

Сделан анализ, выбор и обоснование математической модели развития кавитационной полости при внешнем воздействии. Показана область применения математической модели Нолтинга-Непайраса.

Кавитация связана с появлением в жидкости областей (каверен), заполненных паром и газом, выделяющихся из жидкости при местном понижении давления, практически при постоянной температуре, с последующим схлопыванием каверен, и комплексом сопровождающих схлопывание явлений. Процесс кавитации является эффективным фактором воздействия на вещество, способным диспергировать его, ускорять гетерогенные и диффузионные процессы [1]. Поэтому применение кавитации для интенсификации технологических процессов является перспективным.

Однако, для успешного внедрения технологий, основанных на использовании явления кавитации, необходимо иметь адекватную модель процесса, что является на сегодняшний день нерешенной задачей. Изучение динамики развития кавитационной полости позволит подойти к решению данной проблемы.

Впервые задача схлопывания пустой сферической полости в несжимаемой жидкости под действием постоянного внешнего давления была рассмотрена Реллеем [2]. Более совершенной является математическая модель кавитационной полости, полученная методом, предложенным Безантом [3]. В этом случае движение сферической газовой кавитационной полости в несжимаемой жидкости описывается нелинейным дифференциальным уравнением, полученным из фундаментальных уравнений гидродинамики:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho} p_{\infty} - P(R) = 0, \quad (1)$$

где P_{∞} - давление в жидкости на достаточном удалении от поверхности полости; $P(R)$ - давление на поверхности полости; R - текущий радиус полости; t - время; ρ - плотность жидкости. Давление, как на бесконечности, так и на поверхности полости может изменяться по различным законам.

Нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка для случая движения газонаполненной полости под ультразвуковым воздействием, когда изменение звукового давления принимается чисто синусоидальным, было получено Нолтингом и Непайрасом [4] и имеет вид:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho} \left[P_m \sin \omega t + P_{st} + \frac{2\sigma}{R} - \left(P_{st} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^n \right] = 0, \quad (2)$$

где P_m - амплитуда ультразвуковой волны; P_{st} - статическое давление; σ - поверхностное натяжение; R_0 - начальный радиус полости; γ - показатель политропы. В этой модели на границе раздела фаз не происходит ни парообразования, ни конденсации, а давление внутри полости представляет собой давление газа, содержание которого во время пульсаций остается постоянным.

Численные решения уравнения (2) получены и исследованы в большом количестве работ. На рисунке приведена кривая зависимости радиуса кавитационной полости от времени (кривая 1) при ультразвуковом воздействии, полученная путем численного решения уравнения (2) для следующих параметров: $R_0 = 3,2 \cdot 10^{-6}$ м, $P_{st} = 0,5 \cdot 10^{-5}$ Па, $P_m = 5,0 \cdot 10^5$ Па и $\omega = 3,0 \cdot 10^6$ Гц. Сопоставление численных решений с экспериментальными данными показывает, что уравнение, полученное в предположении о несжимаемости жидкости, достаточно хорошо описывает изменение радиуса кавитационного пузырька в поле ультразвуковой волны в период роста и начальной стадии схлопывания [1,3]. В последней

стадии схлопывания скорость движения границы становится соизмеримой со скоростью звука в жидкости. В этом случае предположение о несжимаемости жидкости становится некорректным, и приводит к неопределенности численных решений в момент времени, соответствующий конечной стадии захлопывания, и скорость захлопывания стремится к очень большой величине. Уточнение модели для конечной стадии захлопывания возможно путем учета потерь энергии на излучение звука [1]. Кроме того, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в конечной фазе схлопывания форма кавитационного пузырька существенно искажается и допущение о сферичности полости становится некорректным [3,5]. Поэтому уравнение Нолтинга – Непайраса [4] не позволяет определить максимальные скорости захлопывания кавитационной полости, характер движения полости после ее захлопывания и связанные с ними физические явления, наблюдаемые в жидкости. Однако, решение уравнений Нолтинга-Непайраса позволяет оценить движение полости в период роста и сделать выводы об эффективности ее воздействия в период схлопывания.

