

Н. В. Дежкунов, П. В. Игнатенко, А. В. Котухов

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
РБ, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, 6, e-mail: dnv@bsuir.edu.by*

Оптимизация активности кавитации в импульсно модулированном ультразвуковом поле

Получена 09.08.2007, опубликована 28.08.2007

Исследовано влияние режима озвучивания на активность акустической кавитации в импульсно модулированном ультразвуковом поле. Активность кавитации оценивалась по интенсивности звуколюминесценции. Показано, что зависимости звуколюминесценции от приложенного к излучателю напряжения от длительности и периода следования импульсов ультразвука имеют вид кривой с максимумом. Такой характер полученных зависимостей обусловлен конкурирующим влиянием двух факторов, связанных с увеличением концентрации кавитационных полостей и их размеров в кавитационной области: с увеличением числа кавитационных событий (коллапсов) в единицу времени, с одной стороны, и с уменьшением эффективности концентрации энергии пузырьками при захлопывании — с другой. Установлено, что максимальная активность кавитации, достигаемая при варьировании интенсивности ультразвука в достаточно широких пределах, растёт при увеличении периода следования импульсов и при уменьшении длительности импульсов ультразвукового поля.

ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное воздействие ультразвука на химические и физические явления в жидкостях имеет кавитационную природу и связано обычно с высокими температурами и давлениями, генерируемыми при захлопывании кавитационных пузырьков [1–4], хотя определенную роль могут играть и электрические разряды [5, 6].

В ряде работ показано, что активность кавитации, оцениваемая, например, по интенсивности свечения, генерируемого кавитационной областью — звуколюминесценции (ЗЛ) [7–11] или по скорости выделения йода из раствора йодистого калия [12–16] может быть существенно повышена при импульсном модулировании ультразвукового поля.

В данной работе мы попытались выработать подходы к оптимизации режима озвучивания, обеспечивающего максимум активности кавитации в импульсно модулированном ультразвуковом поле.

1. УСТАНОВКА И МЕТОДИКА

Схема использовавшейся экспериментальной ячейки представлена на рис. 1. Детальное описание установки и методики измерений дано в работах [10, 17].

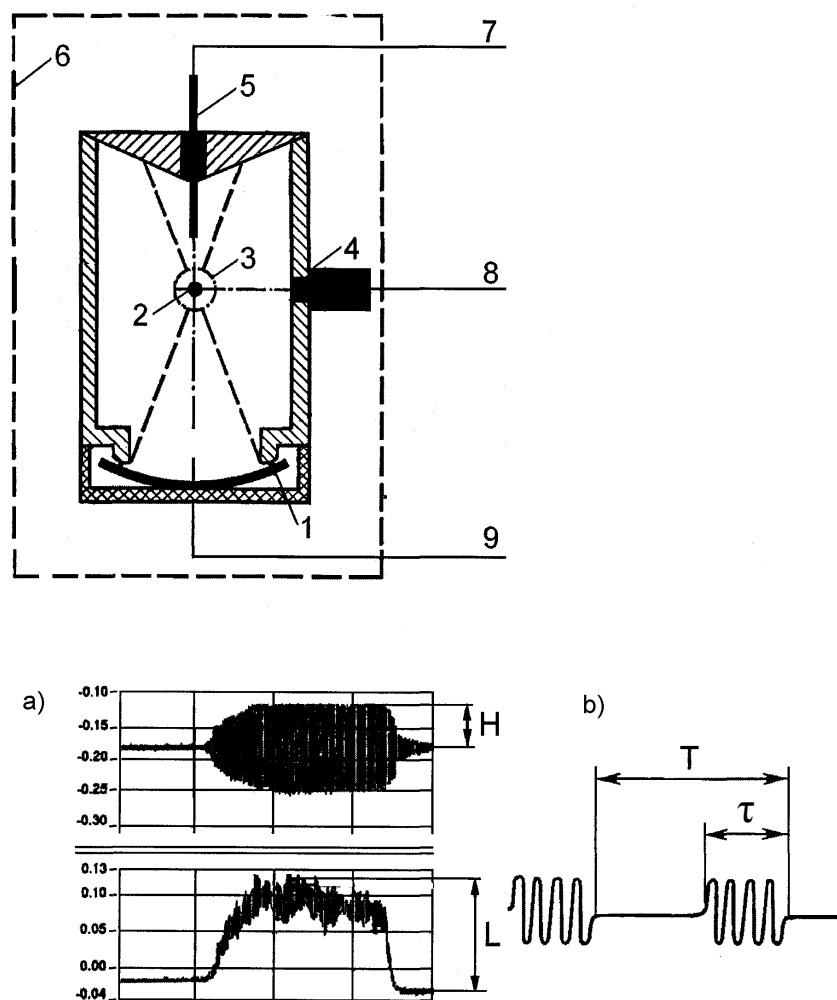


Рис. 1. Схема экспериментальной ячейки: 1 – излучатель, 2 – фокальное пятно излучателя, 3 – кавитационная область, 4 – фотоумножитель, 5 – гидрофон, 6 – светонепроницаемый короб, 7, 8 – к осциллографу, 9 – от генератора;
 а) – примеры регистрации выходных сигналов гидрофона (верхняя осциллограмма) и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

