

03;08;12

Стабилизация и акустические спектры кавитационного кластера в ультразвуковом сферическом резонаторе

© Н.В. Мрых,¹ Г.Н. Санкин²

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
e-mail: malykh@itp.nsc.ru

² Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 2 марта 2009 г.)

Изучены динамика, стабилизация и акустические спектры пузырькового кластера в различных жидкостях в режиме ультразвуковой (УЗ) кавитации. Представлены результаты экспериментального исследования динамики сферического УЗ-кластера вблизи торца стержня, капилляра или датчика давления в пучности стоячей волны давления, в центре одноволнового сферического пьезоэлектрического концентратора — пьезоэлектрической сферы. Исследована зависимость формы кластера от параметров УЗ-поля и свойств жидкости. Отмечается существенное влияние формы, динамики схлопывания и устойчивости кавитационного кластера на звукокапиллярный (ЗК) эффект. Показано, что максимальный ЗК-эффект и сонолюминесценция наблюдаются при организации на торце капилляра устойчивого кластера со сферически симметричной динамикой схлопывания в 50%-ном растворе глицерина. С помощью миниатюрного пьезодатчика в центре сферы измерено акустическое давление и исследованы акустические спектры при различном напряжении на пьезосфере и образовании кавитационных кластеров различной формы. В акустических спектрах при сильно развитой кавитации и сферических формах кластера появляются субгармонические составляющие, коэффициент кавитационных шумов увеличивается до 35% и максимум огибающей шума сдвигается в сторону высоких частот.

Введение

В 1930–1970 гг. интерес к кавитации был обусловлен вопросами борьбы с эрозией, очисткой поверхностей от загрязнений и интенсификацией физико-химических процессов [1]. В настоящее время актуальность исследований определяется применением кавитации в нанотехнологиях, синтезе новых веществ, разработкой новых способов переработки труднообогатимых руд и нефтепродуктов. Изучение сферически симметричного схлопывания пузырьков и кластеров интересно еще и с точки зрения возможностей получения высоких значений температуры и давления, вплоть до термоядерных температур [2]. При этом существует проблема пространственной стабилизации и устойчивости одиночного пузырька или кластера, удержания его по центру сферического сосуда. Эта проблема может быть решена путем помещения жесткого стержня в пучность волны давления, в центр сферического пьезоэлектрического концентратора. В этом случае в жидкостях с повышенной вязкостью вблизи торца стержня, датчика давления или капилляра, помещенного в пучность ультразвуковой волны, образуется устойчивый квазисферический кластер со сферически симметричной динамикой схлопывания, существующий сколь угодно долго. А высота подъема жидкости в капилляре, или звукокапиллярное (ЗК) давление, определяет величину возмущения пульсирующего кластера на твердую поверхность [3–7].

Аппаратура и методика эксперимента

На рис. 1 приведена схема эксперимента для изучения динамики, акустических спектров ультразвукового кавитационного кластера и ЗК-эффекта. Стоячая ультразвуковая (УЗ) волна возбуждалась с помощью пьезоэлектрической сферы 1 с резонансной частотой 25–35 кГц. Сфера с отверстиями для наблюдения 8 устанавливалась на подложке из вакуумной резины 11 в стеклянный химический стакан 5, заполняемый различными жидкостями. С помощью координатного устройства 10 в центре сферы в пучности давления УЗ-волны находи-

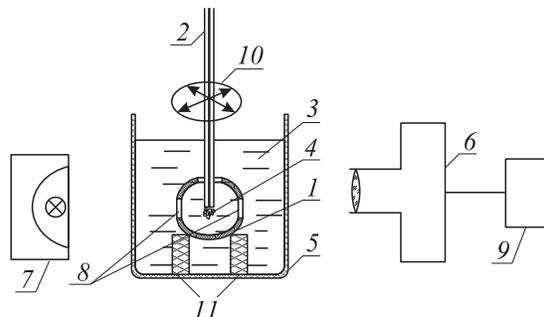


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — пьезоэлектрическая сфера, 2 — капилляр, 3 — жидкость, 4 — кавитационный кластер, 5 — стеклянный сосуд, 6 — цифровая камера, 7 — импульсная лампа-вспышка, 8 — окна, 9 — компьютер, 10 — координатник, 11 — резиновая подложка.

