

УДК 532.66:532.528:534-8:534.232 DOI: 10.32326/1814-9146-2020-82-1-64-74

РАСЧЕТ ЗАВИСИМОСТИ ЗВУКОКАПИЛЛЯРНОГО ЭФФЕКТА ОТ ЧАСТОТЫ УЛЬТРАЗВУКА НА ОСНОВЕ КРИТЕРИЯ Пороговой кавитации*

© 2020 г.

**Михайлова Н.В.¹, Смирнов И.В.¹,
Шарипова А.², Слесаренко В.²**

¹*Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Российская Федерация*

²*Израильский технологический институт, Хайфа, Израиль*

i.v.smirnov@spbu.ru

Поступила в редакцию 27.12.2019

Рассматривается возможность расчета параметров ультразвукового капиллярного эффекта в зависимости от частоты акустических колебаний в жидкости, в которую помещен капилляр. Согласно экспериментальным данным, интенсификация движения жидкости в капилляре преимущественно связана с образованием и схлопыванием кавитационных полостей у среза капилляра. Поэтому предполагается, что рассматриваемый эффект происходит в результате кавитационных процессов у входа в канал капилляра, при этом кавитационные процессы зависят от частоты ультразвуковых колебаний. Пороговое давление при кавитации, приводящей к подъему жидкости, для заданной частоты ультразвука определяется по критерию инкубационного времени кавитации. Область и количество пузырьков кавитации при рассматриваемом пороговом давлении зависит от частоты ультразвука. Для оценки количества пузырьков в области кавитации используется решение задачи об упаковке равных кругов в больший круг с учетом дистанции влияния пузырьков друг на друга. Высота подъема жидкости рассчитывается исходя из предположения, что за один цикл колебания кавитирующей области звукокапиллярное давление совершит работу по подъему столбика жидкости на определенную высоту за счет энергии схлопнувшихся пузырьков. Используемый подход дает возможность определить пороговую амплитуду акустических колебаний и оценить соответствующее поведение звукокапиллярного давления в диапазоне частот колебаний 7–62 кГц. Указанный диапазон определяется частотными требованиями для соотношения размера области кавитационного процесса и диаметра капилляра.

Таким образом, построенная модель ультразвукового капиллярного эффекта учитывает диаметр капилляра и позволяет определить диапазон частот, в котором этот эффект реализуется. Результаты моделирования показали хорошее соответствие с известными экспериментальными данными в воде.

* Выполнено в рамках гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук МК-2269.2019.8.

Из результатов расчетов по разработанной модели следует, что наибольшее звукокапиллярное давление достигается в диапазоне 10–20 кГц.

Ключевые слова: звукокапиллярный эффект, ультразвуковые колебания, кавитация, пороговое давление, критерий инкубационного времени.

Введение

Ультразвук используется во многих областях науки и техники для интенсификации технологических процессов. Интенсификация достигается за счет создания направленных и контролируемых областей высоких давлений и температур, а также локального транспорта энергии с заданным периодом и необходимым пространственным масштабом. Ультразвуковая технология находит применение в промышленных приложениях, таких как резка, сварка, очистка, перемешивание, дегазация, распыление, кристаллизация, химические реакции и многих других [1–3].

Распространение ультразвуковых волн в жидкостях сопровождается различными эффектами, связанными с кавитацией, акустическими течениями, радиационными давлениями, силами Бернулли [4–6]. Кроме того, ультразвук может оказывать влияние на параметры течения и проникания жидкости. Одним из таких примеров является ультразвуковой капиллярный эффект [7, 8]. Этот эффект заключается в увеличении скорости и высоты подъема жидкости в капиллярах под действием ультразвука. При обычном капиллярном эффекте жидкость поднимается по капиллярному каналу со смачиваемой поверхностью на определенную высоту за счет действия сил поверхностного натяжения. Если же опустить этот капилляр в жидкость, находящуюся под действием ультразвуковых колебаний, то высота подъема многократно увеличится. Поскольку капиллярные системы широко распространены в природе и технике, то ультразвуковой капиллярный эффект вызывает большой интерес для возможности управления и интенсификации движения жидкостей в капиллярных каналах.

