

И. Л. Шейнман

*Санкт-Петербургский Государственный Электротехнический Университет,
СПбГЭТУ, 194376, Россия, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5
e-mail: isheinman@yandex.ru*

Влияние газовых пузырьков на звукопрозрачность обтекателя

Получена 18.08.2006, опубликована 28.09.2006

Произведен учет влияния пузырьков на поверхности обтекателя на его звукопрозрачность. Актуальность задачи обусловлена высокой стоимостью измерений в акустических бассейнах, обусловленной простотой обтекателей и акустических антенн до начала измерений из-за необходимости выдерживания их после опускания в воду для уменьшения слоя пузырьков, а также непредсказуемым сильным влиянием пузырьков на точность измерений при использовании обтекателей в морских условиях. Задача решалась путем определения параметров эквивалентных схем системы «обтекатель-пузырьки». Произведен расчет звукопрозрачности обтекателя с пузырьковым слоем для разных законов распределения их по радиусам и разных концентраций пузырей. Показано определяющее влияние пузырьков на звукопрозрачность обтекателя вследствие экранирования пузырьками его поверхности.

ВВЕДЕНИЕ

Известен факт, что сразу после помещения гидроакустического обтекателя в опытный бассейн результаты измерения его звукопрозрачности изменяются со временем. Только после «вымачивания» в течение нескольких суток можно быть уверенным во временной стабильности результатов, что объясняется поверхностными эффектами на границе между активной поверхностью обтекателя и водой. Они обусловлены наличием жировой плёнки, уменьшающей адгезию воды к обтекателю, а также налипанием пузырьков воздуха на поверхность.

В отличие от процессов ультразвуковой кавитации, когда пузырьки появляются только в полупериоды разрежения, а затем схлопываются, в рассматриваемой задаче налипание пузырьков стабильное. В приводимом ниже рассмотрении, основанном на представлении о существовании на поверхности обтекателя стабильных пузырьков, вопросы диффузии газа из жидкости в пузырьки и связанное с этим изменение их размеров не рассматриваются. Соответственно, не учитывается и то, что укрупненные пузырьки могут покидать жидкость. Считается только, что рост мелких пузырьков и уход из жидкости наиболее крупных не меняют распределение пузырьков в жидкости по размерам. Таким образом, рассматривается процесс прохождения звуковой волны

через обтекатель при постоянных граничных условиях без учета временной динамики этих граничных условий.

Будем считать, что проходящая через обтекатель волна возбуждает его таким образом, что интенсивность колебаний на поверхности, по крайней мере, ниже порога кавитации. На активную поверхность обтекателя налипли пузырьки, среднее распределение которых на поверхности и вероятностные законы распределения их размеров могут быть описаны математически.

Колебания пузырьков в данном рассмотрении предполагаются невзаимодействующими. Отсутствие взаимодействия для кавитационных пузырьков выполняется при условии, что расстояние d между центрами пузырьков составляет не менее $4a_m$, где a_m — радиус пузырька в момент его наибольшего расширения [1]:

Оценим площадь, закрываемую пузырьками на поверхности обтекателя, если их расположение удовлетворяет условию $d > 4a_m$. Наиболее плотное расположение пузырьков, удовлетворяющее этому условию, показано на рис. 1.

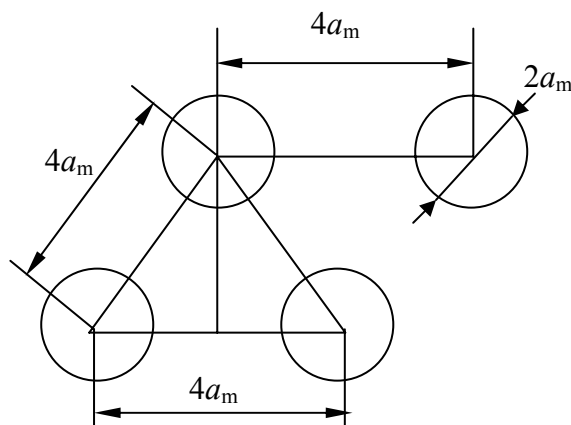


Рис. 1. Расположение пузырьков, удовлетворяющее условию $d = 4a_m$

Рассмотрим участок поверхности обтекателя $1 \times 1 \text{ м}^2$. Для него $n_1 = 1/(4a_m)$ — число пузырьков в «строке», $n_1 = 1/(\sqrt{(4a_m)^2 - (2a_m)^2}) \approx 1/(3.5a_m)$ — число «строк». Учитывая, что $S = 4 \cdot 3.5a_m^2 n_1 n_2 = 14Na_m^2 = 1$, получаем для количества пузырьков $N = n_1 n_2 = 1/(14a_m^2)$. Тогда закрываемая пузырьками площадь $S = N\pi a_m^2 \approx 0.22$. Из данной оценки видно, что границей применимости нижеприведенного рассмотрения будет случай, когда пузырьки закрывают около 20% площади обтекателя.

Реальное расположение пузырьков будет случайным. Заметим, что поскольку условие $d > 4a_m$ относится к кавитационным пузырькам, гидродинамические потоки жидкости от которых сильно воздействуют на стенки упругих расширяющихся пузырьков, в приводимом ниже рассмотрении взаимодействие будет малым даже при несоблюдении упомянутого условия. Если, кроме того, допустить взаимодействие пузырьков в течение короткого времени, то резонно смягчить условие применимости

последующего рассмотрения: $d > 3a_m$, которое будет выполняться даже без допущения о регулярности размещения пузырьков на поверхности.

Поставленное условие независимости пузырьков даёт возможность применять закономерности, известные для колебаний одиночного пузырька, определяя суммарное влияние пузырьков путем статистического суммирования воздействий, создаваемых отдельными пузырьками.