В связи с этим представляет интерес оценка влияния сделанных допущений на адекватность данной математической модели. Так, уравнение Нолтинга – Непайраса предполагает, что на границе раздела фаз не происходит парообразования, ни конденсации. Для выяснения этого вопроса рассмотрим более приближенную к реальности модель, предполагающую, что, по крайней мере, в течение некоторой части периода пульсаций фазовые превращения изменяют относительное содержание газа и пара в полости. При создании модели основная проблема связана с тем, можно ли считать процессы парообразования и конденсации достаточно быстрыми, чтобы изменять состав полости.

В первом приближении рассмотрим, что гетерофазные процессы в паровой каверне, являются равновесными, происходят следующим образом. Тогда, каверна первоначально содержит в основном воздух. Затем, при изотермическом расширении каверны давление в ней, p_{in} , падает обратно пропорционально кубу радиуса и определяется выражением:

$$p_{in} = \left(p_{st} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^3. \quad (3)$$

На рисунке приведена кривая зависимости давления содержимого полости, содержащей воздух, как функции времени в течение периода расширения (кривая 2). Из рисунка видно, что давление в полости падает до давления насыщенных паров P_v (последнее для воды при нормальных условиях составляет примерно $2,3 \cdot 10^3$ Па) за время порядка 10^{-7} с, что составляет примерно 0,1 периода расширения полости. С этого времени начинается испарение окружающей жидкости в полость и за счет парообразования давление в последней представляет собой давление насыщенных паров жидкости. Диффузия растворенного воздуха в процессе движения неустойчивой кавитационной полости, по данным Эпштейна и Плессета [5], происходит слишком медленно по сравнению с движением пузырька и не может заметно повлиять на содержимое кавитационной полости.

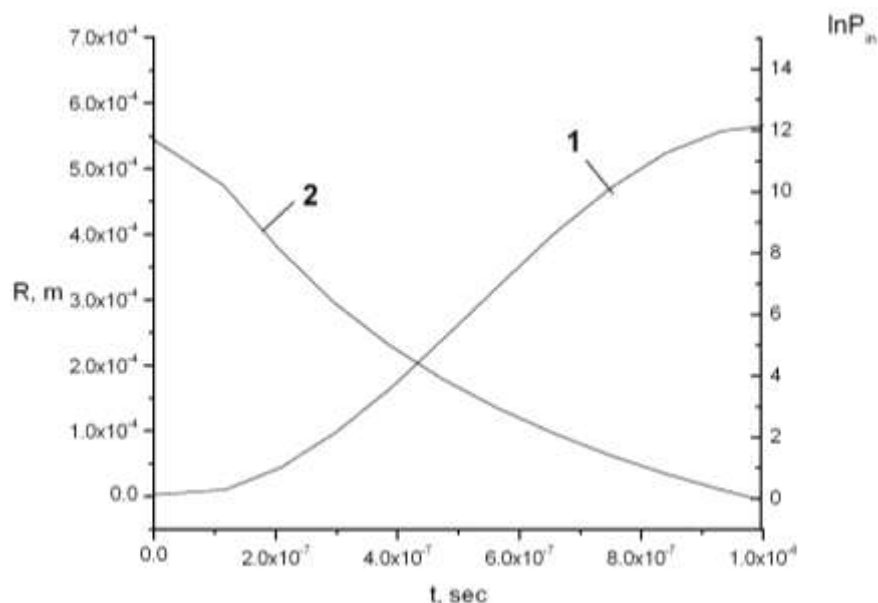
В таблице сравниваются решения задачи динамики, полученные с использованием модели газовой и паровой неустойчивой полости.

Данные таблицы говорят, что радиусы полостей, рассчитанные по двум моделям, практически не отличаются, то есть при расширении и в начальной стадии схлопывания каверны содержимое последней играет незначительную роль в динамике полости.

Физический смысл данного утверждения состоит в следующем. Движение границы раздела полости определяется давлением, представляющим собой разницу давлений на бесконечности P_∞ и на границе раздела полости.