Экспериментально показано [7, 9, 10], что ультразвуковой капиллярный эффект определяется в основном кавитационными процессами у входа в канал капилляра. Акустическая кавитация жидкостей, возникающая при действии ультразвукового поля, представляет собой достаточно хорошо изученный процесс [4, 11]. Установлено, что акустический порог кавитации сильно зависит от амплитудно-частотных характеристик волнового воздействия, температуры и давления сплошной среды. Однако такие зависимости для ультразвукового капиллярного эффекта не рассматривались. Экспериментальные данные (см., например, [7–10] и ссылки к ним) в каждом исследовании были получены для заданной частоты ультразвука из диапазона 18–42 кГц. Кроме того, теоретический анализ ультразвукового капиллярного эффекта можно найти лишь в небольшом количестве работ [7, 12], а методики оценки параметров ультразвукового капиллярного эффекта для различных условий воздействия еще не предложены.

Аналитические методы [4, 11], прогнозирующие условия возникновения кавитации в зависимости от условий воздействия, связаны с изучением микроструктурных параметров сплошной среды, теории нуклеации, параметров роста и схлопывания парогазовых пузырьков и параметров последующих микротечений, что делает их сложными для практического применения при анализе какой-либо конкретной жидкости. Введение интегральных характеристик сложных процессов может позволить существенно упростить теоретические расчеты. Например, поскольку

на прочность сплошной среды существенно влияет время передачи нужного количества энергии и ее трансформации из одного вида в другой в некотором представительном объеме, то в качестве одной из характеристик прочностных свойств жидкости можно взять характерное время протекания переходных процессов в среде, то есть развития структуры зародышей кавитации [13]. Это время будет задавать масштаб на временной шкале, с которым соизмеряется длительность воздействия. Такой подход использует критерий инкубационного времени [13, 14]. Этот критерий позволяет предсказывать порог акустической кавитации для различных жидкостей в широком диапазоне частот воздействия (1–1000 кГц). Показано, что критерий хорошо моделирует возрастание кавитационной прочности жидкости с увеличением частоты ультразвука.

В настоящей статье рассматривается возможность расчета параметров ультразвукового капиллярного эффекта в зависимости от частоты колебаний. Пороговое давление кавитации, приводящей к подъему жидкости, для заданной частоты ультразвука определяется по критерию инкубационного времени. Такой подход позволяет определить пороговую амплитуду акустических колебаний и оценить соответствующее поведение звукокапиллярного давления в диапазоне частот колебаний 7–62 кГц.

1. Звукокапиллярный эффект

Для наблюдения звукокапиллярного эффекта (ЗКЭ) капилляр размещается в емкости с жидкостью, подверженной ультразвуковым колебаниям. Это приводит к появлению потока жидкости внутри капилляра. Существуют различные методики реализации ЗКЭ [7], обобщенная схема такого процесса представлена на рис. 1.

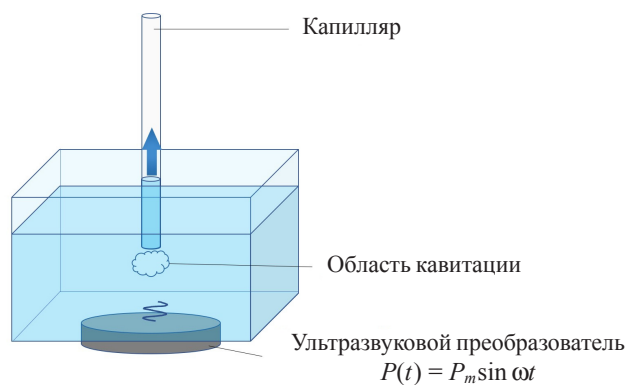


Рис. 1. Схема реализации ультразвукового капиллярного эффекта

Поскольку высота подъема столба жидкости может быть достаточно большой, то для определения звукокапиллярного давления в капилляре создается противодавление таким образом, чтобы высота столба жидкости оставалась на заданном уровне.

В ряде экспериментальных работ [7, 9, 10, 12] было показано, что поток жидкости в капиллярном канале начинается при формировании кавитационного кластера у торца капилляра. Поэтому можно предположить, что ультразвуковой капиллярный эффект обусловлен кавитацией.

При исследовании кавитации из-за равновероятностного распределения зародышей в жидкости возникает проблема пространственной стабилизации области

кавитации. Однако в случае исследования ЗКЭ помимо того, что сам капилляр является дефектом, он размещается в пучности стоячей волны.

Экспериментальные результаты по исследованию кавитационного кластера при ЗКЭ [10] показывают, что за область кавитации допустимо принять сферу радиусом R_{cav} (рис. 2). При малых амплитудах ультразвукового давления для радиуса области кавитации выполняется неравенство $R_c \leq R_{\text{cav}} \leq R_{\text{er}}$, где R_c и R_{er} – внутренний и внешний радиусы капилляра соответственно.

