АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XI 1965 Вып. 3

УДК 534.29/532.528

КАВИТАЦИОННАЯ ПРОЧНОСТЬ ВОДЫ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В НЕЙ ЗАРОДЫШЕЙ КАВИТАЦИИ

М. Г. Сиротюк

Приведена расчетная зависимость прочности жидкости от радиуса находящихся в ней зародышей кавитации в виде пузырьков или твердых несмачиваемых частиц и вытекающая из нее частотная зависимость кавитационной прочности воды. На основании этих зависимостей и экспериментальных данных получено количественное распределение возможных зародышей по радиусам в дистиллированной отстоявшейся воде. Дается объяснение существующему в литературе большому разбросу величины порога кавитационной прочности воды.

Хорошо известно, что реальные жидкости разрываются при растягивающих напряжениях, много меньших, чем это следует из теоретических расчетов, проведенных для чистых жидкостей. Это объясняют наличием в жидкостях различных примесей, являющихся «слабыми» местами — зародышами кавитации. Из всех разнообразных примесей на прочность жидкости существенное влияние могут оказывать только газовые пузырьки или плохо смачиваемые твердые частицы, поскольку из кинетической теории жидкостей известно, что хорошо смачиваемые примеси не могут заметно понизить ее прочность, так как угол смачивания у них близок к нулю.

Адсорбированные на поверхности твердых частиц ничтожные количества органических веществ, достаточные для образования мономолекулярного слоя, могут увеличить угол смачивания до величины более ста градусов. Такие плохо смачиваемые частицы являются слабыми местами, где прочность жидкости сильно понижается. Так, например, при угле смачивания, равном 155°, поверхностная прочность оказывается в десять раз меньше, чем прочность жидкости, в которой находится зародыш с углом смачивания, близким к нулю [1].

Твердые, плохо смачиваемые частицы могут попасть в жидкость из атмосферы или со стенок сосуда, в котором она находится. Если для простоты рассуждений эти зародыши считать сферическими с радиусом R, то критическое растягивающее давление равно $P_a = P + 2\sigma / R$, где P — гидростатическое давление, а σ — поверхностное натяжение жидкости. Развитие полости и появление кавитации из такого зародыша должно начаться, если