Рабочая емкость представляет собой цилиндр из нержавеющей стали диаметром 10 см и высотой 16 см. На боковой поверхности ячейки навита медная трубка, через которую прокачивается термостатирующая жидкость. Пьезокерамический фокусирующий излучатель 4 диаметром 65 мм вмонтирован через отверстие в днище емкости с помощью тефлоновой крышки, навинчиваемой на емкость. Резонансная частота излучателя — 880 кГц. На уровне фокального пятна излучателя в боковой поверхности емкости выполнено окно, в котором установлен световод фотоумножителя. Торец емкости, противоположный излучателю, снабжен конической

крышкой, покрытой изнутри звукопоглощающей гофрированной резиной, чем обеспечивается режим, близкий к режиму бегущей волны. Гидрофон вмонтирован через крышку ёмкости 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.

Выходные сигналы фотоумножителя L и гидрофона Н (после предварительного усиления) подавались на запоминающий осциллограф и анализировались с использованием компьютера. Примеры регистрации L и Н представлены на рис 1, а.

Измерения, выполненные с использованием калиброванного гидрофона, показали, что в докавитационном режиме звуковое давление P в фокальном пятне излучателя связано с напряжением U на ВЧ излучателе следующим соотношением: $P(105 \text{ Па}) = kU(V)$, а излучаемая мощность во всем исследованном диапазоне напряжений пропорциональна U^2 с точностью не ниже точности измерений. Здесь $k = 0,093 \text{ Па/В}$.

Подготовка к эксперименту включала следующие операции. Ёмкость заполнялась жидкостью из вспомогательного резервуара через сливную трубку в ламинарном режиме, чтобы предотвратить захват пузырьков газа в процессе заполнения. Ячейка заполнялась рабочей жидкостью и отстаивалась в течение двух суток. Затем жидкость дегазировали под действием ультразвука в течение 20 мин при напряжении на излучателе 170 В ($\approx 10 \text{ Вт/см}^2$). Газосодержание под действием ультразвука уменьшалось на 20–25% по сравнению с равновесным [10, 11]. Предварительная частичная дегазация жидкости существенно повышает воспроизводимость результатов, так как после такой обработки концентрация воздуха в жидкости под действием ультразвука при проведении эксперимента практически не меняется. После дегазации ячейку закрывали крышкой, при этом жидкость не контактировала с воздухом.

При исследовании зависимости интенсивности ЗЛ от периода следования импульсов T величину T меняли, начиная с $T = 2000 \text{ мс}$ в сторону уменьшения, т. е. слева направо на рис. 2 и 4. Длительность же импульса τ меняли увеличивая τ от 0,1 мс. Такой порядок изменения T и τ был выбран с тем, чтобы по возможности уменьшить влияние предыдущего эксперимента на результат последующего. В промежутке времени между двумя последовательными импульсами жидкость релаксирует в направлении к исходному состоянию. Ясно, что чем короче импульс, (т. е. чем меньше τ) и чем больше промежутки времени $T - \tau$ между двумя импульсами (т. е. чем больше T при данном τ), тем ближе к исходному состоянию успевает релаксировать жидкость за время между двумя последовательными импульсами ультразвуковых колебаний.

Измерения производились после 10-ти секундной экспозиции при выбранных значениях T , τ и U . Время отстаивания между двумя измерениями — 30 сек, время отстаивания после серии измерений (запись одной зависимости) — 30 мин.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 и 3 представлены характерные зависимости интенсивности ЗЛ (сплошные линии) и зависимости сигнала, снимаемого с гидрофона (штриховые линии) от периода следования импульсов T ультразвука и от длительности импульсов τ соответственно.

Если T достаточно велико (> 2000 мс для условий эксперимента, результаты которого представлены на рис. 2), то звуколюминесценция отсутствует. При уменьшении периода следования импульсов T (и постоянных U и τ) ЗЛ возникает при некотором пороговом $T = T_{th1}$, увеличивается вначале медленно, а затем, начиная с некоторых критических значений $T = T_{th2}$ — наблюдается значительное увеличение наклона зависимости $L(T)$. Интенсивность ЗЛ достигает максимума и начинает уменьшаться, стремясь к некоторому предельному значению. При больших интенсивностях ультразвука (кривая 1, рис. 2) увеличение интенсивности ЗЛ при $T = T_{th2}$ носит явно выраженный скачкообразный (пороговый) характер, при котором уменьшение T на 15–20% приводит к увеличению L почти на два порядка.