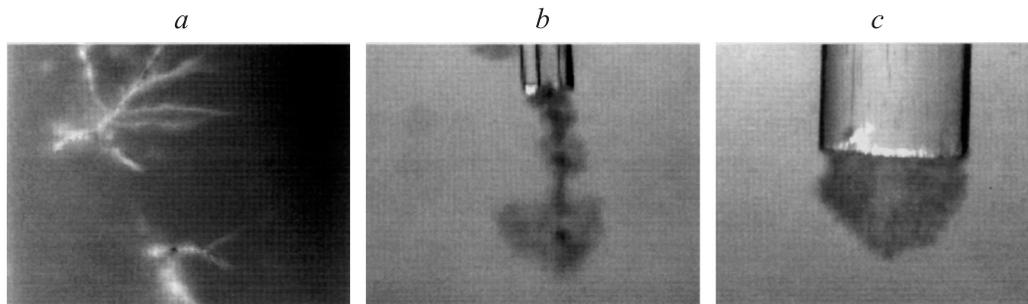


Рис. 2. Кавитационная область в центре сферического концентратора: *a* — без капилляра (0.5%-ный раствор NaCl), *b* — со стеклянным капилляром ($d_1 = 0.6$ mm, $d_2 = 1.6$ mm) в горячей воде, *c* — со стеклянным стержнем ($d_2 = 5$ mm) в технической воде ($T = 44^\circ\text{C}$, $f_0 = 28.15$ kHz).

лось положение капилляра 2, которому соответствовала максимальная высота подъема жидкости в капилляре $H = h + h_c$, где h — высота подъема жидкости за счет ЗК-эффекта, $h_c = 4\sigma/d_1$, σ — поверхностное натяжение, d_1 , d_2 — внутренний и внешний диаметр капилляра и датчика давления в виде трубки. В условиях кавитации на высоту подъема жидкости в капилляре оказывает влияние поле давлений в жидкости, которое складывается из стоячей волны, создаваемой излучателем, а также единичных импульсов давления, порождаемых пузырьками при их схлопывании.

Осциллограммы давления и спектры записывались с помощью широкополосного пьезоэлектрического гидрофона (сфера диаметром 5 mm или трубка длиной $l = 16$ mm диаметром $d_1 = 0.6$ mm, $d_2 = 1.6$ mm) на цифровые осциллографы TDS 210 (Tektronix, 8 бит) и PCS 100/K8031 и на персональный компьютер. Свечение кавитационной области регистрировалось с помощью ФЭУ-35 (спектральный диапазон 300–600 nm, анодное сопротивление 75 Ω , напряжение питания 1.4 kV). Кино- и фотосъемка велась с использованием цифровой камеры (SensiCam Fast Shutter, PCO, Kelheim, Германия) с ксеноновой лампой-вспышкой ИСП-400 (длительность импульса 1 μs), экспозиция 100 ns.

Результаты и обсуждения

На рис. 2, *a* показаны кластеры, возникающие в маловязкой жидкости вблизи центра сферы в отсутствие стержня. Они состоят из пузырьковых дорожек — стримеров, направленных в пучность давления к центру сферы.

