АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том III 1957 Вып. 1

ВОЗНИКНОВЕНИЕ И ПРОТЕКАНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КАВИТАЦИИ

Обзор

Н. А. Рой

Основными чертами кавитации являются образование в жидкости полостей, заполненных в той или иной мере паром жидкости и газом, растворенным в ней, и захлопывание этих полостей, сопровождающееся интенсивными ударами.

Образование и захлопывание полостей происходит в результате того что жидкость каким-либо способом переводится в метастабильное состояние, а затем возвращается в исходное состояние. На практике это чаще всего происходит в результате временного понижения давления в рассматриваемом объеме внутри жидкости до величины по крайней мере меньшей упругости пара жидкости при данной температуре и значительно реже — в результате местного повышения температуры выше точки кипения жидкости при данном давлении.

Отклонения давления в жидкости от давления насыщенного пара или температуры от точки кипения, необходимые для образования полости, зависят от скорости их изменения во времени в рассматриваемом объеме жидкости и от состояния жидкости. Эти характеристики могут быть самыми разнообразными. Так, жидкость может быть чистой или содержать в себе частично или полностью растворенный газ в том или ином количестве, в жидкости могут находиться твердые частицы смачиваемые или плохо смачиваемые. Понижение давления и возвращение его к исходной величине может происходить в течение длительного времени или кратковременно, однократно или многократно. Например, при кавитации на лопастях гребных винтов кораблей или гидротурбин пониженное давление действует на каждый выделенный объем жидкости в течение сравнительно больших промежутков времени и практически однократно, в то время как при работе гидроакустических излучателей — в течение весьма коротких промежутков времени и многократно. Оказывается, что чем медленнее изменяется давление и чем сильнее «загрязнена» жидкость, тем при давлениях более близких к давлению насыщенного пара произойдет образование в жидкости полостей. Это, в свою очередь, влияет на интенсивность ударов при захлопывании полостей.

Появление кавитации вызывает различные эффекты. Некоторые из них являются для практики вредными и необходимо разрабатывать способы борьбы с ними. Например, появление кавитации, кроме разрушения соответствующих деталей механизмов, снижает упор гребного винта и крутящий момент турбины, снижает поток в трубопроводах и уменьшает теплопередачу в системах охлаждения двигателей внутреннего сгорания, препятствует повышению удельной излучаемой мощности гидролокаторов, кавитационный шум демаскирует корабли и т. п. Другая часть эффектов может оказаться весьма полезной. Примерами таких эффектов могут служить уничтожение вредных микроорганизмов, диспергирование твердых и жидких веществ, инициирование некоторых химических реакций, очистка деталей сложной конфигурации, разрушение оксидных пленок при пайке некоторых легкоокисляющихся металлов, направленное раз-

рушение твердых материалов, позволяющее «сверлить» в них отверстия желаемой формы и т. п.

В излагаемой статье мы рассмотрим условия появления и протекание кавитации под действием ультразвука и не будем касаться эффектов, являющихся следствием кавитации, кроме эффекта обезгаживания, тесно связанного с газовым содержанием жидкости.

Теоретическая прочность жидкости и гипотеза стабильных зародышей

Чистая жидкость, будучи неустойчивой относительно образования газообразной фазы при понижении давления до давления ее насыщенного пара, способна оставаться в жидком состоянии не только при давлении насыщенного пара, но и при весьма больших по абсолютной величине отрицательных давлениях. Для перехода чистой жидкости в газообразное состояние необходимо образование «критического зародыша»— флюктуации плотности жидкости в виде пузырька новой фазы таких размеров, при которых внешнее отрицательное давление уравновешивается поверхностным натяжением и давлением пара жидкости в пузырьке. Последней величиной можно пренебречь, поскольку она мала по сравнению с давлениями, происходящими по двум первым причинам. Когда внешнее отрицательное давление приближается по порядку величины к молекулярной прочности жидкости на разрыв, т. е. примерно к -10^4 *атм*, размеры пузырька, уменьшаясь, приближаются к размерам молекулы [1,2].

Вероятность образования зародыша за единицу времени и в единице объема пропорциональна $\exp(-W_{кр}/kT)$. Работа образования критического зародыша $W_{кр}$ определяется следующим путем [3]. Для образования полости с объемом V необходима работа pV, где p — давление в жидкости. Если жидкость растягивается, то pV отрицательно. На образование границы жидкость — пар затрачивается работа σA, где A — площадь поверхности, σ — поверхностное натяжение. Работа, необходимая для заполнения объема V паром под давлением $p_п$, отрицательна и равна $-p_п V$. Полная работа образования пузырька радиуса r равна:

$$W = 4\pi r^2\sigma + (4/3)\,\pi r^3 (p - p_п) \simeq 4\pi r^2\sigma + (4/3)\,\pi r^3 p. \qquad (1)$$

Эта величина имеет при $r_{кр} = 2\sigma/p$ максимум $W_{кр} = 16\pi\sigma^3/3p^2$. Следовательно, пузырек, превысивший радиус $r_{кр}$), будет при данном p расти неограниченно, а пузырьки меньших радиусов — сокращаться и исчезать.

Наибольшую трудность представляет определение предэкспоненциального множителя. В работе [3] он взят в виде $(NkT/h)\exp(-\Delta f/kT)$, где N число молекул, Δf — свободная энергия активации для движения молекул жидкости к поверхности и от поверхности пузырька. Тогда скорость образования критических зародышей принимает вид:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{NkT}{h}\exp\left[-\left(\Delta f + \frac{16\pi\sigma^3}{3p^2}\right)\Big/\, kT\right]. \qquad (2)$$

Поскольку образование первого критического зародыша приводит к разрыву жидкости, то за величину прочности p_0 можно принять давление, при котором образуется один пузырек за t *сек*. Заменив $dn/dt = 1/t$, получим

$$p_0 = -\left[\frac{16\pi}{3}\,\frac{\sigma^3}{kT\ln NkTt/h - \Delta f}\right]^{1/2}. \qquad (3)$$

Величина Δf может быть принята равной энергии активации для вязкости. Эта энергия у жидкостей не превышает 10 *ккал/мол*. Вычисления показывают, что p_0 слабо зависит от Δf, если последняя изменяется от 0 до 10 *ккал/мол*. Для воды при $T = 300°$ К и при $t = 1$ *сек* p_0 изме-

няется от — 1340 до — 1500 *атм*. Величина p_0 оказывается почти независящей от «времени ожидания разрыва» t. Приняв $T = 300°$ К, $\Delta f = 0$, получим при $t = 10^{-15}$ *сек* $p_0 = -1740$ *атм*, при $t = 10^{+18}$ *сек* $p_0 = -1100$ *атм*. Выражение (3) поэтому можно упростить:

$$p_0 = -\left[\frac{16\pi}{3}\frac{\sigma^3}{kT\ln NkT/h}\right]. \qquad (4)$$

Найденным значениям прочности соответствуют критические зародыши радиусом около 10^{-7}*см*. Учет влияния неизбежно присутствующего в жидкости газа возможно улучшил бы этот расчет. Действительно, достаточно было бы образоваться в результате столкновений «сгустку» газовых молекул, как зародыш можно было бы рассматривать уже не пустым пузырьком, а заполненным газом под весьма большим давлением. «Разрыв» таких зародышей произошел бы при меньшем отрицательном давлении, так как заполнение зародыша паром эквивалентно уменьшению поверхностного натяжения.

На опыте прочность жидкостей получается значительно ниже расчетной: для воды максимальное значение прочности равно — 280 *атм* [4]. Эта величина получена в опытах с центрифугированием стеклянного капилляра, заполненного дистиллированной водой при кипячении. Если полость возникает не внутри жидкости, а в результате отрыва жидкости от поверхности твердого тела, то величина отрицательного давления, необходимого для образования полости, существенно изменяется. Работа, необходимая для образования полости в виде части сферы около поверхности твердого тела, может быть записана в виде [3]

$$W = 2\pi r^2(1-m)\sigma_L + \pi r^2(1-m^2)(\sigma_S - \sigma_{SL}) - \frac{\pi r^3}{3}\frac{(2-3m+m^3)}{p}, \qquad (5)$$

где σ_L, σ_S, σ_{SL} — поверхностное натяжение на границе соответственно жидкость—пар, твердое тело—пар, твердое тело—жидкость, $m = \dfrac{\sigma_{SL} - \sigma_S}{\sigma_S} = \cos\alpha$, где α — угол смачивания.

Работа образования критического зародыша равна

$$W_{\text{кр}} = 16\pi\sigma_L^3\varphi / 3p^2, \qquad (6)$$

где $\varphi = (2+m)(1-m^2)/4$.

Выражение для прочности жидкости в случае отрыва от поверхности твердого тела при условии $l = 1$ и $\Delta f = 0$ имеет вид:

$$p_{\text{пов}} = -\left[\frac{16\pi}{3kT}\frac{\sigma_L^3\varphi}{\ln 6N^{2/3}kT/h}\right]^{1/2}. \qquad (7)$$

Это выражение отличается от (4) тем, что введен множитель $\varphi^{1/2}$, и в предположении, что жидкость соприкасается со стенками кубического сосуда, число молекул N заменено на $6N^{2/3}$.

