где $\cos \nu_i = (1/2Q_i) - 1$. Представляет интерес сравнить высоты h и h_i и ширины истинного и наблюдаемого пиков, Δ и Δ_i, соответствующие спаду резонансной кривой в n раз

$$h = \frac{h_i}{A} \frac{1}{\nu\omega} \frac{Q \sin \nu}{Q_i \sin \nu_i} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} \frac{\nu_i}{\nu}\right), \tag{10}$$

$$\frac{\Delta_i}{\omega_i} = \sqrt{\frac{n-1}{Q_i}}; \quad \frac{\Delta}{\omega_i} = (\xi + \sqrt{\xi^2 - 1})^{\nu/2\pi} - (\xi - \sqrt{\xi^2 - 1})^{\nu/2\pi}, \tag{11}$$

где

$$\xi = 1 + 2(n-1)\cos^2\left(\frac{\pi\nu_i}{2\nu}\right).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Раутиан. Реальные спектральные приборы. Усп. физ. наук, 1958, 66, 3, 475—517.
2. Е. Титчмарш. Введение в теорию интегралов Фурье. М., ГТТИ, 1948.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
25 июля 1964 г.

УДК 534.29:532.52

ОБ ОЦЕНКЕ КАВИТАЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Л. Д. Розенберг

Несмотря на сравнительно широкое использование кавитации в ультразвуковых технологических процессах (ультразвуковая очистка, травление, лужение, получение эмульсий и суспензий и т. д.), до настоящего времени нет методов, позволяющих оценить абсолютную эффективность кавитационных процессов.

Как известно [1], лишь часть вводимой в жидкость акустической энергии расходуется на образование кавитационных пузырьков; остаток тратится бесполезно на нагрев жидкости. В свою очередь энергия, отдаваемая захлопывающимися кавитационными пузырьками, лишь частично выделяется в виде механической энергии ударных волн. Остальная энергия расходуется на возбуждение сонолюминесценции, на образование активных химических радикалов и, наконец, на создание шума.

Таким образом, плотность энергии в рабочем объеме не является однозначной мерой образования интенсивной кавитации и, в свою очередь, интенсивность кавитации не является однозначной мерой ее химической активности или вызываемой ею кавитационной эрозии, лежащей в основе перечисленных выше технологических процессов. Установление точных закономерностей требует глубокого изучения процессов образования, роста, колебаний и захлопывания кавитационных пузырьков.

Для количественной оценки эффективности технологических процессов различные авторы применяли метод тест-объектов как механических [2—5], так и химических [6—8]. Оставляя в стороне спорный вопрос о том, в какой мере химическая активность кавитации может характеризовать вызываемую ею механическую эрозию, или наоборот (см., например, [9]), заметим, что метод тест-объекта, позволяя выбрать наивыгоднейший режим работы установки, не в состоянии, однако, дать ответ на важнейший вопрос, который, по нашему мнению, уже пора поставить: на-

сколько эффективно мы расходуем в промышленных установках питающую их дорогостоющую акустическую энергию? Известно, что многие технически рациональные ультразвуковые технологические процессы не получили широкого распространения именно потому, что они не оправдали себя экономически. Можно ли считать, что производительность и эффективность современных промышленных установок достигла своего потолка или здесь есть еще потенциальные возможности и, следовательно, перспективы?

Для получения ответа на эти важнейшие для практики вопросы необходимо уметь оценивать эффективность кавитационных процессов в энергетических терминах.

В настоящей заметке предлагается ввести для этой цели следующие энергетические критерии. Обозначим через E плотность акустической энергии, вводимой источником звука в рассматриваемый объем, через $E_к$ — количество звуковой энергии, затрачиваемое в единице объема на образование и рост кавитационных пузырьков, и через $E_м$ — количество механической энергии, заключающееся в ударных волнах, образующихся в единице объема в результате захлопывания кавитационных пузырьков.

Тогда величина $\varkappa = E_к / E$ будет характеризовать степень кавитационного использования акустической энергии, а величина $\varepsilon = E_м / E_к$ — потенциальную эрозионную эффективность кавитации. Величину же $\varkappa \cdot \varepsilon = \frac{E_к}{E} \cdot \frac{E_м}{E_к} = \frac{E_м}{E}$, являющуюся показателем того, какая часть введенной акустической энергии превращается в энергию ударных волн, способных производить полезную работу, можно назвать коэффициентом эрозионной эффективности звукового поля — $\eta_{эра}$.