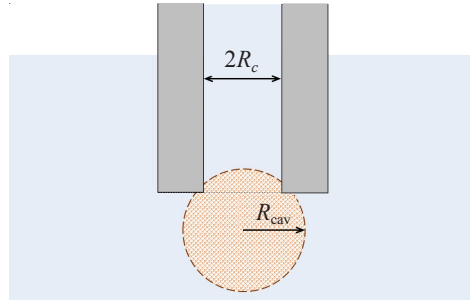


Рис. 2. Кавитационное облако под срезом капилляра

При моделировании ЗКЭ предполагалось, что внешний радиус у рассматриваемых капилляров одинаков, а поскольку их внутренние диаметры различались незначительно, то радиус области кавитации принимался за постоянную величину.

2. Аналитическая модель

2.1. Определение энергии кавитационной области. Погруженный в жидкость капилляр является дополнительным источником дефектов (зародышей), которые присутствуют в любой жидкости в парогазовой или твердой форме. Ультразвуковая стоячая волна создает растягивающее напряжение в жидкости в области пучности под капилляром, которое приводит к росту пузырьков и их дальнейшему схлопыванию. В случае малых амплитуд воздействия максимальный радиус кавитирующих пузырьков в зависимости от параметров ультразвукового воздействия можно оценить следующим образом [4]:

$$R_m \approx \frac{T}{4} \sqrt{\frac{2 P_m}{3 \rho}}, \quad (1)$$

где P_m и T – амплитуда давления и период ультразвуковой волны, ρ – плотность жидкости. Тогда энергию кавитирующей области A_σ можно определить через суммарную энергию образования свободных поверхностей пузырьков в момент их максимального расширения:

$$A_\sigma = 4\pi\sigma R_m^2 N, \quad (2)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, N – число пузырьков в области кавитации.

Для оценки количества пузырьков воспользуемся решением задачи об упаковке равных кругов в больший круг [15]. Тогда, если D_b – плотность упаковки, то искомая величина рассчитывается как $N = D_b V_{\text{cav}} / V_b$, где V_b – объем одного пузырька, V_{cav} – объем области кавитации. Однако следует учесть, что расстояние между пу-

зырьками a удовлетворяет неравенству $a \geq 4R_m$ [4]. В этом случае количество пузырьков, находящихся на расстоянии друг от друга, будет равно количеству пузырьков, плотно расположенных друг к другу, но с радиусом $3R_m$ (рис. 3).

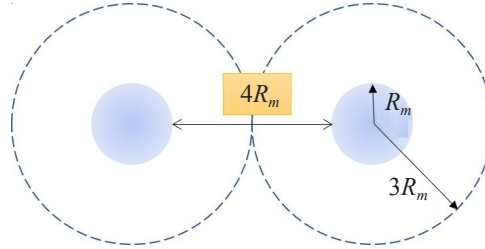


Рис. 3. Расположение двух пузырьков радиусом R_m

Таким образом, количество пузырьков в облаке объемом V_{cav} можно оценить как:

$$N = \frac{D_b V_{\text{cav}}}{(4/3)\pi(2R_m + R_m)^3} = D_b \left(\frac{R_{\text{cav}}}{3R_m} \right)^3. \quad (3)$$

2.2. Определение звукокапиллярного давления. За счет гидродинамических процессов при схлопывании области кавитации вверх по капилляру продвигается жидкость, которая подается к срезу капилляра акустическим течением, генерируемым ультразвуковым преобразователем до начала кавитации [7]. Заметим, что согласно [10], кавитирующая область, как и в случае одиночных пузырей, схлопывается в фазе сжатия.

Скорость движения частиц u среды в ультразвуковом поле определяется соотношением:

$$u = \frac{P_m}{\rho c}. \quad (4)$$

Используя закон сохранения полной механической энергии, можно найти высоту подъема порции жидкости, которую за один цикл колебаний продвинет акустическое поле:

$$h = \frac{u^2}{2g}. \quad (5)$$

Таким образом, за один цикл колебания кавитирующей области за счет энергии схлопнувшихся пузырьков звукокапиллярное давление P_{sc} совершит работу по подъему столбика жидкости высотой h :

$$P_{sc} = \frac{A_\sigma}{\pi R_c^2 h}. \quad (6)$$

2.3. Критерий пороговой кавитации. Для реализации ЗКЭ необходимо наличие кавитации жидкости. Следовательно, чтобы смоделировать звукокапиллярное давление при минимально возможных интенсивностях ультразвукового нагружения, требуется определить пороговые амплитуды давления, приводящие к кавитации жидкости.