$$R \geqslant \frac{2\sigma}{P_a - P}. \tag{1}$$

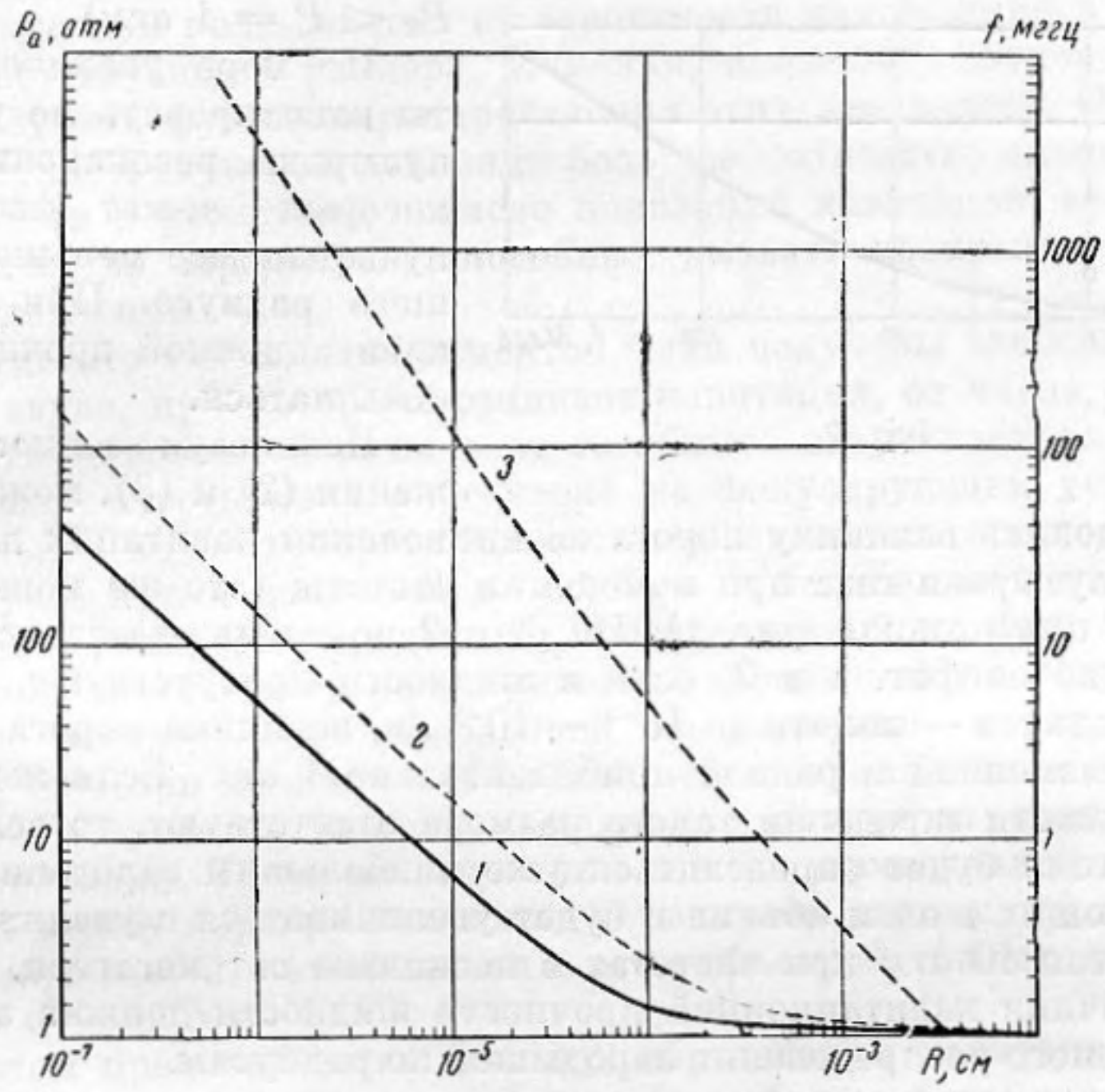
Постоянно присутствующие в обычной жидкости паро-газовые пузырьки также являются зародышами кавитации. Для каждого из них существует определенное критическое отрицательное давление, превышение которого приводит к потере устойчивости пузырька.

Нолтинг и Неппайрас [2] вывели известные дифференциальные уравнения, описывающие поведение газового пузырька в звуковом поле, заро-

дышем для которого может являться как твердая несмачиваемая частица, так и небольшой пузырек. Пренебрегая инерционными членами, из этих уравнений можно найти величину звукового давления, при которой происходит разрыв жидкости на зародыше. Если для зародыша в виде газового пузырька соответствующую величину звукового давления находят из выражения [3]

$$R^3 + \frac{2\sigma}{P} R^2 - \frac{32\sigma^3}{27P(P - P_a)^2} = 0, \qquad (2)$$

то для твердой несмачиваемой частицы она определится выражением (1).



Фиг. 1

На фиг. 1 показана величина звукового давления P_a, соответствующая порогу возникновения кавитации на зародыше радиуса R. Кривая *1* относится к паро-газовому зародышу, кривая *2* — к зародышу в виде твердой несмачиваемой частицы сферической формы. Кривые получены согласно формулам (1) и (2) при $P = 1$ *атм*. Эти зависимости не учитывают влияния частоты звука на порог возникновения кавитации.