Давление на границе полости в общем случае определяется выражением

$$P(R) = P_{in} - P_{st} - \frac{2\sigma}{R}, \quad (4)$$



Величины P_{in} в течение периода расширения полости для случая паровой и газовой каверен приведены в таблице, откуда видно, что указанные выше значения для газовой и паровой полостей отличаются от значения P_{∞} на несколько порядков величин. Следовательно, упомянутая выше разность в обоих случаях принимает практически одинаковые значения. Это объясняет тот факт, что результаты, полученные с использованием уравнения (2), совпадают с экспериментальными и можно сделать вывод, что усложнение

Таблица

Радиус, м, и давление, Па, внутри кавитационной полости как функции времени, рассчитанные с использованием модели газовой и паровой полости

Время, $t \cdot 10^7$ с	Газовая полость		Паровая полость		$R_g - R_v$, %
	Радиус полости, $R_g \cdot 10^5$, м	Давление смеси p_{in} , Па	Радиус полости, $R_v \cdot 10^5$, м	Давление смеси, p_{in} , Па	
0,10	0,32	$0,5 \cdot 10^5$	0,32	$0,5 \cdot 10^5$	0
1,69	0,35	$7,0 \cdot 10^3$	0,33	$2,3 \cdot 10^3$	6,2
3,28	0,50	$3,0 \cdot 10^3$	0,45	$2,3 \cdot 10^3$	9,8
4,87	0,73	$4,3 \cdot 10^3$	0,67	$2,3 \cdot 10^3$	8,0
6,46	0,98	$1,7 \cdot 10^3$	0,93	$2,3 \cdot 10^3$	6,0
8,05	1,24	$0,8 \cdot 10^3$	1,19	$2,3 \cdot 10^3$	4,6
9,64	1,49	$0,5 \cdot 10^3$	1,43	$2,3 \cdot 10^3$	3,8
11,23	1,69	$0,3 \cdot 10^3$	1,63	$2,3 \cdot 10^3$	2,9
12,82	1,84	$0,3 \cdot 10^3$	1,78	$2,3 \cdot 10^3$	3,0
14,41	1,92	$0,2 \cdot 10^3$	1,87	$2,3 \cdot 10^3$	2,9
16,00	1,94	$0,2 \cdot 10^3$	1,88	$2,3 \cdot 10^3$	3,1

качественной модели динамики кавитационной полости учетом гетерофазных процессов нецелесообразно, по крайней мере, при описании расширения и начальной стадии схлопывания полости.

Как отмечалось выше, несовершенство математической модели, представленной уравнением (2), не позволяет корректно описать заключительную стадию схлопывания каверны. Однако данная модель позволяет сделать оценку интенсивности кавитационного воздействия. Для этого достаточно определить благоприятные условия процесса, наиболее интенсифицирующие схлопывание.

Можно утверждать, что ускорение стенки схлопывающейся каверны является наиболее объективным критерием интенсивности кавитации, так как сила гидравлического удара, создаваемая каверной, в соответствии с теорией Жуковского [5], прямо пропорциональна скорости стенки пузырька:

$$\Delta P = \rho \cdot C_{\infty}^2 - v(R) \cdot \dot{C}, \quad (5)$$

где C – скорость звука на стенке пузырька; ρ – плотность жидкости; $v(R)$ и v_{∞} – средние скорости движения жидкости на поверхности полости и в невозмущенной среде.

Для случая ультразвуковой кавитации наибольшее влияние на динамику полости, ускорение ее стенки при схлопывании и, следовательно, интенсивность кавитации оказывают давление ультразвуковой волны P_m и внешнее статическое давление P_{st} [1]. Колебания внешнего давления и радиуса полости может происходить со сдвигом фаз. При определенном соотношении P_{st} и P_m , расширение каверны вследствие инерции может заканчиваться с запаздыванием в полупериоде отрицательного звукового давления, что приводит к снижению интенсивности кавитации. В этих условиях полость может вырождаться в пульсирующую, не захлопываясь в течение одного периода. Очевидно, что оптимальным будет случай, когда в период расширения каверны внешнее давление понижается, а в период захлопывания достигает наибольшего значения.

Так экспериментально установлено [3], что при ультразвуковой кавитации такие условия реализуются при соотношении статического давления и давления поля $P_m = 2P_{st}$, что объясняется сдвигом во времени начальной фазы схлопывания, в результате чего начальная фаза схлопывания заканчивается в положительном полупериоде изменения.

