$  переходит в выражение для плоской волны  $p(z) = p_0 e^{-jkz}$ , а при  $n = 0$  преобразуется в известное выражение для осевого давления круглого поршня с равномерным распределением

$$p(z) = 2p_0 \sin \frac{\pi R^2}{2\lambda z} e^{-jk \left( z + \frac{R^2}{4z} \right)}.$$

Вводя новую переменную  $x = 1/\lambda z$  и подставляя выражение (4) в формулу (3), определим искомую функцию возбуждения в виде интеграла

$$f(\rho) = \frac{1}{j2\pi} \int_{-\infty}^\infty \left\{ \frac{e^{j\pi x \rho^2}}{x} + \frac{\sin \pi n x R^2 e^{j\pi x [\rho^2 - R^2(1-n)]}}{\pi n x R^2 [(n x R^2)^2 - 1]} \right\} dx, \quad (5)$$

решение которого дает:

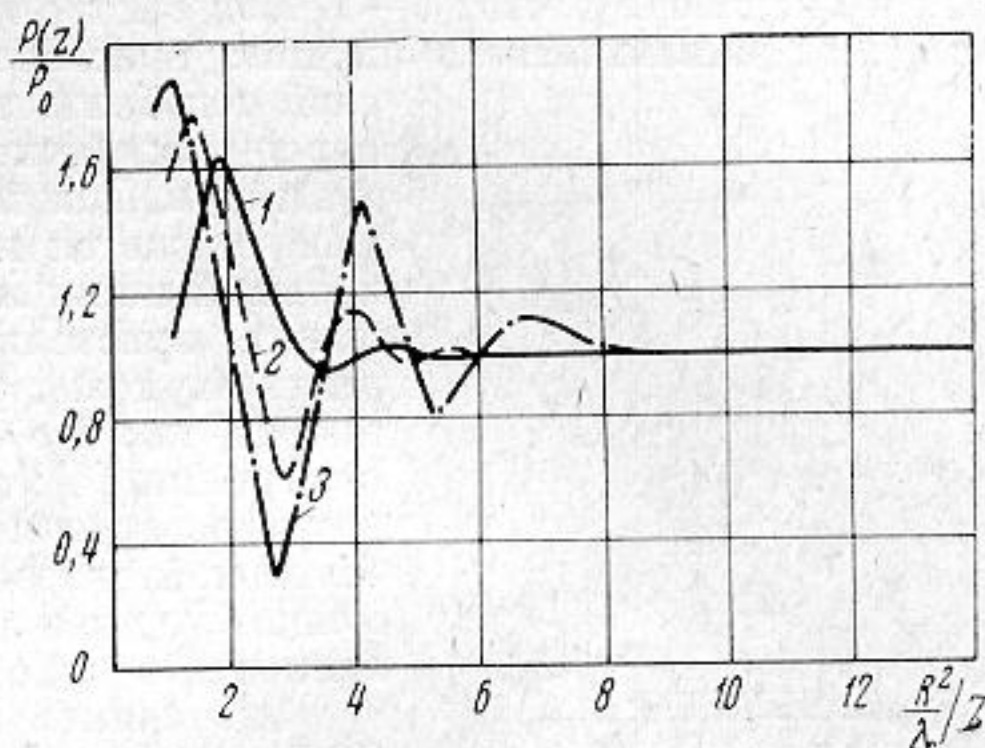
$$f(\rho) = \begin{cases} \frac{R^2 - \rho^2}{2nR^2} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{\pi}{n} \left( 1 - \frac{\rho^2}{R^2} \right) & \text{при } 0 \leq \rho \leq R\sqrt{1-2n} \\ 0 & \text{при } R\sqrt{1-2n} \leq \rho \leq R \\ 0 & \text{при } \rho > R. \end{cases} \quad (6)$$

Из выражения (6) видно, что коэффициент  $n$  характеризует глубину распределения и может изменяться от 0 до 0,5. Поле в поперечных сечениях звукового пучка в этом случае может быть рассчитано по формуле