Если в центре сферы находился стержень или капилляр, кластер принимал вид одной или нескольких локализованных квазисферических областей, соединенных пузырьковыми „дорожками“ друг с другом и с торцом капилляра, и напоминал по форме трубку курильщика (рис. 2, *b*). Такой кластер наблюдался нами в предварительно нагретой воде и существовал продолжительное время. Конусообразная часть кластера заканчивалась

устойчивым сферическим образованием. Источник пузырьков находился на поверхности твердого тела (в данном случае — капилляра). Пузырьки дорезонансных размеров движутся под действием двух сил: первой — за счет градиента давления в пучность волны и второй — силы Бьеркнеса из-за взаимодействия между пузырьками и твердой стенкой. Сферическая часть кластера медленно дрейфует в пространстве, несмотря на то что торец капилляра находится на одном и том же месте. Видимо, пучность давления, в которой стабилизировано положение кластера, может перемещаться за счет возникновения разных конфигураций кластеров и разного локального объемного газосодержания и, следовательно, изменения в этой области скорости звука. Возможно влияние стоячих волн в сосуде на картину стоячих волн в сфере. Поэтому место торца капилляра и место пучности стоячей волны, в принципе, могут совпадать. Наиболее компактный устойчивый кластер сферической формы получается, когда место расположения торца капилляра и пучности давления совпадает (рис. 2, *c*). В этом случае действие обеих сил складывается, и при пульсации пузырьков в фазе они должны притягиваться друг к другу. В этом, по нашему мнению, заключается один из механизмов пространственной стабилизации кластера.

На рис. 3 показана форма кавитационного кластера, возникшего вблизи торца капилляра в разных жидкостях при одинаковых параметрах УЗ-поля. В отличие от раствора глицерина в воде и этиловом спирте кластеры имеют разные (в том числе полусферические) формы, но они менее устойчивы. В спирте часто наблюдалось образование не кластеров, а пульсирующих пузырей, больших диаметра капилляра (рис. 3, *a*). Поток жидкости внутри капилляра становится двухфазным, имеющим снарядную форму течения. Возникающие парогазовые пробки существенно затрудняли течение и снижали ЗК-эффект ($H < 5$ cm). При одинаковых параметрах УЗ-поля для одного и того же капилляра высота подъема жидкости больше для раствора глицерина ($H = 36$ cm), чем для воды ($H = 12$ cm) и спирта ($H = 3$ cm) [4]. Подобный результат был получен независимо другими

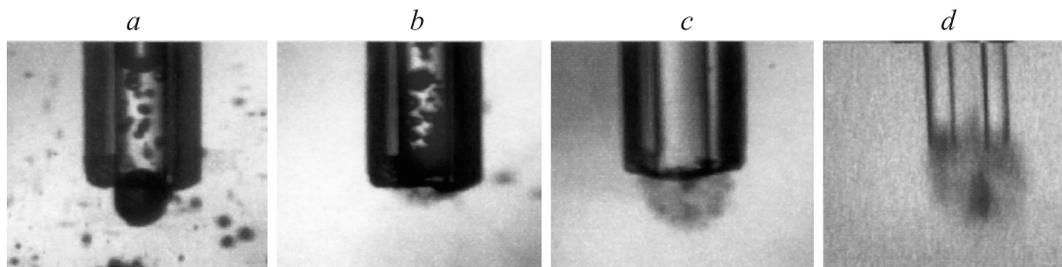


Рис. 3. Форма кавитационной области вблизи торца капилляра $d_1 = 1.2 \text{ mm}$, $d_2 = 2.7 \text{ mm}$ в различных жидкостях: *a*, *b* — спирт, *c* — 50%-ный раствор глицерина, *d* — вода; $f_0 = 28 \text{ kHz}$, $U = 90 \text{ V}$.

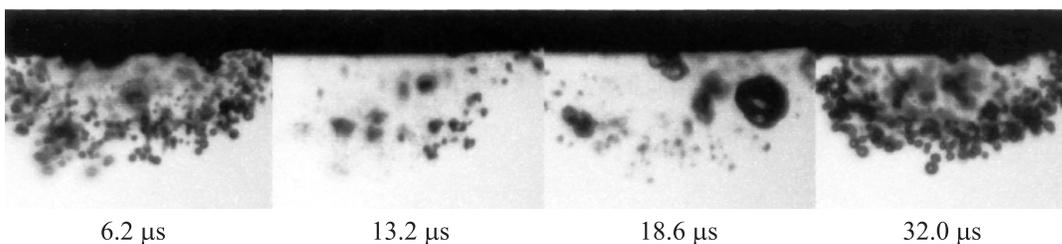


Рис. 4. Вид кластера в разные фазы волны (период ультразвуковой волны $T_0 = 34.8 \mu\text{s}$), техническая вода, $T = 35.4\text{--}38.7^\circ\text{C}$, $H = 10.5\text{--}11.3 \text{ mm}$, капилляр из алюминия, $d_1 = 1.4 \text{ mm}$, $d_2 = 4 \text{ mm}$, ширина кадра 2.72 mm , время экспозиции $1 \mu\text{s}$.