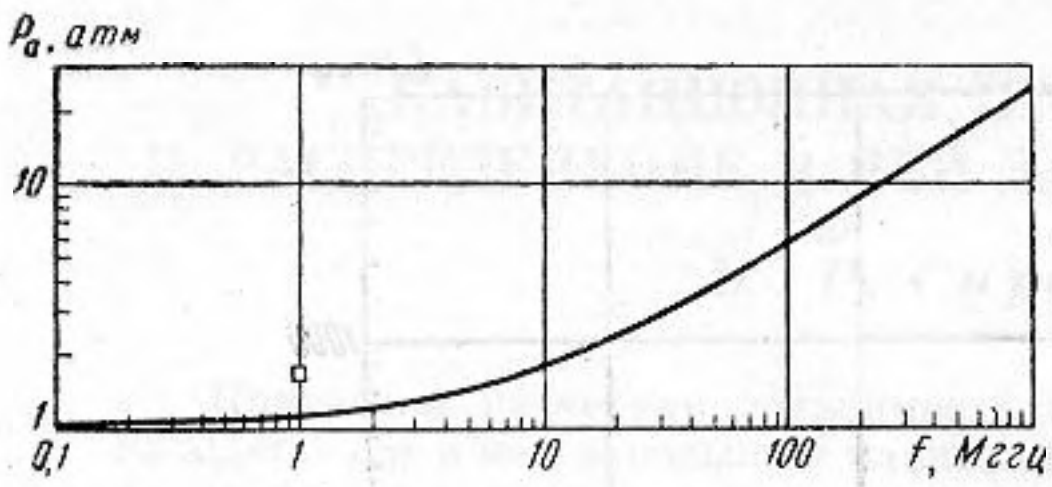
Если на прочность твердого зародыша частота звука не оказывает влияния, поскольку прочность определяется отношением поверхностного натяжения к неизменному радиусу твердой частицы, то для зародыша в виде газового пузырька кавитационный порог будет зависеть от резонансного размера. Известно [2], что если частота звука превосходит резонансную частоту пузырька, то колебание пузырька будет носить сложный характер и захлопывание не произойдет. Таким образом, для заданной частоты звука существуют минимальный и максимальный радиусы пузырьков, способные вызвать кавитацию. Минимальный радиус определяется уравнением (2), а максимальный — резонансным размером, который может быть найден из известного выражения, полученного Миннертом [4]:

$$f = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{3\gamma}{\rho}\left(P + \frac{2\sigma}{R}\right)}, \qquad (3)$$

где $\gamma = c_p / c_v$ — отношение удельных теплоемкостей для газа в пузырьке, ρ — плотность жидкости.

Правда, выражение (3) получено для гармонических колебаний пузырька при небольших амплитудах. При кавитации, когда колебания пузырька перестают быть гармоническими, это выражение, строго говоря, уже не может быть использовано. Тем не менее, им можно воспользоваться для оценки порядка величины R, характеризующего частотную границу кавитации [2].

На фиг. 1 кривая *3* показывает частоту звука f, выше которой не будет происходить захлопывание пузырька радиуса R. Эта зависимость вычислена по формуле (3) (при $P_a < P = 1$ *атм*).



Фиг. 2

По мере увеличения частоты кавитировать могут лишь те пузырьки, резонансные частоты которых лежат выше, т. е. пузырьки все меньшего и меньшего радиуса. При этом порог кавитационной прочности будет повышаться.

Используя совместно выражения (2) и (3), можно приблизительно оценить величину порога возникновения кавитации для зародыша в виде пузырька газа при изменении частоты (это же можно сделать графически при помощи фиг. 1). На фиг. 2 показана эта зависимость.

Как видно из фиг. 1 и 2, если в жидкости присутствуют зародыши большого радиуса — вплоть до 10^{-4} — 10^{-3} *см*, величина порога кавитации остается неизменной и равной приблизительно 1 *атм*. Если же в данном объеме жидкости зародыши такого размера отсутствуют, то величина порога кавитации будет определяться уже наибольшим зародышем из всех присутствующих в этом объеме и будет увеличиваться с увеличением частоты, достигая 10 *атм* при частотах в несколько сот мегагерц. Таким образом, величина кавитационной прочности жидкости должна зависеть от количественного распределения зародышей по радиусам.

Попытки непосредственного измерения количества и размеров зародышей при помощи микроскопа делались неоднократно, но не дали положительного результата. Это, по-видимому, можно объяснить тем, что зародышей сравнительно больших радиусов (до 10^{-4} *см*), которые еще можно обнаружить микроскопом, в воде крайне мало, а зародыши меньшего размера (если даже их количество велико) находятся за пределами разрешающей способности оптических микроскопов.

Косвенный и единственный эксперимент [5] по выяснению распределения пузырьков, основанный на измерении поглощения звуковой энергии резонансными газовыми пузырьками, находящимися в жидкости, подтверждает это предположение. Оказалось, что в воде количество пузырьков весьма малого радиуса значительно превосходит количество больших. Так, например, если в свежей водопроводной воде в 1 *см*^{3} объема находится $5 \cdot 10^{-3}$ пузырьков с радиусом $2{,}2 \cdot 10^{-3}$ *см*, то пузырьков с радиусом $0{,}6 \cdot 10^{-3}$ *см* будет содержаться уже 0,7.

