

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Л. Д. РОЗЕНБЕРГ

**ДВУХЗЕРКАЛЬНЫЙ КОНЦЕНТРАТОР УЛЬТРАЗВУКА**

*(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 13 VI 1953)*

1. Для решения ряда научных и прикладных задач необходимо получение больших интенсивностей ультразвука в жидких средах, значительно превышающих те предельные интенсивности, которые в настоящее время могут быть сняты с поверхности плоских пьезокварцевых излучателей, работающих в жидкости (50—60 вт/см<sup>2</sup>).

Такие большие интенсивности могут быть получены лишь при помощи концентраторов, фокусирующих звуковую энергию. В качестве концентраторов могут быть использованы вогнутые фокусирующие излучатели (1), вогнутые зеркала (2) и звуковые линзы (3-5).

Ясно, что интенсивность в фокусе концентратора будет тем больше, чем больше, во-первых, концентрируемая мощность, т. е. чем больше поверхность первичного излучателя, и, во-вторых, чем эффективнее фокусирующие свойства системы, определяемые главным образом ее максимальным углом раскрытия.

Не вдаваясь здесь в подробную сравнительную оценку перечисленных выше систем, заметим лишь, что все они обладают существенными недостатками. Вогнутые кварцевые излучатели очень дороги и недостаточно эффективны вследствие ограниченного угла раскрытия и малой поверхности. Линзы и зеркала значительно эффективнее в этом отношении, так как они могут быть выполнены с углами раскрытия, близкими к 90°, а питающие их плоские излучатели могут быть сделаны мозаичными с поверхностью достаточно большого размера.

Однако практически до сих пор не удалось подобрать материал для изготовления линз, способных пропускать мощные ультразвуки. Подходящие по своему волновому сопротивлению к жидкостям пластмассы (плексиглас, полистирол) нагреваются и разрушаются при интенсивностях уже в несколько ватт на кв. сантиметр (6), термостойкие же материалы с малыми потерями (алюминий) имеют большое волновое сопротивление, сильно отличающееся от волнового сопротивления жидкостей, что приводит к значительным потерям на отражение на границах линза — жидкость.

Свободный от этого недостатка зеркальный концентратор являлся бы наиболее пригодным, если бы не та особенность, что его фокальная область находится по пути падающего на зеркало ультразвука. В силу этого обстоятельства место наибольшей концентрации звука всегда находится в жидкости (тогда как в ряде случаев рабочая область должна находиться у границы жидкой фазы) и трудно доступно для манипулирования и наблюдения; кроме того, расположение объекта и поддерживающих его устройств по пути первичного ультразвука экранирует падающий на концентратор звуковой поток.

2. Ниже описывается двухзеркальная система, сохраняющая все достоинства зеркальных приборов и свободная от указанных выше недо-

статков. Принцип ее устройства ясен из рис. 1. Плоская звуковая волна, создаваемая круглым излучателем  $H$  отражается от выпуклого зеркала  $\Pi$ , представляющего собою параболоид вращения, ось которого совпадает с осью излучателя. Отражаясь от такого зеркала, плоский пучок лучей трансформируется в гомоцентрический расходящийся пучок, центр которого совпадает с фокусом параболы  $O_1$ . Если теперь этот расходящийся пучок окружить вторым зеркалом  $\mathcal{E}$ , имеющим форму эллипсоида вращения, большая ось и один из фокусов которого совпадают с осью и фокусом параболы, то после отражения от этого второго зеркала расходящийся пучок превратится в гомоцентрический же, но сходящийся, центр которого будет во втором фокусе эллипсоида  $O_2$ . В результате мы получим сходящийся в большем угле раскрытия пучок, фокус которого  $O_2$  легко доступен и расположен таким образом, что позволяет любой контроль и манипулирование\*.