Таким образом, можно сделать вывод, что математическая модель Нолтинга-Непайраса позволяет исследовать развитие кавитационной полости в период ее роста и оценить интенсивность ее воздействия на внешнюю среду при схлопывании.

Литература

1. Физическая акустика. Т.1. Методы и приборы ультразвуковых исследований. Ч.Б./ Под ред. У. Мэзона. Пер. с англ. под ред. Л.Д.Розенберга. – М.: Мир, 1967. – 362с.
2. Rayleigh, On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. Phil. Mag. 34, 94(1917).
3. Акуличев В.А. Пульсации кавитационных полостей// Мощные ультразвуковые поля/ Под ред. Л.Д.Розенберга. - М., 1968. – С.129-167.
4. Noltingk В.Е., Neppiras E.A. Cavitation produced by Ultrasonics// Proc. Phys. Soc. 1950. Vol.63B.N9.P.674 – 685.
5. Кнепп Р., Дэйли Дж., Хэммит Ф. Кавитация: Пер. с англ. - М.:Наука, 1974. - 688с.

УДК 621.926.8;532.528

Виноградов Б.В., Федин Д.А. Влияние частоты и амплитуды ультразвуковых колебаний на интенсивность кавитации // Вопросы химии и химической технологии. – Дніпропетровськ: УДХТУ, 2003. - №4. – С.141-144.

На базе математической модели Нолтинга-Непайраса рассмотрено влияние частоты и амплитуды ультразвукового воздействия на скорость схлопывания кавитационного пузырька.

Явление кавитации жидкости - эффективный фактор воздействия на вещество, что свидетельствует о перспективности его применения в различных технологических процессах.

В связи с этим возникает необходимость в оценке интенсивности кавитационного воздействия на рабочую среду и параметров процесса, интенсифицирующих воздействие.

Характерные физические эффекты, с которыми обычно связывают действие кавитации (ударные волны, высокоскоростные струи, высокие температуры внутри пузырьков), есть следствие высоких скоростей и давлений в схлопывающемся кавитационном пузырьке. Поэтому, скорость стенки и давление в схлопывающемся кавитационном пузырьке принимают за меру интенсивности кавитации и рассчитывают с помощью различных математических моделей кавитационной полости [1].

Однако существующие модели кавитационной полости весьма идеализированы. В частности стадия схлопывания полости описывается при помощи упрощающих предположений (сферическая симметричность, адиабатичность схлопывания) [2]. Поэтому точной прямой оценки вышеуказанным параметрам они дать не могут. Но факторы, определяющие кавитационное воздействие, сохраняют свое значение в рамках всех моделей. Поэтому, можно условно принять за меру интенсивности схлопывания кавитационной полости скорость стенки полости при достижении ею определенного радиуса.

Сделать это можно следующим образом. Движение при захлопывании в адиабатических условиях газосодержащего пузырька можно описать уравнением [3]:

$$\frac{3\rho}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = P_{\text{ст}} - 1 - \frac{Q}{1-\gamma} z^{-\gamma}, \quad (1)$$

где P – внешнее давление, принятое постоянным, поскольку захлопывание происходит чрезвычайно быстро, $z = (R_{\text{max}}/R)^3$, Q – давление газа при $R = R_{\text{max}}$. Условие для экстремальных значений dR/dt , соответствующих точкам перегиба кривой $R(t)$, $\frac{d}{dt} \left(\frac{dR}{dt} \right) = 0$ показывает, что максимум dR/dt имеет место при [3]:

$$P = R_m \left[\frac{P_{\text{ст}} - 1}{Q\gamma} \right]^{\frac{1}{3-\gamma}}, \quad (2)$$

что равно приблизительно $1,3 R_{\text{min}}$ для воздуха. Максимальная скорость равна [3]:

$$v^2 = \frac{2P_{\text{ст}} - 1}{3\rho\gamma} \left[\frac{P_{\text{ст}} - 1}{Q\gamma} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}. \quad (3)$$

Несмотря на неопределенность поведения полости при схлопывании, известно, что стадия расширения и начальная стадия схлопывания полости достаточно хорошо описывается уравнением Нолтинга-Непайраса, не учитывающим сжимаемость жидкости и для случая ультразвукового воздействия имеющего вид [4, 5]:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho_0} \left[P_m \sin \omega t - P_{\text{ст}} + \left(P_{\text{ст}} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] = 0, \quad (4)$$

где R – радиус кавитационной полости, R_0 – начальный радиус полости, ρ_0 – плотность жидкости, P_m – амплитуда ультразвуковой волны, ω – частота ультразвуковых колебаний, $P_{\text{ст}}$ – внешнее статическое давление, σ – поверхностное натяжение жидкости, γ – показатель политропы.