Вопросы о кавитационных процессах, их очередности и влиянии на реализа-

цию звукокапиллярного эффекта еще остаются открытыми [9, 10, 12]. Однако использование интегральных характеристик, учитывающих временные и энергетические параметры процессов на микроуровне, позволяют оценить условия реализации динамических процессов с помощью макроскопических параметров. В статьях [13, 14, 16] был предложен критерий начала кавитации:

$$\frac{1}{\tau} \int_{t^*-\tau}^{t^*} \left| \frac{P(t)}{P_c} \right|^\alpha dt \geq 1, \quad (7)$$

где $P(t)$ – звуковое давление, P_c – давление начала кавитации при низких частотах, τ – инкубационное время, α – безразмерный параметр, характеризующий чувствительность жидкости к истории нагружения, t^* – момент реализации критерия. Инкубационное время определяется скоростью переходных микроструктурных процессов в среде. При таком подходе для начала кавитации нужно достичь не только критического растягивающего давления, но и критической величины импульса давления.

Рассмотрим, как зависимости характеристик ультразвукового эффекта от частоты ультразвука могут быть оценены с помощью критерия инкубационного времени.

Ультразвуковой излучатель с угловой частотой $\omega = 2\pi f$ генерирует давление в жидкости, в которой фазы сжатия и растяжения среды чередуются по гармоническому закону. При моделировании кавитации рассматривается только фаза звукового давления, которая создает растяжение в жидкости. Тогда абсолютная величина такого давления выражается как:

$$P(t) = P_m \sin \omega t, \quad t \in (0, \pi / \omega). \quad (8)$$

Выполнив подстановку выражения (8) в критерий (7) и необходимые замены $z = \omega t$ и $\lambda = \omega \tau$, можно определить минимальное (пороговое) значение амплитуды давления P_m , которое приводит к возникновению кавитации:

$$P_m = \begin{cases} P_c \left| \frac{1}{\lambda} \max_{t_z \in (0; \pi)} \int_{t_z - \lambda}^{t_z} |\sin z|^\alpha dz \right|^{-1/\alpha}, & \lambda \leq \pi, \\ P_c \left| \frac{1}{\lambda} \int_0^\pi |\sin z|^\alpha dz \right|^{-1/\alpha}, & \lambda > \pi. \end{cases} \quad (9)$$

Зависимость пороговой амплитуды звукового давления от частоты, рассчитанная по формуле (9), представлена на рис. 4, на котором показаны экспериментальные точки, полученные в статьях: 1 – в [12], 2 – в [10]; точка 3 – давление P_c . В настоящее время экспериментальных данных о пороговых давлениях при ЗКЭ недостаточно для полноценных выводов о зависимости возникновения ЗКЭ от частоты воздействия. Кроме того, моделирование осложнено недостатком технической информации, например, о полных размерах капилляра (которые существенно влияют на прочность жидкости и, следовательно, на величину порогового давления). В связи с этим проверка расчетов выполнялась по экспериментальным работам с близкими условиями испытаний [10, 12].

Нужно заметить, что давление P_c , необходимое для начала кавитации при частотах ниже 1 кГц, может рассматриваться как параметр жидкости. В случае длительности воздействия $T \gg \tau$ критерий (7) переходит в критерий $P(t) \geq P_c$. Для

однородной жидкости определить P_c можно по фазовой диаграмме жидкость–пар. Однако в случае ЗКЭ в жидкости присутствует источник дефекта, а именно капилляр, который значительно разупрочняет жидкость. Поскольку таких экспериментальных данных пока еще нет, то давление P_c и инкубационное время τ подбирались полуэмпирическим методом, то есть путем аппроксимации расчетных кривых на экспериментальные точки.

Низкочастотная (квазистатическая) прочность P_c и инкубационное время τ кавитации воды, используемые для получения экспериментальных данных [10, 12]: $P_c = 17700$ Па, $\tau = 23$ мкс. Кроме того, в [16] показано, что для воды $\alpha = 0,5$.