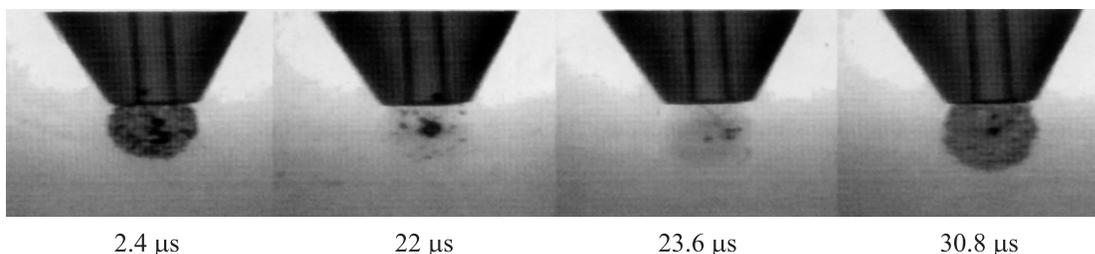


Рис. 5. Вид кластера в разные фазы волны (период ультразвуковой волны $T_0 = 34.8 \mu\text{s}$, 50%-ный раствор глицерина, диаметр стеклянного капилляра $d_1 = 0.9 \text{ mm}$, $H = 36 \text{ cm}$, время экспозиции 100 ns).

исследователями [3,6] при измерении ЗК-давления в разных жидкостях.

ЗК-эффект также зависит и от формы кавитационной области (кластера) и ее динамики. Наиболее устойчивый, локализованный полусферический пузырьковый кластер образовывался вблизи торца капилляра в растворе глицерина в центре сферы, в пучности стоячей волны. В случае раствора глицерина форма торца капилляра не влияла на форму кластера, который всегда имел полусферическую форму. В течение всего времени наблюдения заметен устойчивый ЗК-эффект, жидкость непрерывно переливалась через край капилляра ($H > 36 \text{ cm}$, длина капилляра $l = 36 \text{ cm}$). В течение всего времени наблюдения (1/2) сохранялась квазисферическая форма кластера. Это позволило сравнить данные фотосъемки кластера в разные фазы волны. Данные фотосъемки приведены на рис. 4,5. На рис. 6 показаны динамика площади кластера S (кружками — для воды и квадратами — для раствора глицерина) и профиль давления P (обозначен цифрой 1). Из рис. 4–6

видно, что период изменения общей площади пузырьков в кластере (площади кластера S) совпадает с периодом УЗ-волны — кластеры в воде и в растворе глицерина пульсируют с частотой УЗ-поля, расширяясь в фазе разрежения и схлопываясь в фазе сжатия.

От скорости захлопывания пузырьков в кластере зависит, в частности, интенсивность его свечения. На рис. 7 приведены данные по свечению кавитационной области — кластера в виде стримеров для 50%-ного раствора глицерина (рис. 7, *a*) и воды (рис. 7, *c*), образующейся по центру сферического концентратора без капилляра, и с образованием устойчивого кластера сферической формы на торце капилляра в 50%-ном растворе глицерина (рис. 7, *b*). Данные просуммированы по 10 опытам для каждого из вариантов (*a*, *b*, *c*). Видно, что количество и интенсивность световых импульсов (что пропорционально количеству и интенсивности захлопывающихся пузырьков) существенно увеличивается при образовании локализованного на торце капилляра сферического кластера.