Таким образом, можно выделить два порога кавитации: первый (T_{th1}) соответствует возникновению звуколюминесценции, второй (T_{th2}) — резкому увеличению ее интенсивности (или изменению наклона зависимости $L(T)$). Отметим, что впервые этот эффект наблюдался нами в работе [10]. Интенсивность сигнала, принимаемого гидрофоном (штриховая линия, рис. 2), с уменьшением периода вначале меняется незначительно, точнее — в пределах ошибки измерений. При $T = T_{th2}$ наблюдается быстрое падение выходного сигнала гидрофона, что указывает на соответствующее увеличение поглощения ультразвука.

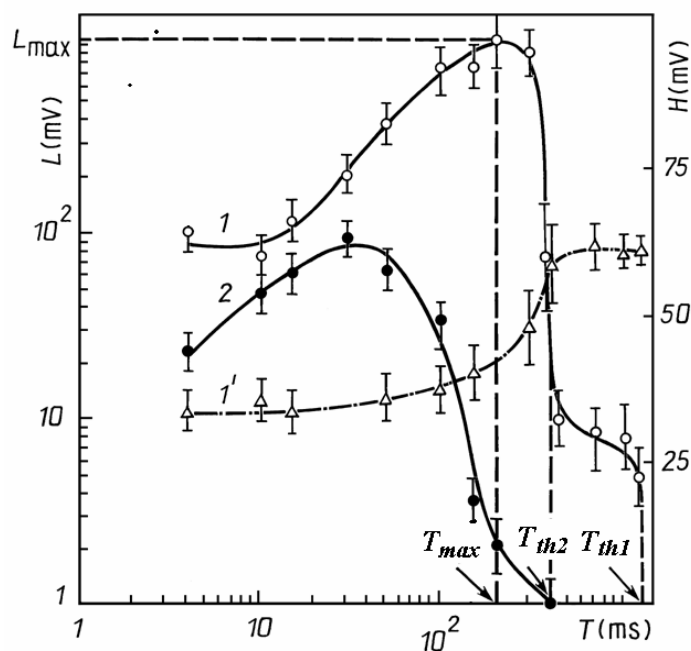


Рис. 2. Зависимости интенсивности звуколюминесценции L (кривые 1, 2) и выходного сигнала гидрофона H (кривая 1') от периода следования T импульсов ультразвукового поля: рабочая жидкость — дистиллированная вода, $t = 23^\circ\text{C}$, $\tau = 3$ мс, $U = 120$ В (1) и 55 В (2). Величины T_{th2} , T_{th1} и T_{max} показаны для кривой 1

Аналогичным же образом изменяется величина L с ростом длительности импульсов τ при постоянных T и U (рис. 3). Как и в первом случае, можно выделить два порога τ_{th1} и τ_{th2} . При $\tau = \tau_{th1}$ звуколюминесценция возникает, при $\tau = \tau_{th2}$ наблюдается резкое изменение наклона зависимости $L(\tau)$ (кривая 1, рис. 3) и увеличение поглощения ультразвука в кавитационной области (кривая 2, рис. 3). Величины T и τ , соответствующие максимальным значениям интенсивности ЗЛ L_{max} в дальнейшем будем обозначать как T_{max} и τ_{max} соответственно.