Легко видеть, что если угол смачивания стремится к нулю, прочность жидкости на отрыв от твердого тела также стремится к нулю, вернее к упругости пара жидкости, которой мы пренебрегли.

Таким образом, предположив, что в жидкости находятся твердые частицы с различной степенью смачиваемости, можно объяснить любой экспериментальный результат. С твердыми частицами может быть связано еще одно обстоятельство. Они могут иметь микротрещины, в которых находится газ, и если поверхность частиц несмачиваемая, то никаким внешним давлением не удастся загнать жидкость в клинообразную трещину. Этому будут препятствовать поверхностные силы, увеличивающиеся при

уменьшении радиуса кривизны выпуклого мениска входящей в клин жидкости.

Качественные опыты показывают, что вода, подвергнутая давлению в 1000 *атм* в течение нескольких минут, становится существенно более прочной. Точка кипения у такой воды повысилась более чем на 100° [5,6]. Этот опыт нельзя объяснить, если предположить, что ответственными за низкую прочность реальных жидкостей являются твердые частицы, так как давлением улучшить смачиваемость, по-видимому, нельзя.

Общеизвестным также является факт, что прочность жидкости возрастает при обезгаживании жидкости.

Эти факты приводят к мысли о том, что ответственными за пониженную прочность реальных жидкостей являются газосодержащие стабильные зародыши. Их число и размеры могут изменяться при воздействии положительного давления и при обезгаживании жидкости. Допустив эту мысль, необходимо ответить на вопрос, каким образом могут существовать эти зародыши в жидкости длительное время. Дело в том, что большие газосодержащие пузырьки должны сравнительно быстро всплыть — скорость всплывания их зависит от радиуса: $v = (^2/_9) r^2 \rho g/\eta$, где ρ и η — плотность и вязкость жидкости, g — ускорение силы тяжести, или приближенно $v = 20\,000\ r^2$ [7]; маленькие же пузырьки должны раствориться из-за того, что в них, благодаря поверхностному натяжению, давление газа повышено [8]. Например, пузырек радиусом 10^{-2} *см* растворится за одну минуту или всплывет на 120 *см*.

Высказано предположение, что в жидкости могут присутствовать пузырьки газа, достаточно малые, чтобы длительное время пребывать во взвешенном состоянии, и не растворяющиеся потому, что они имеют на своей поверхности мономолекулярный слой адсорбированного органического вещества, препятствующего диффузии газа [7]. То, что чистая жидкость быстро покрывается мономолекулярным органическим слоем, известно давно (ссылка в [7]). Некоторые из этих веществ, например протеин, нерастворимы в органических жидкостях. Если существуют такие стабилизирующие оболочки у пузырьков, то их жесткостью можно было бы объяснить некоторое превышение резонансной частоты пузырьков по отношению к расчетной, наблюдающейся на опыте (ссылка в [7]).

Поведение стабильных зародышей в звуковом поле

Рассмотрим движение стабильного зародыша в звуковом поле. Предположим, что зародыш имеет во время своего движения постоянное содержание газа, а радиус его мал по сравнению с длиной волны в жидкости и поэтому последнюю можно считать несжимаемой [9].

Давление в жидкости равно сумме гидростатического и звукового

$$P = P_A - P_0 \sin \omega t. \tag{8}$$

При $t = 0$ пузырек имеет радиус R_0 и содержит газ под давлением $P_A + 2\sigma/R_0$. Кинетическая энергия присоединенной массы жидкости равна алгебраической сумме работ поверхностного натяжения, давления газа и давления жидкости на бесконечности:

$$\int_{R_*}^{R} \{4\pi R^2 [P_0 \sin \omega t - P_A + (P_A + 2\sigma / R_0) R_0^3/R^3] - 8\pi R\sigma\} dR = 2\pi\rho R^3 (dR/dt)^2. \tag{9}$$

Если газ движется изотермически, то уравнение движения приобретает вид:

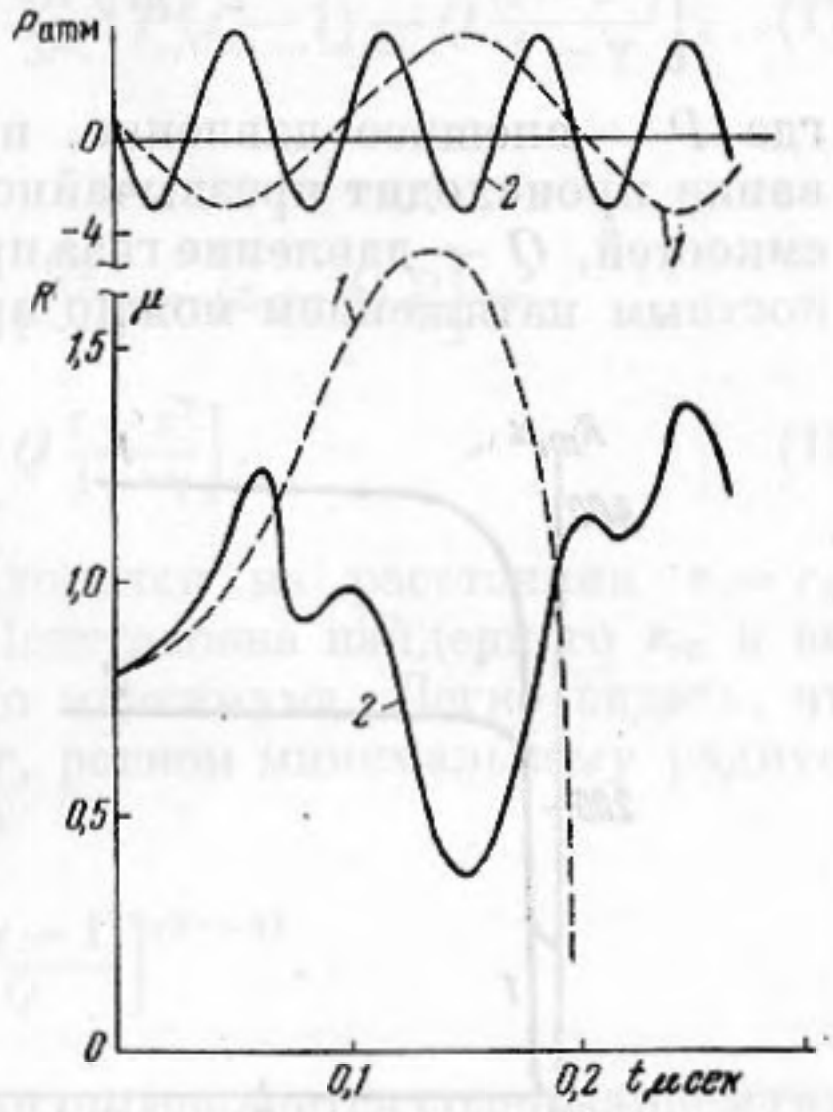
$$2R [P_0 \sin \omega t - P_A + (P_A + 2\sigma/R_0) R_0^3 / R^3] = 4\sigma + 3\rho R (dR/dt)^2 + 2\rho R^2 \frac{d^2R}{dt^2}. \tag{10}$$

Если зародыш имеет вид сферической твердой частицы, не смачиваемой жидкостью, то в образующейся при отрыве полости газа нет, и следовательно, соответствующая работа равна нулю. Уравнение движения в этом случае упрощается:

$$2R\,[P_0 \sin \omega t - P_A] = 4\sigma + 3\rho R\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + 2\rho R^2 \frac{d^2R}{dt^2}. \qquad (11)$$

Газонаполненный пузырек начинает увеличиваться при понижении давления немедленно, в то время как пустая полость вокруг твердой сферы возникает лишь при достаточно большом отрицательном давлении.

Полученные уравнения были численно решены для различных значений параметров, причем было положено $\left.\frac{dR}{dt}\right|_{R=R_0} = 0$, так как пробами установлено, что движение пузырька слабо зависит от граничных условий.



Фиг. 1

На фиг. 1 вверху изображено изменение давления во времени в жидкости при условии, что $P_A = 10^6$ *бар*, $P_0 = 4 \cdot 10^6$ *бар*, $\omega = 3 \cdot 10^7$ *гц* (*1*) и $\omega = 9 \cdot 10^7$ *гц* (*2*); внизу — соответствующее изменение радиуса пузырька, имевшего в начальный момент времени $R_0 = 0{,}8 \times 10^{-4}$ *см*. Пузырек имеет собственную частоту в промежутке между вышеприведенными частотами. На фиг. 1 видно, что при частоте звука ниже резонансной пузырек за время растяжения приобретает некоторую скорость, двигается по инерции и, достигнув максимального радиуса R_m, начинает сокращаться со все возрастающей скоростью. Скорость захлопывания становится настолько большой, что на применявшейся вычислительной машине не удалось просчитать фазу захлопывания пузырька до минимального радиуса. Если же частота звука выше резонансной, то движение пузырька становится довольно сложным, но захлопывания его не наблюдается.

Таким образом, при заданной частоте имеется верхний предел для радиуса зародышей, способных кавитировать.