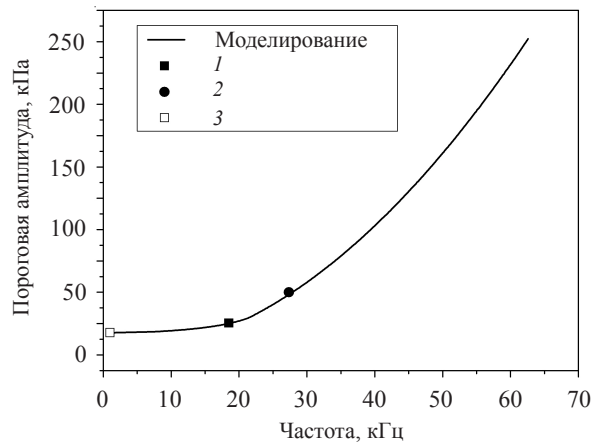


Рис. 4. Пороговая амплитуда давления в зависимости от частоты ультразвука для начала кавитации под кромкой капилляра

2.4. Диапазон частот реализации ЗКЭ. Для осуществления ЗКЭ необходимо наличие под срезом капилляра хотя бы одного пузырька, то есть $N \geq 1$ [17]. Используя оценку для количества пузырьков (3) и формулу для расчета максимального радиуса пузырька (1), можно получить нижнюю границу диапазона частот, в котором реализуется ЗКЭ для заданной амплитуды ультразвука:

$$f \geq \frac{3D_b^{-1/3}}{4R_{\text{cav}}} \sqrt{\frac{2P_m}{3\rho}}. \quad (10)$$

Также ЗКЭ имеет верхнюю частотную границу, так как при превышении ультразвуком резонансной частоты пузырька процесс его колебаний становится неустойчивым и период захлопывания непредсказуем. Это приводит к снижению или срыву ЗКЭ. Резонансные радиус и частота пузырька связаны соотношением [4]:

$$f_r = \frac{1}{2\pi R_r} \sqrt{\frac{3\gamma}{\rho} \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_r} \right)}, \quad (11)$$

где γ – параметр, характеризующий состояние парогазовой смеси и на стадии захлопывания равный $4/3$.

Таким образом, для наличия кавитации (захлопывания пузырьков) ультразвуковое воздействие не должно создавать пузырьки с радиусом, превышающим резонансный радиус. Частота, при которой выполняется равенство $R_m = R_r$, является верхней частотной границей ЗКЭ.

3. Результаты расчетов

На рис. 5 представлены результаты моделирования звукокапиллярного давления в воде в зависимости от частоты ультразвука при пороговом воздействии кавитации. Свойства воды и параметры модели ЗКЭ: плотность $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, скорость звука $c = 1485 \text{ м/с}$, коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 0,0725 \text{ Н/м}$, плотность упаковки пузырьков в кавитационной сфере $D_b = 0,7$, радиус кавитационной сферы $R_{\text{cav}} = 0,4 \text{ мм}$. Экспериментальные точки на рис. 5 приведены в публикациях: 1 – в [12], 2 – в [18], 3 – в [19].

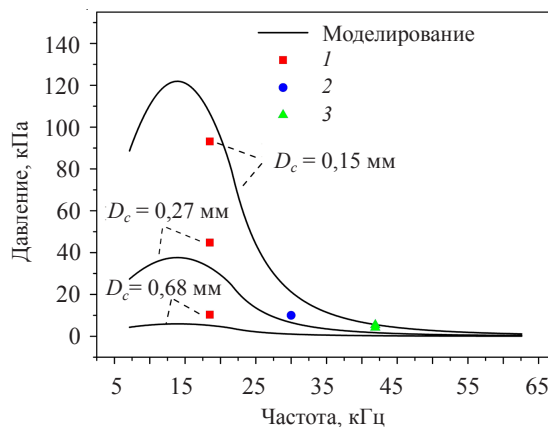


Рис. 5. Звукокапиллярное давление в зависимости от частоты ультразвука при пороговых амплитудах давления для различных диаметров капилляра D_c

Кривые построены для капилляров диаметрами 0,15, 0,27 и 0,68 мм, которые были использованы в [12]. Описанные выше минимальная и максимальная частоты, при которых реализуется ЗКЭ для данных условий, равны 7,14 и 62,6 кГц соответственно.

Расчеты хорошо описывают экспериментальные данные, полученные в [12] на частоте 18,5 кГц. Снижение звукокапиллярного давления с ростом частоты ультразвука подтверждаются результатами испытаний для частот 30 кГц [18] и 41,9 кГц [19]. Аналогичный спад давления описан в статье [20]. Также представленная модель ЗКЭ позволяет спрогнозировать снижение звукокапиллярного давления с увеличением радиуса капилляра, что наблюдается в ряде экспериментальных работ [7, 12].