1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВ ПО РАДИУСАМ

Поскольку свойства пузырьков определяются их геометрическими размерами, для статистического анализа требуется знание функции плотности вероятности распределения пузырьков по радиусам $n(a)$. В работе [2] на основе статистики Гиббса получен общий вид функции плотности вероятности распределения пузырьков в жидкости по радиусам:

$$n(a) = \frac{Ae^{-\beta/a}}{a^3}, \quad (1)$$

где β — параметр распределения, определяемый из экспериментов, A определяется из условия нормировки распределения: $A = \beta^2$.

В работе [3] на основании измерения затухания звука, вносимого пузырьками, была получена функция распределения по размерам газовых пузырьков в водопроводной воде (измерения проводились в области высоких частот (100 – 940 кГц), соответствующих радиусам пузырьков от 4 до 34 мкм):

$$N(a) \approx \frac{A(t)}{a^{3,5}}. \quad (2)$$

При этом количество пузырьков зависело от времени отстаивания воды t : $A=A(t)$, убывая с ростом времени отстаивания. Отметим, что экспериментальная зависимость (2) неплохо соотносится с зависимостью (1) и объясняется необходимостью при выводе функции распределения $n(a)$ учета слабого взаимодействия между пузырьками [3]. Для дальнейшего рассмотрения будем использовать зависимость вида

$$n(a) = \frac{Ae^{-\beta/a}}{a^{3,5}}. \quad (3)$$

Найдем параметры распределения (3). Функция $n(a)$ имеет максимум при $a_m = \beta/3,5$, откуда получаем $\beta = 3,5a_m$. Используя условие нормировки, получим

$$A = \left(\int_0^\infty \frac{e^{-\beta/a}}{a^{3,5}} \right)^{-1}.$$

Согласно [3] диапазон изменения радиусов устойчивых пузырьков газа в воде ограничен величинами $a_{\min} = 10$ мкм, $a_{\max} = 1$ мм. В работе [3] в качестве минимального радиуса пузырей указывается $a_{\min} = 0.1$ мкм. Максимальный радиус совпадает с данными [4]. Расхождение данных, по-видимому, связано с особенностями

проведения экспериментов: в работе [3] был использован для измерений более высокий диапазон частот с возможностью фиксации более мелких пузырей. Минимальный радиус $a_{\min} = 0.1$ мкм согласуется с данными [5], согласно которым кривая распределения пузырьков в свежей водопроводной воде имеет максимум в области 3 – 8 мкм.

Последняя информация позволяет также приближенно оценить параметры распределения (3). При погружении преобразователя в воду область максимума распределения может смещаться в сторону больших значений, в связи с тем, что на нем силами поверхностного натяжения удерживаются более крупные пузырьки и не покидают жидкость.

В дальнейшем при проведении расчетов в качестве минимального радиуса пузырей будем принимать $a_{\min} = 0.1$ мкм, для положения максимума распределения будем выбирать $a_m = 8$ мкм и $a_m = 40$ мкм, учитывая процессы выделения растворенного газа из воды на поверхность нагретого колеблющегося обтекателя.

Вид функции распределения (3) представлен на рис. 2.

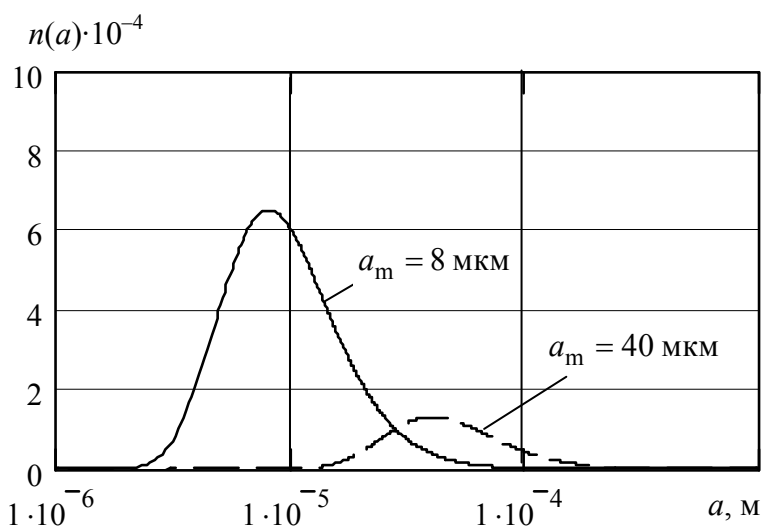


Рис. 2. Функция распределения пузырьков по радиусам

Влияние пузырьков на звукопрозрачность обтекателя осуществляется двумя способами: путем изменения импеданса поверхности при внесении дополнительного импеданса пузырьков Z_n и путем уменьшения активной площади обтекателя $S_{act} = S - S_{\Sigma eff}$ при его экранировании пузырьками, где S — полная площадь обтекателя, $S_{\Sigma eff}$ — сумма эффективных сечений погашения (поглощения и рассеяния) пузырьков.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СУММАРНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ

Пузырьки газа на поверхности обтекателя участвуют одновременно в двух движениях: пульсирующем и осциллирующем. При пульсирующем движении газ в пузырьке претерпевает упругое сжатие, наряду с ним возникают потери энергии на теплопередачу от газа к жидкости. При осциллирующем движении пузырек смещается как единое целое.

Механическая и электрическая эквивалентные схемы обтекателя, на поверхность которого налипли пузырьки газа, показаны на рис. 3, 4. Параметрами схем являются: c_i — гибкость пузырьков воздуха; r_i — активные потери при пульсации пузырька; Z_{spi} — сопротивление излучения пульсирующего пузырька; Z_{soi} — сопротивление излучения осциллирующего пузырька; Z_s — сопротивление излучения поршня, n — количество пузырьков.

