

1. Термины и определения. Способы возбуждения кавитации. Динамика кавитационного пузырька

Физические и химические процессы, сопровождающие кумуляцию энергии в газовом пузырьке при его быстром сжатии, обычно связывают с акустической кавитацией. Поэтому терминология, принятая для описания кавитационных эффектов, также явно указывают на их акустическую природу. Примерами могут служить термины звукохимия, звуколюминесценция, или их англоязычные синонимы - сонолюминесценция, сонохимия, а также новый термин, не имеющий адекватного аналога на русском языке «sonofusion», т.е. «звуковая» термоядерная реакция, соносинтез. Устоявшаяся акустическая терминология при описании кавитационных процессов объясняется историей развития исследований кавитации и исторически связана с тем фактом, что впервые целенаправленные экспериментальные и теоретические исследования проводились именно при воздействии акустических колебаний на жидкие среды. Использование акустических волн для возбуждения кавитации оказалось наиболее удобным методом для исследований кавитационных явлений в лабораторных условиях.

Исследования акустической кавитации позволяют получать наиболее адекватные результаты по воспроизводимости условий эксперимента, а также дают возможность проведения измерений физических параметров в кавитационной области. Заметим, однако, что близкие по природе физико-химические эффекты имеют место и при целом ряде воздействий другой физической природы, таких как лазерная кавитация, гидродинамическая кавитация, электрогидравлический взрыв, ударное механическое воздействие на взвесь пузырьков в жидкости и т.п. Тем не менее, устоявшаяся акустическая терминология широко используется и в настоящее время, поэтому мы также будем пользоваться этими общепринятыми терминами.

По способу возбуждения кавитации все процессы можно условно разделить на периодические воздействия (акустическая кавитация), однократное воздействие (гидродинамическая кавитация в потоке, трубки Вентури, лазер-

ная кавитация, электрогидравлический взрыв, механический (гидравлический) удар и пр.) и смешанное воздействие (гидродинамические сирены и свистки, роторные аппараты различной конструкции).

Акустическая кавитация – процесс образования, роста, периодических пульсаций и последующего схлопывания газового пузырька в жидкости под воздействием периодически изменяющегося давления. Частота пульсаций давления в жидкости может быть различной – от десятков герц до десятков мегагерц. В каждом частотном диапазоне используется специфический тип преобразователя электрических колебаний в акустические. На низких частотах (10-5000 Гц) используются, как правило, электромагнитные или механические преобразователи. Низкая частота (большая длина волны) затрудняют использование в этом диапазоне частот резонансных явлений системы излучатель-жидкость, что обуславливает низкую эффективность накачки энергии в жидкую среду.

В частотном диапазоне 5-50 кГц используются магнитострикционные излучатели, работающие в резонансном режиме. Этому способствуют оптимальные с точки зрения конструкций излучателей геометрические размеры волноводной системы, составляющие от нескольких сантиметров до десятков сантиметров.

На более высоких ультразвуковых частотах используются, как правило, пьезоэлектрические излучатели. Благодаря малой длине волны в этом частотном диапазоне становится возможной эффективная фокусировка ультразвука, что может быть использовано для получения мощных ультразвуковых полей.

Общим для акустических способов создания кавитации является то, что кавитация возбуждается и развивается в одной выделенной области жидкости, называемой кавитационной областью или кавитационным облаком. Таким образом, воздействие на элемент объема газожидкостной среды осуществляется многократно, что приводит к постепенным изменениям ее свойств (газонасыщенность, размеры пузырьков, температура), причем эти изменения практически неконтролируемы. Изменение свойств среды, в свою очередь,

приводит к изменению характера кавитационного воздействия. Поэтому исследование физической природы кавитационных явлений и изучение динамики пузырьков в составе кавитационного облака является достаточно сложным и неудобным.

Значительный прорыв в экспериментальной технике исследований явлений ультразвуковой кавитации был осуществлен при открытии в 1990 году явления устойчивых пульсаций одиночного газового пузырька. В литературе обычно это явление связывается с сонолюминесценцией и поэтому всю совокупность явлений принято называть SBSL (Single-Bubble SonoLuminescence).

Кавитация в потоке жидкости наблюдается в том случае, когда происходит быстрое изменение скорости потока. Изменение скорости влечет за собой, согласно уравнениям гидродинамики, изменение давления в жидкости, которое приводит к росту и последующему схлопыванию газовых пузырьков. Основным отличием от акустической кавитации является однократное воздействие на исходный микропузырек («зародыш» кавитации), поэтому резонансные методы накопления энергии газовым пузырьком в этом случае не реализуются. Существенно также, что в данном случае нет «облака» пузырьков, которые уносятся потоком жидкости, и, таким образом, нет процесса «развития» кавитации. Динамика кавитационного процесса не изменяется и однозначно определяется свойствами жидкости и характером течения. Тем не менее, изучение подобных процессов достаточно сложно, в первую очередь, из-за сложностей воспроизводимости состава и структуры кавитационных зародышей в жидкости, а также стохастических турбулентных пульсаций потока. Техническое применение в различных областях промышленности нашли кавитационные устройства в виде сужающихся трубок и гидродинамических свистков.

Возбуждение кавитационных явлений однократным воздействием – совокупность методов сообщения энергии газовому пузырьку при единичном акте физического воздействия на неподвижную жидкость. При этом пузырек может создаваться или в процессе воздействия (лазерный импульс, электрогидравлический взрыв) или вводиться в жидкость специально (поршневое

воздействие при механическом ударе). Состав парогазовой смеси в первом случае практически неконтролируем, в то время как при ударном воздействии состав газа и начальные размеры пузырька могут быть однозначно заданы, что является большим преимуществом этого метода при изучении кавитационных явлений.

Смешанные методы возбуждения кавитации – возбуждение пульсаций давления в потоке жидкости с использованием периодического изменения скорости потока жидкости, осуществляемого механическими устройствами различной конструкции. Благодаря простоте конструкции, большой мощности и производительности такие аппараты применяются во многих технологических процессах, связанных с массообменными процессами. Наибольшее распространение получили гидродинамические сирены, свистки, роторные гидродинамические аппараты.