Более того, можно наблюдать снижение ЗКЭ при приближении к нижней границе частотного диапазона. При увеличении периода колебаний происходит рост радиуса пузырьков, но снижается их концентрация. Поскольку нижняя граница частоты рассчитывается при наличии хотя бы одного пузырька, то снижение звукокапиллярного давления возможно, так как наличие пузырьков под капилляром является основным условием осуществления ЗКЭ. Таким образом, для каждого капилляра можно определить параметры ультразвука, при которых рассматриваемый эффект показывает максимальную эффективность. Для рассматриваемых капилляров максимум звукокапиллярного давления достигается приблизительно на частоте 13,7 кГц.

Заключение

Представленная модель ЗКЭ позволяет рассчитать звукокапиллярное давление в зависимости от частоты ультразвукового воздействия. Моделирование проводилось для пороговых параметров ультразвука, которые приводят к возникновению кавитации. Расчет предельных параметров прочности воды проводился с использованием критерия инкубационного времени, показавшего свою эффективность для ряда жидкостей, в том числе и воды. Однако полученная прочностная зависимость отличается от представленных зависимостей в [14], так как присутствие капилляра в жидкости добавляет дефекты в виде пузырьков (зародышей), что приводит к снижению амплитуд давления, создающих кавитацию.

Построенная новая модель ЗКЭ учитывает диаметр капилляра и позволяет определить диапазон частот, в котором этот эффект реализуется. Результаты моделирования показали хорошее соответствие с экспериментальными данными ЗКЭ в воде. Теоретические кривые отображают основные тенденции поведения звукокапиллярного давления: наблюдается его снижение с ростом частоты, а также присутствует рост при уменьшении радиуса капилляра. Теоретически получено максимальное значение звукокапиллярного давления, которое сменяется снижением эффекта при уменьшении частоты. Таким образом, предложенная модель позволяет оценить интенсивность ЗКЭ в зависимости от параметров ультразвука и размеров капилляра.

Список литературы

1. *Физика и техника мощного ультразвука*. Ред. Л.Д. Розенберг. М.: Наука, 1970. Т. 3. 689 с.
2. *Power Ultrasonics: Applications of High-Intensity Ultrasound*. Eds. J.A. Gallego-Juárez, K.F. Graff. Cambridge: Elsevier, Woodhead Publishing. 2015. 1167 p. <https://doi.org/10.1016/C2013-0-16435-5>.
3. Cheeke J.D.N. *Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves*. USA, Boca Raton: CRC Press, 2012. 504 p. <https://doi.org/10.1201/b12260>.
4. *Физика и техника мощного ультразвука*. Ред. Л.Д. Розенберг. М.: Наука, 1968. Т. 2. 269 с.
5. *Sonochemistry and the Acoustic Bubble*. Eds. F. Grieser, P.K. Choi, N. Enomoto, H. Harada, K. Okitsu, K. Yasui. Amsterdam: Elsevier, 2015. 298 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-801530-8.00003-7>.
6. Yusof N.S., Babgi B., Alghamdi Y., Aksu M., Madhavan J., Ashokkumar M. Physical and chemical effects of acoustic cavitation in selected ultrasonic cleaning applications. *Ultrasonics Sonochemistry*. 2016. Vol. 29. P. 568–576. <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2015.06.013>.
7. Прохоренко П.П., Дежкунов Н.В., Коновалов Г.Е. *Ультразвуковой капиллярный эффект*. Минск: Наука и техника, 1981. 135 с.
8. Tzanakis I., Xu W.W., Eskin D.G., Lee P.D., Kotsovinos N. In situ observation and analysis of ultrasonic capillary effect in molten aluminium. *Ultrasonics Sonochemistry*. 2015. Vol. 27. P. 72–80. <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2015.04.029>.
9. Розина Е.Ю. Кавитационный режим звукокапиллярного эффекта. *Акустичний Вісник*. 2003. Т. 6. №1. С. 48–59.
10. Malykh N.V., Sankin G.N. Stabilization and acoustic spectra of a cavitation cluster in an ultrasonic spherical cavity. *Technical Physics*. 2010. Vol. 55. No 1. P. 92–97. <https://doi.org/10.1134/S1063784210010159>.
11. Brennen C.E. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2013. 249 p.