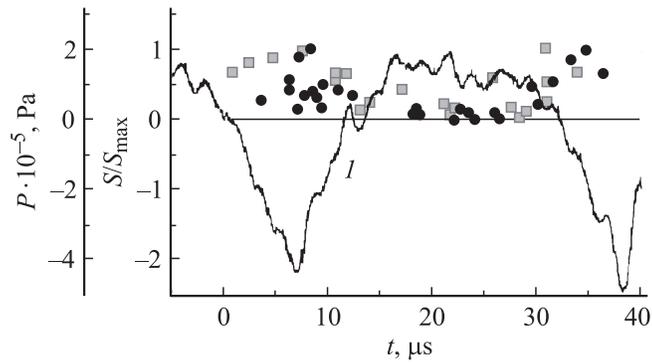


Рис. 6. Динамика площади (S) кластера и профиль давления P (I) в центре сферического концентратора. Кружки — вода, квадраты — 50%-ный раствор глицерина.

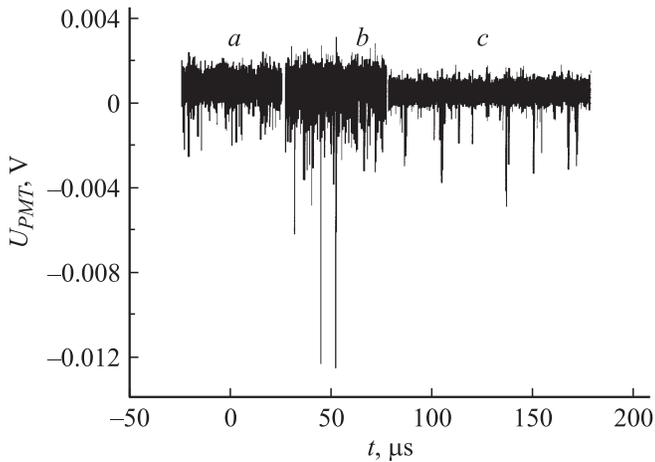


Рис. 7. Свечение кавитационной области в центре сферы (совмещено по 10 осциллограмм): a — кластер, состоящий из стримеров, в 50%-ном растворе глицерина; b — сферический кластер на торце капилляра в 50%-ном растворе глицерина; c — кластер, состоящий из стримеров, в воде.

Данные кино- и фотосъемки выявили различие форм и устойчивости кластеров, возникающих в пучности давления в различных жидкостях вблизи торца капилляра различной формы и без него.

Были исследованы акустические спектры при разных видах кавитации и формах кавитационного кластера в воде при разных напряжениях на излучателе (рис. 8–10) [8]. При максимальном из исследованных напряжениях на излучателе $U = 120$ В в центре сферического УЗ-концентратора образуются сферические и полусферические кавитационные кластеры. В спектрах (рис. 10) в этом случае появляются гармонические и субгармонические составляющие. Особенно увеличивается амплитуда субгармоники $1/2f_0$, повышается доля высоких частот. Исследование спектров и звукового давления в водопроводной воде в центре сферы при увеличении амплитуды звукового давления P от $0.5 \cdot 10^5$ до $3 \cdot 10^5$ Па показывает увеличение коэффициента кавитационных шумов (cn) K от 1

до 35% ($K = P_{cn}/P_0$, P_{cn} — эффективное давление шумов, а P_0 — давление основного тона), появление и рост субгармонических составляющих кавитационного спектра $m/2f_0$ ($m = 1, 3, 5, \dots$) при относительном ослаблении амплитуд гармонических составляющих nf_0 ($n = 1, 2, 3, \dots$) (см. рис. 8–10). Появление кавитационного шума ($K = 10\%$) при амплитуде звукового давления $P \geq 1.2 \cdot 10^5$ Па (рис. 9) сопровождается появлением кавитационных кластеров в виде стримеров, расположенных в центре сферы вблизи датчика (рис. 2, a).