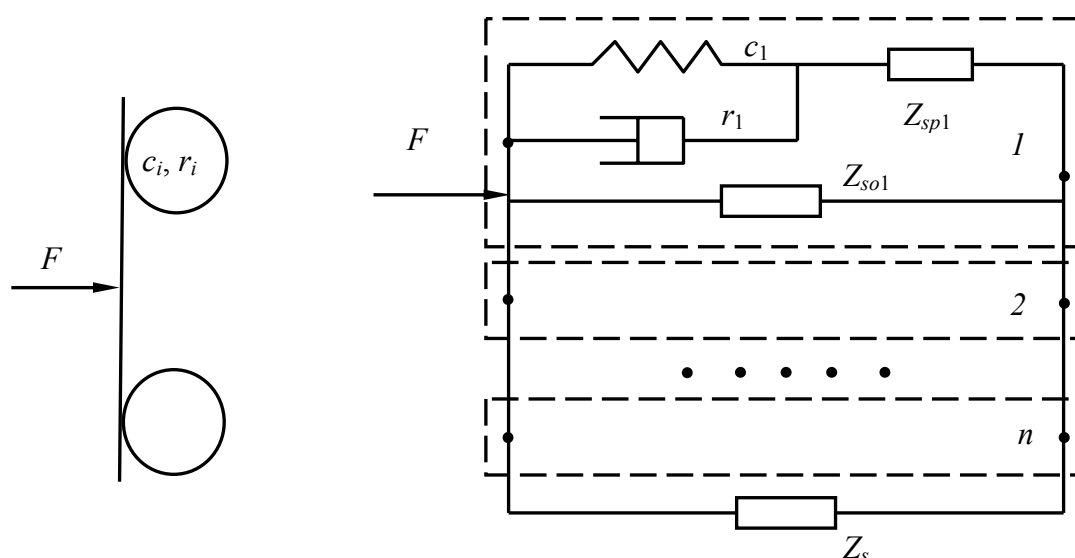


Рис. 3. Механическая эквивалентная схема обтекателя с налипшими пузырьками

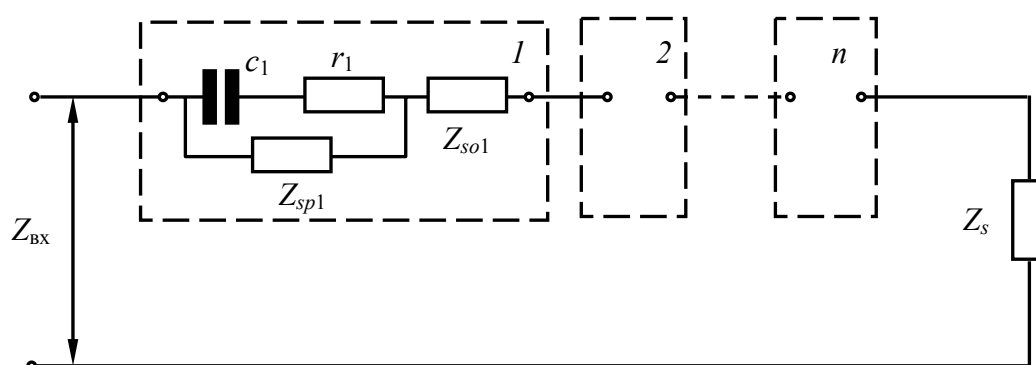


Рис. 4. Электрическая эквивалентная схема обтекателя с пузырьками

Используя эквивалентные схемы рис. 3 и рис. 4, для импеданса i -го пузырька получим:

$$Z_{ni} = Z_{soi} + \frac{Z_{spi} \left(\frac{1}{j\omega c_i} + r_i \right)}{\frac{1}{j\omega c_i} + r_i + Z_{spi}}. \quad (4)$$

Подставим в (4) значения параметров, выраженных через характеристики пузырька.

Сопротивления излучения пульсирующей и осциллирующей газовой сферы в жидкости согласно [6] имеют вид:

$$Z_{spi} = 4\pi a^2 \rho c \left(\frac{(ka)^2 + jka}{1 + (ka)^2} \right),$$

$$Z_{soi} = \frac{4\pi a^2 \rho c}{3} \left(\frac{(ka)^4}{4 + (ka)^4} + j \frac{ka(2 + (ka)^2)}{4 + (ka)^4} \right),$$

где a — радиус пузырька, $k = \omega/c$ — волновое число, ω — циклическая частота.

Индекс i у радиуса пузырька для упрощения записи будем опускать.

Будем рассматривать область низких частот, где $ka \ll 1$, что с достаточной точностью выполняется даже для резонансных пузырьков. Тогда сопротивления излучения пульсирующего и осциллирующего пузырька будут

$$Z_{spi} = 4\pi a^2 \rho c ((ka)^2 + jka),$$

$$Z_{soi} = \frac{4\pi a^2 \rho c}{12} ((ka)^4 + j2ka). \quad (5)$$

Эквивалентная гибкость пузырька [6]:

$$c_i = \frac{1}{4\pi a^3 \rho_g c_g^2}, \quad (6)$$

где ρ_g и c_g — плотность и скорость звука в газе, наполняющем пузырёк.

Величина $\rho_g c_g^2$ может быть получена в пренебрежении теплопередачей между содержимым пузырька и окружающей жидкостью из известного соотношения для газов $c_g = \sqrt{(\gamma p)/\rho_g}$, где $\gamma = C_p/C_v = 1.4$ — постоянная адиабаты. Отсюда получим $\rho_g c_g^2 = \gamma p_0 = \gamma(p_{atm} + \rho g h)$, где p_{atm} — атмосферное давление, h — глубина, на которой находится пузырек.

Для определения активных потерь при сжатии пузырька вследствие теплообмена между пузырьком и окружающей его водой (неадиабатичности процесса), рассмотрим участок эквивалентной электрической схемы (рис. 5).