Однако не все малые зародыши теряют устойчивость при заданных P_A и P_0. Это показано на фиг. 2, где дана зависимость R_m (*1*) и t_m (*2*) — времени, необходимого для достижения R_m, от начального радиуса зародыша R_0 при $P_A = 10^6$ *бар*, $P_0 = 4 \cdot 10^6$ *бар* и $\omega = 9 \cdot 10^4$ *гц*. Зародыш начинает интенсивно расширяться лишь при некотором минимальном R_0, определяемом P_A и P_0. Это понятно, малые зародыши настолько сильно сжаты поверхностным натяжением, что под действием недостаточно большого звукового давления способны совершать только малые колебания. Если же амплитуду звука увеличить, зародыш начнет интенсивно расширяться. Это показано на фиг. 3 для зародыша с $R_0 = 3{,}2 \cdot 10^{-4}$ *см* при $P_A = 10^6$ *бар* и $\omega = 9 \cdot 10^4$ *гц*: *1* — зависимость R_m от P_0; *2* — зависимость t_m от P_0.

Может оказаться, что при данном P_A и P_0 частота настолько велика, что верхний предел для радиуса зародыша совпадет с нижним и тогда кавитация не возникнет, каким бы ни было распределение зародышей по радиусам в жидкости.

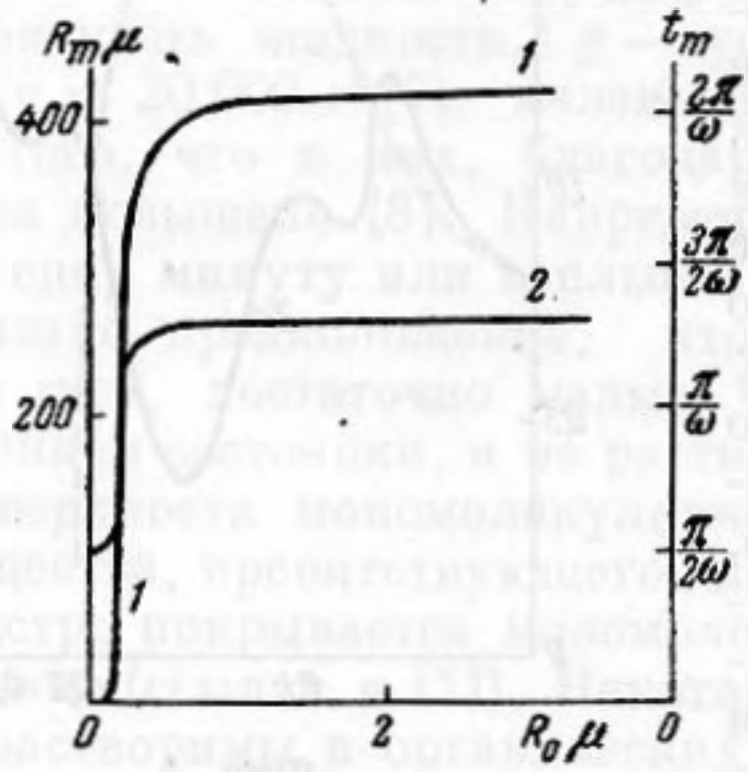
Решение уравнения движения при различных значениях P_A показывает, что увеличение P_A влечет за собой уменьшение R_m, достигаемого при рас-

ширении. Это приводит к ослаблению удара при захлопывании. К этому же приводит и значительное возрастание амплитуды звука P_0. Оказывается, что при этом зародыш расширяется настолько сильно, что ему нехватает времени, чтобы захлопнуться во время полупериода сжатия в звуковой волне. Переход фазы захлопывания в полупериод растяжения ослабляет скорость захлопывания.

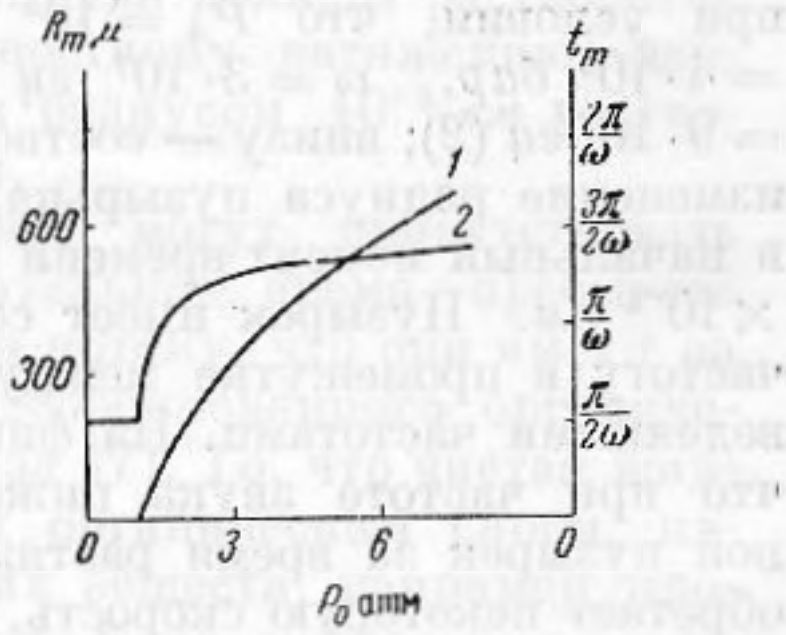
Рассмотрим процесс захлопывания. Движение при захлопывании в адиабатических условиях газосодержащего пузырька можно описать уравнением:

$$\frac{3\rho}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = P(z-1) - \frac{Q(z-z^\gamma)}{1-\gamma}, \qquad (12)$$

где P — внешнее давление, принятое постоянным, поскольку захлопывание происходит чрезвычайно быстро, $z=(R_m/R)^3$, γ — отношение теплоемкостей, Q — давление газа при $R = R_m$. В случае захлопывания поверхностным натяжением можно пренебречь. Если давление газа в пузырьке



Фиг. 2



Фиг. 3

равно нулю, т. е. $Q = 0$, то получим уравнение, исследовавшееся Рэлеем, решение которого приводит к бесконечным значениям давления, и скорости стенок в момент захлопывания [10].

Для нахождения экстремальных значений R имеем уравнение $P(\gamma-1)(z-z) = Q(z^\gamma - z)$. Очевидное решение $z = 1$ дает $R = R_m$, другое решение можно приближенно найти, считая $R \ll R_m$. Тогда $z^{\gamma-1} = \frac{P(\gamma-1)}{Q}$ определит минимальный радиус пузырька.

Давление газа при минимальном радиусе равно

$$Q\left[\frac{P(\gamma-1)}{Q}\right]^{\gamma/(\gamma-1)}. \qquad (13)$$

Для экстремальных значений dR/dt, соответствующих точкам перегиба кривой $R(t)$, $\frac{d}{dt}\left(\frac{dR}{dt}\right) = 0$ или $\frac{d}{dR}\left(\frac{dR}{dt}\right) = 0$. Это условие показывает, что максимум dR/dt имеет место при

$$R = R_m[P(\gamma-1)/Q\gamma]^{1/3(1-\gamma)},$$

что равно приблизительно 1,3 $R_{\min}$ для воздуха. Максимальная скорость равна

$$v^2 = \frac{2P(\gamma-1)}{3\rho\gamma}\left[\frac{P(\gamma-1)}{Q\gamma}\right]^{1/(\gamma-1)}. \qquad (15)$$

Для исследования распределения давления в жидкости используется уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dr}, \qquad (16)$$

где u — скорость жидкости на расстоянии r от центра пузырька. Частные производные могут быть найдены как функции r и R из уравнения сохранения энергии и уравнения непрерывности $R^2\frac{dR}{dt} = r^2\frac{dr}{dt}$.

Таким путем можно найти

$$\frac{dp}{dr} = \frac{R}{3r^2}\left[\frac{Qz^\gamma(3\gamma-4)}{1-\gamma} + \frac{Qz}{1-\gamma} - (z-4)P\right] + \frac{4R^4}{3r^5}\left[P(z-1) - Q\frac{(z-z^\gamma)}{1-\gamma}\right], \qquad (17)$$

что после интегрирования дает

$$p - P = -\frac{R}{3r}\left[\frac{Qz^\gamma(3\gamma-4)}{1-\gamma} + \frac{Qz}{1-\gamma} - (z-4)P\right] -$$

$$-\frac{R^4}{3r^4}\left[P(z-1) - Q\frac{z-z^\gamma}{1-\gamma}\right]. \qquad (18)$$

Максимум давления в жидкости находится на расстоянии $r = r_m$, определяемом из уравнения $dp/dr = 0$. Подстановка найденного r_m в выражение для p определит величину этого максимума. Легко видеть, что максимальное давление имеет место при r, равном минимальному радиусу пузырька, и равно давлению в пузырьке