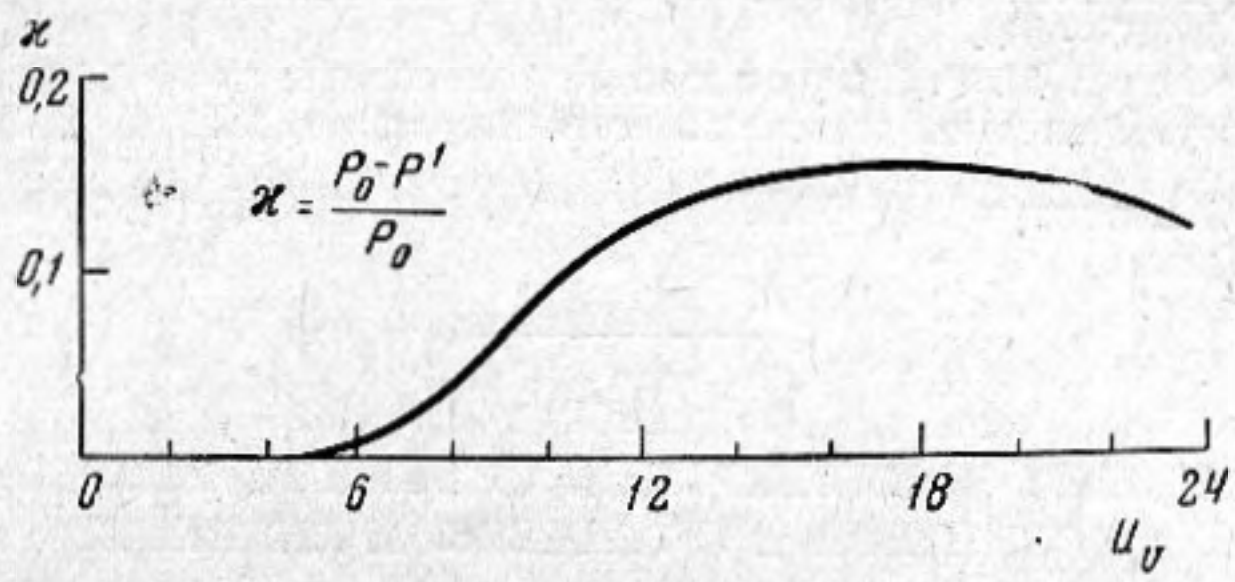
Величины $\varkappa$ и ε не связаны одна с другой непосредственно, но могут зависеть от одних и тех же параметров, таких, как физико-химические характеристики жидкости, ее температура, газосодержание, статическое давление и т. д. Кроме того, $\varkappa$ и ε, а следовательно, и $\eta_{эра}$, будут функциями исходной плотности акустической энергии E.

Представление интересующей нас в конечном счете величины в виде произведения двух коэффициентов оправдывается следующими соображениями. Дело в том, что аналогичная система коэффициента может быть введена и для оценки химической эффективности ультразвукового поля: $\eta_{ха} = \varkappa \cdot \chi$, где $\eta_{ха}$ — можно назвать химико-акустическим к. п. д., χ — определяет химическую активность кавитации $\chi = E_х / E_к$, где $E_х$ — энергия, затрачиваемая на образование свободных радикалов, а $\varkappa$ — уже известный нам коэффициент кавитационного использования акустической энергии. При необходимости такую же систему можно ввести и для оценки свето-акустического к. п. д. кавитационной люминесценции. Таким образом, $\varkappa$ является универсальным коэффициентом, определяющим переход энергии звукового поля в энергию, затрачиваемую на образование кавитации.

Нам неизвестны пока методы определения к. п. д. кавитационных процессов $\eta_{эра}$ и $\eta_{ха}$. Величину же $\varkappa$ можно определить непосредственно, используя метод, изложенный в работе [10]. Для этого необходимо произвести два радиометрических измерения. Первое из них, произведенное обычным образом, дает величину полной мощности, излучаемой в жидкость. Второе измерение производят, помещая непосредственно перед диском радиометра тонкую пленку, пропускающую звук, но отсекающую постоянный поток жидкости. Выполненное при таких условиях измерение дает величину потока энергии, оставшегося после того, как часть его была израсходована на образование кавитации, т. е. величину $E - E_к$. Из результатов этих двух измерений определяется коэффициент $\varkappa$.