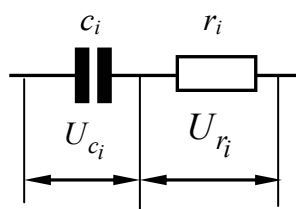


Рис. 5. Эквивалентная схема пульсирующего пузырька

Определим активную и реактивную составляющие мощности:

$$P_a = I^2 r_i = \frac{U^2 r_i}{r_i^2 + x_{c_i}^2},$$

$$P_s = I^2 x_{c_i} = \frac{U^2 x_{c_i}}{r_i^2 + x_{c_i}^2}.$$

Отношение этих величин дает следующий результат: $P_a/P_s = r_i/x_i = \omega r_i c_i$.

Исходя из определений эффективных сечений поглощения и рассеяния, имеем:

$$P_a = \sigma_a I_0, \quad P_s = \sigma_s I_0,$$

где I — интенсивность падающей волны. Тогда

$$P_a/P_s = \sigma_a/\sigma_s = \omega r_i c_i.$$

Подставим в это отношение значения эффективных сечений поглощения σ_a и рассеяния σ_s , которые соответственно имеют вид [7]:

$$\sigma_a = \frac{4\pi a^2 (\delta/(ka) - 1)}{\left(\left(\left(\frac{f_r}{f} \right)^2 - 1 \right)^2 + \delta^2 \right)}, \quad \sigma_s = \frac{4\pi a^2}{\left(\left(\left(\frac{f_r}{f} \right)^2 - 1 \right)^2 + \delta^2 \right)}, \quad (7)$$

где δ — постоянная затухания пузырька, $f_r = \frac{1}{2\pi a} \sqrt{\frac{3\gamma p}{\rho}}$ — резонансная частота пузырька, f — частота звуковой волны.

С учетом (6) будем иметь:

$$r_i = \frac{\delta/(ka) - 1}{\omega c_i} = \frac{12\pi a \rho_g c_g^2 (\delta - ka)}{\omega ka}. \quad (8)$$

Будем считать, что постоянная затухания δ равна ее значению на резонансе δ_r , поскольку влиянием изменения δ на частотную характеристику вдали от резонанса можно пренебречь: реактивное сопротивление преобладает над активным.

Значение δ_r определяется графиком на рис. 6 [7]:

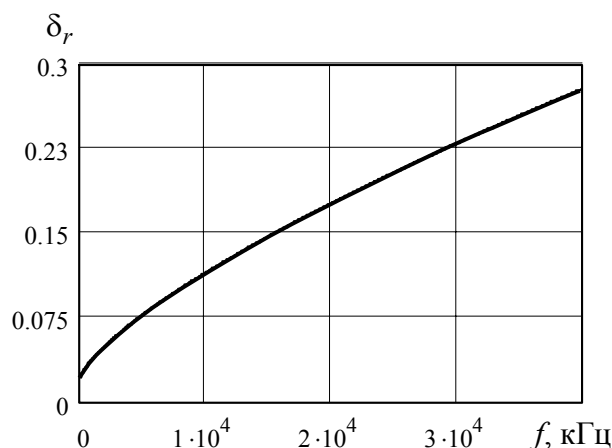


Рис. 6. Зависимость постоянной затухания δ_r от частоты

Подставим найденные эквивалентные параметры пузырька (5), (6), (8) в выражение для полного сопротивления пузырька (4):

$$Z_{ni} = 4\pi a^2 \rho c \left[\frac{(ka)^4}{12} + j \frac{ka}{6} + \frac{(ka)^2 + ka - \delta + jka(1 + \delta - ka)}{1 - \frac{(ka)^2 \rho c^2}{3\gamma(p_{atm} + \rho gh)} + j \left(\frac{\delta}{ka} - 1 + \frac{(ka)^3 \rho c^2}{3\gamma(p_{atm} + \rho gh)} \right)} \right]. \quad (9)$$

Найдем значение суммарного импеданса пузырьков Z_n . Считая известным распределение пузырьков в воде по радиусам, а их количество достаточно большим, для суммарного импеданса пузырьков получаем следующее выражение:

$$Z_n = \sum_i Z_{ni} = N \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} Z_{ni}(a) n(a) da, \quad (10)$$

где $n(a) = \frac{1}{N} \frac{dN}{da}$ — функция плотности распределения пузырьков по радиусам, N — количество пузырьков, $Z_{ni}(a)$ — сопротивление излучения одиночного пузырька, a_{\min} и a_{\max} — нижний и верхний пределы радиусов пузырьков.

Предположим, что пузырьки физически закрывают 100% площади преобразователя ($x = 100\%$). Тогда количество пузырьков $N = Sx \left(\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \pi a^2 n(a) da \right)^{-1}$. Подставляя (9) в (10), получим

$$Z_n = 4\pi\rho c N \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \left[\frac{(ka)^4}{12} + j\frac{ka}{6} + \frac{(ka)^2 + ka - \delta + jka(1 + \delta - ka)}{1 - \frac{(ka)^2 \rho c^2}{3\gamma(p_{atm} + \rho gh)} + j\left(\frac{\delta}{ka} - 1 + \frac{(ka)^3 \rho c^2}{3\gamma(p_{atm} + \rho gh)}\right)} \right] a^2 n(a) da. \quad (11)$$

На рис. 7 представлена частотная зависимость относительного вклада импеданса пузырьков в полный импеданс обтекателя согласно (11) при $x = 1\%$ и максимуме функции распределения пузырьков по радиусам $a_m = 8$ мкм. Видно, что результирующее изменение импеданса оказывается крайне невелико.