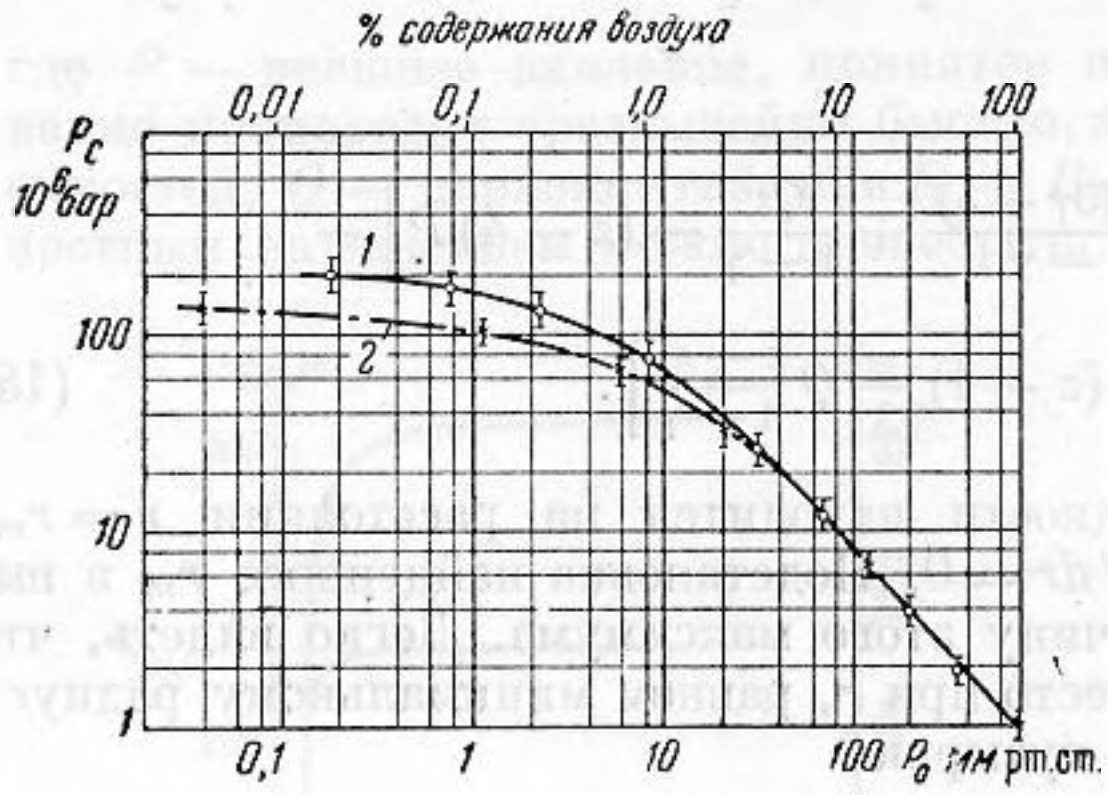
$$P_{\max} = Qz^\gamma = Q\left[\frac{P(\gamma-1)}{Q}\right]^{\gamma/(\gamma-1)}.$$

Таким образом, давление при захлопывании определяется содержанием газа в пузырьке и величиной максимального радиуса, достигаемого при растяжении. Можно определить частотную зависимость $P_{\max}$, поскольку $Q \sim R_m^{-3}$, а R_m, как показывает расчет, $\sim \omega^{-1}$, а так как $\gamma = 4/3$, то $P_{\max} \sim \omega^{-9}$, т. е. при понижении частоты удары чрезвычайно сильно возрастают. Это справедливо только при условии, что полость сохраняет сферическую форму, не теряет устойчивости и не распадается на более мелкие полости еще до полного захлопывания, что может случиться [11]. Предположение об адиабатическом захлопывании пузырька, по-видимому, является сильной идеализацией, так как при таком условии в пузырьке при захлопывании легко получались бы повышения температуры до нескольких тысяч градусов. Хотя повышения температуры газа в пузырьке и происходят — об этом, вероятно, свидетельствует наблюдающаяся при кавитации люминесценция, впрочем для этого могут быть и другие причины,— но не до такой степени, так как теплопроводность при весьма малых размерах пузырьков играет существенную роль. В расчете не учитывалась вязкость жидкости; что, в свою очередь, сказывается на величине давления при захлопывании.

Расширение и захлопывание пузырьков в звуковом поле при допущении более сильной идеализации, чем в предыдущей работе, изучалось также в работе [12]. В этой работе вычислен радиус пустого пузырька в несжимаемой и невязкой жидкости, которого он достигнет, расширяясь от некоторого начального радиуса за время действия постоянного отрицательного давления заданной величины. Вычислен также радиус, которого достигнет пузырек, сокращаясь от некоторого начального радиуса за время действия постоянного положительного давления. Показано, что изменения радиуса при расширении и сокращении тем меньше, чем короче время действия давления.

Экспериментальная прочность жидкости при ультразвуковом воздействии

Имеется большое количество работ, посвященных изучению кавитации под действием ультразвука. Большинство из них содержит только качественные сведения об этом явлении, так как получить количественные сведения о кавитационном процессе довольно трудно из-за большого количества факторов, влияющих на него, и часто оказывается невозможным предсказать точно, как изменятся результаты, если изменить условия, при которых они получены. Во многих случаях, как это будет видно из дальнейшего, не всегда при выявлении роли определенного фактора в кавитационном процессе остальные факторы, могущие повлиять на результаты, надежно контролируются или хотя бы поддерживаются постоянными.



Фиг. 4

Мы рассмотрим вначале экспериментальные сведения о влиянии на прочность жидкости факторов, характеризующих жидкость, а затем влияние факторов, характеризующих ультразвуковое воздействие.

Как уже упоминалось, прочность жидкости существенно зависит от количества содержащегося в ней газа. Наиболее полные сведения об этом вопросе содержатся в работе [13]. В этих опытах исследуемая жидкость наливалась в двенадцатилитровую сферическую стеклянную колбу, подвешенную на тонкой стальной проволоке. Колба приводилась в радиальные колебания на одной из собственных частот в диапазоне 20—40 *кгц* магнитострикционным излучателем, приклеенным снаружи к стенке колбы. При колебаниях абсолютный максимум давления находился всегда в центре колбы, вдали от границ жидкости. Давление в центре колбы определялось пересчетом показаний гидрофона, помещенного в максимум, ближайший к центральному. Гидрофон имел вид полого цилиндра из керамического титаната бария длиной около 3 *мм* и внешним диаметром 2,5 *мм*, закрытого с одного конца и присоединенного другим к торцу латунной трубки, служившей коаксиальным выводом. Гидрофон калибровался по конденсаторному микрофону. Трубка гидрофона укреплялась в держателе, связанном с горлом колбы, которое, очевидно, совершало некоторые колебания, и, к сожалению, нет сведений насколько сильно эти колебания могли передаваться пьезоэлементу гидрофона и тем самым искажать его показания.

Имелась специальная система устройств для обезгаживания жидкости в колбе и для контроля содержания газа в жидкости.

Прочность жидкости определялась амплитудой звукового давления, при котором кавитационные взрывы в центре колбы появлялись один раз в минуту. Испытанию подвергались дистиллированная вода, бензин, синтетическая морская вода, раствор диоксан — вода. Найдено, что прочность жидкости сильно зависит от содержания газа в ней, пока оно составляет не менее 5% от насыщения. Эта зависимость для воды и бензина представлена на фиг. 4: *1* относится к воде, *2* — к бензину. По оси ординат отложена прочность жидкости при 22° и нормальном атмосферном давлении, по оси абсцисс: вверху — содержание воздуха в % от насыщения, внизу — равновесное давление воздуха над жидкостью. На фигу-

ре видно, что прочность линейно возрастает, пока содержание воздуха не уменьшится до 5%, а затем стремится к пределу, равному 200 *атм* для воды и 140 *атм* для бензина. Прочность жидкости, насыщенной воздухом, найдена равной гидростатическому давлению.

Косвенные выводы о влиянии степени насыщения жидкости газом, но неабсолютного содержания газа, можно сделать на основании результатов, полученных в другой работе [14]. Измерялась прочность водопроводной воды на частоте 1 *мгц*. Насыщенная воздухом вода нагревалась до 30° в заглушенной ванне и при медленном охлаждении до 0° облучалась ультразвуком в течение 10 *сек* при каждом значении напряжения на излучателе. Напряжение поднималось ступенями через каждые 30 *сек* до появления кавитации (видимых пузырьков). Затем напряжение тем же образом снижалось до исчезновения кавитации. Соответствующее этому напряжению звуковое давление определялось как прочность жидкости. Звуковое давление, создаваемое кварцевым излучателем, определялось по напряжению на излучателе и его добротности, а также путем измерения радиационного давления. Результаты в обоих случаях хорошо согласуются. Измерения прочности производились как в плоской бегущей волне, причем учитывалась интерференционная картина поля, так и в фокусе сферического отражателя. Давление в фокусе рассчитывалось. Значения прочности, полученные в обоих случаях, практически одинаковы.

Результаты измерения прочности в условиях плоской волны p_1 и при фокусировке p_2 при различной температуре воды приведены в табл.1. Там же приведены содержание газа, которое соответствовало бы насыщению при данной температуре (c_S), и вязкость η.