Отсюда следует, что если звуковое поле сосредоточено в небольшой области, как это имеет место в фокусирующих концентраторах, то порог возникновения кавитации сильно возрастет по сравнению с порогом для большого объема жидкости, так как вероятность нахождения в фокальном пятне зародыша большого размера будет мала.

Многочисленные опыты по определению кавитационной прочности воды, к сожалению, проводились в неидентичных экспериментальных условиях, в частности при различных объемах озвучиваемой воды и, следовательно, с неодинаковым содержанием в ней зародышей, которое не учи-

тывалось. Это обстоятельство и вызывает очень большой разброс экспериментальных величин порога кавитации полученных различными авторами — от единиц до сотен *атм* [6] *. Некоторые такие эксперименты привели к кажущейся, но неверной зависимости порога кавитации от частоты [7], на что уже было обращено внимание в обзоре Роя [8].

Единственно правильный опыт по определению кавитационной прочности дистиллированной воды, поставленный недавно Мессино, Сетте и Вандерлингом [9], показал, что она составляет 1,7 *атм* (эта величина на фиг. 2 обозначена квадратиком).

Определение порога кавитации авторами указанной работы было сделано на основании статистических данных. Вероятность появления кавитации в звуковом поле зависит от вероятности нахождения в нем зародышей соответствующего размера. Изменяя, например, звуковое давление, можно получить функцию распределения этих зародышей. Озвучивая же при неизменном звуковом давлении большое количество одинаковых объемов жидкости и регистрируя число появлений кавитации, можно определить количество зародышей, способных вызвать кавитацию при данном звуковом давлении.

В результате таких экспериментов были получены зависимости интенсивности звука, при которой возникает кавитация, от числа зародышей в 1 $см^3$ дистиллированной воды и от ее общего озвучиваемого объема. Последняя зависимость была определена на фокусирующем устройстве, через фокальное пятно которого конвективно двигалась жидкость.

Пользуясь этими данными, на основании зависимости между порогом кавитации и радиусом зародышей, представленной на фиг. 1, можно перейти к количественному распределению зародышей по радиусам. Количественное распределение зародышей по радиусам, кроме того, может быть получено при наличии небольшой резко ограниченной области, в которой устанавливается известная величина звукового давления, равная порогу кавитации. Тогда на основании той же, приведенной на фиг. 1 зависимости между порогом кавитации и радиусом зародышей, можно найти радиусы зародышей, находящихся в этом объеме V (и их количество N в единице объема $N = 1 / V$).

При этом предполагается, что для образования кавитации достаточно присутствие одного зародыша в фокальном объеме и что в нем отсутствует перемещение жидкости. Такой резко ограниченной областью может служить фокальное пятно фокусирующей системы с большим углом раскрытия.

Наши эксперименты по определению количества зародышей в единице объема отстоявшейся дистиллированной воды (с содержанием газа 0,025 $см^3/мл$) в зависимости от вида зародышей и их радиусов проводились на частотах 0,5 и 1 *мггц* на фокусирующих концентраторах с объемом фокального пятна соответственно 0,12 $см^3$ [10] и 0,015 $см^3$ [11].

Метод определения порога кавитации был аналогичен описанному в работе [9]. Среднее давление в фокальном пятне поднималось ступеньками до момента появления кавитации. Здесь следует еще учесть то обстоятельство, что на прочность жидкости влияет также и само время озвучивания. Так, например, из-за неоднородности звукового поля необходимо некоторое время для перемещения зародышей в область с более высоким давлением. Кроме того, при длительном озвучивании жидкости находящиеся в ней пузырьки в результате диффузии в них газа начинают расти и понижают ее прочность.

Наши исследования подтверждают это предположение: длительное время озвучивания (более 20 *сек*) приводит к понижению прочности воды; при коротком времени озвучивания, 3—8 *сек*, порог несколько повышается

---

* На сводном графике, приведенном в работе [6] (фиг. 11), допущены опечатки: вместо ссылки на [26] должно быть [54], а вместо [31]—[38].