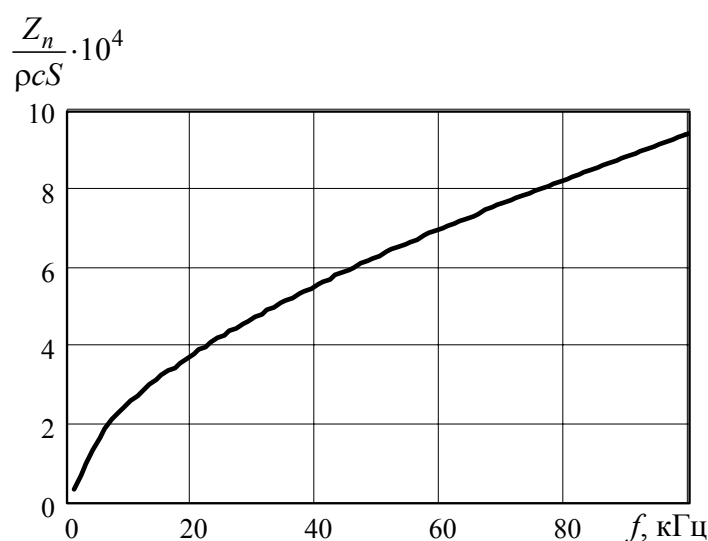


Рис. 7. Относительное изменение импеданса обтекателя вследствие появления пузырьков без учета уменьшения активной площади обтекателя

В то же время в экспериментах наблюдается, что наличие даже небольшого количества пузырей на поверхности существенно снижает звукопрозрачность обтекателя. Таким образом, необходимо существование другого, более интенсивного механизма влияния пузырей на акустические свойства обтекателя. Таким возможным механизмом является сокращение свободной площади обтекателя из-за экранирования его эффективными сечениями поглощения и рассеяния пузырьков.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОБОДНОЙ ПЛОЩАДИ ОБТЕКАТЕЛЯ

Для определения суммарной площади эффективных сечений рассеяния и поглощения пузырьков $S_{\Sigma eff}$, закрываемой ими на поверхности обтекателя, а также связанной с ней свободной площади обтекателя $S_{act} = S - S_{\Sigma eff}$ произведем следующее рассмотрение.

Прежде всего, отметим, что площадь эффективного сечения пузырька $\sigma = \sigma_a + \sigma_s$ многократно превышает площадь πa^2 , занимаемой пузырьком на поверхности обтекателя. Для резонансных пузырей отношение эффективной площади к физической может достигать значения 10^5 [7]. При достаточно большой концентрации пузырьков сумма площадей их эффективных сечений рассеяния и поглощения может существенно превышать площадь поверхности обтекателя. Таким образом, очевидно, что имеет место взаимное наложение эффективных сечений пузырьков. Учитывая, что расположение пузырей на поверхности обтекателя носит случайный характер, определим математическое ожидание площади обтекателя, закрываемой эффективными сечениями пузырьков после добавления еще одного пузырька с площадью эффективного сечения σ_i .

Предположим, что эффективные сечения имеющихся $(i - 1)$ пузырьков закрывают на обтекателе некоторую площадь $S_{\Sigma eff(i-1)}$. После добавления еще одного пузырька с площадью эффективного сечения σ_i возможны три случая.

Все эффективное сечение дополнительного пузырька попадает на площадь, уже закрытую другими пузырьками. Суммарная площадь при этом остается неизменной $S_{\Sigma eff_i} = S_{\Sigma eff(i-1)}$. Вероятность этого события составляет $P_1 = (S_{\Sigma eff(i-1)} - \sigma_i/2)/S$.

Эффективное сечение дополнительного пузырька попадает на границу закрытой пузырями и свободной области. Учитывая, что положение пузырька относительно границы случайно и распределено равномерно, а эффективное сечение пузырька имеет симметричную круговую форму, математическое ожидание суммарной площади при этом увеличится на половину площади эффективного сечения пузырька:

$S_{\Sigma eff_i} = S_{\Sigma eff(i-1)} + \frac{\sigma_i}{2}$. Вероятность этого события составляет $P_2 = \sigma_i/S$.

Все эффективное сечение дополнительного пузырька попадает на свободную от пузырьков площадь преобразователя. Суммарная площадь при этом увеличивается на площадь эффективного сечения пузырька $S_{\Sigma eff_i} = S_{\Sigma eff(i-1)} + \sigma_i$. Вероятность этого события составляет $P_3 = (S - S_{\Sigma eff(i-1)} - \sigma_i/2)/S$.

Тогда математическое ожидание суммарной площади обтекателя, закрываемой эффективными сечениями пузырьков, после добавления пузырька будет

$$S_{\Sigma eff_i} = P_1 S_{\Sigma eff(i-1)} + P_2 \left(S_{\Sigma eff(i-1)} + \frac{\sigma_i}{2} \right) + P_3 (S_{\Sigma eff(i-1)} + \sigma_i).$$

Подставляя в это выражение значения вероятностей, получим

$$S_{\Sigma eff_i} = S_{\Sigma eff_{(i-1)}} \left(1 - \frac{\sigma_i}{S}\right) + \sigma_i.$$

Полученное рекуррентное соотношение позволяет последовательно определить суммарную площадь обтекателя, закрываемую эффективными сечениями пузырьков:

$$S_{\Sigma eff_1} = \sigma_1;$$

$$S_{\Sigma eff_2} = \sigma_1 \left(1 - \frac{\sigma_2}{S}\right) + \sigma_2;$$

$$S_{\Sigma eff_3} = \sigma_1 \left(1 - \frac{\sigma_2}{S}\right) \left(1 - \frac{\sigma_3}{S}\right) + \sigma_2 \left(1 - \frac{\sigma_3}{S}\right) + \sigma_3;$$

$$\dots\dots\dots S_{\Sigma eff_N} = \sigma_1 \prod_{i=2}^N \left(1 - \frac{\sigma_i}{S}\right) + \sigma_2 \prod_{i=3}^N \left(1 - \frac{\sigma_i}{S}\right) + \dots + \sigma_{N-1} \left(1 - \frac{\sigma_N}{S}\right) + \sigma_N.$$

