

Сопротивление излучения кавитирующей жидкости

Неверов А.Н., Селиверстова О.В.

Московский автомобильно-дорожный государственный технический университет (МАДИ), Москва

Многочисленными исследованиями установлено, что сопротивление излучения при развитии в жидкости кавитации резко падает, а затем стабилизируется на уровне, в 3 – 10 раз меньшем сопротивления излучения некавитирующей жидкости [1-4].

При возникновении в жидкости ультразвуковой кавитации вблизи поверхности излучателя образуется зона, свойства которой отличны от свойств капельной жидкости [4, 5]. Свойствами этой зоны – акустического контакта между излучающей поверхностью и обычной жидкостью – определяется влияние кавитирующей жидкости на стержневой излучатель. Авторы настоящей работы пытаются объяснить наблюдаемую в эксперименте зависимость сопротивления излучения от амплитуды колебательной скорости излучателя особенностью прохождения звуковой волны через акустический контакт.

На поддержание кавитации тратится некоторая часть энергии первичного звука, т.е. звука, создаваемого излучателем. Кроме того, энергия первичного звука рассеивается при распространении звуковой волны, будем считать это рассеяние линейным и характеризовать эффективным коэффициентом поглощения α . По этим причинам по мере удаления от поверхности излучателя будет ослабевать и первичный звук, и создаваемая им кавитация. Так будет продолжаться до тех пор, пока интенсивность звука не станет ниже некоторого порогового значения I_n .

Кавитационную область будем считать однородной и описывать ее коэффициентом $\gamma = \frac{\rho c}{\rho_0 c_0}$, где ρ и c , ρ_0 и c_0 – плотность и скорость звука в кавитационной области и капельной жидкости соответственно. Остальные свойства жидкости вне кавитационной зоны такие же, как и свойства обычной жидкости.

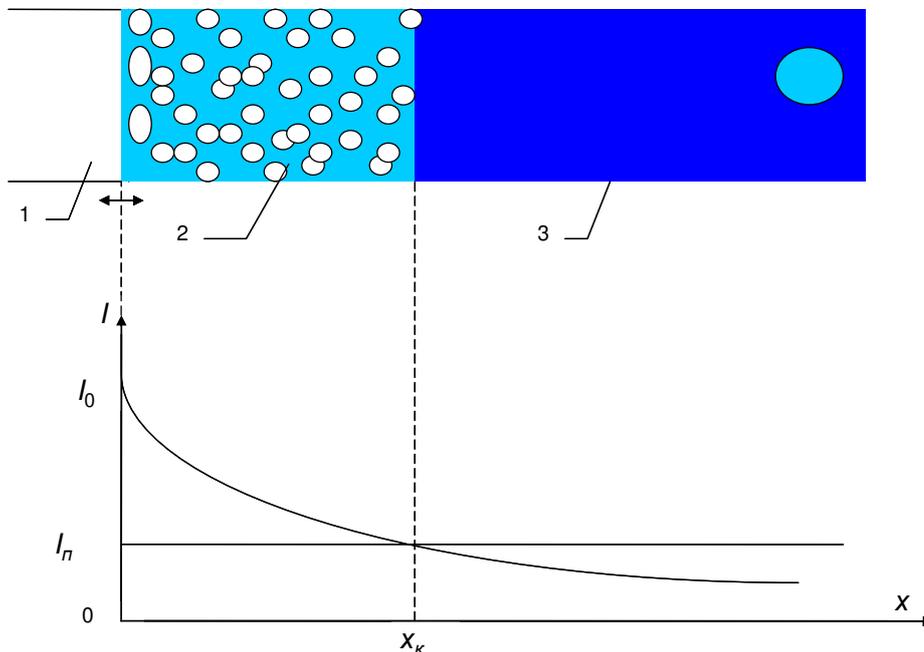


Рис. 1. Расчетная схема. 1 – излучатель; 2 – кавитационная область; 3 – капельная жидкость

При таких предположениях задача о сопротивлении излучения кавитирующей жидкости сводится к вычислению входного сопротивления слоя толщиной x_k и волновым сопротивлением ρc , нагруженного обычной жидкостью (рис. 1). При этом предполагается, что звуковая волна при распространении через кавитационную область (граничную зону) остается плоской, т.е. выполняется условие $x_k < \frac{R^2}{\lambda}$, где R – характерный поперечный размер излучателя, λ – длина волны. Это сопротивление определится известным соотношением (временной фактор принимаем равным $\exp(i\omega t)$, где ω – круговая частота колебаний, t – время):

$$Z = \rho_0 c_0 \frac{1 + iy \operatorname{tg} kx_k}{1 + iy^{-1} \operatorname{tg} kx_k}, \quad (1)$$

где kx_k – волновая длина кавитационной области, k – волновое число ультразвуковых колебаний в кавитационной области.

Для определения сопротивления излучения теперь осталось только вычислить эффективную протяженность кавитационной области x_k . Она зависит от амплитуды колебательной скорости излучающего торца либо от интенсивности излучаемой первичной звуковой волны.

Воспользуемся для определения x_k методикой, которую использовал Л.Д. Розенберг [6].

Пусть интенсивность звука у поверхности излучателя в сечении $x = 0$ равна I_0 . Кавитация возникает при $I_0 \geq I_n$, где I_n – пороговая интенсивность первичной звуковой волны.

Рядом исследователей наблюдался своеобразный кавитационный «гистерезис», который заключался в том, что кавитация прекращается при меньших значениях интенсивности I_{n1} и амплитуды звукового давления по сравнению с порогом возникновения I_n [3]. М.Г. Сиротюк объяснял этот эффект образованием в кавитационной области большого количества пузырьков [3], однако это объяснение вряд ли единственно. Мы будем считать в первом приближении, что $I_n = I_{n1}$.