Большая часть кавитационных эффектов связана с высокой концентрацией (кумуляцией) энергии в очень небольшом объеме газообразной и жидкой среды. В ряде работ отмечается, что кавитационная кумуляция энергии является наиболее эффективным способом кумуляции из всех известных методов концентрации энергии и достигает величины 10^{12} . В данном случае речь идет об отношении плотности энергии в кавитационном пузырьке к плотности энергии акустического поля.

Высокая плотность энергии в кавитационном пузырьке объясняется в первую очередь очень малым объемом вещества в момент достижения пузырьком минимального радиуса. По данным разных авторов, радиус пузырька при ультразвуковой (УЗ) кавитации в конце сжатия R_{\min} , как правило, находится в пределах 10^{-7} - 10^{-8} м при равновесном (начальном) радиусе $R_0 = (1-10) \cdot 10^{-6}$ м. Таким образом, изменение объема пузырька (и плотности газа) составляет не менее 1000, что и вызывает экстремальную концентрацию первоначально запасенной пузырьком энергии.

Энергия запасается при расширении пузырька от равновесного радиуса R_0 до максимального радиуса R_{\max} под воздействием растягивающих сил, возникающих в жидкости в фазе разрежения акустической волны. Величину

запасенной энергии можно оценить как $W = \Delta V \cdot P_0$, где ΔV – изменение объема пузырька при уменьшении его радиуса с R_{\max} до R_{\min} , P_0 – давление в окружающей жидкости, которое при акустической кавитации можно принять равным статическому давлению. Если принять условие, $R_{\max} \gg R_{\min}$, что обычно имеет место при кавитации, то для энергии получим

$$W = \frac{4}{3} \pi R_{\max}^3 \cdot P_0. \quad (1.1)$$

Оценки по (1.1) для характерных при УЗ кавитации максимальных размерах пузырька $R_{\max} = 100$ мкм, и $P_0 = 0,1$ МПа дают $W = 4 \cdot 10^{-7}$ Дж. При сжатии такого пузырька до $R_{\min} = 0,1$ мкм плотность энергии составит 10^{15} Дж/м³, что при адиабатическом нагреве идеального газа соответствует температуре более 45 000К. С учетом того, что при обычных для УЗ кавитации интенсивностях звуковых волн около $I = 50-100$ Вт/см², что соответствует плотности акустической энергии порядка $V = I/c = 500$ Дж/м³, значение кумуляции энергии будет составлять $10^{15}/500 = 2 \cdot 10^{12}$.

Явление кумуляции энергии кавитационным пузырьком на качественном уровне легко объяснимо. Эффект заключается в том, что первоначально запасенная энергия преобразуется вначале в кинетическую энергию жидкости, сферически-симметричное движение которой по направлению к центру пузырька обуславливает бесконечное (для вакуумного пузырька) увеличение скорости сжатия, что выражается в появлении сингулярностей в решениях гидродинамических уравнений. Разумеется, физически бесконечные скорости сжатия не реализуются, чему препятствуют множество факторов, важнейшими из которых являются нарушение сферичности движения, теплообмен между газом и жидкостью, эндотермические химические реакции в содержимом пузырька, излучение фотонов и т.д.

Тем не менее, термодинамические параметры среды в момент коллапса пузырька достигают чрезвычайно высоких значений. По-видимому, следует считать экспериментально доказанным, что температура в пузырьке может достигать, по меньшей мере, 20 тысяч градусов [1-6].

Несмотря на то, что экспериментальное получение высокоэнергетических кавитационных эффектов не представляет больших трудностей, а имеющийся экспериментальный материал весьма обширен, до настоящего времени не создано полностью адекватной физической модели процессов, сопровождающих пульсации кавитационного пузырька. Трудности интерпретации во многом связаны с чрезвычайно широким диапазоном изменений объема пузырька, плотности и температуры газа, а также малыми характерными интервалами времени (доли наносекунд).

Можно предположить, что в этих условиях практически невозможно описать весь комплекс происходящих процессов в рамках какой-либо одной модели. Так, например, уравнения гидродинамики становятся малоприменимыми для описания конечной стадии сжатия пузырька, поскольку минимальный размер пузырька близок к размерам кластеров молекул жидкости, и условия сплошности среды становятся неприменимыми.

Уравнение состояния газа при плотности, превышающей плотность жидкости и при температуре в десятки тысяч градусов также не может быть описано с точностью, достаточной для количественных оценок термодинамических параметров газа в конце сжатия. Положение еще более осложняется, если принять во внимание процессы теплообмена между газом и жидкостью, а также сжимаемость жидкости, которая приводит к потерям энергии пузырьком с ударными волнами.

Поведение газового пузырька в жидкости может быть различным – чисто сферические пульсации, возникновение колебаний поверхности пузырька, при которых происходит нарушение сферической симметрии движения, трансляционное движение, взаимодействие и дробление пузырьков на более мелкие, возникновение кумулятивных микроструй и т.д.

Наиболее разработана теория пульсаций одиночного сферического кавитационного пузырька, т.е. расположенного вдали от других пузырьков и других микрочастиц, стенок сосуда и свободной поверхности жидкости.

Впервые математическое описание процесса сжатия такого пузырька получил Рэлей. Он исследовал динамику пустого (вакуумного) пузырька,

причем его модель учитывала только инерциальные силы и пренебрегала вязкостью, поверхностным натяжением жидкости и давлением парогазовой смеси внутри пузырька и имела вид:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = -\frac{P_0}{\rho} \quad (1.2)$$

при начальных условиях:

$$\begin{aligned} R(0) &= R_0 \\ \dot{R}(0) &= \dot{R}_0 \end{aligned}$$

где $R(t)$ – текущий радиус пузырька, а точки обозначают производные по времени t , P_0 – статическое давление в жидкости, ρ – ее плотность.

