

03;08

Связь порога кавитации и максимальной интенсивности звуколюминесценции

© Н.В. Дежкунов

Белорусский государственный университет информатики
и радиоэлектроники
E-mail: dnv@bsuir.edu.by

Поступило в Редакцию 16 августа 2007 г.

На основании полученных в работе экспериментальных данных сформулировано феноменологическое правило о связи порога кавитации и максимальной интенсивности звуколюминесценции. В соответствии с этим правилом максимум интенсивности звуколюминесценции, достигаемый при варьировании излучаемой интенсивности ультразвука в достаточно широких пределах, всегда выше в той жидкости, в которой выше порог кавитации.

PACS: 43.35.Ei

Звуколюминесценция (ЗЛ) представляет собой явление генерирования свечения в жидкости под действием мощного ультразвука. Известно, что звуколюминесценция имеет кавитационную природу и связана с образованием и захлопыванием микрополостей (пузырьков) в жидкости [1–3]. В экспериментах с одиночными пузырьками [4–6] подтверждена тепловая теория ЗЛ, в соответствии с которой свечение вызывается разогревом парогазовой смеси внутри пузырька в результате его быстрого адиабатического сжатия (коллапса) или при образовании сферической сходящейся ударной волны в пузырьке [7–9]. На основании анализа спектров ЗЛ сделан вывод, что в случае однопузырьковой звуколюминесценции (ОПЗЛ) парогазовая смесь в пузырьке может разогреваться до температур в диапазоне 30 000–50 000 К [7], соответствующие максимальные давления достигают 10^5 atm. Каждая вспышка ЗЛ включает 10^6 фотонов при комнатной температуре на частоте 20 kHz, а степень концентрации энергии при захлопывании пузырька составляет 10^{11} – 10^{12} [7]. Теоретические оценки показывают, что могут быть достигнуты и более высокие температуры и давления при условии сферически симметричного коллапса и сферической симметрии образующейся при этом ударной волны [8–10]. Это открывает

новые возможности применения ультразвука в научных исследованиях, технике и технологии.

Однако в условиях многопузырьковой звуколюминесценции (МПЗЛ) столь высоких параметров до сих пор не достигнуто. Максимальные температуры оцениваются величинами 2000–6000 К [11,12], соответственно и давления на порядок меньше, чем в случае ОПЗЛ. Если бы удалось приблизить температуры и давления, достигаемые в пузырьках в кавитационной области к параметрам однопузырьковой кавитации, можно было бы ожидать значительного прогресса в области исследования кавитации и воздействия кавитации на вещество. Поэтому поиск методов повышения активности кавитации (оцениваемой, например, по интенсивности ЗЛ) и оптимизации условий захлопывания с целью достижения максимальной активности кавитации в последние годы ведется довольно интенсивно [13–15].

В данной работе исследовалась связь максимальной интенсивности ЗЛ, достигаемой при варьировании интенсивности ультразвука в достаточно широких пределах, и порога возникновения кавитации, т.е. минимальной интенсивности ультразвука, при которой возникает кавитация. Схема рабочей ячейки представлена на рис. 1. Она выполнена в виде цилиндра из нержавеющей стали с полыми водоохлаждаемыми стенками внутренним диаметром 100 мм и высотой 180 мм.

Пьезокерамический фокусирующий излучатель диаметром 65 мм вмонтирован через отверстие в днище емкости с помощью тefлоновой крышки, навинчиваемой на емкость. Резонансная частота высокочастотного излучателя — 880 kHz, фокусное расстояние — 100 мм. На уровне фокального пятна излучателя в боковой поверхности емкости выполнено окно диаметром 20 мм, на котором установлен световод фотоумножителя. Торец емкости, противоположный ВЧ излучателю, снабжен конической крышкой, покрытой изнутри звукопоглощающей гофрированной резиной, что обеспечивает режим, близкий к режиму бегущей волны. Широкополосный гидрофон вмонтирован через крышку емкости таким образом, что его приемный пьезокерамический элемент диаметром 2 мм и толщиной 0.25 мм находится за фокальным пятном излучателя на расстоянии 25 мм от него. Сигнал H с гидрофона подавался на широкополосный усилитель, из которого выделялся, и затем на многоканальный запоминающий осциллограф. На осциллографе записывался также сигнал L с фотоумножителя, с помощью