Сворачивая последнюю сумму можно записать:

$$S_{\Sigma eff_N} = \sum_{j=1}^N \sigma_j \prod_{i=j+1}^N \left(1 - \frac{\sigma_i}{S}\right). \quad (12)$$

Если предположить, что все пузырьки имеют одинаковые эффективные сечения $\sigma_i = \sigma$, правая часть (12) может быть найдена как сумма членов геометрической прогрессии:

$$S_{\Sigma eff_N} = \sigma \sum_{i=0}^{N-1} \left(1 - \frac{\sigma}{S}\right)^i = S \left(1 - \left(1 - \frac{\sigma}{S}\right)^N\right). \quad (13)$$

Учитывая, что число пузырьков $N \gg 1$, а отношение $\frac{\sigma}{S} \ll 1$, можно воспользоваться замечательным пределом вида $\lim_{N \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{N}\right)^N = e$. Тогда из (13) получим

$$S_{\Sigma eff_N} = S \left(1 - \left(1 - \frac{\sigma}{S}\right)^{\left(-\frac{S}{\sigma}\right)\left(-\frac{N\sigma}{S}\right)}\right) = S \left(1 - e^{-\frac{N\sigma}{S}}\right) = S \left(1 - e^{-x\xi(a)}\right), \quad (14)$$

где, с учетом (7)

$$\xi(a) = \frac{\sigma}{\pi a^2} = \frac{\sigma_a + \sigma_s}{\pi a^2} = \frac{4\delta}{ka \left(\left(\left(\frac{f_r}{f} \right)^2 - 1 \right)^2 + \delta^2 \right)} = \frac{4\delta}{ka \left(\left(\frac{3\gamma(p_{atm} + \rho gh)}{4\pi^2 a^2 f^2 \rho} - 1 \right)^2 + \delta^2 \right)}.$$

Рассмотрим теперь случай, когда пузырьки распределены по радиусам с функцией плотности распределения $n(a)$. Тогда разбивая интервал изменения радиусов пузырьков на участки длиной da , и полагая, что количество пузырей $dN = Nn(a)da$, попадающих в интервал $(a, a+da)$ остается достаточно большим, можно воспользоваться выражением (14):

$$dS_{\Sigma eff} = S \left(1 - e^{-\frac{\sigma dN}{S}} \right) = \sigma dN. \quad (15)$$

Подставляя (15) в (12) и переходя от суммы к интегралу, будем иметь

$$S_{\Sigma eff} = \int_0^N \exp \left(- \int_{N_1}^N \frac{\sigma}{S} dN \right) \sigma dN_1 = N\pi \int_{a_{min}}^{a_{max}} \exp \left(- N\pi \int_a^{a_{max}} \frac{a^2 \xi(a) n(a) da}{S} \right) a^2 \xi(a) n(a) da. \quad (16)$$

Учитывая, что $S_{act} = S - S_{\Sigma eff}$, для свободной площади обтекателя из (16) получаем

$$S_{act} = S \left(1 - \frac{x}{\int_{a_{min}}^{a_{max}} a^2 n(a) da} \int_{a_{min}}^{a_{max}} \exp \left(- \frac{x \int_a^{a_{max}} a^2 \xi(a) n(a) da}{\int_{a_{min}}^{a_{max}} a^2 n(a) da} \right) a^2 \xi(a) n(a) da \right). \quad (17)$$

На рис. 8 представлена частотная зависимость свободной площади обтекателя согласно (17) при $x = 0.5\%$, 1% , 5% и максимуме функции распределения пузырьков по радиусам $a_m = 8$ мкм. Из рисунка видно резкое снижение свободной площади обтекателя с увеличением количества пузырьков.

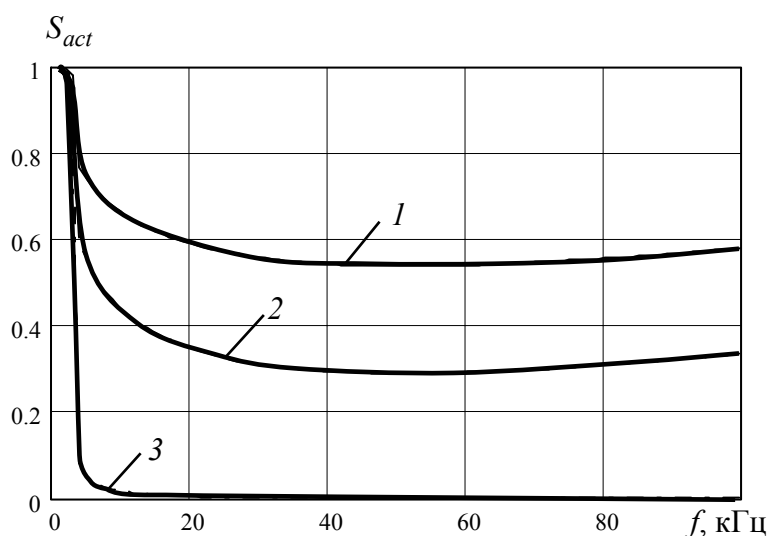


Рис. 8. Частотная зависимость свободной площади обтекателя:

1 — $x = 5 \cdot 10^{-3}$; 2 — $x = 10^{-2}$; 3 — $x = 5 \cdot 10^{-2}$

4. ВЛИЯНИЕ ПУЗЫРЬКОВ НА ЗВУКОПРОЗРАЧНОСТЬ ОБТЕКАТЕЛЯ

Для нахождения коэффициента прохождения звука через обтекатель с налипшими на его поверхность пузырьками используем выражение

$$|B| = \sqrt{1 - \left| \frac{z_{\text{BX}} - 1}{z_{\text{BX}} + 1} \right|^2}, \quad (18)$$

где z_{BX} — удельный входной импеданс пластины с пузырьками, выраженный в долях волнового сопротивления среды перед пластиной.