Таблица 1

T °C	0	5	10	15	20	25	30
p_1 *атм*	4,22	3,50	3,00	2,60	2,27	2,00	1,87
p_2 *атм*	4,62	3,64	2,92	2,50	2,28	2,11	2,02
c_S *см³/л*	29,2	25,7	22,8	20,6	18,7	17,1	15,6
η сантипуаз	1,79	1,52	1,31	1,14	1,00	0,89	0,80

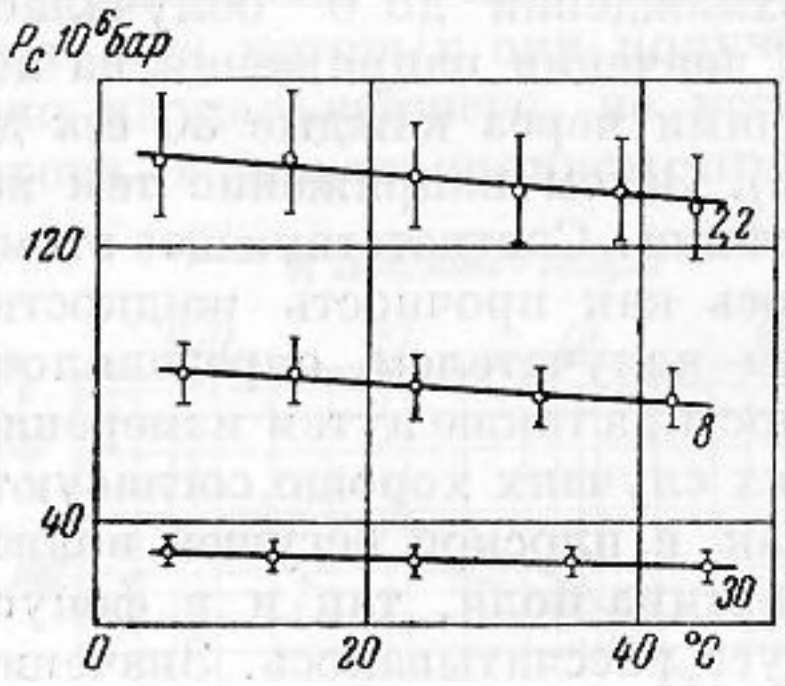
Поскольку вода была насыщена при 30°, то содержание газа в ней равнялось 15,6 *см³/л* и при понижении температуры практически не менялось, поскольку скорость диффузии невелика. Менялась лишь растворимость газа, и при понижении температуры вода поэтому становилась все менее и менее насыщенной. Если в предыдущем опыте [13] число зародышей и их размеры могли меняться из-за удаления воздуха из жидкости, то в этом опыте это могло происходить из-за растворения зародышей. В одинаковой ли мере это влияет на изменение прочности жидкости, не очевидно. Если же отнести действительное содержание воздуха в жидкости при этих опытах к содержанию при насыщении и выразить в процентах, можно найти, что возрастание прочности при уменьшении процента содержания воздуха по отношению к насыщению оказывается несколько более быстрым, чем в предыдущем опыте [13].

Рассмотрим теперь вопрос о влиянии вязкости жидкости на ее прочность.

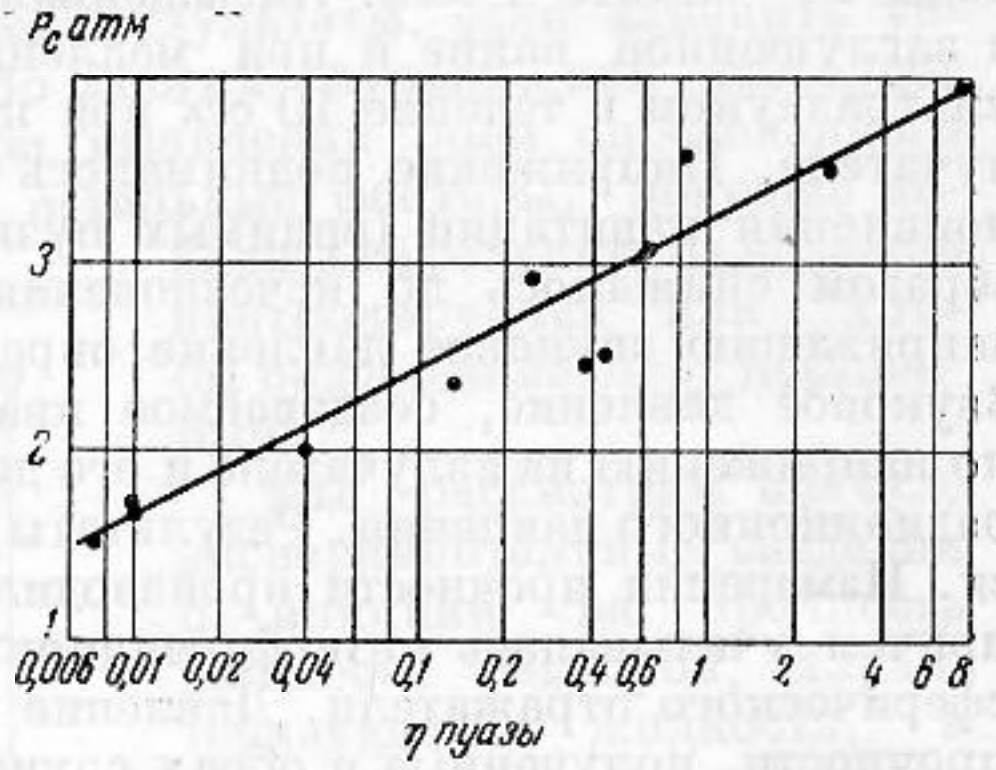
В работе [14] связь между прочностью и вязкостью устанавливается чисто формально, путем сопоставления соответственных значений прочности и вязкости при различной температуре в диапазоне от 0 до 30°, не принимая во внимание роль изменения растворимости газа.

Аналогичную связь можно установить и на основании результатов, полученных в [13]. В этих опытах температура изменялась в диа-

пазоне от 5 до 45° и, следовательно, изменение вязкости было почти таким же, как и в предыдущей работе, но содержание газа в воде было значительно меньшим. Изменение прочности в этом диапазоне представлено на фиг. 5 для трех равновесных давлений воздуха, выраженных в *мм* рт. ст. Легко видеть, что относительное изменение прочности в этом опыте значительно меньше, чем в предыдущем опыте, результаты которого приведены в табл. 1 [14]. Таким образом, изменение



Фиг. 5



Фиг. 6

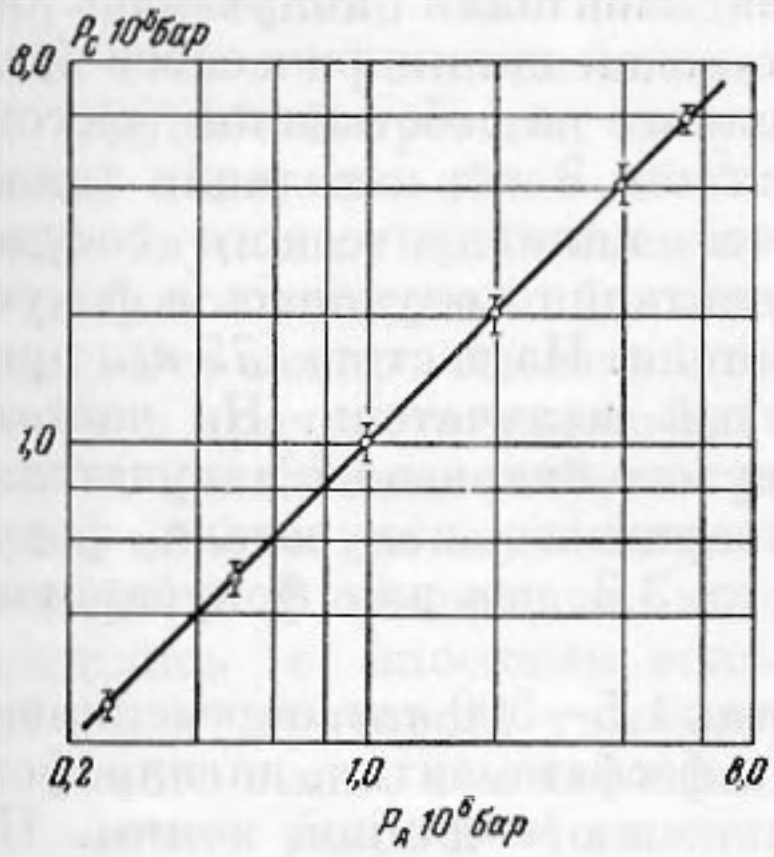
растворимости газа и его абсолютного содержания в жидкости может полностью замаскировать влияние изменения вязкости на прочность жидкости.

Сделана попытка определить влияние вязкости на прочность путем сопоставления прочности жидкостей с различной вязкостью [15]. Опыты проводились на частоте 25 *кгц*. Специальный контроль газового содержания жидкости, по-видимому, отсутствовал. Экспериментальное устройство было таково, что исследуемая жидкость соприкасалась с поверхностью излучателя и со стенками камеры, в которую она наливалась. Это не позволяет с уверенностью сказать, что определялась прочность самой жидкости, а не прочность ее на отрыв от твердого тела, зависящая от смачиваемости. Результаты приведены на фиг. 6, где изображена зависимость прочности жидкостей от их вязкости. На основании этих данных можно заключить, что влияние вязкости на прочность невелико и что прочность несколько возрастает при увеличении вязкости.