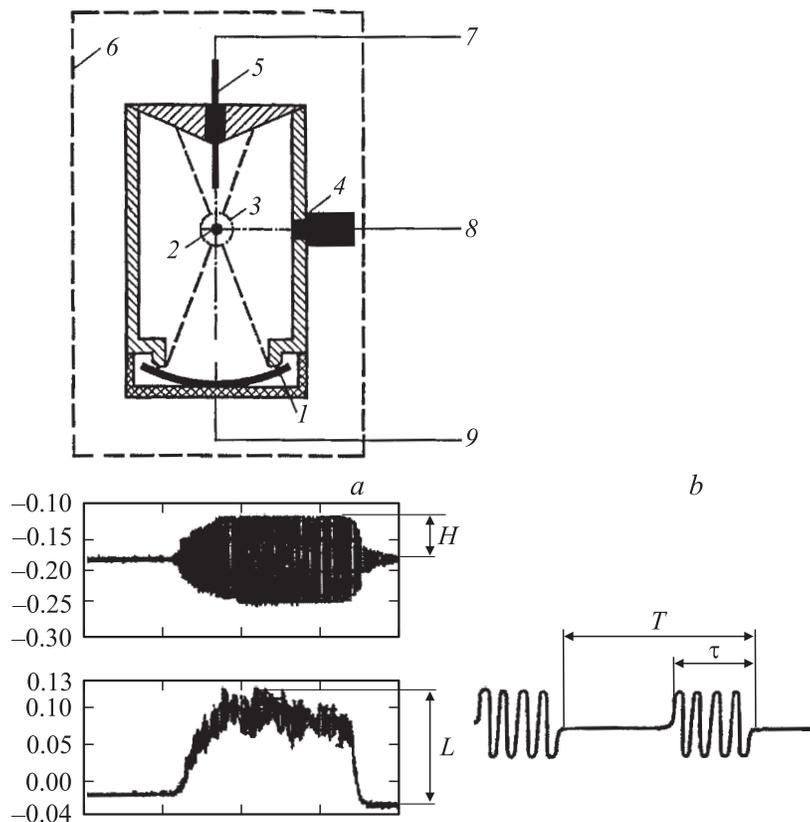


Рис. 1. Схема экспериментальной ячейки: 1 — излучатель, 2 — фокальное пятно излучателя, 3 — кавитационная область, 4 — фотоумножитель, 5 — гидрофон, 6 — светонепроницаемый короб, 7, 8 — к осциллографу, 9 — от генератора; *a* — примеры регистрации выходных сигналов гидрофона (верхняя осциллограмма) и фотоумножителя (нижняя осциллограмма), *b* — форма напряжения, подаваемого на излучатель.

которого измерялась интенсивность звуколюминесценции (ЗЛ). Примеры регистрации выходных сигналов гидрофона и фотоумножителя представлены на рис. 1, *a*. В приведенных ниже данных величины L и H — это усредненные за время импульса значения соответствующих величин.

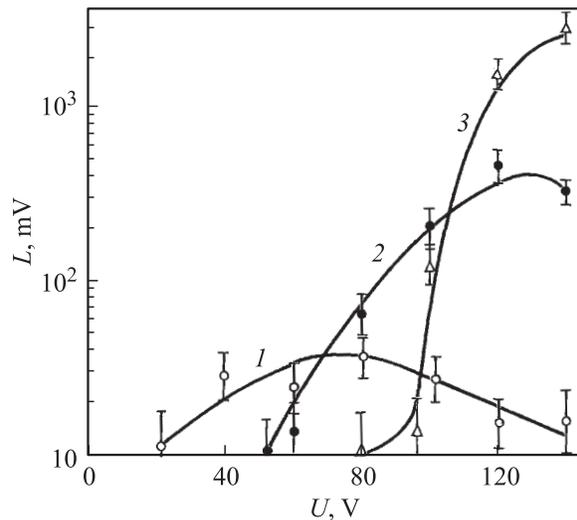


Рис. 2. Зависимости интенсивности звуколюминесценции L от напряжения U на излучателе для различных жидкостей: 1 — ацетон, 2 — дистиллированная вода, 3 — раствор хлористого натрия в воде 270 г/л. $T = 30$ мс, $\tau = 3$ мс, $t = 25 \pm 1^\circ\text{C}$.