Уравнение Нолтинга-Непайраса было использовано в работе [6], где были определены выгодные параметры ультразвукового воздействия на кавитационную полость – частота ультразвуковой волны, статическое давление $P_{\text{ст}}$ и амплитуда ультразвуковой волны P_m . Показано, что основной вклад в увеличение интенсивности схлопывания полости вносит соотношение внешнего статического давления $P_{\text{ст}}$ и амплитуды ультразвуковой волны P_m .

Показано, что при малом соотношении $P_{\text{ст}}/P_m$ расширение полости вследствие инерции жидкости заканчивается с “запаздыванием” в полупериоде отрицательного давления в ультразвуковой волне и начальная стадия схлопывания происходит при тормозящем действии звуковой волны, что снижает интенсивность схлопывания. При высоком значении соотношения $P_{\text{ст}}/P_m$ вследствие избыточного статического давления полость совершает сложные негармонические колебания, и ее размеры мало изменяются. При соотношении

P_{st}/P_m , равном 0,5, кавитация наиболее интенсивна, т.к. при соответствующем сдвиге во времени фаза сжатия полости происходит в полупериоде увеличения давления в волне, при этом статическое давление и давление в волне действуют в направлении сжатия полости [6].

Однако в работе [6] не показано, будет ли данное соотношение гидростатического давления и давления в ультразвуковой волне постоянным при различной амплитуде волны и не дана количественная оценка влияния сдвига во времени стадии сжатия на интенсивность схлопывания кавитационной полости. Поэтому, задачей исследования в настоящей работе стало определение зависимости оптимального отношения гидростатического давления и амплитуды давления в ультразвуковой волне при различных значениях последней и количественная оценка влияния сдвига во времени t_p между началом стадии сжатия полости и началом роста давления в волне (см. рис.1). Для количественной оценки влияния t_p на интенсивность кавитационного воздействия примем безразмерную величину τ , равную отношению $t_p/0,5T$, где T - период ультразвуковых колебаний. При этом будем считать, что наибольшее кавитационное воздействие будет иметь место при наибольших скоростях сжатия полости, определяемых формулой (3).

Сжатие кавитационной полости происходит благодаря росту внешнего давления. При гармонически изменяющемся внешнем воздействии после падения до минимального значения давление растет и в равновесном положении (точка t_1 , рис.1) скорость роста наибольшая. Можно предположить, что чем ближе стадия сжатия полости к времени, когда скорость роста давления максимальна, тем более интенсивным будет схлопывание.

Результаты расчетов параметра τ и максимальной скорости сжатия полости U_{max} при начальном радиусе полости $R_0=1*10^{-6}$ м, $P_{st}=1*10^5$ Па, $P_m=7*10^5$ Па в зависимости от частоты ультразвукового воздействия приведены в таблице 1.

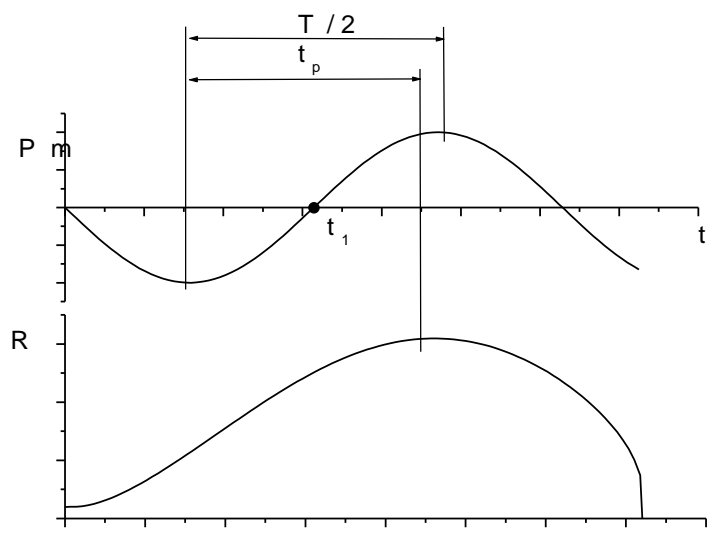


Рис. 1 Схема определения сдвига во времени начала стадии сжатия кавитационной полости относительно внешнего воздействия