Интегрируя уравнение один раз, получим закон нарастания скорости при схлопывании пузырька:

$$\dot{R}^2(t) = \frac{2P_0}{3\rho} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right) . \quad (1.3)$$

Интегрирование уравнения (1.3) дает время τ схлопывания пузырька:

$$\tau = 0,915R_0 \sqrt{\frac{\rho}{P_0}} . \quad (1.4)$$

Учет давления газа в пузырьке и изменяющегося давления в жидкости, а также вязкости и поверхностного натяжения, позволяет получить более универсальное уравнение динамики кавитационного пузырька, называемое уравнением Рэлея-Плессета:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left(P_g - P_0 - P(t) - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} \right) = 0 \quad (1.5)$$

где

P_g - давление газовой смеси в пузырьке,

$P(t)$ – внешнее переменное давление,

μ – коэффициент вязкости жидкости,

σ - коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Уравнение (1.5) не решается в квадратурах, однако его численное решение не представляет больших сложностей. Для этого необходимо задать вид функций P_g и $P(t)$ и начальные условия, например в форме (1.2).

Давление газовой смеси в пузырьке P_g складывается из собственно давления газа и давления паров жидкости P_s , которое часто принимают постоянным и равным давлению насыщенных паров жидкости при данной температуре. Давление газа зависит от вида термодинамического процесса, принятого в конкретной модели движения пузырька. Процесс сжатия обычно считается адиабатическим с показателем адиабаты γ , и это находит хорошее совпадение с результатами экспериментов. В этом случае P_g вычисляется по соотношению

$$P_g = P_s + \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \quad (1.6)$$

Внешнее переменное давление $P(t)$ может быть произвольной функцией. Например, с функцией вида $P(t) = P_m \sin(\omega t)$ уравнение (1.5) описывает акустическую кавитацию с частотой колебаний давления $f = \omega/2\pi$ и амплитудой звукового давления P_m . В более общем виде внешнее давление можно представить в виде $P(t) = P_m \varphi(t)$, где $\varphi(t)$ – безразмерная функция времени.

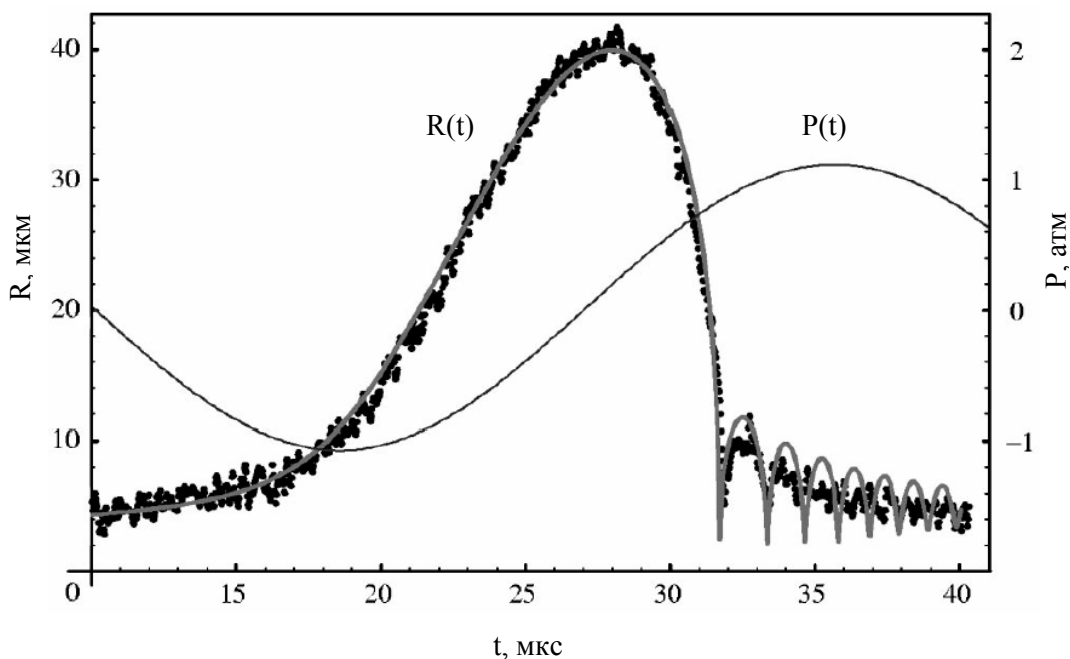


Рис.1.1. Сравнение расчета пульсации газового пузырька согласно уравнению Рэлея-Плессета (сплошная линия) и эксперимента по светорассеянию Ми [7].

При непериодических нагрузках, например при ударе, фронт и спад ударного импульса описываются экспоненциальными функциями вида $\varphi(t)=1-\exp(-t/\tau_\phi)$ и $\varphi(t)=\exp(-(t_0-t)/\tau_c)$ соответственно, где характерные времена τ_ϕ и τ_c определяют скорость нарастания фронта и спада импульса давления.

Уравнение Рэлея-Плессета хорошо описывает динамику пульсаций газового пузырька в процессе его расширения и большей части фазы сжатия. На рис.1.1 представлено сравнение экспериментальных данных по изменению радиуса пузырька, произведенных по светорассеянию Ми на кавитационном пузырьке с расчетными данными, полученными по модели Рэлея-Плессета. Как следует из графиков, расчетные данные и эксперимент хорошо совпадают практически на всем временном периоде, за исключением последней стадии сжатия длительностью в десятки наносекунд. Здесь и далее мы будем иметь ввиду первое по времени сжатие, при котором и происходят наиболее интересные с точки зрения физики и химии процессы. Вторичные пульсации («отскоки») представляют интерес при анализе устойчивости формы пузырька, однако, как правило, экстремальные состояния вещества при повторных пульсациях не достигаются [7].

На рис.1.2 показаны результаты расчетов для одиночного стабильно пульсирующего пузырька (SBSL) в воде. В верхней части графика на горизонтальной линии цифрами от 1 до 10 отмечены характерные интервалы, на которых используется своя физическая модель сжатия согласно [7]. Справа вверху более детально показана динамика заключительной стадии сжатия (последние 60 нс).