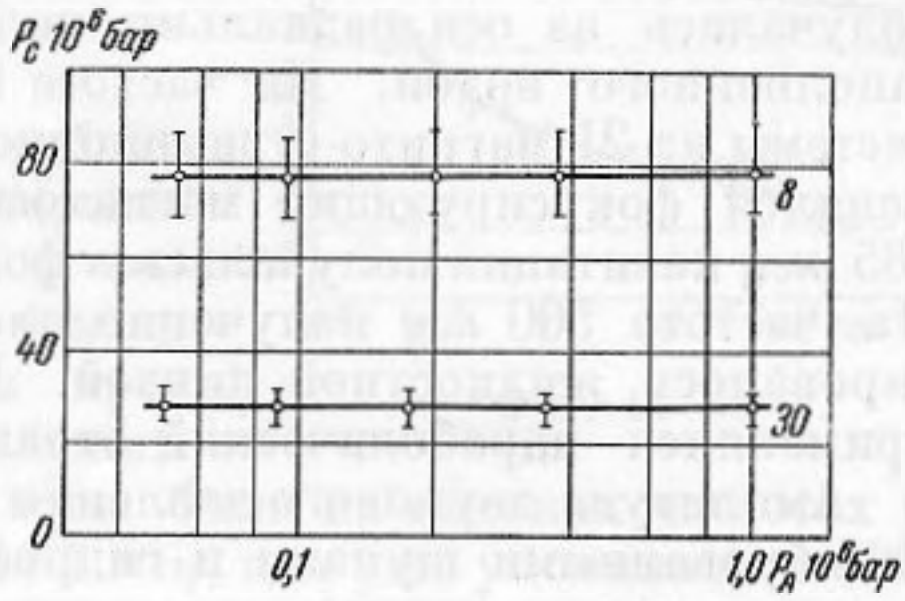
Рассмотрим влияние гидростатического давления на прочность жидкости. Достаточно полный ответ на этот вопрос содержится в [13]. На фиг. 7 показана зависимость прочности насыщенной воздухом воды от гидростататического давления. На фиг. 8 изображена зависимость прочности воды с малым содержанием воздуха от гидростатического давления при двух равновесных давлениях воздуха в *мм*. рт. ст. На основании этих данных можно заключить, что прочность жидкости существенно зависит от гидростатического давления только тогда, когда содержание газа в жидкости велико.

Рассмотрим теперь эффект обезгаживания жидкости, являющийся следствием кавитации, и имеющий тесную связь с газосодержанием жидкости. Замечено [16], что выделение газа при кавитации не происходит, если содержание его в жидкости не превосходит приблизительно 50% от насыщения или если гидростатическое давление повысить в два раза по отношению к тому, при котором жидкость была насыщена газом. Это объясняется, по-видимому, следующим. Растворимость газа в жидкости, как известно, пропорциональна давлению газа. Во время полупериода растяжения в выделенном кавитирующем объеме жидкости присутствуют полости, в которых давление практически равно нулю; следовательно, равна нулю и растворимость (предполагается, что поверх-

ность этих полостей много больше поверхности присутствующих газовых пузырьков). Во время полупериода сжатия жидкость находится в контакте только с газовыми пузырьками различных радиусов. Часть пузырьков имеет разонансные размеры и интенсивно сжимается; большая же часть совершает вынужденные колебания и давление в них близко к атмосферному, поэтому растворимость в полупериод сжатия определяется атмосферным



Фиг. 7

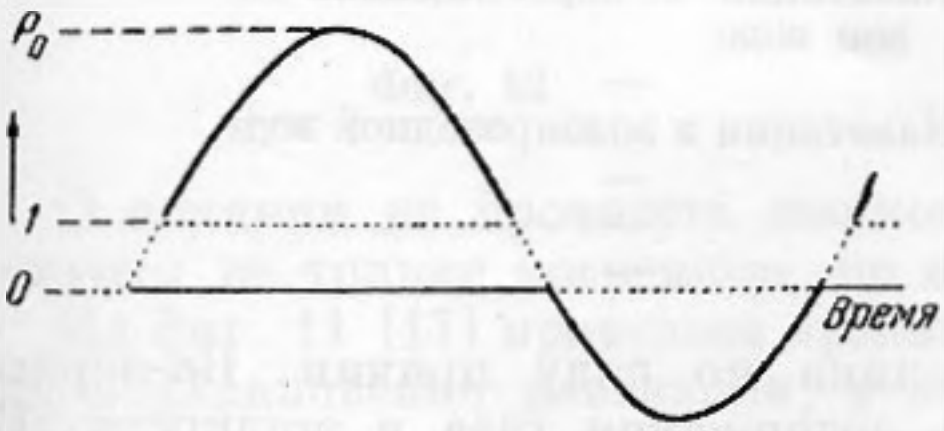


Фиг. 8

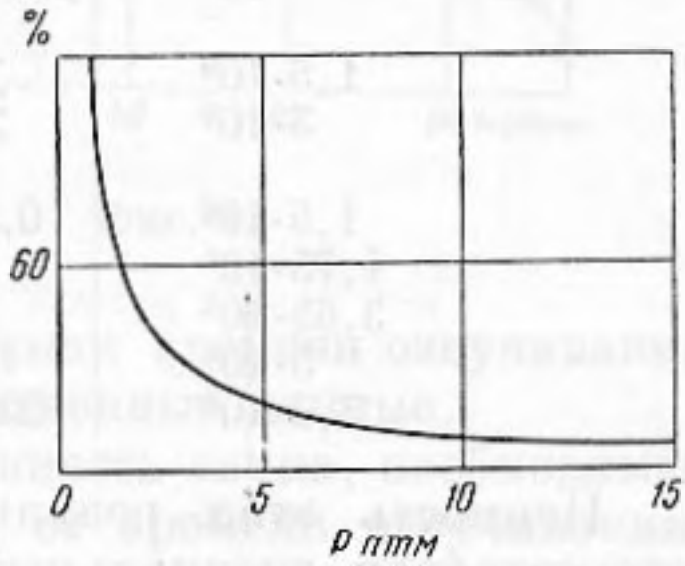
давлением. На фиг. 9 точками изображено давление пропорциональное растворимости как функция времени. Средняя во времени растворимость может быть записана в виде

$$S_m = \frac{1}{2} S_A + \frac{1}{\pi} \left\{ S_A \sin^{-1} \left(\frac{S_A}{S_0} \right) - S_0 + (S_0^2 - S_A^2)^{1/2} \right\},$$

где S_A — растворимость при атмосферном давлении, S_0 — растворимость, какой бы она была при давлении, равном амплитудному.



Фиг. 9



Фиг. 10

На фиг. 10 изображена средняя растворимость в зависимости от амплитуды звукового давления. Если содержание газа в жидкости превышает его среднюю растворимость при данной амплитуде давления, то газ будет выделяться, в противном случае — не будет. Средняя растворимость стремится к 50%, когда амплитуда звукового давления неограниченно возрастает.

Перейдем к рассмотрению зависимости прочности жидкости от факторов, определяющих характер действия пониженного давления во времени, именно — от частоты звука и длительности озвучивания.

Работа [17] является, по-видимому, единственной попыткой определить прочность жидкости в весьма широком частотном диапазоне. О состоянии воды сообщается лишь то, что она или была дистиллированной, отфильтрованной и обезгаженной, или была свежей водопроводной или отстоявшейся водопроводной водой, пересыщенной на 20% в результате нагревания.

Способы воздействия на жидкость были следующими. На частоте 0,1 *кгц* столб воды в стеклянном цилиндрическом сосуде длиной 1 *м* устанавливался на вибраторе и приводился в движение как целое. Из-за инерции в нем возникали напряжения и при определенной амплитуде — кавитация. На частоте 1,5 *кгц* кавитация получалась на оси радиально колеблющегося заполненного водой цилиндрического бака диаметром 0,8 *м* и высотой 2,5 *м*, возбужденного на собственной частоте 250 электромагнитными вибраторами. На частоте 3 *кгц* кавитация также получалась на оси радиально колеблющегося цилиндрического сосуда, заполненного водой. На частоте 15 *кгц* кавитация получалась в фокусе системы из 21 магнито-стрикционного излучателя. На частоте 175 *кгц* применялся фокусирующий магнитострикционный излучатель. На частоте 365 *кгц* кавитация получалась в фокусе вогнутого кварцевого излучателя. На частоте 500 *кгц* излучение плоского кварцевого излучателя фокусировалось жидкостной линзой. На частоте 3,3 *мгц* для фокусировки применялся параболический отражатель.

Амплитуда звукового давления на частотах 1,5—500 *кгц*, определялась калиброванными щупами и гидрофонами из фосфата лития, дигидрофосфата аммония и турмалина, малыми по сравнению с длиной волны. На частоте 3,3 *мгц* интенсивность в фокусе определялась расчетом по радиационному давлению, создаваемому излучателем до фокусировки, и по размерам фокальной области, найденным оптически.

Результаты приведены в табл. 2.