12. Розина Е.Ю. О природе силы, действующей на кавитирующую среду у среза капилляра. *Акустичний Вісник*. 2003. Т. 6. №3. С. 60–68.
13. Besov A.S., Kedrinskii V.K., Morozov N.F., Petrov Yu. V., Utkin A.A. On the similarity of the initial stage of failure of solids and liquids under impulse loading. *Doklady Physics*. 2001. Vol. 46. No 5. P. 363–365. <https://doi.org/10.1134/1.1378105>.
14. Volkov G.A., Gruzdkov A.A., Petrov Yu.V. The incubation time criterion and the acoustic strength of sea water. *Acoustical Physics*. 2007. Vol. 53. No 2. P. 119–122. <https://doi.org/10.1134/S1063771007020017>.
15. Specht E. *The Best Known Packings of Equal Circles in a Circle*. Program cci (1999–2014). <http://hydra.nat.uni-magdeburg.de/packing/cci/cci.html> [электронный ресурс].
16. Gruzdkov A.A., Petrov Yu.V. Cavitation breakup of low-and high-viscosity liquids. *Technical Physics*. 2008. Vol. 53. No 3. P. 291–295. <https://doi.org/10.1134/S106378420803002X>.
17. Розина Е.Ю. Движение жидкости в капилляре при различных режимах ультразвукового воздействия. *Акустичний Вісник*. 2001. Т. 4. №2. С. 64–72.
18. Malykh N.V., Petrov Yu.M., Sankin G.N. On sonocapillary effect. *Proceedings of 5th World Congress on Ultrasonics (WCU 2003)*. Paris, France. 7–10 September. 2003. P. 1231–1235.
19. Dezhkunov N.V., Francescutto A., Ciuti P., Ignatenko P. Ultrasonic capillary effect and sonoluminescence. *Proceedings of 5th World Congress on Ultrasonics (WCU 2003)*. Paris, France. 7–10 September. 2003. P. 597–600.
20. Запорожченко А.А., Семенова Н.Г. Воздействие звукового поля на границу раздела двух сред. *Акустический журнал*. 1975. Т. 21. №2. С. 192–197.

References

1. *Fizika i tekhnika moshchnogo ultrazvuka*. Red. L.D. Rozenberg [*Physics and Technology of Powerful Ultrasound*]. Ed. L.D. Rozenberg. Moscow. Nauka Publ. 1970. Vol. 3. 689 p. (In Russian).
2. *Power Ultrasonics: Applications of High-Intensity Ultrasound*. Eds. J.A. Gallego-Juárez, K.F. Graff. Cambridge. Elsevier. Woodhead Publishing. 2015. 1167 p. <https://doi.org/10.1016/C2013-0-16435-5>.
3. Cheeke J.D.N. *Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves*. USA. Boca Raton. CRC Press. 2012. 504 p. <https://doi.org/10.1201/b12260>.
4. *Fizika i tekhnika moshchnogo ultrazvuka*. Red. L.D. Rozenberg [*Physics and Technology of Powerful Ultrasound*]. Ed. L.D. Rozenberg. Moscow. Nauka Publ. 1968. Vol. 2. 269 p. (In Russian).
5. *Sonochemistry and the Acoustic Bubble*. Eds. F. Grieser, P.K. Choi, N. Enomoto, H. Harada, K. Okitsu, K. Yasui. Amsterdam. Elsevier. 2015. 298 p. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-801530-8.00003-7>.
6. Yusof N.S., Babgi B., Alghamdi Y., Aksu M., Madhavan J., Ashokkumar M. Physical and chemical effects of acoustic cavitation in selected ultrasonic cleaning applications. *Ultrason. Sonochem.* 2016. Vol. 29. P. 568–576. <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2015.06.013>.
7. Prokhorenko P.P., Dezhkunov N.V., Kononov G.E. *Ul'trazvukovoy kapillyarnyy effekt [Ultrasonic Capillary Effect]*. Minsk. Nauka i tekhnika Publ. 1981. 135 p. (In Russian).
8. Tzanakis I., Xu W.W., Eskin D.G., Lee P.D., Kotsovinos N. In situ observation and analysis of ultrasonic capillary effect in molten aluminium. *Ultrason. Sonochem.* 2015. Vol. 27. P. 72–80. <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2015.04.029>.
9. Rozina E.Yu. Kavitatsionnyy rezhim zvukokapillyarnogo effekta [Cavitation regime of sonocapillary effect]. *Akustichniy Visnik [Acoustic Bulletin]*. 2003. Vol. 6. No 1. P. 48–59 (In Russian).
10. Malykh N.V., Sankin G.N. Stabilization and acoustic spectra of a cavitation cluster in an ultrasonic spherical cavity. *Tech. Phys.* 2010. Vol. 55. No 1. P. 92–97. <https://doi.org/10.1134/S1063784210010159>.
11. Brennen C.E. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Cambridge. Cambridge University Press. 2013. 249 p.
12. Rozina E.Yu. O prirode sily, deystvuyushchey na kavitiruyushchuyu sredu u sreza kapillyara [On the nature of the force acting on the cavitating medium near the end cross-section of the capillary]. *Akustichniy Visnik [Acoustic Bulletin]*. 2003. Vol. 6. No 3. P. 60–68 (In Russian).
13. Besov A.S., Kedrinskii V.K., Morozov N.F., Petrov Yu. V., Utkin A.A. On the similarity of

the initial stage of failure of solids and liquids under impulse loading. *Doklady Physics*. 2001. Vol. 46. No 5. P. 363–365. <https://doi.org/10.1134/1.1378105>.