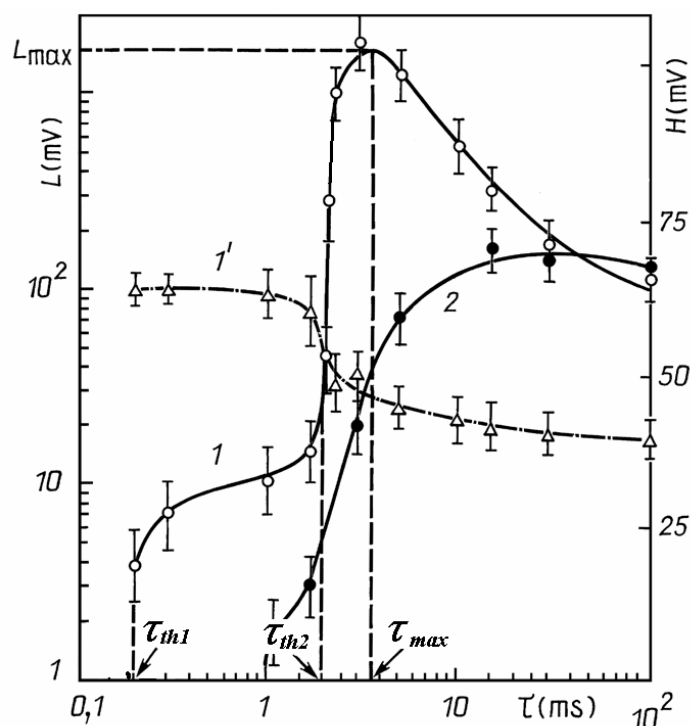


Рис. 3. Зависимости интенсивности звуколюминесценции L (кривые 1, 2) и выходного сигнала гидрофона H (кривая 1') от длительности τ импульсов ультразвукового поля: рабочая жидкость – дистиллированная вода, $t = 23^\circ\text{C}$, $\tau = 3$ мс, $U = 120$ В (1) и 55 В (2). Величины τ_{th2} , τ_{th1} и τ_{max} показаны для кривой 1

На рис. 4 и 5 представлены интенсивности ЗЛ от T и τ для различных интенсивностей ультразвука. Из представленных графиков видно, что при увеличении напряжения, приложенного к излучателю, максимум интенсивности ЗЛ смещается в сторону больших T (рис. 4) и меньших τ (рис. 5), соответственно пороговые значения τ уменьшаются, а пороговые значения T увеличиваются с ростом U .

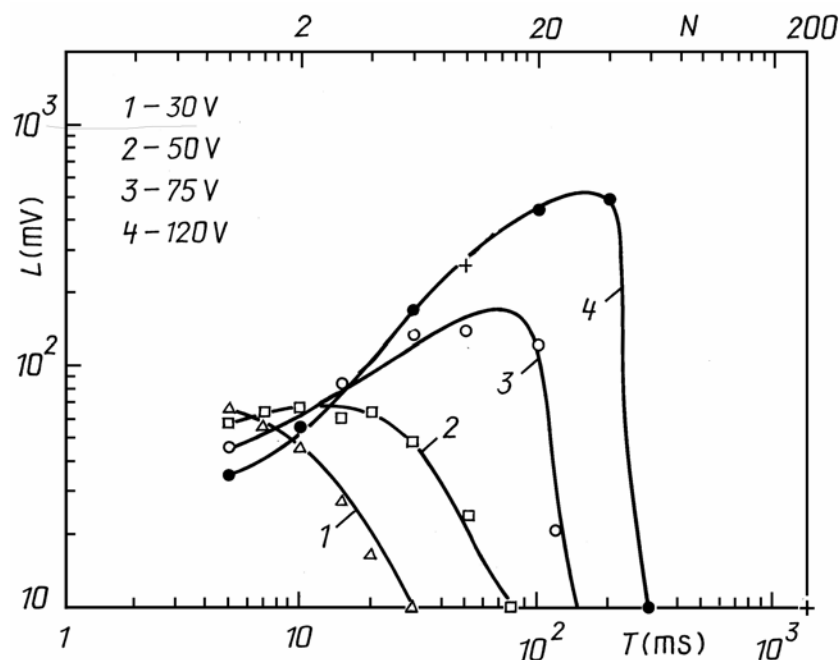


Рис. 4. Зависимости интенсивности звуколюминесценции L от периода следования T импульсов ультразвукового поля для различных напряжений U на излучателе: рабочая жидкость – дистиллированная вода, $t = 23^\circ\text{C}$, $\tau = 3$ мс, $U = 30$ В (1), 50 (2), 75 (3) и 120 В (4)

