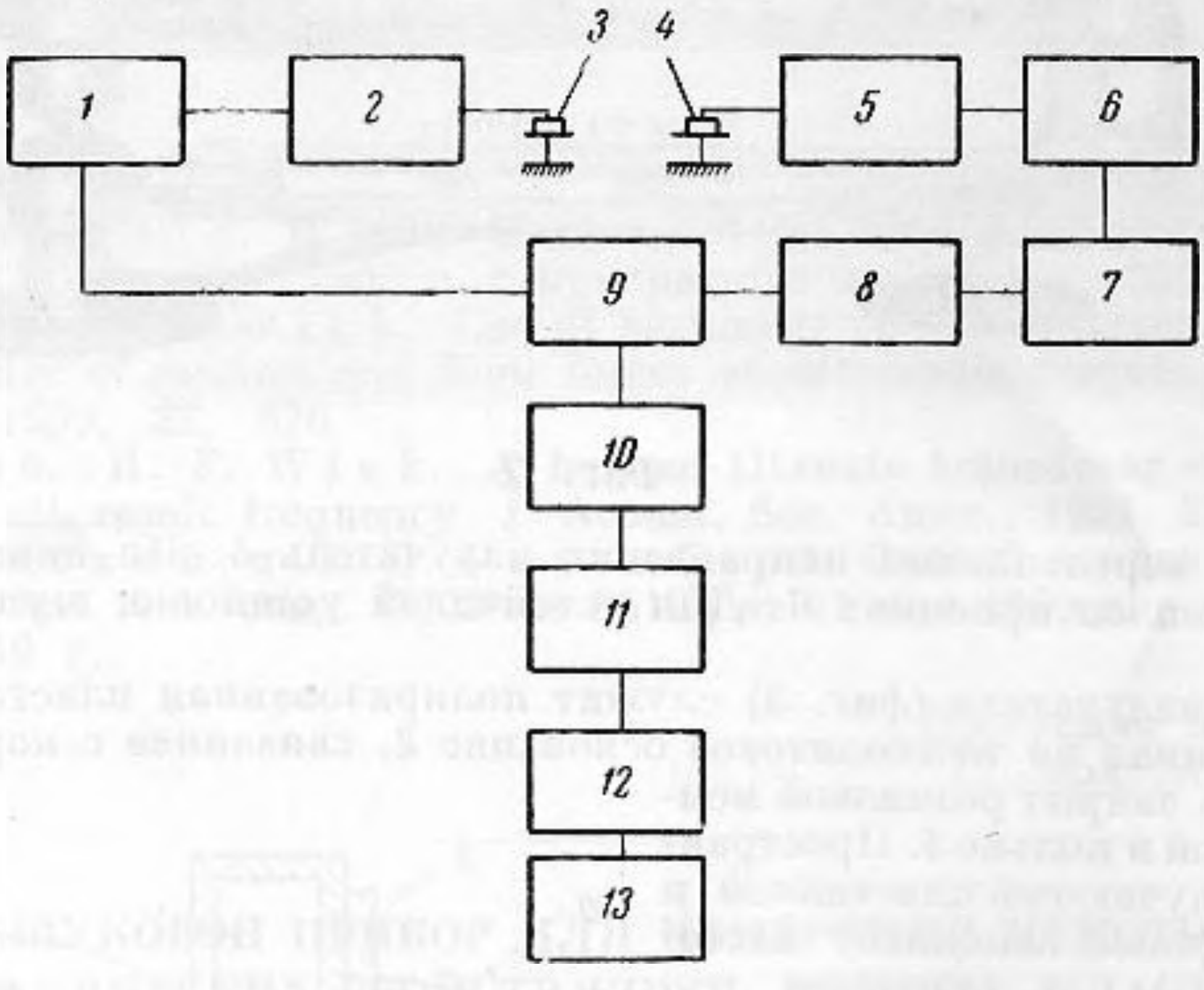
дит ограничение этих импульсов по верхнему и нижнему уровню. Далее импульсы подаются на катодный повторитель *12*, а затем на мостовую схему *13*. В диагональ мостовой схемы включен микроамперметр, регистрирующий протекающий ток при разбалансе. Величина этого тока будет зависеть от частоты повторения импульсов, их амплитуды и длительности. Частота повторения импульсов постоянна; постоянна также амплитуда импульсов. Следовательно, величина протекающего через микроамперметр тока зависит только от длительности импульса, т. е. будет пропорциональна времени прохождения импульса через образец, которое зависит от скорости распространения ультразвука в образце и от толщины этого образца.