На рисунке 2 приведена зависимость максимальной скорости схлопывания полости от отношения $\tau=t_p/0,5T$. Из рисунка 2 видно, что максимальная скорость схлопывания связана с параметром τ экспоненциальной зависимостью и растет с уменьшением последнего. Регрессионный анализ полученных данных позволил выявить обратную корреляцию значений сдвига фаз и максимальной скорости схлопывания полости высоким коэффициентом корреляции (см. табл.1). Это позволило подобрать функцию регрессии вида:

$$U_{max} = e^{a-b \cdot \tau}, \quad (5)$$

позволяющую получить порядок величины скорости по расчетным значениям сдвига ϕ , где коэффициенты $a=1009,0208$, $b=1032,6927$. График функции, определяемой выражением (5), приведен на рис. 2.

Таблица 1

Значения параметра ϕ , б.р. и максимальной скорости схлопывания полости, м/с, в зависимости от частоты воздействия, c^{-1}

Частота воздействия ω , c^{-1}	Безразмерный параметр τ	Максимальная скорость захлопывания полости U_{max} , м/с	$\ln U_{max}$	Коэффициент корреляции и доверительный интервал	$\ln U_{max}$, посчитанная по функции регрессии
$2 \cdot 10^7$	0,989	802,892	6,69	-	-
$1 \cdot 10^7$	0,968	$1,827 \cdot 10^4$	9,81	-0,992 -(0,99; 0,88)	9,38
$5 \cdot 10^6$	0,963	$5,246 \cdot 10^5$	13,17		14,54
$1 \cdot 10^6$	0,958	$1,890 \cdot 10^9$	21,36		19,70
$5 \cdot 10^5$	0,952	$6,885 \cdot 10^{10}$	24,96		25,90
$1 \cdot 10^5$	0,945	$3,091 \cdot 10^{14}$	33,37		33,13
$5 \cdot 10^4$	0,912	$1,170 \cdot 10^{16}$	37,00	-	-

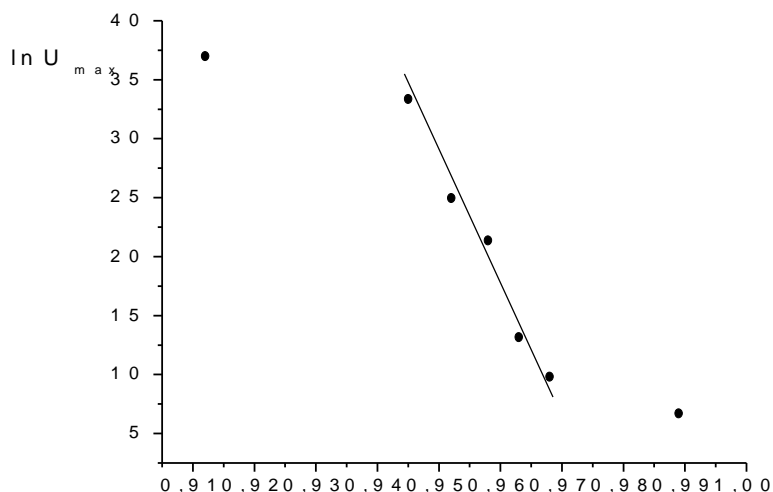


Рис. 2 Зависимость максимальной скорости схлопывания полости от сдвига во времени начала схлопывания кавитационной полости относительно внешнего воздействия: ● – значения, полученные с использованием уравнения Нолтинга-Непайраса; — – интерполяционная прямая.