Не рассматривая вклад в звукопрозрачность самой конструкции обтекателя, будем искать коэффициент прохождения звука через содержащий пузырьки слой на его поверхности. Представляя входной импеданс в виде суммы импеданса пузырьков и импеданса свободной от пузырьков части обтекателя, и полагая, что размеры обтекателя достаточно велики по сравнению с длиной волны, получим

$$z_{\text{BX}} = \frac{Z_n + Z_s}{\rho c S} = \frac{Z_n + \rho c S_{\text{act}}}{\rho c S} = \frac{Z_n}{\rho c S} + \frac{S_{\text{act}}}{S}, \quad (19)$$

где Z_n — суммарный импеданс пузырьков, S — полная площадь обтекателя, $S_{\text{act}} = S - S_{\text{eff}}$ — свободная площадь обтекателя, не экранируемая пузырьками, S_{eff} — сумма эффективных сечений погашения (поглощения и рассеяния) пузырьков [8], ρ — плотность воды, c — скорость звука в воде.

На рис. 9 и рис. 10 представлены зависимости коэффициента прохождения звука от частоты при $a_{\text{min}} = 0.1$ мкм, $a_{\text{max}} = 1$ мм для $a_m = 40$ мкм (рис. 9) и $a_m = 8$ мкм (рис. 10).

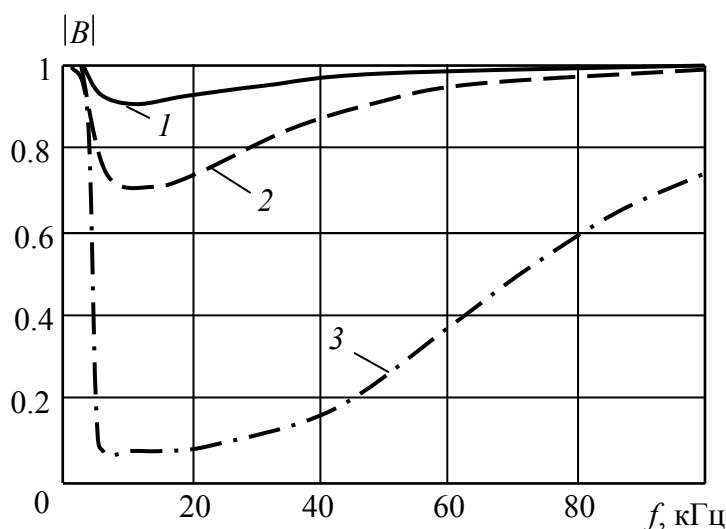


Рис. 9. Частотная зависимость звукопрозрачности обтекателя при $a_m = 40$ мкм, $a_{\text{max}} = 1$ мм у поверхности воды.

1 — $x = 5 \cdot 10^{-3}$, 2 — $x = 10^{-2}$, 3 — $x = 5 \cdot 10^{-2}$

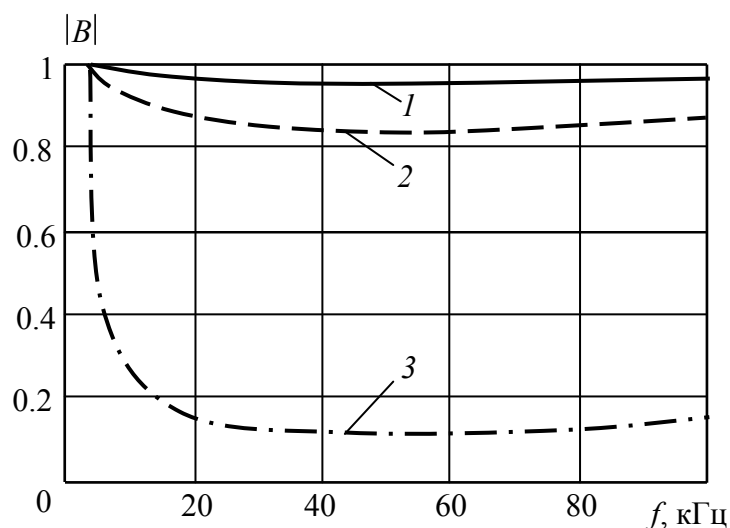


Рис. 10. Частотная зависимость звукопрозрачности обтекателя при $a_m = 8$ мкм,

$a_{\max} = 1$ мм у поверхности воды.

1 — $x = 5 \cdot 10^{-3}$, 2 — $x = 10^{-2}$, 3 — $x = 5 \cdot 10^{-2}$

Уменьшение значения a_m , характеризующего положение максимума кривой распределения пузырьков в воде, приводит к расширению диапазона частот с пониженной звукопрозрачностью.

Общим у зависимостей является наличие граничной частоты, начиная с которой появляется скачкообразное падение звукопрозрачности. Это явление легко понять, учитывая, что на эффективное сечение рассеяния наибольшее влияние оказывают резонансные пузыри и пузыри на частоте ниже их собственного резонанса, причем резонансная частота пузырей обратно пропорциональна их радиусу. Учитывая, что радиус прилипших к поверхности пузырей ограничен сверху из-за увеличивающейся плавучести, пузыри с резонансной частотой, ниже критической, отсутствуют.

Обработка поверхности обтекателя перед его погружением в воду приводит к снижению сил поверхностного натяжения и удалению наиболее крупных пузырьков. На рис. 11 представлены зависимости коэффициента прохождения звука от частоты при $a_{\min} = 0.1$ мкм, $a_{\max} = 0.1$ мм для $a_m = 8$ мкм. Видно, что падение звукопрозрачности происходит, начиная с более высокой граничной частоты, по сравнению с рис. 10.