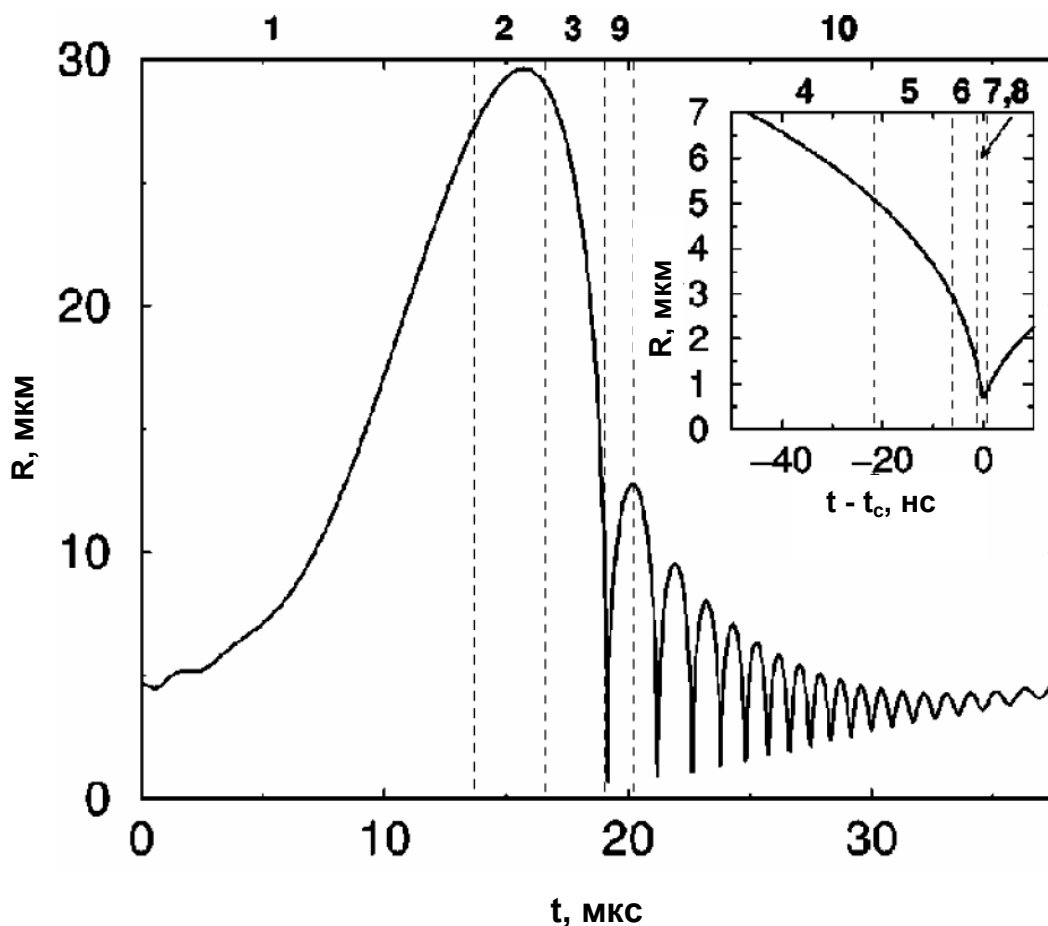


Рис.1.2. Один цикл колебаний кавитационного пузырька при $R_0=4,5\text{мкм}$, $P_m=1,2\text{бар}$, $f=26\text{ кГц}$. Вверху справа показана заключительная стадия сжатия [7].

Согласно [7] весь цикл пульсации пузырька состоит из 10 интервалов, в течение которых протекают характерные термодинамические процессы (рис.1.2). Для определенности взят пример колебаний аргонового пузырька в режиме SBSL из работ [8,9] при $R_0=4,5\text{ мкм}$, $f=26,5\text{кГц}$ и $P_a=1,2\text{ бар}$. При температуре жидкости 22°C пузырек содержит приблизительно 10^{10} атомов аргона и приблизительно $2 \cdot 10^8$ молекул воды. Интервалы цикла характеризуются следующими процессами.

1. Расширение пузырька. Сравнительно медленный рост радиуса пузырька и понижение давления в нем в течение почти половины цикла (15 мкс). В этой фазе имеет место тепловое и диффузионное равновесие между газом и жидкостью. Снижение давления приводит к испарению жидкости и диффузии растворенного газа со стенки пузырька, увеличивая тем самым общее число молекул в пузырьке.

2. Достижение максимального радиуса ($R_{\max}=7R_0$). Число молекул аргона в пузырьке немного больше, чем в начале расширения, но число молекул воды, испарившейся в фазе расширения, достигает 10^{11} . Давление в пузырьке начинает увеличиваться и диффузия пара в пузырек прекращается.

3. Рэлеевское сжатие. Начинается ускоренное движение стенки пузырька к его центру. Даже с учетом увеличившегося числа молекул в пузырьке давление в нем еще мало и сжатие происходит подобно схлопыванию вакуумной полости Рэля. Радиус изменяется от R_{\max} до значения сопоставимого с R_0 . В процессе сжатия водяной пар снова конденсируется на стенке пузырька и атомы аргона становятся преобладающими в пузырьке.

4. Прекращение конденсации водяного пара. Примерно за 50 нс перед достижением минимального радиуса пузырька время изменения радиуса становится меньше характерного времени диффузии молекул пара. Согласно расчетам [8,9] установившаяся концентрация молекул воды составляет около 20% от концентрации молекул аргона. До этого момента сжатие было почти изотермическим, и температура газа не превышала 500К.

5. Прекращение теплообмена между газом и жидкостью. Ускорение стенки пузырька становится настолько большим, что препятствует переносу импульса от молекул газа к жидкости. Показатель политропы быстро растет до его адиабатического значения, равного для смеси водяного пара в аргоне (20%) $\gamma=1,6$. С этого момента температура газа начинает быстро возрастать.

6. Начало реакций диссоциации. При достижении температуры порядка 4000К молекулы воды расщепляются на О и Н радикалы. Этот эндотермический процесс потребляет значительное количество энергии, что замедляет дальнейшее повышение температуры. В этом интервале возможно излучение характеристических спектральных полос молекул воды.