Таблица 1

		Концентратор на частоту 500 *кгц* [10]	Концентратор на частоту 1 *мггц* [11]
Пороговое давление P_a, *атм*		42,4	238
Радиус возможных зародышей, соответствующих порогу P_a (из фиг. 1), *см*	R пузырька	$1{,}3 \cdot 10^{-6}$	$1{,}9 \cdot 10^{-7}$
	R частицы	$3{,}6 \cdot 10^{-6}$	$6{,}1 \cdot 10^{-7}$
Объем фокального пятна V, в котором содержится 1 зародыш, *см*		0,12	0,015
Число зародышей N в единице объема $1/V$		8,35	67

и остается стабильным в этом интервале времени с разбросом не более чем на 10%. Поэтому время, в течение которого определялся порог кавитации, составляло в наших экспериментах около 5 *сек*.

Перемещение жидкости в фокальном пятне отсутствовало, поскольку перед фокальным пятном (на расстоянии 25 *мм*) была расположена тонкая звукопрозрачная пленка, являющаяся дном реакторного станка концентратора, которая отсекала постоянные потоки жидкости [12].

Таблица 2

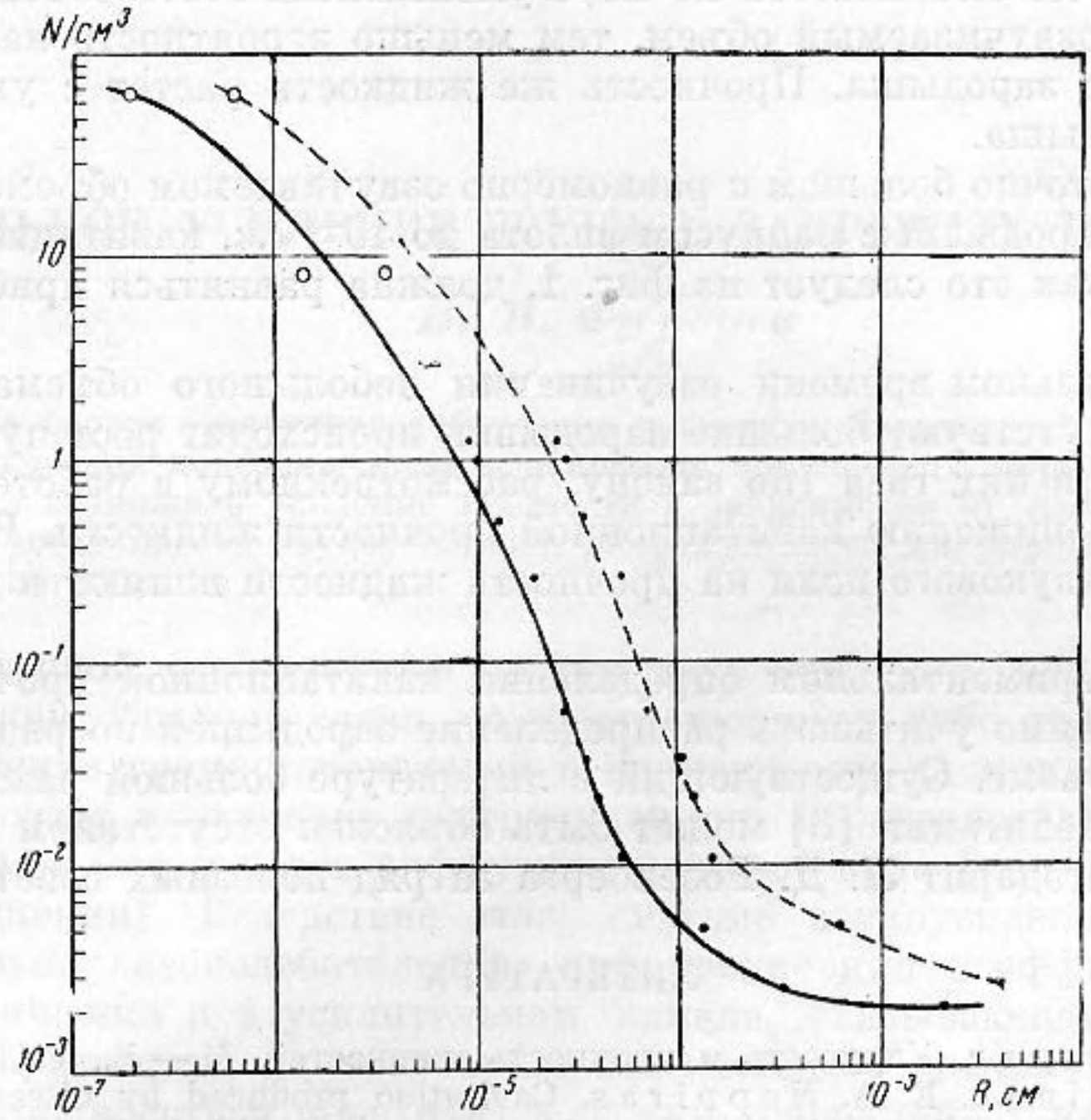
Пороговое давление P_a, *атм*		1,05	1,1	1,3	1,9	2,32
Радиус возможных зародышей, соответствующих порогу P_a (из фиг. 1), *см*	R пузырька	$2 \cdot 10^{-3}$	$3{,}2 \cdot 10^{-4}$	$1{,}3 \cdot 10^{-4}$	$5{,}2 \cdot 10^{-5}$	$4{,}2 \cdot 10^{-5}$
	R частицы	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$	$1{,}25 \cdot 10^{-4}$
Объем V, в котором содержится 1 зародыш *см*³ (из работы [9])						
Число зародышей N в единице объема ($\times 10^{-2}$)	Из работы [9]	0,2	0,25	0,5	1,1	2,2
	$1/V$					