Для того чтобы исключить влияние различной толщины образцов, предусмотрено корректирующее устройство, монтируемое на щупе. Оно состоит (см. фиг. 3) из кремальеры *9*, жестко связанной с излучателем и передвигаемой вместе с последним на величину, равную толщине образца. Движение кремальеры при помощи шестерни *10* передается потенциометру *11*, в результате чего в последнем меняется величина корректирующего сопротивления. Для большей точности шестерня жестко связана с



Фиг. 4

осью потенциометра, а ее сопряжение с кремальерой подогнано таким образом, чтобы исключить возможность люфта. Потенциометр включен параллельно микроамперметру, и его сопротивление подобрано таким образом, что оно в зависимости от движения кремальеры меняет проходящий через микроамперметр ток пропорционально толщине образца. Таким образом, микроамперметр дает отсчет, характеризующий только скорость распространения ультразвука в образце.

Получив экспериментально зависимость скорости прохождения ультразвука в том или ином материале от его физико-механических свойств, можно произвести необходимую градуировку микроамперметра в желаемых технических единицах. При помощи описанного выше прибора успешно были проведены измерения степени дубления кожи, старения резины, пропитки картона и др. В настоящее время прибор проходит производственную проверку на предприятиях легкой промышленности.

Ультразвуковая лаборатория министерства
легкой промышленности
Москва

Поступило в редакцию
5 апреля 1956 г.

К ВОПРОСУ О ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ФОКУСИРУЮЩИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Л. Д. Розенберг

В книге Хютера и Болта [1] приводятся следующие соображения о расчете производительности фокусирующих сферических излучателей, предназначенных, например, для обработки жидкости, протекающей в фокальной области излучателя (стр. 269—270).

Количество жидкости, подвергающейся одновременному воздействию, пропорционально произведению площади фокального пятна на длину фокуса (до первого нуля); так как радиус фокального пятна и длина фокуса пропорциональны λ, то производительность излучателя пропорциональна λ^3. Отсюда авторы делают вывод, что снижение рабочей частоты, например, с 400 до 100 *кгц* позволяет получить в 64 раза бóльшую производительность излучателя.

Ошибка авторов заключается в том, что они забывают о зависимости коэффициента усиления фокусирующего излучателя от частоты. С уменьшением частоты в 4 раза при неизменных геометрических размерах он во столько же раз упадет, и эффективное сечение фокального пучка может уменьшиться и даже упасть до нуля. Конечно, это можно компенсировать увеличением подводимой мощности, но, во-первых, увеличение имеет свои пределы, а, во-вторых, задача, на наш взгляд, заключается в том, чтобы наиболее разумным способом распорядиться мощностью заданной величины.

Введем следующие обозначения: W — полная акустическая мощность, отдаваемая излучателем; $I_{кр}$ — минимальная сила звука, необходимая для нормального протекания интересующего нас технологического процесса; V — объем в районе фокуса, внутри которого существует соотношение $I \geqslant I_{кр}$.

Тогда интересующая нас задача может быть сведена к нахождению таких параметров излучателя, при которых величина $V \cdot I_{кр}/W$ будет иметь наибольшее значение.

Если обозначить через R эквивалентный радиус излучателя, а через p_0 — давление, развиваемое им на своей поверхности, то [2]

$$W = \pi R^2 \frac{p_0^2}{z} \tag{1}$$

и давление в центре фокального пятна —

$$p_f = p_0 kR \sin \frac{\alpha_m}{2}, \tag{2}$$

где z — волновое сопротивление среды, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, а α_m — угол раскрытия излучателя.

Распределение давления в фокальной плоскости может быть представлено [2] в виде

$$p_r = p_f [1 - \sigma (kr/2)^2], \tag{3}$$

а вдоль оси излучателя —

$$p_\eta = p_f \frac{\sin\left(k\eta \dfrac{1-\cos\alpha_m}{2}\right)}{k\eta \dfrac{1-\cos\alpha_m}{2}}; \tag{4}$$

здесь r — радиальная координата в фокальной плоскости, η — координата, отсчитываемая от фокуса вдоль главной оси системы, а σ — параметр излучателя. Для углов раскрытия, не превышающих $\pi/2$, можно положить, что

$$\sigma = 1{,}3 \sin^2 \frac{\alpha_m}{2}. \tag{5}$$

Введем еще величины $p_{кр}$ и m, смысл которых ясен из определений

$$I_{кр} = \frac{p_{кр}^2}{z}, \tag{6}$$

$$m = \frac{p_{кр}}{p_f}. \tag{7}$$

Найдем значения r и η, для которых будет справедливо соотношение $p_r = p_\eta$.