7. Начало излучения вспышки сонолюминесценции (СЛ). Температура газа достигает 10 000К примерно за 100 пс перед моментом достижения минимального радиуса пузырька. Частично ионизированные атомы аргона, кислорода и водорода испускают свободные электроны, которые при взаимодействии с ионами и нейтральными атомами излучают электромагнитные

волны (тормозное излучение и радиационная рекомбинация), охватывающие спектральный диапазон от видимых до ультрафиолетовых длин волн.

8. Максимальное сжатие. Плотность газа становится сравнимой с плотностью жидкости. Резкое замедление движения стенки пузырька могут приводить к неустойчивости Рэлея-Тейлора. Испускается ударная волна в жидкость. Достигается максимум мощности вспышки СЛ.

9. Повторное расширение пузырька. Пузырек потерял приблизительно 90 % энергии при сжатии, главным образом из-за излучения ударной волны, поэтому повторное расширение происходит намного медленнее, чем сжатие. Вспышка СЛ заканчивается, прекращаются химические реакции и достигается тепловое равновесие.

10. Затухающие колебания пузырька на собственной резонансной частоте, или отскоки. Повторные вспышки СЛ возможны, но маловероятны. В этом интервале времени возможно развитие параметрической неустойчивости колебаний поверхности пузырька.

Подобная динамика характерна только для режима SBSL при насыщении жидкости аргоном или любым другим инертным газом. Если в жидкости имеются растворенные многоатомные газы типа азота и кислорода, то на интервале времени δ происходит также их ионизация (при температуре около 7000K) и химические реакции с их участием. Продукты реакции растворяются в воде и удаляются из пузырька, поэтому содержимое пузырька в течение нескольких десятков периодов «очищается» от молекулярных газов и содержит только инертный газ [9,10].

В последние годы большое число экспериментальных и теоретических работ посвящено исследованиям кавитации в неводных жидкостях. Интерес к неводным жидкостям связан с возможностью достижения намного большей концентрации энергии (на порядки) при их использовании, чем при кавитации в воде. Такая возможность связана со следующими факторами:

1. Малое давление насыщенных паров жидкости. Специально подобранные жидкости, такие как серная кислота [4,5,6,11], глицерин [12,13], фосфорная кислота [13] и ряд других, обладают ничтожно малым давлением на-

сыщенных паров при комнатной температуре. Поэтому число молекул в пузырьке можно считать постоянным в течение всего цикла пульсации, и при этом практически не затрачивается энергия на химические реакции с участием молекул жидкости.

2. Высокая вязкость и поверхностное натяжение. Оба параметра способствуют стабилизации сферической симметрии сжатия пузырька, что является необходимым условием для эффективной кумуляции энергии.

Влияние вязкости жидкости на стабилизацию сферической формы пузырька заключается в диссипации энергии высших мод колебаний, однако количественные оценки этих эффектов представляют значительные трудности [14,15]. Вязкость также оказывает влияние на интенсивность коллапса, особенно на последних стадиях сжатия пузырька [16,17]. Эта задача применительно к вакуумной полости (задача Рэлея) рассматривалась еще в 60-х годах прошлого века И.Е. Забабахиным и Я.Б. Зельдовичем [18,19]. Критерием перехода от сжатия с бесконечно возрастающей скоростью к сжатию за бесконечное время служит число Рейнольдса

$$Re = \frac{R_0}{\mu} \sqrt{\frac{P_0}{\rho}} \quad (1.7)$$

При $Re > Re^*$ (малая вязкость), где Re^* - некоторое критическое число, скорость границы полости \dot{R} неограниченно возрастает при $R \rightarrow 0$ по такому же закону как и в задаче Рэлея, $\dot{R} \sim R^{-3/2}$, но с меньшим значением коэффициента пропорциональности (часть энергии превращается в тепло за счет диссипации). При $Re < Re^*$ (большая вязкость) вязкость сильно препятствует ускорению жидкости, захлопывание пузырька происходит медленно, за бесконечное время. Кумуляция энергии, характерная для задачи Рэлея, отсутствует. В промежуточном случае при $Re = Re^*$ пузырек захлопывается за конечное время; скорость \dot{R} при $R \rightarrow 0$ неограниченно растет, но слабее, чем R^{-1} .

Численное интегрирование уравнений динамики пузырька дает для критического числа Рейнольдса значение $Re^* = 8,4$. Для данной жидкости,

находящейся под данным давлением, т. е. при заданных ρ , μ и P_0 , можно говорить критическом радиусе пузырька R^* . При $R_0 < R^*$ кумуляция полностью устраняется вязкостью. Реально, критический радиус чрезвычайно мал; например, для воды $R^* \approx 0,8$ мкм.

В недавней работе [20] обнаружен еще один эффект влияния вязкости на динамику SBSL. В вязких жидкостях, типа глицерина, метилформамида, или серной кислоты невозможно заманить в ловушку пузырек в устойчивом положении. Этот факт является неожиданным, поскольку большая вязкость обычно стабилизирует динамику. Пузырек в вязкой жидкости совершает хаотические перемещения в пространстве в пределах миллиметра от точки фокуса ультразвуковой волны (центр сосуда).

Авторы получили уравнения, которые описывают перемещение пузырька вблизи фокуса ультразвуковой волны, изменение его размера с течением времени, а также те локальные переменные течения жидкости вблизи пузырька, которые возникают при обоих типах движения. Причина «блужданий» пузырька - эффект памяти, возникающий в вязкой жидкости. Вязкость приводит к тому, что локальные течения, вызванные перемещением пузырька, постепенно затухают. Но происходит это не мгновенно, а значит, эти течения успеют еще повлиять и на будущее движение пузырька. В результате сила, действующая на пузырек, зависит не только от параметров движения в данный момент времени, но и от предыстории, от того, как двигался пузырек некоторое время назад. Интересно, что для нулевой или бесконечно большой вязкости такого эффекта памяти нет.