Таблица 2 (продолжение)

Пороговое давление P_a, *атм*		2,45	2,85	3,87	5,47	6,7	7,13
Радиус возможных зародышей, соответствующих порогу P_a (из фиг. 1), *см*	R пузырька	$3{,}6 \cdot 10^{-5}$	$2{,}7 \cdot 10^{-5}$	$1{,}9 \cdot 10^{-5}$	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$9{,}2 \cdot 10^{-6}$
	R частицы	$1{,}05 \cdot 10^{-4}$	$7{,}8 \cdot 10^{-5}$	$5{,}2 \cdot 10^{-5}$	$3{,}4 \cdot 10^{-5}$	$2{,}7 \cdot 10^{-5}$	$2{,}5 \cdot 10^{-}$
Объем V, в котором содержится 1 зародыш *см*³ (из работы [9])			1700	350	190	100	80
Число зародышей N в единице объема ($\times 10^{-2}$)	Из работы [9]	3,4					
	$1/V$		5,9	26,6	52,5	101	125

Результаты экспериментов приведены в табл. 1, где величина порогового давления — среднее значение из 5—6 измерений с разбросом в несколько процентов.

Так как при этих экспериментах использовалась дистиллированная вода, хранимая в обычных условиях, вид зародыша (твердая частица или пузырек) оставался неизвестен. В таблице приведены данные для обоих возможных типов зародышей.



Фиг. 3

Располагая другими объемами фокального пятна или различными объемами жидкости, проходящими через фокальное пятно, в котором известно звуковое давление, можно продолжить эту таблицу. В табл. 2 содержатся данные для P_a, V и N, заимствованные из уже упоминавшейся работы [9], на основании которых, пользуясь также зависимостью между P_a и R, приведенной на фиг. 1, можно получить распределение зародышей в дистиллированной воде по радиусам. Поскольку степень чистоты этой воды также неизвестна, в табл. 2 приведены радиусы обеих возможных видов зародышей.

На фиг. 3 показано количественное распределение зародышей по радиусам в дистиллированной отстоявшейся воде: кружочки соответствуют данным табл. 1, а точки — табл. 2. Сплошная кривая — распределение пузырьков, пунктирная — твердых частиц.

Поскольку в реальной воде, по-видимому, присутствуют как газовые, так и твердые зародыши, прочность обычной отстоявшейся воды должна зависеть от количественного соотношения между ними. Кривые, представленные на фиг. 3, являются границами, в пределах которых заключены параметры зародышей обоих видов.