При дальнейшем повышении давления $P \geq 1.5 \cdot 10^5$ Па в спектре появляются субгармонические составляющие. Так, на рис. 9 и 10 хорошо заметны появление и рост субгармоник с частотой $I' = 1/2f_0 = 13.6$ и $2' = 3/2f_0 = 41$ kHz. На спектрограмме (рис. 10) эти составляющие спектра вырастают до величины, равной

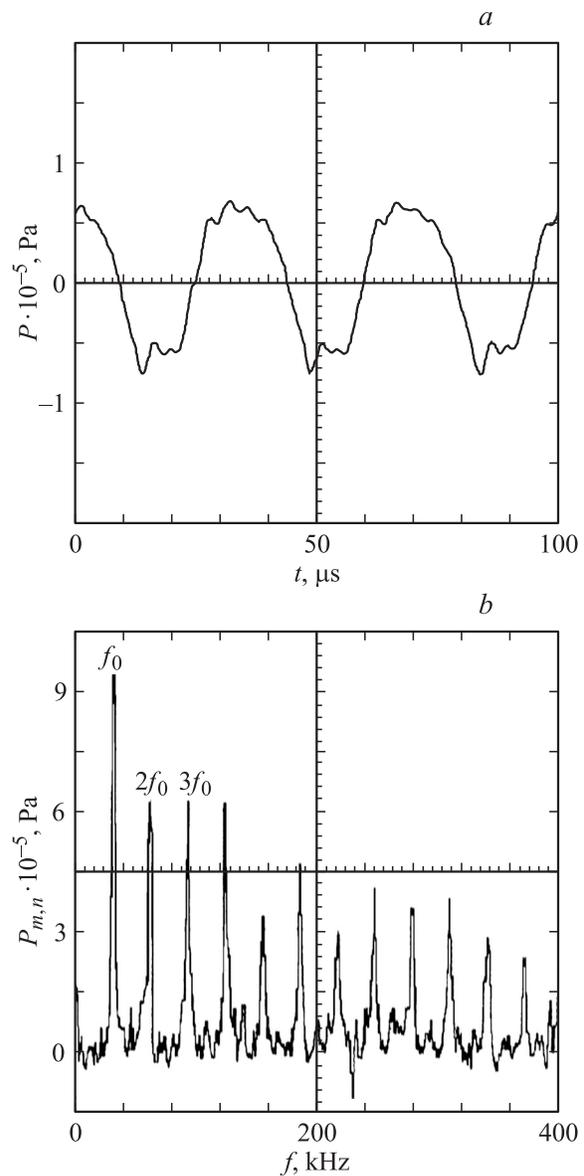


Рис. 8. Сигнал акустического давления (a) и спектр (b) при слабо развитой кавитации; $f_0 = 27.35$ kHz, $U = 40$ В.

половине амплитуды гармонических составляющих, и появляются новые субгармоники с частотами $m/3f_0$. О происхождении субгармоник до сих пор высказывается много противоречивых гипотез. Основное количество исследователей склоняется к мысли, что их появление связано с затягиванием периода колебаний кавитационного пузырька до $2T_0-3T_0$ в связи с его инерционным неравновесным расширением и ростом из-за выпрямленной диффузии газа [9]. Пузырьки не успевают захлопнуться в фазе сжатия к концу первого периода колебаний T_0 и совершают вторую либо третью пульсацию, и окончательно захлопываются в конце второго или 3-го периода колебаний. Излучаемое такими пузырьками давление имеет период $2T_0$ или $3T_0$. Коэффициент шумов при этом повышается до $K = 2-35\%$. В этом случае образуются сферические и полусферические кластеры в центре сферы на поверхности датчика. Амплитуда максимума огибающей и площадь под ней также увеличиваются, что говорит об увеличении кавитационной