Измерения, выполненные с использованием калиброванного гидрофона, показали, что в докавитационном режиме звуковое давление P в фокальном пятне излучателя связано с напряжением U на излучателе соотношением P (atm) = kU (V), а излучаемая мощность во всем исследованном диапазоне напряжений пропорциональна U^2 с точностью не ниже точности измерений. Здесь $k = 0.093$ atm/V.

Емкость заполнялась жидкостью из вспомогательного резервуара через сливную трубку в ламинарном режиме, чтобы предотвратить захват пузырьков газа в процессе заполнения. Активность кавитации оценивалась по интенсивности звуколюминесценции. Исследовались зависимости интенсивности ЗЛ от напряжения U , приложенного к излучателю. Результаты экспериментов представлены на рис. 2. Каждая точка на графиках — это среднее арифметическое трех независимых измерений.

Приведенные зависимости подчиняются следующей закономерности: чем выше порог кавитации, регистрируемый в данном случае по

Максимальная интенсивность ЗЛ и пороговые давления ультразвука для различных жидкостей

Параметр	Жидкость						
	1	2	3	4	5	6	7
P_{th}, atm	8.3	5.5	4.3	3.1	2.5	1.5	1.39
L_{max}, mV	1380	790	420	109	46	19	8
U_{th}, V	87.9	59.7	46.7	33.7	22.8	16.3	15.0

Примечание: 1 — 2N NaCl, 2 — 1N NaCl, 3 — дистиллированная вода, 4 — хлорбензин, 5 — бензин, 6 — этиловый спирт, 7 — ацетон. Порог кавитации в данной серии экспериментов определялся по возникновению высокочастотного кавитационного шума с помощью кавитометра ИК-3.

возникновению звуколюминесценции, тем выше и максимум интенсивности звуколюминесценции, достигаемый при варьировании напряжения, приложенного к излучателю (или интенсивности ультразвука) в достаточно широком диапазоне. В таблице приведены результаты измерений порогов кавитации в различных жидкостях и соответствующие максимальные интенсивности ЗЛ. Эти результаты также подчиняются данной закономерности.

На рис. 3 приведены зависимости выходного сигнала гидрофона H , полученные в данной работе для воды и этилового спирта. В докавитационном режиме, как известно, звуковое давление пропорционально амплитуде колебательной скорости частиц жидкости. Колебательная скорость в любой точке поля, в свою очередь, связана линейно с колебательной скоростью излучателя. Поэтому давление в любой точке звукового поля в бегущей волне пропорционально амплитуде колебательной скорости излучателя, а следовательно, — и напряжению U , приложенному к излучателю. Соответственно на начальном участке зависимости $H(U)$ электрическое напряжение H , снимаемое с гидрофона, линейно связано с U (рис. 3), т.е. интенсивность сигнала, принимаемого гидрофоном на частоте ультразвука, пропорциональна излучаемой интенсивности. В этом диапазоне интенсивностей ультразвука зависимости $H(U)$ — это прямые линии, совпадающие для данных жидкостей. При отсутствии кавитации зависимость $H(U)$ была бы линейной во всем диапазоне U , что показано штриховой линией на рис. 3.