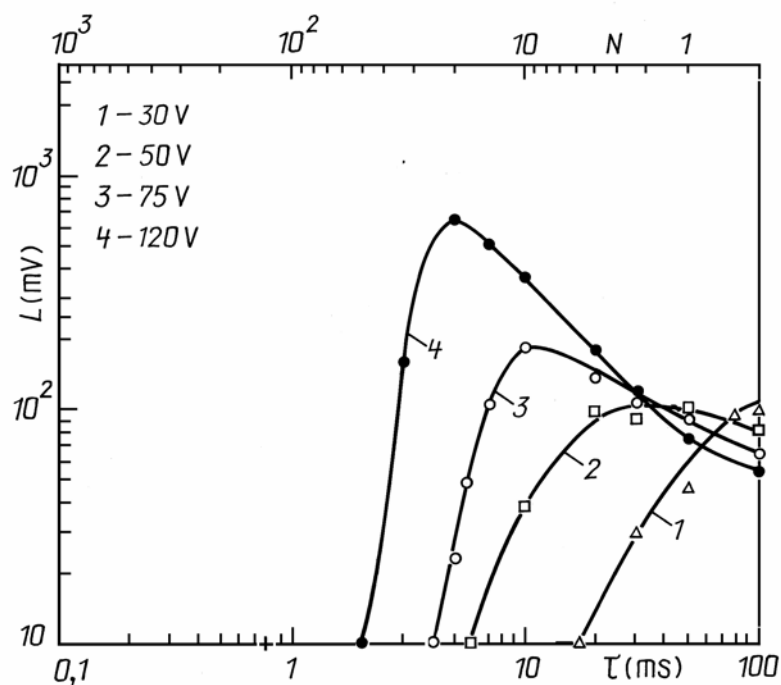


Рис. 5. Зависимости интенсивности звуколюминесценции L от длительности τ импульсов ультразвукового поля для различных напряжений U на излучателе: рабочая жидкость – дистиллированная вода, $t = 23^\circ\text{C}$, $T = 30$ мс, $U = 30$ В (1), 50 (2), 75 (3) и 120 В (4)

На рис. 6 приведены результаты одновременной регистрации выходных сигналов фотоумножителя и гидрофона для различных величин периода T . При $T_{th2} < T < T_{th1}$ (рис. 6, а) интенсивность ЗЛ растет в течение импульса, при $T \sim T_{max}$ L меняется мало, либо вначале быстро достигает максимума и затем начинает уменьшаться, при $T \gg T_{max}$ интенсивность ЗЛ растет во время импульса. Аналогичным образом изменяется форма импульсов ЗЛ для различных величин τ из следующих диапазонов: $\tau_{th1} > \tau > \tau_{th2}$; $\tau \sim \tau_{max}$ и $\tau \gg \tau_{max}$.

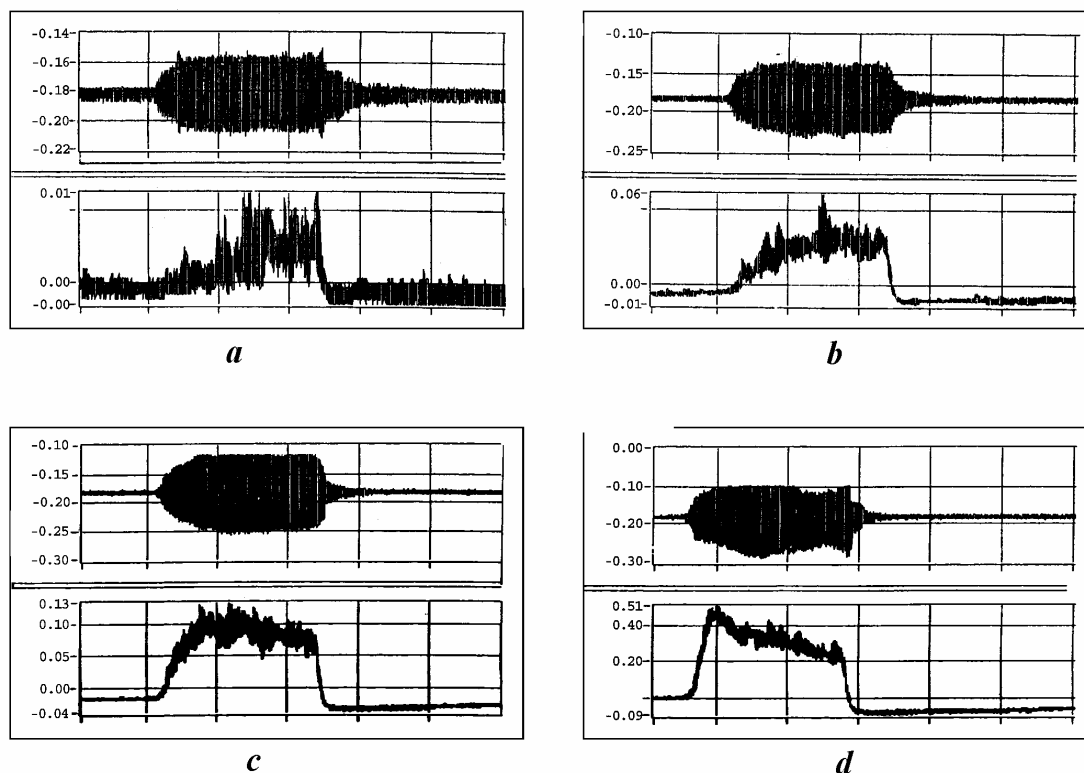


Рис. 6. Форма выходных сигналов гидрофона и фотоумножителя:
 $\tau = 3$ мс, $T = 700$ (а), 350 (б), 200 (с) и 10 мс (д)

На рис. 7 приведены зависимости интенсивности ЗЛ от амплитуды напряжения на излучателе для различных периодов T . Видно, что с ростом T , т. е. с ростом скважности импульсов ультразвука, порог инерционной кавитации увеличивается. Т. е. для того, чтобы кавитационные зародыши выросли до размеров порядка резонансного и начали захлопываться при больших T , требуются большие интенсивности ультразвука. При этом и максимум активности кавитации смещается в сторону более высоких интенсивностей ультразвука. Отметим, что максимальная величина интенсивности ЗЛ также увеличивается с ростом периода T .