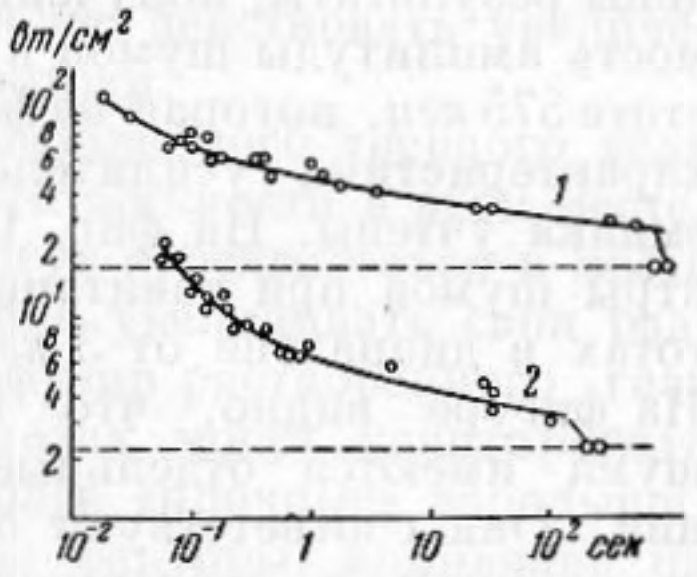
Таблица 2

f, *гц*	$P_{\text{с эфф}}$, *атм*	Примечание
0	$\geqslant 0{,}5$	—
10^2	$\geqslant 0{,}25$—$0{,}9$	Кавитация на граничной поверхности
$1{,}5 \cdot 10^3$	$> 0{,}1$	Кавитация не наблюдалась
$3 \cdot 10^3$	$\geqslant 0{,}5$	Кавитация в пересыщенной газом воде
$1{,}5 \cdot 10^4$	0,5—2,0	—
$1{,}75 \cdot 10^5$	4	Кавитация в водопроводной воде
$3{,}65 \cdot 10^5$	7—20	—
$5 \cdot 10^5$	12—25	—
$3{,}3 \cdot 10^6$	230—300	—

Ценность этих результатов невелика по ряду причин. Во-первых, отсутствовал специальный контроль содержания газа в жидкости. Во-вторых, время пребывания каждого элемента жидкости в области повышенного звукового давления было различным. Действительно, если на низких частотах каждый элемент жидкости находился под звуковым воздействием неопределенно долго, то с переходом к применению фокусирующих устройств время нахождения выделенного объема в жидкости в области повышенного звукового давления стало конечным из-за протекания жидкости через фокальную область благодаря радиационному давлению. С переходом к более высоким частотам размеры фокальной области уменьшаются и, следовательно, даже при сохранении амплитуды звука в фокусе неизменной, время пребывания каждого элемента жидкости под воздействием большого давления становится более коротким.

Изучение кавитации в фокусе вогнутого излучателя на частоте 2,5 *мгц* [18] показало следующую картину: поток вносит зародыши в фокальную область, они растут и, когда попадают в зону достаточно высокого давления, то разрываются и захлопываются. Их рост, возможно обусловлен тем, что диффузия газа при растяжении зародыша происходит через бо́льшую площадь, чем при сжатии. В этих опытах найдено, что скорость потока через фокальную область может достигать 10 *м/сек*.

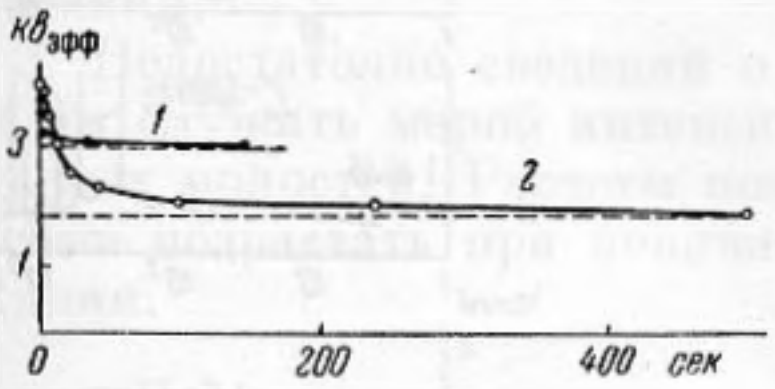
О том, что в опытах с фокусировкой звука значительную роль играет время пребывания каждого элемента жидкости в области повышенного давления, свидетельствует работа [19], в которой на 5 *мгц* кавитацию в фокусе не удалось получить при интенсивности звука 15 *квт/см²*, но как только был создан противопоток или стоячая волна, кавитация возникла при 4 *квт/см²*. В-третьих, не учитывалось влияние того, что объем областей с повышенным звуковым давлением на низких частотах был значительно больше, чем на высоких. Это могло вызвать повышение наблюдаемой прочности жидкости, так как вероятность появления «слабого» зародыша в малом объеме, по-видимому, меньше, чем в большом. В самом деле, когда опыты проводились с плоскими волнами в больших объемах, прочность газосодержащей воды была на высоких частотах не на много выше, чем на низких. Так, на 1 *мгц*, как уже упоминалось [14], прочность равна 2—4 *атм*, на 700 *кгц*, по данным [16], она равна 4,8 *атм*.



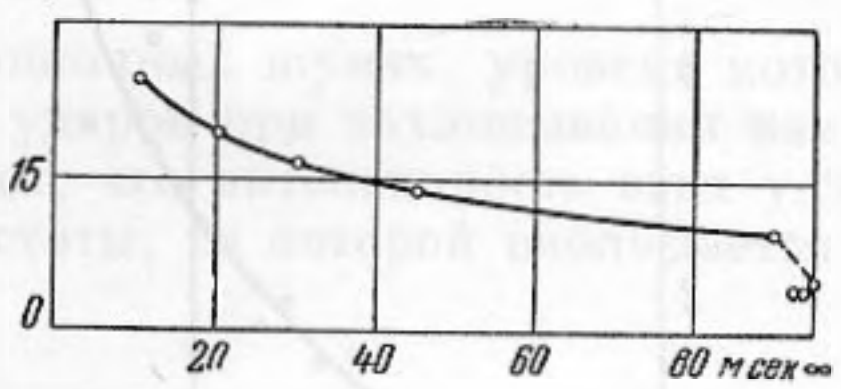
Фиг. 11

Следует заметить, что в [14] получена одинаковая прочность как в плоской волне, так и при фокусировке.

Таким образом, на основании имеющихся сведений о частотной зависимости прочности жидкости можно высказать лишь качественное суждение: прочность возрастает при повышении частоты.



Фиг. 12



Фиг. 13

О влиянии на прочность жидкости укорочения времени озвучивания имеются не только косвенные, но и непосредственные данные.

На фиг. 11 [17] приведена средняя интенсивность звука, необходимая для возникновения кавитации, в зависимости от времени озвучивания. Пунктиром показаны границы, ниже которых кавитация не возникала после 15 *мин* озвучивания. *1* — получена на частоте 500 *кгц*, вода была дистиллированной, отфильтрованной и обезгаженной; *2* — получена на 365 *кгц* и с водопроводной водой. Поскольку эти опыты проводились с применением фокусировки звука, результаты, по-видимому, искажены из-за возникновения потока со скоростью, возрастающей при увеличении времени озвучивания.

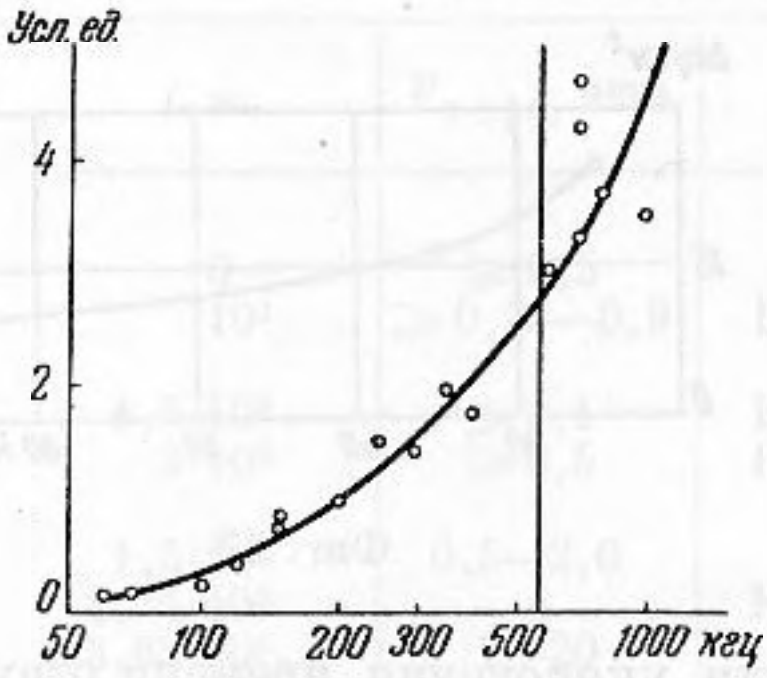
На фиг. 12 [20] показана зависимость напряжения на кварцевом излучателе, необходимого для возникновения кавитации, от времени озвучивания. Опыты проводились при наличии в воде стоячей волны на частоте 575 *кгц*. *1* относится к частично обезгаженной воде, *2* — к необезгаженной воде.

На фиг. 13 [15] показана интенсивность звука на частоте 25 *кгц*, необходимая для появления кавитации в обезгаженном касторовом масле, при различных длительностях звукового импульса. Связь между прочностью и временем озвучивания изучалась также в [16].