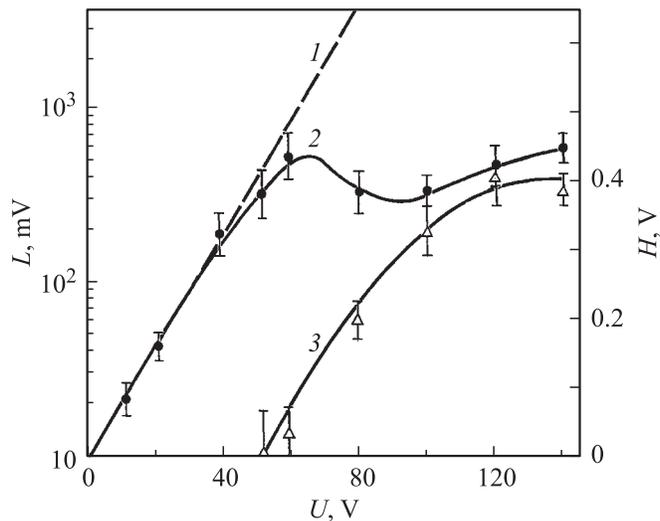


Рис. 3. Зависимости интенсивности звуколюминесценции L (кривая 2) и выходного сигнала гидрофона H (кривая 3) от напряжения U на излучателе: рабочая жидкость — дистиллированная вода, $T = 30$ ms, $\tau = 3$ ms, $t = 25 \pm 1^\circ\text{C}$.

Отклонение $H(U)$ от линейной зависимости (т.е. увеличение поглощения ультразвука) начинается, по-видимому, с началом роста кавитационных пузырьков за счет выпрямленной диффузии и, возможно, коалесценции микропузырьков. Примерно при этих же напряжениях U на излучателе наблюдается возникновение звуколюминесценции. Вероятно, при данной интенсивности ультразвука кавитационные пузырьки начинают интенсивно захлопываться, распадаясь на последней стадии на несколько осколков, что при дальнейшем увеличении интенсивности ультразвука приводит к лавинообразному росту концентрации кавитационных полостей в кавитационной области по механизму, предложенному в работе [16]. Поглощение растет настолько сильно, что интенсивность сигнала, принимаемого гидрофоном, уже не увеличивается, а уменьшается с ростом U — провал на зависимости $H(U)$. Примерно при этих же интенсивностях ультразвука наблюдается быстрое увеличение интенсивности ЗЛ (кривая 3, рис. 3).

При дальнейшем увеличении U интенсивность ультразвука в точке, где расположен гидрофон, начинает снова расти, но медленнее, чем в

докавитационном режиме. Рост интенсивности ЗЛ (кривая 3, рис. 2) при этом замедляется, и она выходит на плато. Это означает, что концентрация пузырьков в кавитационной области достигает состояния, близкого к насыщению, при котором активность кавитации уже больше не увеличивается с ростом излучаемой интенсивности ультразвука. Начиная с этой интенсивности ультразвука концентрация пузырьков в кавитационной области либо практически не увеличивается, либо это увеличение уже не вызывает соответствующего увеличения интенсивности ЗЛ и, кроме того, мало влияет на поглощение ультразвука в кавитационной области. Интенсивность ЗЛ либо остается постоянной, либо уменьшается (рис. 2, 3).

С ростом концентрации пузырьков на пути звуковой волны увеличивается поглощение ультразвука в кавитационной области. Кроме того, ухудшаются условия передачи энергии от излучателя в жидкость вследствие уменьшения ее волнового сопротивления. При больших концентрациях пузырьков в единице объема жидкости они могут влиять друг на друга, например за счет ударных волн или сил Бьеркнесса [17]. В результате взаимодействий пузырьков повышается вероятность деформации пузырька на ранней стадии захлопывания. А поскольку сферическая форма неустойчива, то это может вызывать распад пузырька на ранней стадии захлопывания и соответствующее уменьшение максимальных температур и давлений, достигаемых в пузырьке. Все это приводит к тому, что начиная с некоторой излучаемой интенсивности ультразвука в любой заданной точке звукового поля, несмотря на излучаемую интенсивность (или амплитуду колебаний излучателя), интенсивность ЗЛ достигает максимума и затем либо мало меняется с увеличением излучаемой интенсивности, либо начинает уменьшаться.