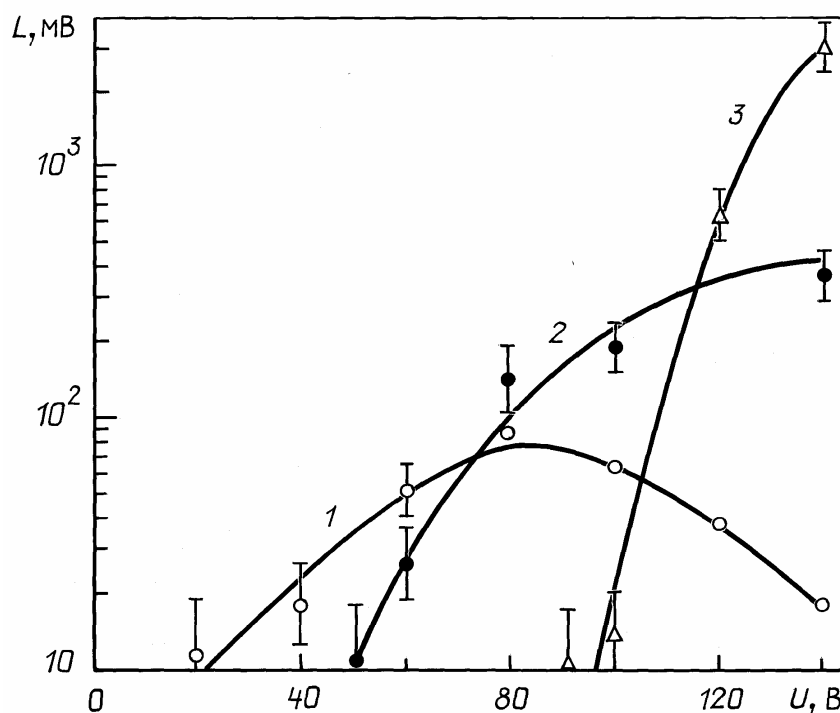


Рис. 7. Зависимости интенсивности звуколюминесценции L от длительности от напряжения U на излучателе: рабочая жидкость – дистиллированная вода, $t = 23^\circ\text{C}$, $\tau = 3$ мс; $T = 10$ (1), 50 (2) и 250 мс (3)

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наличие порогового τ (первый порог, рис. 3) при заданной интенсивности ультразвука может быть объяснено следующим образом. В момент включения ультразвука в фокальном пятне излучателя отсутствуют пузырьки с размером порядка резонансного, которые могли бы кавитировать при данной интенсивности ультразвука.

Под действием ультразвуковых колебаний зародыши кавитации начинают увеличиваться в размерах вследствие выпрямленной диффузии. Время роста равно длительности импульса τ . В промежутке времени $T - \tau$ между двумя импульсами, размеры пузырьков уменьшаются. Если за время $T - \tau$ характерный размер пузырьков успевает уменьшиться до исходного R_0 , то при данных τ , T и U за достаточно большой промежуток времени ($\Theta \gg T$) в среднем не наблюдается увеличения размеров зародышей. Следовательно, в этом случае τ ниже порогового τ_{th1} .

Если же τ достаточно велико, то диаметр пузырька не успевает уменьшиться до исходного за время $T - \tau$. В результате за время $\Theta \gg T$ будет наблюдаться рост размеров пузырька и за принятое время наблюдения он может вырасти до резонансного размера, при котором начинается интенсивное захлопывание, сопровождающееся характерными эффектами: генерированием ударных волн и звуколюминесценций. Таким образом, в этом случае τ равно или больше, чем τ_{th1} . При увеличении интенсивности ультразвука, очевидно, увеличивается и скорость роста кавитационных пузырьков.

Резкое увеличение скорости роста L при $\tau = \tau_{th2}$ связано с началом быстрого размножения кавитационных пузырьков по механизму цепной реакции, предложенному в работе [18].