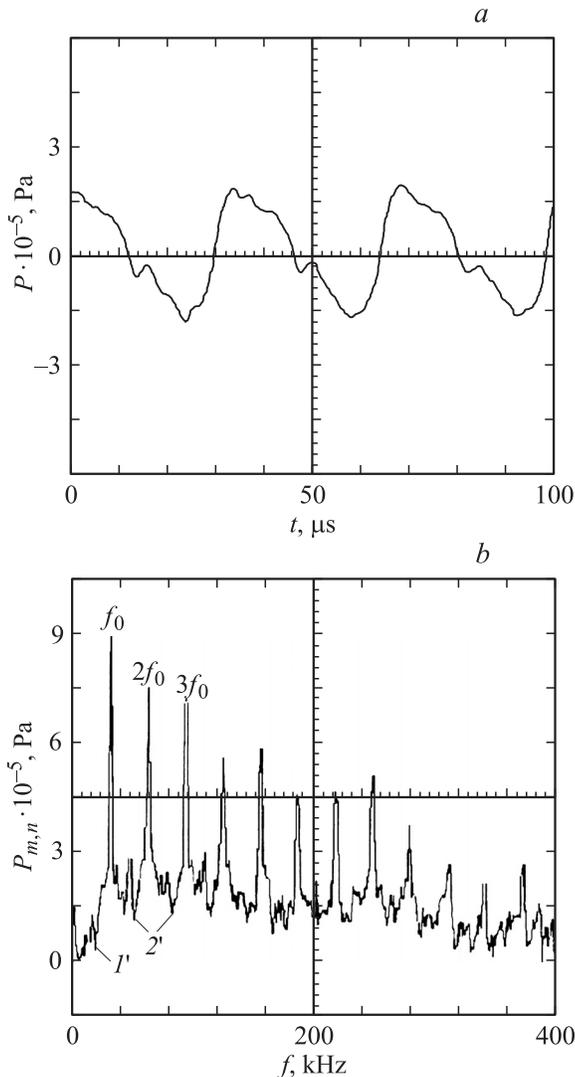


Рис. 9. Сигнал акустического давления (а) и спектр (b) при развитой кавитации; $f_0 = 27.35$ kHz, субгармоники: $1' - 1/2f_0$, $2' - 3/2f_0$, $U = 90$ V.

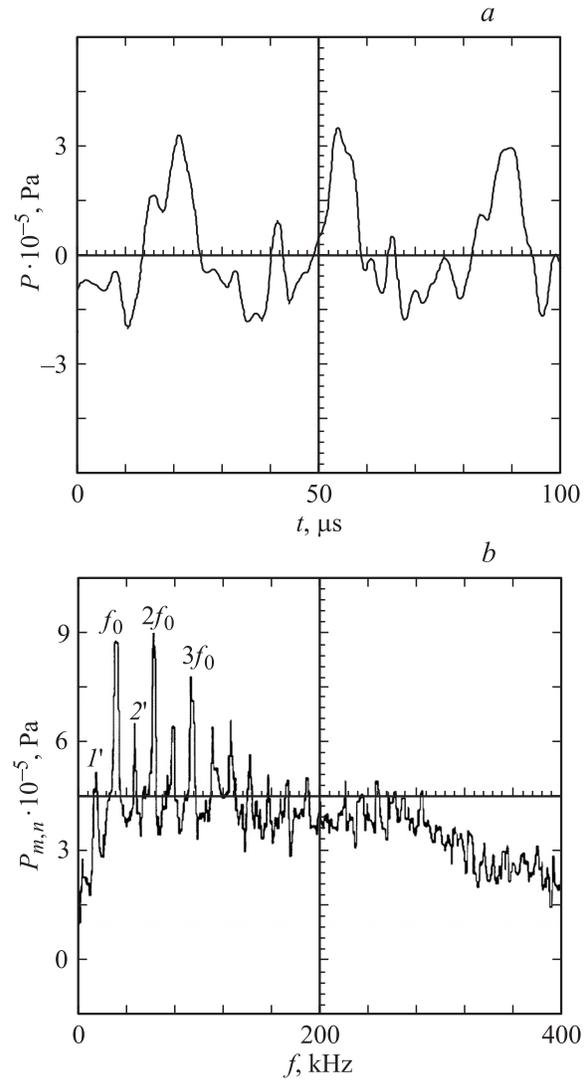


Рис. 10. Сигнал акустического давления (а) и спектр (b) при сильно развитой кавитации; $f_0 = 27.35$ kHz, субгармоники: $1' - 1/2f_0$, $2' - 3/2f_0$, $U = 120$ V.