Можно предположить, что максимальная скорость сжатия полости будет наибольшей, когда в начале сжатия скорость увеличения внешнего давления будет наибольшей, т.е. когда в момент времени t_1 кавитационная полости достигает максимального радиуса и $\tau=0,5$

Следовательно, на практике скорость сжатия полости и кавитационное воздействие будут тем больше, чем ближе значение τ к 0,5. Уменьшение τ до 0,5 возможно реализовать при воздействии ультразвуковыми колебаниями с частотами, лежащими у нижней границы ультразвукового диапазона частот. Таким образом, расчет подтверждает экспериментальные данные об увеличении интенсивности кавитационного воздействия при уменьшении частоты ультразвукового воздействия. Так для возникновения кавитации при частоте возбуждения 20 кГц интенсивность ультразвука должна составлять десятые доли ватта на квадратный сантиметр. Увеличение частоты до 200 кГц требует создания ультразвукового поля интенсивностью порядка 10^5 ватта на метр квадратный [6].

Во многих работах, посвященных ультразвуковой кавитации [1,2,5], отмечается, что изменение давления в жидкости, вызванное прохождением ультразвуковой волны, можно приближенно описать синусоидой вида:

$$P_{\infty} = P_{st} - P_m \sin(\omega t), \quad (6)$$

т.е. предполагается, что давление в жидкости следует за давлением внешнего воздействия. Это более или менее справедливо лишь для волн с величиной амплитуды P_m не более величины гидростатического давления P_{st} . В случае, когда величина амплитуды P_m больше величины гидростатического давления P_{st} , возникают отрицательные давления, изменяющиеся по гармоническому закону. В действительности же, при достижении некоторого критического давления жидкость начинает кавитировать, и давление в ней будет существенно отличаться от давления внешнего воздействия. Для оценки влияния этого явления авторами была рассмотрена модель, когда при достижении внешним давлением критической для жидкости величины, примерно равной давлению насыщенных паров жидкости $P_{кр}=1 \cdot 10^3$ Па, давление в жидкости дальше не опускается, а придерживается этого значения.

Тогда закон изменения давления в жидкости, входящий в уравнение Нолтинга-Непайраса (4), можно записать следующим образом:

$$\begin{cases} P_{\infty} = P_m \sin \omega t & \text{если } P_{\infty} > P_{кр} \\ P_{\infty} = P_{кр} & \text{если } P_{\infty} \leq P_{кр} \end{cases} \quad (7)$$

Прежде всего, это сказывается на амплитуде и максимальной скорости схлопывания полости в сторону их уменьшения по сравнению с синусоидальным законом изменения внешнего давления, так как уменьшается величина импульса разряжения из-за отсутствия отрицательных давлений (см. рис.3).

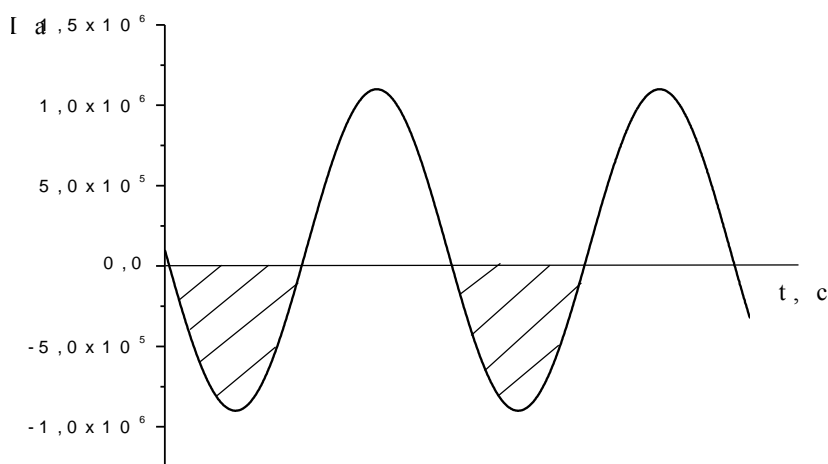


Рис. 3 Закон изменения давления в жидкости при прохождении ультразвуковой волны

Величина импульса разряжения и характер возмущающего воздействия определяется величиной гидростатического давления. На рисунке 4 приведены кривые, описывающие изменение максимальной скорости схлопывания полости в зависимости от отношения P_{st}/P_m , где P_{st} - внешнее гидростатическое давление, а P_m - амплитуда ультразвуковой волны.