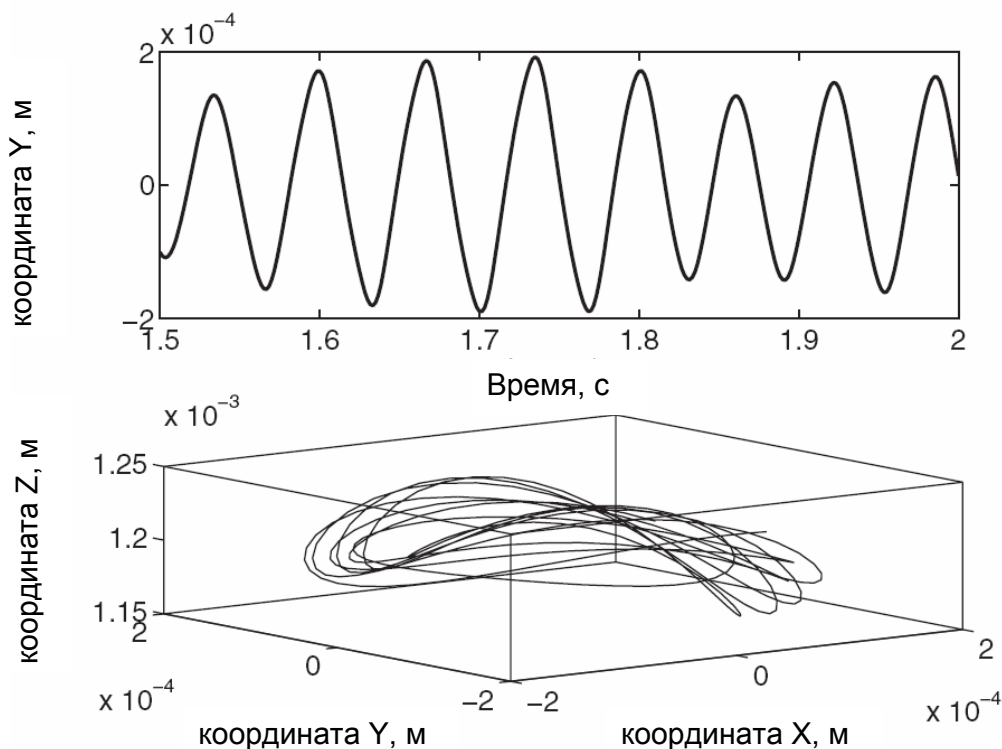


Рис. 1.3. Изменение Y- координаты и трехмерная траектория «блуждающего» SBSL пузырька в N-метилформамиде [20]. Скорость поступательного движения составляет около 3 мм/с. $\rho=1000 \text{ кг/м}^3$, $\sigma=0,038 \text{ Н/м}$, $\mu=1,65 \text{ м}^2/\text{с}$, $c=1660 \text{ м/с}$, $f=30\text{кГц}$, $R_0=9\text{мкм}$.

Вычисления показали, что благодаря такому необычному эффекту воздействия «на себя в будущем» состояние покоя может оказаться неустойчивым, и пузырек начинает медленно блуждать недалеко от фокуса звуковой волны.

В зависимости от размера пузырька и давления звуковой волны траектория могла быть близкой к круговой, а могла напоминать и беспорядочно сматанный клубок (рис.1.3). Однако в любом случае размеры орбиты составляли доли миллиметра, а типичный период обращения был порядка секунды. При иных параметрах пузырька и звукового давления центральное положение пузырька было устойчивым, но вот форма его теряла сферическую симметрию.

Стоит подчеркнуть, что в этих экспериментах авторов интересовало лишь движение пузырька, и непосредственно сонолюминесценция не изучалась.

Резюмируя результаты исследований влияния вязкости на концентрацию энергии пузырьком, можно сказать, что оно неоднозначно и мало исследовано. С одной стороны, эксперименты подтверждают стабилизирующее действие вязкости на форму пузырька, а с другой – ряд экспериментов указывает на возрастание неустойчивостей [20].

Большинство численных оценок параметров динамики кавитационных пузырьков получено с использованием уравнения Рэля-Плессета и его модификаций. Тем не менее, следует упомянуть и более сложные модели, позволяющие учитывать сжимаемость жидкости. Одна из них описывается уравнением Херринга-Флинна [21-23] (1.8). Уравнение (1.8) более точно описывает динамику кавитационного пузырька с учетом сжимаемости, но только до скоростей движения, сравнимых со скоростью звука в жидкости c_0 :

$$\begin{aligned}
 & R \left(1 - \frac{2}{c_0} \dot{R} \right) \ddot{R} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{4}{3c_0} \dot{R} \right) \dot{R}^2 + \\
 & + \frac{1}{\rho} \left[P_0 - P_s - P_m \sin \omega t + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu\dot{R}}{R} - \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] + \\
 & + \frac{1}{\rho c_0} R \dot{R} \left(1 - \frac{1}{c_0} \dot{R} \right) \frac{dP(R)}{dR} = 0.
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

На конечной стадии захлопывания пузырька скорость стенки пузырька может превышать c_0 . В этом случае применяется уравнение Кирквуда-Бете [24], выведенное с допущением о сферичности волн конечной амплитуды, образующихся при схлопывании полости:

$$\begin{aligned}
 & R \left(1 - \frac{1}{c_0} \dot{R} \right) \ddot{R} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{1}{3c_0} \dot{R} \right) \dot{R}^2 + \\
 & + \left(1 + \frac{1}{c_0} \dot{R} \right) H - \frac{1}{c_0} \dot{R} \left(1 - \frac{1}{c_0} \dot{R} \right) R \frac{dH}{dR} = 0,
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

где

$$H = \int_{P_\infty}^{P(R)} \frac{dP}{\rho} = \frac{n}{n-1} \frac{A^{1/n}}{\rho} \left\{ \left[\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} + B \right]^{\frac{n-1}{n}} - \left(P_0 - P_m \sin \omega t + B \right)^{\frac{n-1}{n}} \right\};$$

$$c = \left[c_0^2 + (n-1) H \right]^{0,5};$$

где A , B , n – постоянные коэффициенты, значения которых, например, для воды $A = 300$ МПа, $B = 300$ МПа, $n = 7$.