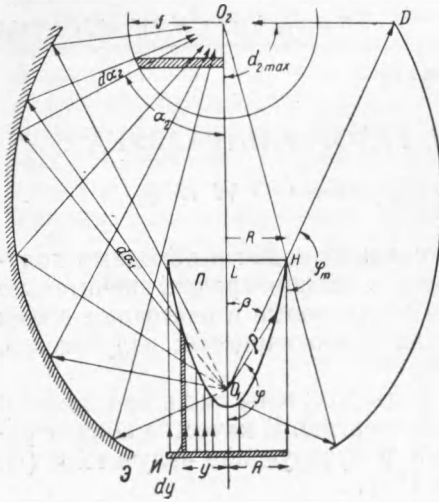


Рис. 1

3. Найдем основные соотношения между геометрическими параметрами элементов нашей системы. Уравнение параболоида, отнесенное к его фокусу, будет (см. рис. 1).

$$\rho = 2 \frac{f_n}{1 + \cos \varphi},$$

где  $f_n$  — фокусное расстояние параболоида,  $\rho$  — радиус-вектор.

Если обозначить через  $y$  радиальную координату, отсчитываемую от оси системы, то для любой точки, лежащей на поверхности параболоида:

$$y = \rho \sin \varphi = 2f_n \frac{\sin \varphi}{1 + \cos \varphi}. \quad (2)$$

Ясно, что наибольший радиус поперечного сечения параболоида должен быть равен радиусу излучателя; отсюда для радиуса торца параболоида получаем

$$R = y_{\max} = 2f_n \frac{\sin \varphi_{\max}}{1 + \cos \varphi_{\max}}. \quad (2a)$$

Зададимся теперь наибольшим углом раскрытия  $\varphi_{2\max} = \pi/2$ , т. е. возьмем случай, когда фокус  $O_2$  лежит в плоскости верхнего среза эллипсоида. Это значит, что крайний луч, отраженный от параболоида под углом  $\varphi_{\max}$ , должен после отражения от эллипсоида прийти в фокус под углом  $90^\circ$  к оси системы.

Из рис. 1 видно, что  $\varphi_{\max} = \pi - \beta$  и, следовательно,

$$R = 2f_n \frac{\sin \beta}{1 - \cos \beta}. \quad (26)$$

Из треугольника  $O_1O_2D$  ясно, что  $\operatorname{tg} \beta = O_2D / O_1O_2$ ; но  $O_2D = b^2 / a$ , а  $O_1O_2 = 2c$ , где  $a$  и  $b$  — полуоси эллипса, а  $2c$  — расстояние между

\* Сходная двухзеркальная конструкция предложена недавно Бароном (7); однако вследствие того, что ее параметры выбраны без всякого обоснования, эффективность ее невелика.

его фокусами. Пределав все преобразования, получим окончательно

$$\frac{R}{2f_n} = \frac{1+e}{1-e}, \quad (3)$$

где  $e$  — эксцентриситет эллипса.

4. Для определения усиления системы воспользуемся ранее выведенными выражениями <sup>(2)</sup>

$$K_p = kf \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \Phi(\alpha) \sin \alpha d\alpha; \quad (4)$$

$$K_v = kf \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} \Phi(\alpha) \cos \alpha \sin \alpha d\alpha. \quad (5)$$

Здесь  $K_p$  и  $K_v$  — соответственно, коэффициенты усиления по давлению и по скорости;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $\Phi(\alpha)$  — угловое распределение амплитуд на поверхности сходящейся сферической волны;  $\alpha_{\min}$  и  $\alpha_{\max}$  — пределы угла раскрытия и  $f$  — произвольный радиус, на котором давление (или, соответственно, скорость) принимаются за единицу.

Найдем  $\Phi(\alpha)$ ; если обозначить интенсивность звука в падающей волне через  $I_0$ , а в сходящейся в фокус через  $I_{\alpha_2}$ , то из рис. 1 видно, что  $I_0 2\pi y dy = I_{\alpha_2} 2\pi f^2 \sin \alpha_2 d\alpha_2$ , где  $f$  — фокусное расстояние эллипсоида. Отсюда

$$\Phi^2(\alpha_2) = \frac{I_{\alpha_2}}{I_0} = \frac{y dy}{f^2 \sin \alpha_2 d\alpha_2}. \quad (6)$$

Найдем теперь зависимость  $y$  от  $\alpha_2$ : с одной стороны, на основании (2),  $y = 2f_n \frac{\sin \alpha_2}{1 + \cos \alpha_2}$ ; с другой стороны, как показано в <sup>(2)</sup>, между углами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  существует зависимость  $\operatorname{tg} \frac{\alpha_1}{2} = \frac{1+e}{1-e} \operatorname{tg} \frac{\alpha_2}{2}$ . Производя все нужные вычисления, получим

$$\Phi(\alpha_2) = \frac{f_n 1+e}{f 1-e} \frac{2}{1 + \cos \alpha_2}, \quad (6a)$$