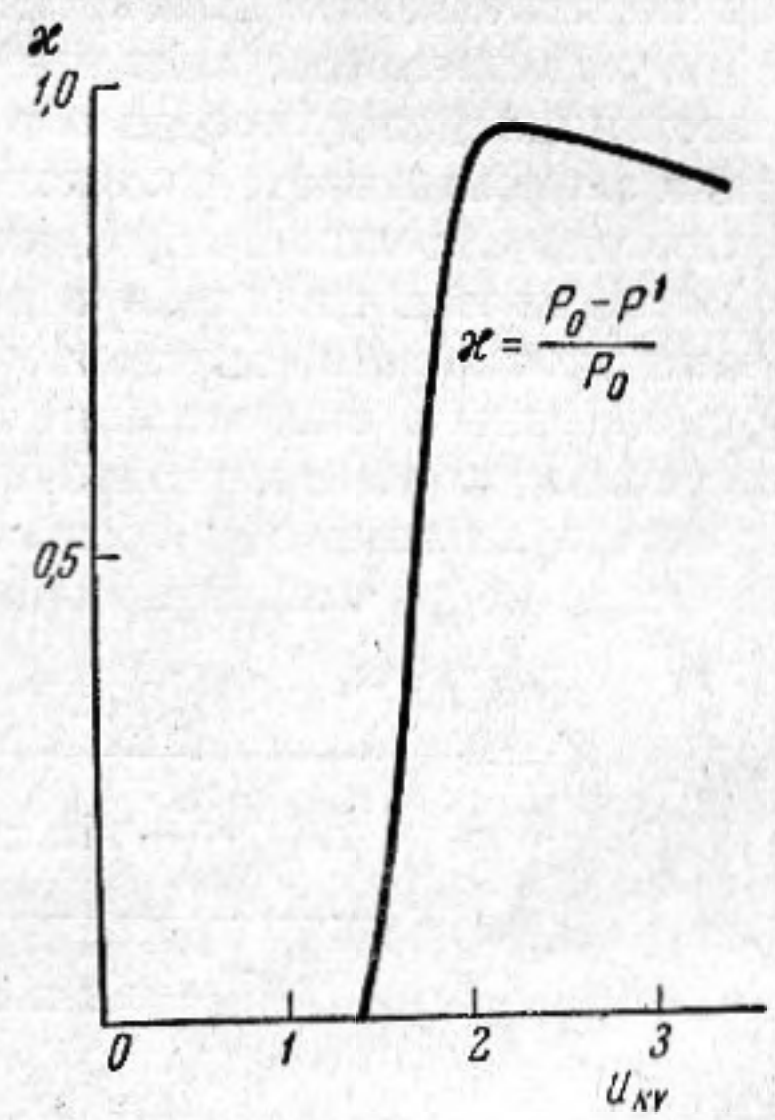
На фиг. 1 изображен ход величины $\varkappa$ в зависимости от напряжения на обмотке магнитострикционного ферритового излучателя, работающего на

частоте 20 *кгц*. Видно, что $\varkappa$ равна нулю до начала кавитации и возрастает приблизительно до 0,2 в рабочем режиме. Значительно более благоприят-



Фиг 1.

ные условия создаются в фокусирующем излучателе, как это видно на фиг. 2. Эксперименты [10] производились на сверхмощном концентраторе [11] на частоте 500 *кгц*. Величина $\varkappa$ очень быстро возрастает после достижения порога кавитации и в рабочем режиме (около 2 *кв*) имеет значение 0,85—09.



Фиг. 2

Таким образом, приведенные измерения показывают реальную возможность повысить величину $\varkappa$ в 3 — 4 раза по сравнению с тем, что дают современные промышленные излучатели. Физический смысл этого выигрыша заключается в том, что, применяя фокусирование, можно получить значительно более высокие уровни интенсивности звука, позволяющие «реализовать» также и кавитационные зародыши меньших размеров. При этом увеличение интенсивности в фокальном пятне получается за счет ее уменьшения в неработающих периферийных частях реакционного сосуда или ванны.