активности — энергии захлопывания пузырьков. Регистрация сонолюминесценции в этом случае показывает увеличение количества и амплитуд световых импульсов (рис. 7, b).

Таким образом, вид спектра может служить мерой кавитационной активности при разных видах кавитации.

Заключение

Анализ результатов эксперимента показал локализирующее стабилизирующее влияние твердого стержня (капилляра), помещенного в пучность стоячей волны, на формирование пузырькового кластера. Наиболее устойчивый, локализованный, полусферический пузырьковый кластер, пульсирующий с частотой ультразвукового поля, образуется на торце капилляра в пучности ультразвуковой волны в растворе глицерина в центре пьезосферы.

Наблюдается корреляция между формой кластера, видом спектра, ЗК-эффектом и количеством и интенсивностью световых импульсов. ЗК-давление (высота подъема жидкости в капилляре), свечение и амплитуда субгармоники $f_0/2$ имеют максимальное значение в случае сильно развитой кавитации при образовании сферически-симметричного устойчивого кавитационного кластера, существующего сколь угодно долго. Вид спектра (амплитуда субгармоники $f_0/2$, площадь под огибающей сплошного шума) может служить мерой кавитационной активности при разных видах кавитации.

ЗК-эффект усиливался в жидкостях с повышенной вязкостью при формировании устойчивых сферических кластеров со сферически-симметричной динамикой захлопывания на торце капилляра, находящегося в пучности давления стоячей УЗ-волны. Явление усиления ЗК-эффекта чрезвычайно важно для техники, так как лежит в основе интенсификации многих важных технологических и химических процессов, связанных с очисткой, пропиткой, металлизацией пористых материалов и субмикронным диспергированием твердых частиц.

Авторы выражают искреннюю признательность В.С. Тесленко и Л.И. Мальцеву за полезное обсуждение работы, а также В.М. Петрову и С.Л. Морозовой за помощь в подготовке экспериментов и оформлении работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 07-08-00195.

Список литературы

- [1] Эльпинер И.Е. Ультразвук. Физико-химическое и биологическое действие. М.: Физматгиз, 1963. 420 с.
- [2] Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh., Vakhitova N.K. et al. // Proc. Conf. on Multiphase Systems. Ufa, 2000. P. 294.
- [3] Dezhkunov N.V., Francescutto A., Ciuti P., Ignatenko P. // Proc. 5th World Congr. on Ultrasonics (WCU 2003). Paris, 2003. P. 597.
- [4] Malykh N.V., Petrov V.M., Sankin G.N. // Proc. 5th World Congr. on Ultrasonics (WCU 2003). Paris, 2003. P. 1343.
- [5] Мальных Н.В., Петров В.М. / Сб. тр. XIII Сессии Рос. Акустич. Об-ва. Физическая акустика. М.: ГЕОС, 2003. Т. 1. С. 40.
- [6] Dezhkunov N.V., Leighton T.G. // Nonlinear Acoustics at the Beginning of the 21st Century / Eds by O.V. Rudenko, O.A. Sapozhnikov. Moscow: MSU, 2002. Vol. 2. P. 1163.
- [7] Санкин Г.Н., Мальных Н.В. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 101.
- [8] Мальных Н.В., Санкин Г.Н., Тесленко В.С., Петров В.М. / Сб. науч. тр. „Динамика сплошной среды“. Акустика неоднородных сред. Вып. 124. Новосибирск: Институт гидродинамики, 2007. С. 25.
- [9] Акуличев В.А., Сироток М.Г., Розенберг Л.Д. и др. Мощные ультразвуковые поля. М.: Наука, 1968. Ч. IV. С. 130–166.