Существует также много модификаций (см., например [7]) уравнений (1.8) и (1.9). На наш взгляд усложнение модели не способствует ее точности, т.к. оно предполагает введение априорных допущений и полуэмпирических зависимостей, которые далеко не всегда с достаточной точностью описывают процессы, происходящие при коллапсе газового пузырька.

Сказанное в полной мере относится и к попыткам построения модели динамики газа в пузырьке. Во многих работах утверждается, что при сжатии пузырька происходит формирование ударной волны в газе [25-27,33], которая фокусируется в малой области у центра пузырька, и создает при этом температуры в миллионы градусов. Представляет интерес работа [28], в которой с помощью мощного компьютера моделируется движение каждой из 10^6 частиц газа в сжимающемся сферическом пузырьке. В этом случае число априорных допущений сводится к минимуму, что должно увеличить точность расчетов. Результаты моделирования показали, что в газе действительно образуется ударная волна, а максимальные температуры достигают 50 000К для аргона и 500 000К для ксенона. Авторы отмечают, что для стандартного термодинамического анализа число частиц недостаточно, однако мощность современных компьютеров не позволяет увеличить их число хотя бы на порядок.

С другой стороны, результаты многих работ не подтверждают образования ударной волны в пузырьке. Например, в статье [29] показано, что ударная волна формируется лишь в некоторых специально подобранных ус-

ловиях, обеспечивающих очень высокие ускорения стенки пузырька. Тем же автором предлагается для этой цели использовать дополнительный высокочастотный импульс давления, прикладываемый в момент, близкий к моменту максимального сжатия пузырька [30].

В целом ряде других работ [31,32] авторы вообще отрицают наличие какого-то ни было эффекта от ударной волны в газе или считают этот эффект пренебрежимо малым [34]. Таким образом, вопрос о ударно-волновой природе эффектов кавитации в настоящее время продолжает оставаться открытым.

Анализ литературы показывает, что далеко не все проблемы динамики кавитационного пузырька решены. В частности, одним из основных нерешенных вопросов остается вопрос о сферической симметрии процесса сжатия пузырька. Обычно рассматриваются только два фактора, способствующие сохранению сферичности – это поверхностное натяжение и вязкость. В то же время известно, что важную роль на поверхности раздела жидкость-газ играют электрические явления. В литературе практически отсутствует анализ влияния электрических сил на динамику кавитационного пузырька, за исключением работ Маргулиса [35,36]. Однако в этих работах не рассматривается роль электрических полей в стабилизации формы пузырька, а электрические явления рассматриваются в качестве основного механизма химических реакции и СЛ, которые, согласно разработанной автором гипотезе, связаны с электрическими разрядами, возникающими при дроблении кавитационного пузырька.

Электрические гипотезы о природе звукохимических реакций и СЛ в настоящее время признаны несостоятельными большинством исследователей. Во многом это произошло после обнаружения режима SBSL, эксперименты с которым полностью подтверждали тепловую природу СЛ, что признает и сам автор электрической гипотезы [35]. Тем не менее, влияние электрических зарядов на динамику пузырька, несомненно, имеет место. В работах [37-40] проведено численное моделирование динамики заряженных пузырьков, и показано, что поверхностный заряд может значительно уменьшить неустойчивость Рэлея-Тейлора. Заметим, однако, что авторами рас-

смащивались малые амплитуды колебаний, и не ставилась задача оценки влияния заряда на динамику сильно нелинейных колебаний кавитационных пузырьков.

Более подробно вопрос об электрических зарядах, двойном электрическом слое и дипольных моментах молекул жидкости в применении к кавитационным эффектам, будет рассмотрен во второй части книги, посвященной исследованиям природы химического действия кавитации.

Список литературы к разделу 1

1. Simon G. and Levinsen M. T. (2003). Parametric dependence of single-bubble sonoluminescence spectra // *Phys. Rev. E.* – 2003. - **V.68.** - 046307.
2. Toegel R. and Lohse D. (2003). Phase diagrams for sonoluminescing bubbles: A comparison between experiment and theory // *J. Chem. Phys.* – 2003.- **V. 118.** - № 4. – P. 1863-1875.
3. Ruuth S.J., Putterman S., and Merriman B. (2002). Molecular dynamics simulation of the response of a gas to a spherical piston: Implications for sonoluminescence // *Phys. Rev. E.* – 2002. - **V.66.**- 036310.
4. Flannigan D.J. and Suslick K.S. (2005). Plasma Line Emission during Single-Bubble Cavitation // *Phys. Rev. Lett.*- 2005. -**V95.** - 044301.
5. Flannigan D.J. and Suslick K.S. (2005). Molecular and atomic emission during single- bubble cavitation in concentrated sulfuric acid *Acoustics //Research Letters Online.*- 2005.-**V 6.** -№3. - P.157-161.
6. Hopkins S.D., Putterman S.J., Kappus B.A. et. al. (2005). Dynamics of a Sonoluminescing Bubble in Sulfuric Acid // *Phys. Rev. Lett.*- 2005.- **V.95.** - 254301.
7. Brenner M. P., Hilgenfeldt S. and Lohse D.(2002). Single-bubble sonoluminescence // *Rev. Mod. Phys.*- 2002. - **V. 74.** - P.425–483.
8. Storey B. D. and Szeri A. J. (2001). A reduced model of cavitation physics for use in sonochemistry // *Proc. R. Soc. London, Ser. A.* – 2001. - **V.457,** P.1685–1700.