Изменение интенсивности звуковой волны описывается уравнением:

$$-\frac{dI}{dx} = \frac{1}{T} \int_{I_n}^I E_1(I) \frac{dN(I)}{dI} dI + \alpha I, \quad (2)$$

где $E_1(I)$ – энергия, затрачиваемая на образование одного кавитационного пузырька из зародыша, $N(I)$ – функция, определяющая концентрацию стационарно кавитирующих пузырьков при интенсивности звука I , T – период первичного звука, α – коэффициент, характеризующий линейное поглощение звука при его распространении через кавитационную область. Нелинейным поглощением звука пренебрегаем. От аналогичного уравнения, приведенного в [3] (уравнение (3а)), (2) отличается наличием слагаемого αI .

Первый член правой части (2) определяет потери энергии на поддержание кавитации и может быть выражен через функцию потерь [3]:

$$C(I, I_n) = \frac{1}{T} \int_{I_n}^I E_1(I) \frac{dN(I)}{dI} dI = \begin{cases} A(I - I_n)^2 & \text{при } I > I_n \\ 0 & \text{при } I \leq I_n \end{cases} \quad (3)$$

где A – коэффициент пропорциональности. Поскольку $C(I, I_n) = \frac{1}{T} \int_{I_n}^I E_1(I) \frac{dN(I)}{dI} dI$ [7], уравнение (2) запишется при $I > I_n$ в виде:

$$-\frac{dJ}{\alpha dx} = \beta J^2 + J + 1, \quad (4)$$

где $J = \frac{I}{I_n} - 1$, $\beta = \frac{AI_n}{\alpha}$. Вид решения зависит от знака дискриминанта правой части (3) $1 - 4\beta$.

1, При $1 - 4\beta > 0$, $\beta < 0,25$ (большие диссипативные потери)

$$\alpha x_k = \frac{1}{\sqrt{1-4\beta}} \ln \frac{J(1+\sqrt{1-4\beta})+4\beta}{J(1-\sqrt{1-4\beta})+4\beta}. \quad (5)$$

При малых $J \ll \beta$

$$\alpha x_k \approx \frac{1}{\sqrt{1-4\beta}} \ln \left[1 + \frac{J}{2\beta} \right] \approx \frac{J}{2\beta} \quad (5a)$$

При больших J

$$\alpha x_k \approx \frac{1}{\sqrt{1-4\beta}} \ln \left(1 + \frac{2\sqrt{1-4\beta}}{1-\sqrt{1-4\beta}} \right) \quad (5b)$$

Если при этом еще и $\beta \ll 1$

$$\alpha x_k \approx \ln \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \approx -\ln \beta \quad (5в)$$

2. При $1 - 4\beta < 0, \beta > 0,25$ (энергия излучателя расходуется в основном на поддержание кавитации)

$$\alpha x_k = \frac{1}{\sqrt{4\beta-1}} \operatorname{arc\,tg} \frac{J\sqrt{4\beta-1}}{J+2}, \quad (6)$$

При малых J

$$\alpha x_k = \frac{1}{\sqrt{4\beta-1}} \operatorname{arc\,tg} \frac{J\sqrt{4\beta-1}}{2} \approx \frac{J}{2}, \quad (6a)$$

При больших J

$$\alpha x_k = \frac{1}{\sqrt{4\beta-1}} \operatorname{arc\,tg} \sqrt{4\beta-1}, \quad (6b)$$

При больших J и больших β

$$\alpha x_k = \frac{\pi}{4\sqrt{\beta}}, \quad (6b)$$

Из выражений (5a) и (6a) видно, что при интенсивностях, незначительно превышающих порог кавитации (при малых J), протяженность промежуточного слоя (кавитационной области) возрастает с ростом J , по этой причине сопротивление излучения падает.

При высоких интенсивностях первичного звука протяженность кавитационной области практически не зависит от нее (интенсивности), тогда, конечно же, и сопротивление излучения будет не зависеть от интенсивности.

Таким образом, предложенная модель качественно вполне удовлетворяет экспериментальным результатам [2-4, 8].

Список литературы

- [1] Kikuchi, Y., Shimitsu H. On the variation of acoustic radiation resistance in water under ultrasonic cavitation Journal of Acoustical Society of America. 1959. v. 31. N 10. p. 1385-1386.
- [2] Розенберг Л.Д., Сиротюк М.Г. Об излучении звука при наличии кавитации. Акустический журнал. 1960. Т. VI. Вып. 4. С. 478-481.
- [3] Сиротюк М.Г. Акустическая кавитация. М.: Наука. 2008. 271 с.
- [4] Приходько В.М. Ультразвуковые технологии при производстве, эксплуатации и ремонте транспортной техники. М.: Издательство «Техполиграфцентр». 2003. 253 с.
- [5] Пешковский С.Л., Яковлев А.Д. Исследование кавитационной области. Акустический журнал. 1976. Т. XXII. Вып. 3. С. 422-426.
- [6] Розенберг Л.Д. Кавитационная область. Физика и техника мощного ультразвука: В 3 т. Под ред. Л.Д. Розенберга. Т. 2. Мощные ультразвуковые поля. М.: Наука, 1968. С. 221-266.
- [7] Akulichev V., Rosenberg L., Sirotyuk M. Certain relation dans le champ de la cavitation ultra-sonore. Proc. 5 Intern. Congr. Acoust. Liege. 1965. E 64.
- [8] Инструменты для ультразвуковой очистки: монография / В.Ф. Казанцев и др. М.: Техполиграфцентр. 2017. 181 с.