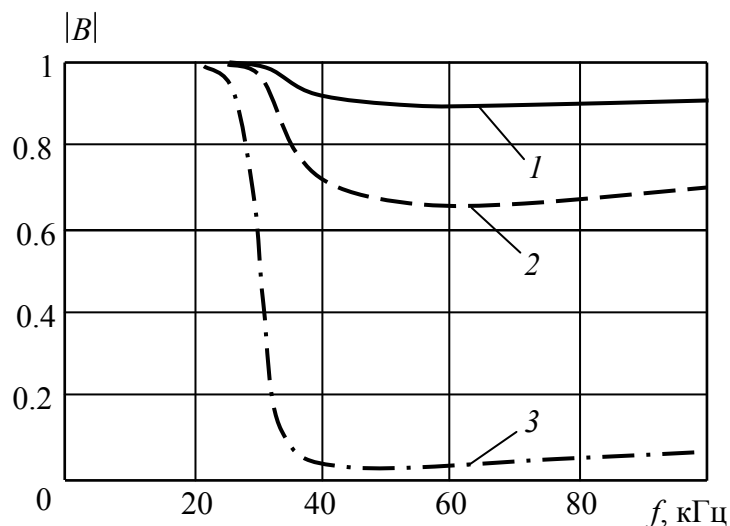


Рис. 11. Частотная зависимость звукопрозрачности обтекателя при $a_m = 8$ мкм,

$a_{\max} = 0.1$ мм у поверхности воды.

1 — $x = 5 \cdot 10^{-3}$, 2 — $x = 10^{-2}$, 3 — $x = 5 \cdot 10^{-2}$

На рис. 12 представлены зависимости коэффициента прохождения звука от частоты при $a_{\min} = 0.1$ мкм, $a_{\max} = 1$ мм, $a_m = 8$ мкм, $x = 5 \cdot 10^{-2}$ для обтекателей, находящихся на глубинах 0.1 м; 10 м и 100 м. Видно, что увеличение давления приводит к росту звукопрозрачности. Физически это явление объясняется ростом жёсткости пузырька с увеличением давления в жидкости.

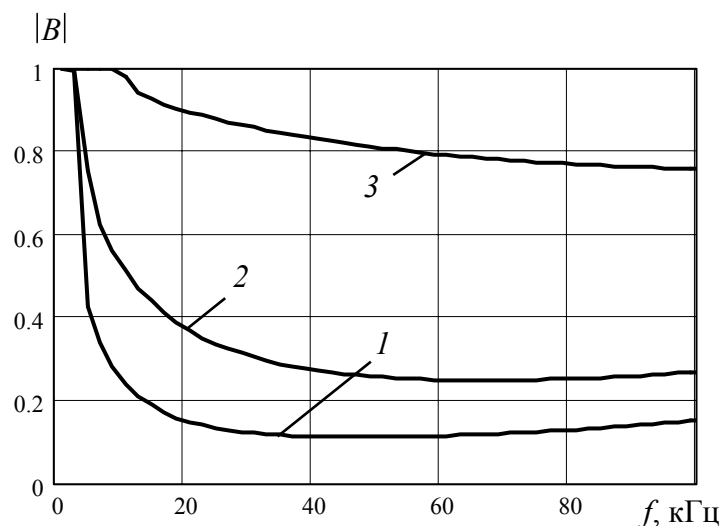


Рис. 12. Частотная зависимость звукопрозрачности обтекателя при $a_m = 8$ мкм,

$a_{\max} = 1$ мм, $x = 5 \cdot 10^{-2}$ на глубине 1 — $h = 0.1$ м, 2 — $h = 10$ м, 3 — $h = 100$ м

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает определяющее влияние пузырьков на звукопрозрачность обтекателя вследствие экранирования пузырьками его поверхности.

Резонансные пузыри и пузыри на частоте ниже их собственного резонанса порождают скачкообразное падение звукопрозрачности, однако в области низких частот влияние пузырьков на звукопрозрачность обтекателя слабо, что связано с отсутствием крупных пузырей на поверхности обтекателя из-за их значительной плавучести.

Уменьшение среднего радиуса пузырьков в воде приводит к расширению диапазона частот с пониженной звукопрозрачностью. Обработка поверхности обтекателя перед его погружением в воду приводит к снижению сил поверхностного натяжения и удалению наиболее крупных пузырьков.

Наращение давления при погружении обтекателя на большую глубину приводит к росту звукопрозрачности пузырькового слоя.

Результаты анализа могут быть также использованы для решения обратной задачи: нахождения концентрации и распределения пузырьков по радиусам по измеренным коэффициентам прохождения звука через обтекатель «в чистом виде» и с пузырьками.

Автор благодарит И. В. Грушецкого за обсуждение текста рукописи и сделанные им ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Розенберг. Кавитационная область. В книге: Мощные ультразвуковые поля. Под ред. Розенберга, М.: Наука, 1968.
2. Л. Р. Гаврилов. Содержание свободного газа в жидкости и акустические методы его измерения. Акустический журнал, т. 15, вып. 3, 1969, с. 321–334.
3. О. А. Капустина. Дегазация жидкостей. В книге: Физические основы ультразвуковой технологии. Под ред. Л. Д. Розенберга, М.: Наука, 1970.
4. А. Е. Колесников. Акустические измерения, Л.: Судостроение, 1963.
5. Б. Ильин, О. К. Экнадиосянц. Влияние статического давления на фонтанирование жидкости под действием ультразвука. Акустический журнал, 16, вып. 4., с. 552, 1968.
6. Л. Ф. Лепендин, Акустика. М.: В.Ш., 1978.
7. Физические основы подводной акустики. Пер. с англ. Б. Г. Белкина, В. С. Григорьева, М. Л. Исаковича, М.: Советское радио, 1955.
8. Л. Р. Гаврилов. Содержание свободного газа в жидкостях и методы его измерения. В книге: Физические основы ультразвуковой технологии. Под ред. Л. Д. Розенберга, М.: Наука, 1970.