Можно показать, что и в общем случае максимальная активность кавитации всегда выше в той жидкости, в которой выше порог кавитации. Пусть, например, имеются две жидкости $Ж_1$ и $Ж_2$ такие, что в жидкости $Ж_1$ порог кавитации ниже, чем в жидкости $Ж_2$. В соответствии с приведенными выше данными, в кавитационной области первой жидкости рост интенсивности ультразвука начнет замедляться при меньших значениях U . Это значит, что в кавитационной области жидкости $Ж_2$ будет достигнута более высокая интенсивность ультразвука, т. е. и более высокое звуковое давление прежде, чем наступит насыщение кавитационной области пузырьками. Следовательно, запасаемая пузырьками на стадии расширения потенциальная энергия будет выше в жидкости $Ж_2$,

чем в J_1 при одинаковых интенсивностях ультразвука. С другой стороны, поскольку в жидкости J_1 порог кавитации ниже, чем в J_2 , то это означает, что силы, препятствующие растяжению пузырька, т.е. сжимающие его, ниже в J_1 , чем в J_2 . Однако на стадии захлопывания эти же силы определяют скорость захлопывания пузырька и степень сжатия парогазовой смеси внутри его при захлопывании. Поэтому и захлопываться пузырьки будут более интенсивно в жидкости J_2 , чем в J_1 , генерируя при этом соответственно и более высокие температуры давления, и более высокие интенсивности ЗЛ.

Полученные результаты позволяют сформулировать следующее правило, связывающее порог кавитации и максимальную интенсивность звуколюминесценции: максимальная интенсивность звуколюминесценции, достигаемая при варьировании интенсивности ультразвука в достаточно широких пределах, всегда выше в той жидкости, которая имеет более высокий порог кавитации, т.е. в которой кавитация возникает при более высокой интенсивности ультразвука.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] *Walton A.J., Reynolds G.T.* // *Advances in Physics*. 1984. V. 33. P. 595.
- [2] *Leighton T.G.* *The Acoustic Bubble*. London: Academic Press, 1994. P. 531.
- [3] *Маргулис М.А.* // *УФН*. 2000. Т. 170. В. 3. С. 263.
- [4] *Barber B.P., Putterman S.J.* // *Nature*. 1992. V. 352. P. 318.
- [5] *Barber B.P., Hiller R.A., Lofsted R., Putterman S.J., Weninger K.R.* // *Physics Reports*. 1997. V. 281. P. 65.
- [6] *Vazquez G.E., Putterman S.J.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 3037.
- [7] *Barber B.P., Putterman S.J.* // *Nature*. 1992. V. 352. P. 318.
- [8] *Moss W.C., Clarke D.B., White J.W., Young D.A.* // *Phys. Fluids*. 1996. V. 6. P. 2979.
- [9] *Wu C.C., Roberts P.H.* // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 70. N 2. P. 3424.
- [10] *Нугматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Вахитова Н.Л., Ляхи Р.Г.* // *Докл. РАН*. 1995. Т. 341. С. 37.
- [11] *Matula T.J., Roy R.A., Mourad P.D., McNamara III W.B., Suslick K.S.* // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. P. 2602.
- [12] *Suslick K.S., McNamara III W.B., Didenko Yu.T.* // *Non-linear Acoustics at the Turn of Millennium* / Ed. by W. Lauterborn and T. Kurz. New York: Melville, 2000. P. 463.

- [13] *Tuziuti T., Hatanaka S., Yasui K.* et al. // Journ. of Chem. Phys. 2002. V. 116. P. 6221.
- [14] *Dezhkunov N.V.* // Ultrason. Sonochem. 2002. V. 9. P. 103.
- [15] *Дежкунов Н.В.* // Инж.-физ. журн. 2003. Т. 76. С. 120.
- [16] *Сиротюк М.Г.* // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л.Д. Розенберга. М.: Наука, 1968. С. 167.
- [17] *Doinikov A.A.* // Bjerkness forces and translational bubble dynamics. Bubble and Partical Dynamics in Acoustic Fields: Modern Trends and Applications. / Ed. by A.A. Doinikov. Kerala: Research Signpost, 2005. P. 95.