14. Volkov G.A., Gruzdkov A.A., Petrov Y.V. The incubation time criterion and the acoustic strength of sea water. *Acoust. Phys.* 2007. Vol. 53. No 2. P. 119–122. <https://doi.org/10.1134/S1063771007020017>.

15. Specht E. *The Best Known Packings of Equal Circles in a Circle*. Program cci (1999–2014). <http://hydra.nat.uni-magdeburg.de/packing/cci/cci.html>. [electronic resource].

16. Gruzdkov A.A., Petrov Y. V. Cavitation breakup of low-and high-viscosity liquids. *Tech. Phys.* 2008. Vol. 53. No 3. P. 291–295. <https://doi.org/10.1134/S106378420803002X>.

17. Rozina E. Yu. Dvizhenie zhidkosti v kapillyare pri razlichnykh rezhimakh ul'trazvukovogo vozdeystviya [Motion of the fluid in capillary under various ultrasonic action regimes]. *Akustichnyi Visnikk [Acoustic Bulletin]*. 2001. Vol. 4. No 2. P. 64–72 (In Russian).

18. Malykh N.V., Petrov Vu.M., Sankin G.N. On sonocapillary effect. *Proceedings of 5th World Congress on Ultrasonics (WCU 2003)*. Paris. France. 7–10 September. 2003. P. 1231–1235.

19. Dezhkunov N.V., Francescutto A., Ciuti P., Ignatenko P. Ultrasonic capillary effect and sonoluminescence. *Proceedings of 5th World Congress on Ultrasonics (WCU 2003)*. Paris. France. 7–10 September. 2003. P. 597–600.

20. Zaporozhchenko A.A., Semenova N.G. Vozdeystvie zvukovogo polya na granitsu razdela dvukh sred [Effect of sound field on interface of two media]. *Akusticheskiy zhurnal [Acoust. Phys.]*. 1975. Vol. 21. Iss. 2. P. 192–197 (In Russian).

CALCULATION OF A SONOCAPILLARY EFFECT DEPENDENCE ON AN ULTRASONIC FREQUENCY BASED ON A THRESHOLD CAVITATION CRITERION

Mikhailova N.V.¹, Smirnov I.V.¹, Sharipova A.², Slesarenko V.²

¹*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russian Federation*

²*Israel Institute of Technology, Haifa, Israel*

The possibility of calculating parameters of the ultrasonic capillary effect depending on frequency of acoustic vibrations in liquid is considered. According to known experimental data, the intensification of fluid motion in the capillary is mainly associated with the formation and collapse of cavitation bubbles at the capillary end. Therefore, it is assumed that the ultrasonic capillary effect occurs as a result of cavitation processes at the entrance to the capillary channel, while cavitation processes depend on the frequency of ultrasonic vibrations. The threshold pressure at cavitation, leading to the rise of fluid, for a given ultrasound frequency is determined by the criterion of incubation time of cavitation. The size and number of cavitation bubbles at the considered threshold pressure depend on ultrasound frequency. The number of bubbles in the cavitation area is determined by solving the problem of packing equal circles in a larger circle, taking into account the distance the influence of the bubbles on each other. The height of the liquid rise is calculated based on the assumption that during one cycle of oscillation of the cavitation region, the sound capillary pressure performs the work on lifting the liquid column to a certain height due to the energy of collapsed bubbles. This approach makes it possible to determine the threshold amplitude of acoustic vibrations and evaluate the corresponding behaviour of sound-capillary pressure in the frequency range of 7–62 kHz. The specified range is determined by the frequency requirements for the ratio of the size of the cavitation process zone and the capillary diameter. Thus, the obtained model of the ultrasonic capillary effect takes into account the diameter of the capillary and allows to determine the frequency range over which this effect can be realized. The calculation results show good agreement with the known experimental data in water. The results of calculations using the model showed that the highest sound capillary pressure is reached in the range of 10–20 kHz.

Keywords: sonocapillary effect, ultrasonic vibrations, cavitation, threshold pressure, incubation time criterion.