или, с учетом (3),

$$\Phi(\alpha_2) = \frac{R}{f} \frac{1}{1 + \cos \alpha_2}. \quad (6b)$$

Подставляя этот результат в (4) и (5), произведя интегрирование и помня, что  $\alpha_{2 \max} = \pi/2$ , имеем

$$K_p = kR \ln(1 + \cos \alpha_{2 \min}); \quad (4a)$$

$$K_v = kR [\cos \alpha_{2 \min} - \ln(1 + \cos \alpha_{2 \min})]. \quad (5a)$$

5. Полученные выражения показывают, что коэффициенты усиления системы зависят от параметров эллипсоида только через угол  $\alpha_{2 \min}$ . Для определения этой зависимости воспользуемся ясным из рис. 1 соотношением:

$$\cos \alpha_{2 \min} = \frac{O_2 L}{O_2 H} = \frac{O_1 O_2 - O_1 L}{\sqrt{(O_1 O_2 - O_1 L)^2 + (LH)^2}}. \quad (7)$$

Учитывая, что  $O_1O_2 = 2c$ ;  $LH = R$ ;  $O_1L = R \operatorname{ctg} \beta$ ;  $\beta = \alpha_{1\min} - \pi$ , получим

$$\cos \alpha_{2\min} = \frac{\frac{2c}{R} - \frac{2e}{1-e^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{2c}{R} - \frac{2e}{1-e^2}\right)^2}} \quad (7a)$$

При заданном радиусе излучателя  $R$  коэффициенты усиления системы зависят от эксцентриситета эллипсоида  $e$  и от отношения его размера  $2c$  к радиусу излучателя. В пределе, когда  $\frac{2c}{R} - \frac{2e}{1-e^2} \gg 1$ ,

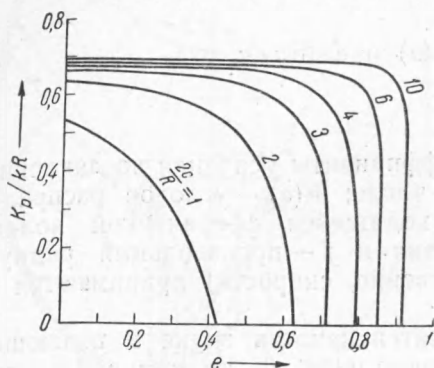


Рис. 2

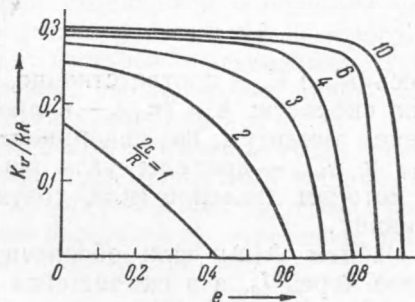


Рис. 3

угол  $\alpha_{2\min}$  стремится к нулю, его косинус к единице, а коэффициенты к своим предельным значениям

$$K_p = 0,7kR; \quad (46)$$

$$K_v = 0,3kR. \quad (56)$$

В общем случае усиление будет меньше; для усиления по давлению на рис. 2 приведено семейство кривых зависимости величины  $K_p / kR$  от эксцентриситета  $e$  при различных значениях  $2c/R$ , построенное по формулам (4a) и (7a). Аналогичное семейство для усиления по скорости приведено на рис. 3.

Поступило  
7 VI 1953

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. Д. Розенберг, Усп. физ. наук, **39**, 456 (1949). <sup>2</sup> Л. Д. Розенберг, Звуковые фокусирующие системы, М.—Л., 1949. <sup>3</sup> Л. Д. Розенберг, Тр. ком. акуст., сборн., **5**, 114 (1950). <sup>4</sup> Л. Д. Розенберг, Тр. ком. акуст., сборн., **6**, 114 (1951). <sup>5</sup> Б. Д. Тартаковский, ДАН, **78**, 1119 (1951). <sup>6</sup> J. A. Bronzo, J. M. Anderson, JASA, **24**, 718 (1952). <sup>7</sup> A. Barone, Acustica, **2**, 221 (1952).