В работе [6] был сделан вывод, что увеличивая одновременно звуковое давление и статическое давление, придерживаясь оптимального соотношения, равного 0,5, можно многократно повышать интенсивность ультразвуковой кавитации.

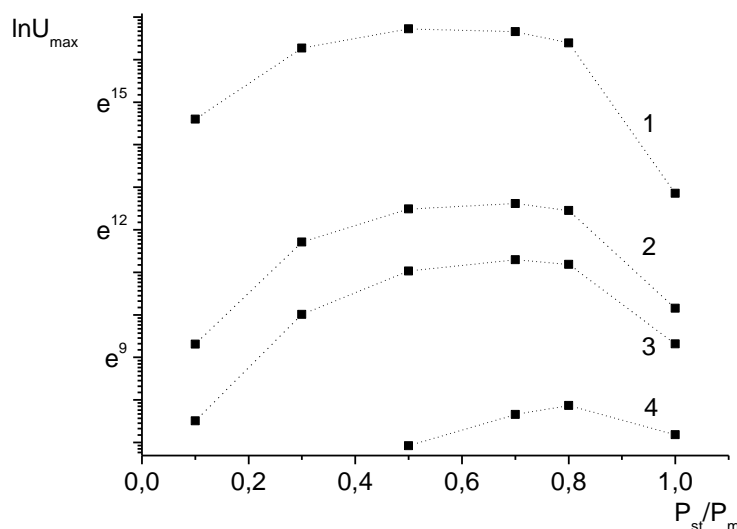


Рис. 4 Зависимость максимальной скорости схлопывания полости от соотношения величин гидростатического давления и амплитудного давления в ультразвуковой волне P_{st}/P_m при различных амплитудах ультразвуковой волны: 1 - $P_m=1 \cdot 10^7$ Па; 2 - $P_m=1 \cdot 10^6$ Па ; 3 - $P_m=5 \cdot 10^5$ Па ; 4 - $P_m=1 \cdot 10^5$ Па.

Из рисунка 4 видно, что с ростом отношения P_{st}/P_m до некоторой величины скорость схлопывания увеличивается, после чего начинает снижаться. Оптимальная величина отношения P_{st}/P_m изменяется в широких пределах от 0,5 до 0,8 для рассматриваемого диапазона амплитуд волн. Например, при $P_m=1 \cdot 10^6$ Па оно составляет примерно 0,6, что близко к значению, полученному в работе [6].

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Интенсивность схлопывания одиночной кавитационной полости, а, следовательно, и интенсивность воздействия последней на среду тем выше, чем меньше частота внешнего воздействия. Но, т.к. интенсивность кавитационного воздействия зависит как от интенсивности воздействия одиночной полости, так и от количества этих воздействий в единицу времени, то можно предположить, что наибольшая эффективность кавитационного воздействия на среду будет иметь место при несколько больших частотах.

2. Величина отношения гидростатического давления и амплитуды ультразвуковой волны, при которой интенсивность кавитации наибольшая, не является постоянной величиной, а зависит от величины амплитуды волны при остальных неизменных параметрах процесса. Причем с ростом амплитуды волны вышеуказанное соотношение уменьшается.

Литература

1. Акуличев В.А. Пульсации кавитационных полостей// Мощные ультразвуковые поля/ Под ред. Л.Д.Розенберга. - М., 1968. – С.129-167;
2. Физическая акустика. Т.1. Методы и приборы ультразвуковых исследований. Ч.Б./ Под ред. У. Мэсона. Пер. с англ. // Под ред. Л.Д.Розенберга. – М.: Мир,1967. – 362с;
3. Рой Н.А. Возникновение и протекание ультразвуковой кавитации. Обзор. // Акустический журнал. - 1957. - Т.III. - Вып.1. – С.3-18;
4. Noltingk В.Е., Neppiras Е.А. Cavitation produced by Ultrasonics// Proc. Phys. Soc. - 1950. - Vol.63B. - N9. - P.674 – 685;
5. Виноградов Б.В., Федин Д.А. К вопросу о развитии кавитационной полости при внешнем воздействии // Вопросы химии и химической технологии. – 2003. - №1. – С.151-153;
6. Агранат Б.А., Гудович А.П., Кожевенко Л.Б. Ультразвук в порошковой металлургии. – М.: Металлургия, 1986. – 168 с.