Не следует забывать, что величина $\varkappa$ не является единственной характеристикой кавитационных процессов. Столь же существенную роль играет коэффициент ε (или соответственно χ). В настоящее время мы не имеем методов измерения величин ε и χ. В качестве временного компромисса можно рекомендовать сочетание измерения величины $\varkappa$ с одновременным применением тест-объектов для уверенности в том, что меры, принимаемые для увеличения $\varkappa$, не приводят к уменьшению ε, χ или η.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. D. Rosenberg. Einige physikalische Erscheinungen, die in hochintensiven Ultraschallfedlern entstehen. Rep. of IV intern. Congr. Acoust., Copenhagen, 1962, **121**, 179—194.
2. А. С. Бебчук. К вопросу о кавитационном разрушении твердых тел. Акуст. ж., 1957, **3**, 1, 90—91.
3. J. Olaf. Oberflachenreinigung mit Ultraschall. Acustica, 1957, **7**, 5, 253—263.
4. L. D. Rosenberg. On the physics of ultrasonic cleaning. Ultrasonic News, 1960, **4**, 4, 16—20.
5. A. E. Crowford. The measurement of cavitation. Ultrasonics, 1964, **2**, 3, 120—125.
6. A. Weissler. Chem. Eng. Progr. Symp., Ser. 47, 1951, 22.
7. A. Weissler. Ultrasonic cavitation measurements by chemical method. IV Intern. Congr. Acoust., 1962, Report. J., 32.
8. Shin-Ping Liu. Chlorine realease test for cavitation measurements. J. Acoust. Soc. America, 1964, **A36**, 5, 1019.
9. M. Degrois, B. Badilian. Influence du phénoméne de relaxation, produit an

sein de solutions sumises, à un rayonnement ultrasonore, sur le rendement des effets chimiques et la luminescence. Comp. Rend., 1962, 254, 8 janv., 231—233.
10. М. Г. Сиротюк. Баланс энергии звукового поля при наличии кавитации. Акуст. ж., 1964, 10, 4, 465—469.
11. Л. Д. Розенберг, М. Г. Сиротюк. Установка для получения фокусированного ультразвука высокой интенсивности. Акуст. ж., 1959, 5, 2, 206—211.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
19 октября 1964 г.

УДК 534.874.1

КОЭФФИЦИЕНТ КОНЦЕНТРАЦИИ ОБЪЕМНОЙ НЕПРЕРЫВНОЙ ПРОЗРАЧНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

М. Д. Смарышев

Рассмотрим акустическую антенну, элементы которой расположены в объеме, ограниченном поверхностью прямого кругового цилиндра и двумя параллельными плоскостями, нормальными оси симметрии цилиндра.

Пусть элементы антенны расположены внутри объема равномерно и расстояния между соседними элементами меньше 0,5 λ. Кроме того, пусть сами элементы настолько малы, что дифракцией на них можно пренебречь. Элементы антенны возбуждаются не синфазно, а таким образом, что в направлении оси цилиндра в дальнем поле давления, развиваемые отдельными элементами, складываются в фазе (т. е. осуществляется компенсация антенны в направлении оси цилиндра). Поскольку расстояния между соседними элементами антенны малы, для упрощения анализа можно считать, что антенна непрерывна. Коэффициент концентрации такой гипотетической непрерывной прозрачной антенны может быть определен по формуле

$$K = \frac{2}{\int\limits_0^{\pi} \left\{ \frac{2J_1\left(\frac{\pi D}{\lambda}\sin\alpha\right)}{\frac{\pi D}{\lambda}\sin\alpha} \times \frac{\sin\left[\frac{\pi H}{\lambda}(1-\cos\alpha)\right]}{\frac{\pi H}{\lambda}(1-\cos\alpha)} \right\}^2 \sin\alpha\, d\alpha},$$

где D — диаметр основания цилиндра, H — его высота, λ — длина волны излучаемых колебаний.

При различных значениях D/λ и H/λ по этой формуле вычислялся коэффициент концентрации объемной акустической антенны, а затем определялся присущий ей «коэффициент использования пространства» — отношение коэффициента концентрации объемной акустической антенны к коэффициенту концентрации плоского поршня, совпадающего с основанием цилиндра и излучающего одной стороной ($\pi^2 D^2/\lambda^2$). На фиг. 1 представлена полученная в результате расчета зависимость коэффициента использования пространства от отношения H/D при различных D/λ. Как видно из графика, при малых D/λ увеличение протяженности антенны вдоль образующей значительно увеличивает коэффициент использования пространства. Так, при $D/\lambda = 0{,}5$ и $H/\lambda = 10$ коэффициент концентрации рассматриваемой антенны примерно в 9 раз больше, чем коэффициент концентрации равновеликого (по площади поперечного сечения) плоского поршня. При больших же относительных размерах поперечного сечения антенны увеличение размера антенны вдоль образующей увеличивает коэффициент использования пространства несущественно. Например, при $D/\lambda = 10$ и $H/D = 10$ коэффициент концентрации объемной антенны превосходит коэффициент концентрации плоского поршня всего на 30%. Заметим, что при $H/D \to 0$ коэффициент использования пространства стремится к $^1/_2$, т. к. объемная антенна при этом превращается в плоский поршень, работающий двумя сторонами.