Рассмотрим теперь возможные причины, по которым $L(\tau)$ уменьшается после достижения максимума. Как отмечено в [10, 11], уменьшение интенсивности ЗЛ после достижения некоторой максимальной величины L , может быть обусловлено следующими факторами:

а) усилением взаимодействий пузырьков вследствие увеличения их концентрации, что может быть одной из причин уменьшения эффективности захлопывания;

б) экранированием кавитационной области пузырьками, находящимися на её периферии;

в) увеличение концентрации больших неэффективных пузырьков, которые пульсируют не захлопываясь и, следовательно, практически не воздействуют на физико-химические процессы в жидкостях, поглощая при этом значительную долю акустической мощности;

г) образованием кластеров кавитационных полостей.

Ясно, что при большей длительности импульсов ультразвука (и постоянном периоде T) с течением времени быстрее растёт как концентрация пузырьков, так и их размеры. Следовательно, быстрее растут и размеры кавитационных кластеров. Поэтому роль всех перечисленных выше факторов (снижающих эффективность преобразования и концентрации энергии кавитационными полостями) усиливается с ростом τ , что и вызывает снижение активности кавитации.

Таким образом, наличие максимума на зависимости интенсивности звкolumинесценции от длительности импульсов τ (рис. 3, рис. 5) обусловлено конкурирующим влиянием двух факторов, связанных с увеличением концентрации кавитационных полостей и их размеров в кавитационной области: Это — увеличение числа кавитационных событий (коллапсов) в единицу времени, с одной стороны, и уменьшение эффективности концентрации энергии пузырьками при захлопывании — с другой. При $\tau < \tau_{max}$ преобладающим фактором является рост числа кавитационных событий; интенсивность ЗЛ растёт с ростом τ в этом диапазоне τ . При $\tau > \tau_{max}$ преобладающим становится второй фактор — уменьшение эффективности преобразования и концентрации энергии пузырьками при их захлопывании, что приводит к уменьшению интенсивности ЗЛ с ростом τ в данном диапазоне τ . Аналогичными же причинами обусловлено уменьшение активности кавитации после достижения максимума с уменьшением периода следования T импульсов ультразвука (рис. 2 и 4).

Интересно отметить, что форма импульса ЗЛ изменяется в зависимости от τ . Если $\tau < \tau_{max}$, что соответствует участку левой ветви кривой $L(\tau)$, на которой L растёт (рис. 4), то за время импульса ультразвука интенсивность ЗЛ также растёт во времени (рис. 4 а). Если τ находится вблизи τ_{max} , то рост незначителен (рис. 4 б и 4 в). Если $\tau > \tau_{max}$, т. е. на правой ветви кривой $L(\tau)$, где L уменьшается с ростом τ , то и в течение большей части импульса ультразвука (рис. 4 г) интенсивность ЗЛ уменьшается со временем.

С ростом τ уменьшается время релаксации $T-\tau$. В результате при достаточно большом τ за время между двумя последовательными импульсами размеры пузырьков не успевают уменьшиться до размеров меньше резонансного, а также и осколки захлопнувшихся пузырьков не успевают отдалиться друг от друга на такое расстояние, чтобы с началом следующего импульса не слиться в один и не образовать зародыш достаточно большого размера. В результате, к началу каждого нового импульса в жидкости существует достаточно большое количество зародышей кавитации, имеющих размеры, близкие к резонансному. Поэтому кавитационная область уже в самом начале импульса может достичь состояния, близкого к насыщению, и дальнейшее увеличение числа кавитационных полостей и их размеров будет приводить к уменьшению активности кавитации, выражающемуся в уменьшении интенсивности звуколюминесценции, вследствие упомянутых выше причин. Это является причиной того, что форма импульса ЗЛ имеет вид, представленный на рис. 4 г, а также и того, что с ростом τ интенсивность ЗЛ уменьшается. Если τ много меньше порогового, то в начале импульса концентрация пузырьков намного меньше концентрации, соответствующей состоянию насыщения, при котором начинается уменьшение интенсивности ЗЛ. С течением времени число кавитирующих пузырьков увеличивается, соответственно растет и активность кавитации (рис. 4 а).

Аналогичная картина наблюдается при уменьшении периода следования импульсов T , если τ и U поддерживаются постоянными. Это вызвано, как и в рассмотренном выше случае — уменьшением времени релаксации $T-\tau$ между двумя последовательными импульсами и связанным с этим увеличением скорости роста зародышей кавитации.