Из фиг. 3 следует также, что порог возникновения кавитации уменьшается с увеличением площади фронта волны (или объема, в котором заключена акустическая энергия), так как при этом вероятность попадания большого зародыша возрастает. При использовании фокусирующего излучателя с небольшим фокальным объемом эта вероятность будет мала и порог возникновения кавитации повысится.

Суммируя изложенное, можно сделать следующие выводы. Распределение зародышей кавитации в виде паро-газовых пузырьков или твердых несмачиваемых частиц в отстоявшейся дистиллированной воде весьма неравномерно: количество зародышей малого радиуса ($<10^{-6}$ *см*) примерно в 10^5 раз превосходит количество зародышей большого радиуса ($>10^{-4}$ *см*).

Неравномерное распределение зародышей приводит к зависимости кавитационной прочности воды от объема озвучиваемой жидкости. Кавитационная прочность повышается по мере уменьшения этого объема, так как чем меньше озвучиваемый объем, тем меньше вероятность нахождения в нем большого зародыша. Прочность же жидкости растет с уменьшением размера зародыша.

При достаточно большом и равномерно озвучиваемом объеме, в котором содержатся зародыши с радиусом вплоть до 10^{-3} *см*, кавитационная прочность воды, как это следует из фиг. 1, должна равняться приблизительно 1 *атм*.

При длительном времени озвучивания небольшого объема жидкости, в котором отсутствуют большие зародыши, происходит рост пузырьков из-за диффузии в них газа (по закону, рассмотренному в работе [13]), что приводит к понижению кавитационной прочности жидкости. В случае неоднородного звукового поля на прочность жидкости влияют и другие причины [9].

При экспериментальном определении кавитационной прочности жидкости необходимо учитывать распределение зародышей по радиусам в исследуемом объеме. Существующий в литературе большой разброс в величине порога кавитации [6] может быть объяснен отсутствием этого учета.

Автор благодарит Л. Д. Розенберга за ряд полезных советов.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Корнфельд. Упругость и прочность жидкостей. М.— Л., ГИТТЛ, 1951.
2. B. E. Noltingk, E. A. Neppiras. Cavitation produced by ultrasoninics. Proc. Phys. Soc., 1950, **63B**, 9, 674—685; Proc. Phys. Soc., 1951, **64B**, 1032—1038.
3. R. Macleay, L. Holroyd. Space — Time analysis of the sonoluminescence emitted by cavitated water. J. Appl. Phys., 1961, **32**, 3, 449—453.
4. M. Minnaert. On musicai air-bubbles and the sound of running water. Phil. Mag., 1933, **16**, 7, 235.
5. M. Strassberg. Undissolved air cavities as cavitation nuclei. London, H.M.S.O., 1956, 6-1-6-13; discuss. B1—B7.
6. М. Г. Сиротюк. Ультразвуковая кавитация. Обзор. Акуст. ж., 1962, **8**, 3, 255—272.
7. R. Esche. Untersuchung der Schwingungskavitation in Flüssigkeiten. Akust. Beihefte., 1952, 4, 208—218.
8. Н. А. Рой. Возникновение и протекание ультразвуковой кавитации. Обзор. Акуст. ж. 1957, **3**, 1, 3—18.
9. D. Messino, D. Sette, F. Wanderling. Statistical Approach to Ultrasonic Cavitation. J. Acoust. Soc. America, 1963, **35**, 10, 1575—1583.
10. Л. Д. Розенберг, М. Г. Сиротюк. Установка для получения фокусированного ультразвука высокой интенсивности. Акуст. ж., 1959, **5**, 2, 206—211.
11. Л. Д. Розенберг, М. Г. Сиротюк. Концентратор для получения ультразвуковых колебаний сверхвысокой интенсивности при частоте 1 *мггц*. Акуст. ж., 1963, **9**, 1, 61—75.
12. М. Г. Сиротюк. Баланс энергии звукового поля при наличии кавитации. Акуст. ж., 1964, **10**, 4, 465—469.
13. Din-Yu-Hsieh, M. Plesset. Theory of rectified diffusion of mass into gas Bubbles. J. Acoust. Soc. America, 1961, **33**, 2, 206—215.

Акустический институт
АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
29 июля 1964 г.