9. Lohse D. and Hilgenfeldt S. (1997). Inert gas accumulation in sonoluminescing bubbles // *J. Chem. Phys.* – 1997.- V. **107**. - № 17. - P. 6986-6997.
10. Matula T. J. and Crum L. A. (1998). Evidence for gas exchange in single-bubble sonoluminescence // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. **80**. - P. 865–868.
11. Flannigan D.J, Hopkins S.D., Carlos G. C. et. al. (2006). Measurement of Pressure and Density Inside a Single Sonoluminescing Bubble // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V.**96**. - 204301.
12. Смородов Е.А., Галиахметов Р.Н. Экспериментальное обнаружение нейтронов при ударном сжатии дейтериевого пузырька в вязкой жидкости // *Прикладная физика*. - 2006. - №4. - С.5-11.
13. Chakravarty A., Georghiou T., Phillipson T.E. and Walton A.J. (2004) Stable sonoluminescence within a water hammer tube // *Phys. Rev. E*. - 2004. – V.**69**. - 066317 .
14. Hao Y. and Prosperetti A.(1999). The effect of viscosity on the spherical stability of oscillating gas bubbles // *Physics of Fluids*. -1999. – V.**11**. - № 6. - P. 1309-1317.
15. Bogoyavlenskiy V.A. (2000). Single-bubble sonoluminescence: Shape stability analysis of collapse dynamics in a semianalytical approach // *Physical review*. - 2000.- V.**62**, №2.- P. 2158-2167.
16. Moshaii A. and Sadighi-Bonabi R.(2004). Role of liquid compressional viscosity in the dynamics of a sonoluminescing bubble // *Phys. Rev. E*. – 2004. –V. – **70**. - 016304.
17. Bogoyavlenskiy V.A. (1999). Differential criterion of a bubble collapse in viscous liquids // *Phys. Rev. E*. – 1999. –V.**60**. - P. 504–508.
18. Забабахин Е. И. (1960). Заполнение пузырьков в вязкой жидкости // *ПММ*. – 1960. - Т. **24**. - №6. - С. 1129-1131.
19. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М: Наука, 1966, 688 с.
20. Toegel R., Stefan Luther S. and Lohse D. (2006). Viscosity Destabilizes Sonoluminescing Bubbles // *Phys. Rev. Lett.*- 2006. – V.**96**. - 114301.

21. Herring C. (1941). Theory of the pulsations of the gas bubble produced by an underwater explosion. – 1941. - OSRD report 236.
22. Flynn H. G. (1975). Cavitation dynamics. I. A mathematical formulation (in sound field)// J. Acoust. Soc. Am. – 1975. – V. **57**. - P. 1379–1396.
23. Flynn H. G. (1975). Cavitation dynamics. II. Free pulsations and models for cavitation bubbles// J. Acoust. Soc. Am. – 1975. –V.**58**. -P.1160–1170.
24. Kirkwood J. G. and Bethe H. A. (1942). The pressure wave produced by an underwater explosion// OSRD report 558.
25. Wu C. C. and Roberts P. H. (1993). Shock-wave propagation in a sonoluminescing gas bubble // Phys. Rev. Lett.- 1993. – V.**70**. -P.3424–3427.
26. Wu C. C. and Roberts P. H. (1994). A model of sonoluminescence // Proc. R. Soc. London, Ser. A. – 1994. - V. **445**. - P.323–349.
27. Nigmatulin R.I, Akhatov I. Sh., Topolnikov A.S. et al. (2005). Theory of supercompression of vapor bubbles and nanoscale thermonuclear fusion // Phys. Fluids. – 2005. –V. **17**. - 107106.
28. Ruuth S. J., Putterman S., and Merriman B. (2002). Molecular dynamics simulation of the response of a gas to a spherical piston: Implications for sonoluminescence // Phys. Rev. E. – 2002. –V.**66**. – 036310.
29. Thomas J.-L. (2004). Inhomogeneous pressure field inside a collapsing bubble accelerated by an acoustic pulse // Phys. Rev. E. – 2004. –V. **70**. - 016305.
30. Thomas J.-L., Forterre Y., and Fink M. (2002). Boosting Sonoluminescence with a High-Intensity Ultrasonic Pulse Focused on the Bubble by an Adaptive Array // Phys. Rev. Lett.- 2002. –V.**88**. - 074302.
31. Kyuichi Yasui (1997). Alternative model of single-bubble sonoluminescence // Phys. Rev. E. -1997. –V. **56**. -P.6750–6760.
32. Cheng H. Y., Chu M.-C., Leung P. T., and Yuan L. (1998). How important are shock waves to single-bubble sonoluminescence? // Phys. Rev. E. -1998. – V.**58**. -P.2705–2708.
33. Moss W.C., Clarke D.B., White J.W. and Young D. A. (1994). Hydrodynamic simulations of bubble collapse and picosecond sonoluminescence // Physics of Fluids. -1994. – V.**6**. - № 9. -P. 2979-2985.

34. Vuong V. Q., Szeri A. J. and Young D. A. (1999). Shock formation within sonoluminescence bubbles // *Phys. Fluids*. – 1999. –V.11. -P.10-17.
35. Маргулис М.А.(2000).Сонолюминесценция // *УФН*.- 2000.- № 3. С. 263-287.
36. Маргулис М.А. Звукохимические реакции и сонолюминесценция. - М.: Химия, 1986, 288 с.
37. Жаров А.Н., Григорьев А.И. (2002). О капиллярных колебаниях и устойчивости заряженного пузырька в диэлектрической жидкости // *ЖТФ*. – 2001. - Т.71. - №11.- с.12-20.
39. Жаров А.Н., Григорьев А.И. (2004). О влиянии движения газа внутри заряженного пузырька в жидкости на параметры его осцилляций // *ЖТФ*. – 2004. Т.74. №11. - с.13-21.
39. Жаров А.Н., Григорьев А.И., Жарова И.Г. (2006). Нелинейные капиллярные колебания заряженного пузырька в идеальной диэлектрической жидкости // *ЖТФ*. -2006. –Т.76. -№10. - с. 41-50.
40. Григорьев А.И., Жаров А.Н. (2000). Устойчивость равновесных состояний заряженных пузырей в диэлектрической жидкости // *ЖТФ*. – 2000. – Т.70. - №4. - с.8-13.
41. Новицкий Б.Г. Применение акустических колебаний в химико-технологических процессах. – М.: Химия, 1983. – 192
42. Юдаев В.Ф. Гидромеханические процессы в роторных аппаратах с модуляцией проходного сечения потока обрабатываемой среды // *Теор. основы хим. технол.* – 1994. – Т. 28, № 6. – С. 581 – 590.
43. Промтов М.А. Пульсационные аппараты роторного типа: теория и практика. – М.: Машиностроение, 2001. – 260 с.