Смещение максимума интенсивности ЗЛ в сторону больших интенсивностей ультразвука при увеличении периода следования импульсов ультразвукового поля T (рис. 7) может быть объяснено тем, что скорость роста размеров и концентрации кавитационных полостей уменьшается, поэтому для генерирования кавитации требуются более высокие интенсивности ультразвука.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выделено два порога кавитации, которые наблюдаются как при увеличении длительности импульсов ультразвука, так и при уменьшении периода следования импульсов. Первый порог соответствует возникновению звуколюминесценции, а второй — резкому увеличению интенсивности звуколюминесценции. Режим озвучивания, соответствующий второму порогу кавитации, характеризуется тем, что при этом существенно повышается поглощение ультразвука в кавитационной области, очевидно, вследствие увеличения концентрации пузырьков в кавитационной области.

Показано, что зависимости интенсивности звуколюминесценции от приложенного к излучателю напряжения, от длительности и периода следования импульсов ультразвука имеют вид кривой с максимумом. Такой характер полученных зависимостей обусловлен конкурирующим влиянием двух факторов, связанных с увеличением концентрации кавитационных полостей и их размеров в кавитационной области: увеличением числа кавитационных событий (коллапсов) в единицу времени, с одной

стороны, и уменьшение эффективности концентрации энергии пузырьками при захлопывании — с другой.

Установлено, что максимальная активность кавитации, достигаемая при варьировании интенсивности ультразвука в достаточно широких пределах, растёт при увеличении периода следования импульсов и при уменьшении длительности импульсов ультразвукового поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Журавлев А. И., Акопян В. Б. Ультразвуковое свечение. М., 1977.
2. Walton A. J. and Reynolds G. T. *Advances in Physics*, 1984, vol. 33, pp. 595–659.
3. Crum L. A. *Physics Today*, Sept. 1994, vol. 95, pp. 22–31.
4. Leighton T. G. *Acoustic Bubble*. Academic press, London, 1995.
5. Маргулис М. А. Звукотехнические реакции и сонолюминесценция. М., 1986.
6. Маргулис М. А. *Успехи физических наук*, 2000, т. 170, № 3, с. 263–287.
7. Дежкунов Н. В., Ернетти Г., Прохоренко П. Г., Франческутто А., Чути П. Звуколюминесценция и генерирование субгармоники в кавитационной области водных растворов хлористого натрия. *Инж.-физ. журнал*, т. 51, № 3, 1986, с. 417–424.
8. Pickworth M. J. W., Dendy P. P., Leighton T. G., Walton A. J. Studies of the cavitation effects of clinical ultrasound by sonoluminescence: 2. Thresholds of sonoluminescence from a therapeutic ultrasound beam and the effect of temperature. *Phys. Med. Biol.*, 33, pp. 1249–1251, 1988.
9. Shuangwei Wang, Ruo Feng, Xiping Mo. Study on pulse cavitation peak in an ultrasound reverberating field. *Ultrasonics Sonochemistry*, 1996, 3, pp. 65–68.
10. Dezhkunov N. V., Francescutto A., Ciuti P., Mason T. J., Iernetti G., Kulak A. I., Enhancement of sonoluminescence emission from a multibubble cavitation zone. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2000, 7, pp. 19–24.
11. Dezhkunov N. V., Francescutto A., Ciuti P. Enhancement of the conversion and concentration of energy in a multibubble cavitation zone. In: *Nonlinear acoustics at the beginning of 21-t century*. Edited by O. Rudenko and O. Sapozhnikov, MSU, Moscow, vol. 2, 2002, pp. 919–926.
12. Ciaravino V., Flynn H. G. and Miller M. W. Pulsed enhancement of acoustic cavitation: a postulated model. *Ultrasound Med. Biol.*, vol. 7, 1981, pp. 159–166.
13. Miller M. W., Miller D. L., Brayman A. A. A review of in vitro bioeffects of inertial ultrasonic cavitation from a mechanistic perspective. *Ultrasound in Med. & Biol.*, № 9, 1996, pp. 1131–1154.
14. Mitome H., Hatanaka S. Optimization of a sonochemical reactor using a pulsing operation. *Ultrasonics*, vol. 40, 2002, pp. 683–687.
15. Flynn H. G. and Church C. C. A mechanism for the generation of cavitation maxima by pulsed ultrasound. *J. Acoust. Soc. Am.*, 76, 1984, pp. 505–511.
16. Casadonte D., Flores M., Petrier C. Enhancing sonochemical activity in aqueous media using power modulated ultrasound: an initial study. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2005, 12, pp. 147–152.
17. Дежкунов Н. В. Исследование усиления звуколюминесценции при взаимодействии сильно различающихся по частоте ультразвуковых полей. *Инженерно-физический журнал*, 2003, т. 76, № 1, с. 120–127.
18. Сиротюк М. Г. Мощные ультразвуковые поля. Под. ред. Л. Д. Розенберга. М., Наука, 1968, с. 167–220.