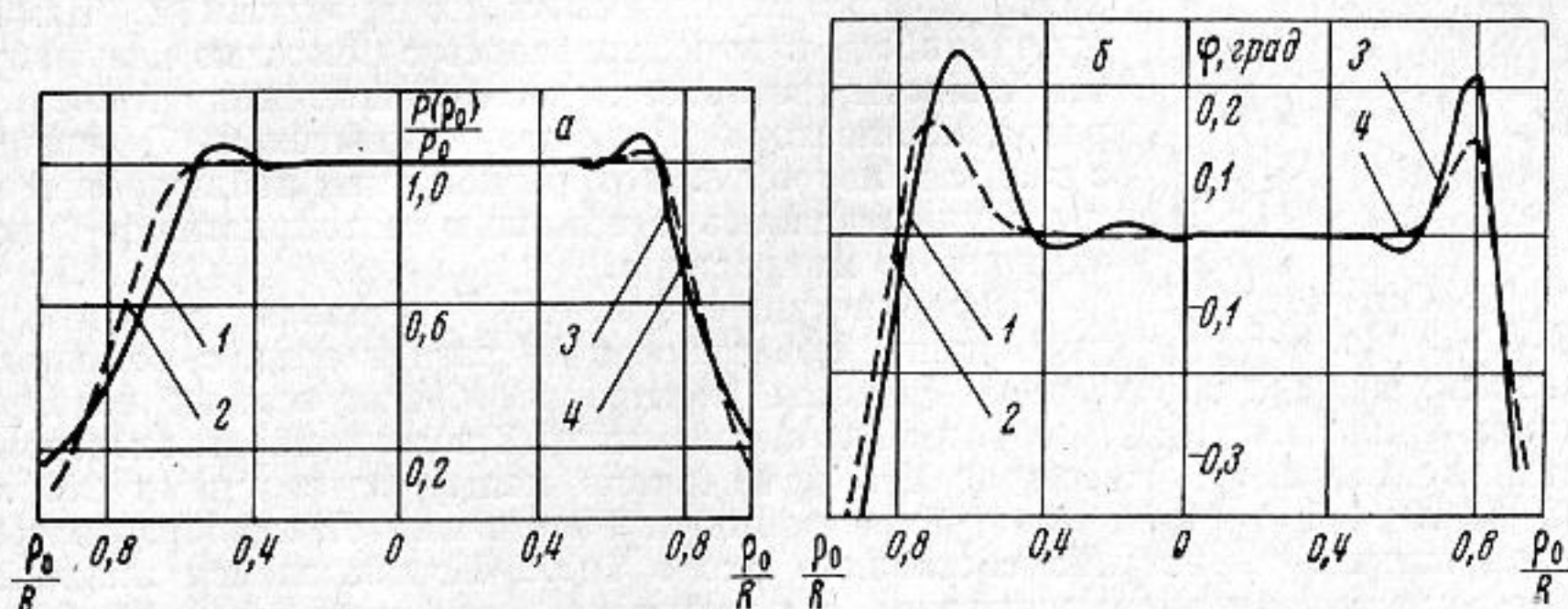
$$p = i \frac{k p_0}{z} e^{-jkz} \left\{ \int_0^{R \sqrt{1-2n}} \rho I_0 \left( \frac{k}{z} \rho_0 \rho \right) e^{-j \frac{k}{2z} (\rho^2 + \rho_0^2)} d\rho + \int_{R \sqrt{1-2n}}^R \rho I_0 \left( \frac{k}{z} \rho_0 \rho \right) \left[ \frac{R^2 - \rho^2}{2nR^2} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{\pi}{n} \left( 1 - \frac{\rho^2}{R^2} \right) \right] e^{-j \frac{k}{2z} (\rho^2 + \rho_0^2)} dz \right\}, \quad (7)$$

где  $\rho_0$  — координата точки наблюдения. Расчет поля по формуле (7) был проведен на ЭВМ путем численного интегрирования по формуле Гаусса. На фиг. 1 представлен вид кривых для амплитуды давления на оси при значениях  $n = 0,5$  — кривая 1,  $n = 0,375$  — кривая 2,  $n = 0,25$  — кривая 3, на фиг. 2, а, б представлено изменение амплитуды и фазы давления в поперечных сечениях при значениях  $n = 0,375$ ,  $z = 0,125 R^2 / \lambda$  — кривая 1;  $n = 0,375$ ,  $z = 0,05 R^2 / \lambda$  — кривая 2;  $n = 0,25$ ,  $z = 0,05 R^2 / \lambda$  — кривая 3,  $n = 0,25$ ,  $z = 0,025 R^2 / \lambda$  — кривая 4.

Анализ расчетных данных показывает, что в зоне  $z \leq nR^2 / 2\lambda$  и  $0 < \rho_0 \leq R^2 \sqrt{1-1,8n}$  ближнего поля круглого излучателя с найденным распределением формируется плоская волна с нулевой неравномерностью амплитуды и фазы давления в параксиальной области и малыми неравномерностями на краях рабочей зоны.



Фиг. 1



Фиг. 2

При использовании рассмотренного излучателя для измерения параметров приемников с размером  $D_{исп}$  оптимальными границами рабочей области являются  $2R \leq z \leq 4R$ . Для этого случая радиус измерительного излучателя  $R$  и коэффициент  $n$ , обеспечивающие формирование участка плоской волны требуемой протяженности, определяются формулами:

$$R \cong 7,2 \lambda + \sqrt{52 \lambda^2 + 0,25 D_{исп}^2}, \quad n = 8\lambda / R.$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. J. Trott. Underwater — Sound — Transducer Calibration from Neafield Data. J. Acoust. Soc. America, 1964, 8, 8, 1557—1568.
2. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике. М., «Наука», 1968.

Поступила  
22 ноября 1972 г.