Приравнивая правые части выражений (3) и (4), разлагая $\dfrac{\sin\left(k\eta \dfrac{1-\cos\alpha_m}{2}\right)}{k\eta \dfrac{1-\cos\alpha_m}{2}}$ в ряд и ограничиваясь первыми двумя членами, получим после упрощений

$$\eta = 1{,}4 \frac{r}{\sin \dfrac{\alpha_m}{2}}. \tag{8}$$

Затем найдем значения $r_{кр}$ и $\eta_{кр}$, для которых

$$p_r = p_\eta = p_{кр}.$$

Из (3) и (7) нетрудно получить

$$kr_{\text{кр}} = \frac{1{,}75\sqrt{1-m}}{\sin\frac{\alpha_m}{2}}, \tag{9}$$

а используя (8),

$$k\eta_{\text{кр}} = \frac{2{,}45\,(1-m)^{1/2}}{\sin^2\frac{\alpha_m}{2}}. \tag{10}$$

Теперь мы можем составить интересующее нас выражение. Объем V будет равен

$$V = \pi r^2_{\text{кр}} \cdot 2\eta_{\text{кр}}. \tag{11}$$

Значения всех остальных величин уже получены выше.

Используя (1), (2), (6), (7), (9), (10) и (11), после всех упрощений имеем

$$\frac{I_{\text{кр}} \cdot V}{W} = 2{,}4\,m^2\,(1-m)^{3/2}\,\frac{\lambda}{\sin^2\frac{\alpha_m}{2}}. \tag{12}$$

Зависимость (12) от m явно экстремальна; легко показать, что при $m = 0{,}57$ имеет место максимум. При этом $m^2(1-m)^{3/2}$ принимает значение 0,09, а выражение (12) переписывается в виде

$$\frac{I_{\text{кр}} V}{W} = 0{,}22\,\frac{\lambda}{\sin^2\frac{\alpha_m}{2}}. \tag{13}$$

Из последнего выражения видно, что интересующая нас величина, определяющая производительность излучателя, зависит от длины волны не в третьей, а только в первой степени, и поэтому уменьшение частоты в 4 раза увеличивает производительность не в 64, а всего в 4 раза. Из этого же выражения следует, что тот же самый эффект может быть получен уменьшением угла раскрытия излучателя. Последний способ имеет некоторые преимущества: дело в том, что уменьшение частоты требует увеличения толщины излучателя, что, в свою очередь, приводит к ухудшениям условий охлаждения. В низкочастотных титановых излучателях приходится даже разрезать пластину на отдельные кусочки, омываемые охлаждающей жидкостью. Увеличение производительности излучателя путем уменьшения угла раскрытия освобождает нас от этих затруднений.

Любопытно отметить, что интересующий нас параметр имеет размерность длины и приблизительно равен

$$\frac{I_{\text{кр}} V}{W} \approx \frac{\eta_0}{2}, \tag{13a}$$

где η_0 — расстояние по оси от центра фокального пятна до первого нуля.

Физически это обстоятельство может быть объяснено тем, что с учетом (1), (6), (7) и (11) можно написать

$$\frac{I_{\text{кр}} V}{W} = C\,\frac{p_f^2}{p_0^2}\,r_0^2\eta_0 = C\,(K_p r_0)^2\,\eta_0, \tag{14}$$

где C — коэффициент пропорциональности, $K_p = p_f/p_0$ — коэффициент усиления по давлению, r_0 — радиус кружка Эри. Произведение $K_p r_0$ в широком интервале мало зависит от λ и от α_m; так например, для малых значений α_m, когда можно положить $\sin\alpha_m \approx \alpha_m$, как известно,

$$r_0 = 0{,}61\,\frac{\lambda f}{R};\ K_p = \frac{\pi R^2}{\lambda f};\ K_p \cdot r_0 \approx 2R;$$

для бо́льших значений α_m появляется очень слабая зависимость. Таким образом, в формуле (14) остается лишь одна величина η_0, зависящая от λ и α_m, и выражение (14) переходит в (13a).

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Hueter, R. Bolt. Sonics. New York, 1955.
2. Л. Д. Розенберг, О концентраторах ультразвука. Тр. Ком. по акуст., 1955, 8, стр. 102.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
13 декабря 1956 г.