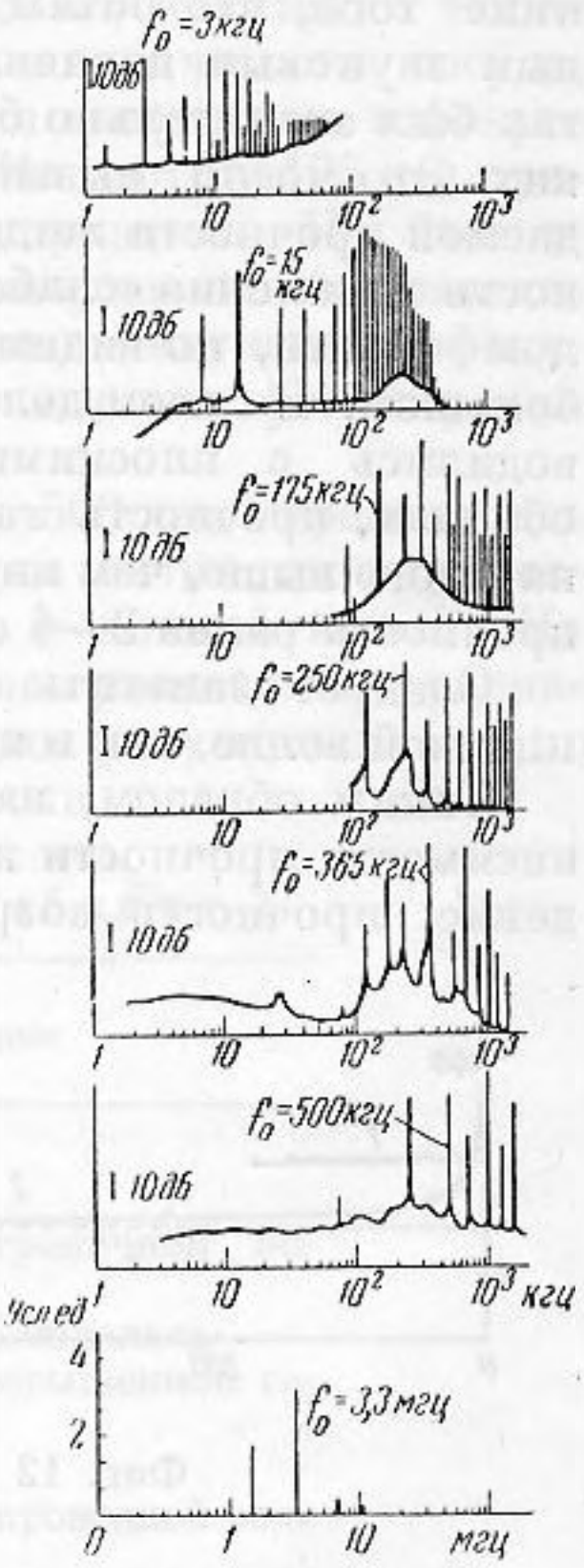
Увеличение прочности жидкости при сокращении времени озвучивания связано, по-видимому, с процессом роста зародышей в результате коагуляции и, возможно, диффузии растворенного газа во время фазы растяжения.

Кавитационный шум

Захлопывание полостей при кавитации создает интенсивный шум. Исследованию его спектра посвящено несколько работ. На фиг. 14 приведены результаты, полученные в [20]. Здесь изображена частотная зависимость амплитуды шумов в произвольных единицах при кавитации на частоте 575 *кгц*, которая на фигуре отмечена вертикальной чертой. Частотные характеристики усилителей, фильтров и приемника учтены. На фиг. 15 представлены спектры шумов при кавитации на различных частотах в диапазоне от 3 *кгц* до 3,3 *мгц* [17]. На фигуре видно, что кроме непрерывного шума имеются отдельные спектральные линии. Они соответствуют основной частоте и ее гармоникам и субгармоникам. Спектр слабо меняется при изменении состояния жидкости или при кавитации не в самой жидкости, а на поверхности твердого тела. Повышение интенсивности звука влечет за собой повышение уровня шума. Однако эта зависимость является функцией состояния жидкости. У газосодержащих жидкостей уровень шума повышается сильнее, чем у обезгаженных и очищенных жидкостей.



Фиг. 14



Фиг. 15

Ответственными за непрерывную часть спектра являются, по-видимому, хаотические удары при захлопывании полостей, в то время как спектральные линии отображают нелинейные радиальные и поверхностные колебания газонаполненных пузырьков. Эти колебания наблюдались [11].

Шум при кавитации на стержнях, вращающихся в воде вокруг оси, перпендикулярной их длине, изучался в [21]. В [22] исследовался процесс захлопывания полостей, создаваемых в воде электрической искрой или сжиганием током тонких проволочек.

Заключение

На основании вышеизложенного представляется возможным сделать следующие выводы.

1. Ответственными за прочность жидкости являются главным образом стабильные газосодержащие зародыши. Нет сведений о причинах их возникновения. Есть предложение, что они стабилизированы органическими оболочками. Содержание их в жидкости может быть уменьшено обез-

гаживанием, повышением давления или понижением температуры. Нет сведений об их распределении по размерам в жидкости. Очевидно, что вероятность появления большого и, следовательно, «слабого» зародыша в области повышенного звукового давления возрастает с увеличением объема этой области. В том же направлении может действовать увеличение всего объема жидкости, если в ней есть потоки.

Отрыв жидкости от поверхности плохо смачиваемого твердого тела может существенно исказить величину прочности жидкости в этом месте.

2. В звуковом поле стабильные зародыши могут передвигаться в места с повышенным звуковым давлением и постепенно увеличивать свои размеры в результате коагуляции и, возможно, диффузии растворенного газа во время фазы растяжения. На высоких частотах могут кавитировать только достаточно малые и, следовательно, более «прочные» зародыши.

3. Эти обстоятельства определяют основные факторы, влияющие на наблюдаемую величину прочности жидкости;

а) содержание в жидкости стабильных зародышей, мерой которого до некоторой степени может служить содержание газа в жидкости; б) объем области повышенного звукового давления, а при наличии потоков и объем всей жидкости; в) частота звука; г) продолжительность озвучивания.

4. В большинстве экспериментальных работ при выяснении роли отдельных факторов другие факторы, способные изменить результат, надежно не контролировались. В итоге мы располагаем лишь качественными сведениями о влиянии отдельных факторов (например, вязкости и т. д.) на наблюдаемую величину прочности, кроме разве влияния газового содержания.

5. Недостаточно сведений о кавитационных шумах, уровень которых мог бы служить мерой интенсивности ударов при захлопывании кавитационных полостей. Расчеты показывают, что интенсивность этих ударов должна возрастать при понижении частоты, на которой наблюдается кавитация.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей, Изд-во АН СССР, 1945
2. Я. Б. Зельдович. К теории образования новой фазы, кавитация. ЖЭТФ, 1942, **12**, 11—12, 525.
3. J. C. Fisher. The fracture of liquids. J. Appl. Phys., 1948, **19**, 11, 1062.
4. L. J. Briggs. Limiting negative pressure of water. J. Appl. Phys., 1950, 21, 721.
5. D. C. Pease, L. R. Blink. Cavitation from solid surfaces in the absence of gas nuclei. J. Phys. Colloid Chem., 1947, 51, 556.
6. Harvey, Barnes, McElroy, Whitely. Removal of gas nuclei from liquids and surfaces. J. Am. Chem. Soc., 1945, 67, 156.
7. F. E. Fox, U. F. Herzfeld. Gas bubbles with organic skin as cavitation nuclei. J. Acoust. Soc. Amer., 1954, **26**, 6, 984.
8. Epstein, Plesset. On the stability of gas bubbles in liquid gas solutions. J. Chem. Phys., 1950, **18**, 11, 1905.
9. B. E. Noltingk, E. A. Neppiras. Cavitation produced by ultrasonics.— Proc. Phys. Soc., 1950, **63B**, 9, 674—685; 1951. Proc. Phys. Soc., **64B**, 1032—1038.
10. Rayleigh. On pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. Phil. Mag., 1917, 34, 94.
11. М. Корнфельд. Упругость и прочность жидкости, М. ГИТТЛ, 1951,
12. W. Gaertner. Frequency dependence of ultrasonic cavitation. 1954. J. Acoust. Soc. Amer. **26**, 6, 977—980.
13. W. J. Galloway. An experimental study of acoustically induced cavitation in liquids, 1954. J. Acoust. Soc. Amer., **26**, 5, 849—857.
14. W. Connolly, F. E. Fox. Ultrasonic cavitation thresholds in water. J. Acoust. Soc. Amer., 1954, **26**, 5, 843—848.
15. Briggs, Johnson, Mason. Properties of liquids at high sound pressure. J. Acoust. Soc. Amer., 1947, **19**, 4, 664—677.
16. O. Lindström. Physico-chemical aspects of chemically active ultrasonic cavitation in aqeous solutions, J. Acoust. Soc. Amer., 1955, **27**, 4, 654—671.

17. R. E s c h e. Untersuchung der Schwingungskavitation in Flüssigkeiten. 1952. Ak. Beihefte, 4, 208—218.
18. G. W. W i l l a r d. Ultrasonically induced cavitation in water: a step—by—step process. J. Acoust. Soc. Amer., 1953, **25**, 4, 667—686.
19. G. W. W i l l a r d. Focusing ultrasonic radiators. J. Acoust. Soc. Amer., 1949, **21**, 360.
20. Th. L a n g e. Methoden zur Untersuchung der Schwingungskavitation in Flüssigkeiten mit Ultraschall. Ak. Beihefte, 1952, 2, 75—82.
21. R. H. M e l l e n. Ultrasonic spectrum of cavitation noise in water. J. Acoust. Soc. Amer., 1954, **26**, 356—360.
22. R. H. M e l l e n. On experimental study of the collapse of a spherical cavity in water. J. Acoust. Soc. Amer., 1956, **28**, 3, 447—454.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
18 декабря 1956 г.