

С использованием метода характеристик рассмотрена зависимость характера гидродинамических процессов при импульсном электрическом разряде от параметров разрядной камеры. Выбран критерий, определяющий малые и большие камеры. Установлена возможность возникновения кавитации при электрическом разряде в относительно больших камерах.

В настоящее время для интенсификации различных технологических процессов находит применение разрядно-импульсная технология, основанная на взрывном преобразовании электрической энергии в механическую работу конденсированных сред [1]. В частности, весьма перспективным является применение разрядно-импульсной технологии для тонкого и сверхтонкого измельчения материалов [2].

Однако широкое внедрение технологии в промышленность сдерживается недостаточной изученностью физических процессов, происходящих при электрических разрядах в ограниченных объемах жидкости, что не позволяет обосновать рациональные параметры оборудования и режим технологического процесса.

В связи с этим целью данной работы является исследование особенностей гидродинамических процессов при импульсном электрическом разряде в жидкости в зависимости от размера разрядных камер.

Как известно, в общем случае изэнтропийное течение идеальной сжимаемой жидкости описывается системой уравнений Эйлера [3]:

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial pu}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \end{cases}, \quad (1)$$

и уравнением состояния жидкости в форме Тетта:

$$\frac{P+B}{P_0+B} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma. \quad (2)$$

где ρ , P – плотность и давление жидкости, ρ_0 , P_0 – начальные плотность и давление, u – скорость жидкости, γ – показатель адиабаты, принятый равным 7,15, B – константа в уравнении состояния.

Полагалось, что при подводном импульсном разряде в жидкости образуется разрядная парогазовая полость, которая подобно поршню вызывает движение жидкости. Модельной задачей о подводном импульсном разряде выбрана задача о движении плоского одномерного поршня в замкнутом объеме жидкости. Полагалось, что в объеме абсолютно жесткой оболочки, заполненной покоящейся жидкостью, произошел электрический разряд. К моменту времени $t=0$ в области $0 \leq x \leq r_0$, где r_0 – начальный радиус полости, равный $1 \cdot 10^{-8}$ м, выделилась энергия источника, обеспечившая повышенное давление в парогазовой полости $P_{r_0} > P_a$. В дальнейшем она расширяется по определенному закону. Тогда начальные условия для невозмущенной жидкости очевидны:

$$P(x,0) = P_a, \quad u(x,0) = 0, \quad \rho(x,0) = \rho_n, \quad (3)$$

при $x > r_0$, где P_a – начальное давление в разрядной камере, принятое равным атмосферному; и начальное давление в полости P_{c0} , равное $1 \cdot 10^9$ Па. В качестве граничного условия на стенке камеры принималось условие непротекания [3]:

$$u(x_c, t) = 0, \quad (4)$$

где x_c – координата стенки камеры. В качестве граничного условия на поверхности разрядной полости принималась зависимость скорости поверхности полости от времени:

$$u(x_n, t) = v(t). \quad (5)$$

где функция $v(t)$ представлена в виде [3]:

$$v(t) = \begin{cases} 0.1v_{\max} \left(1 + \frac{9t}{0.1\tau} \right) & \text{при } t \leq 0.1\tau \\ v_{\max} \left(1 - \frac{0.2t - 0.1\tau}{0.9\tau} \right) & \text{при } t > 0.1\tau \end{cases}, \quad (6)$$

где v_{\max} – максимальная скорость движения поверхности полости, τ – время разряда. Вид функции $v(t)$ будет зависеть от режима ввода энергии разряда.

С использованием данной модели были исследованы гидродинамические процессы при электрическом разряде в замкнутых разрядных камерах разных размеров. Результаты расчета для камеры характерным размером $X_c=0,25$ м и параметров разряда $v_{\max}=300$ м/с, $\tau=3.5 \cdot 10^{-5}$ с приведены на рисунках 1, 2 и 3.

Анализ результатов расчета показывает, что гидродинамические процессы при электрическом разряде в замкнутом объеме жидкости качественно и количественно различаются при различных относительных размерах камер.

В случае, когда разрядная камера имеет достаточно большие размеры, течение в большей степени определяется процессами, связанными с прохождением прямых и отраженных волн сжатия. При этом до прихода возмущения на стенку камеры течение развивается также как и при электрическом разряде в безграничном объеме жидкости.

При внезапном возникновении движения от полости отходит возмущение в виде волны сжатия с достаточно пологим фронтом (рис. 1). При дальнейшем ускорении полости образуются новые возмущения. Они догоняют волну сжатия и увеличивают ее интенсивность, в результате чего давление на фронте растет, а сам фронт становится круче.

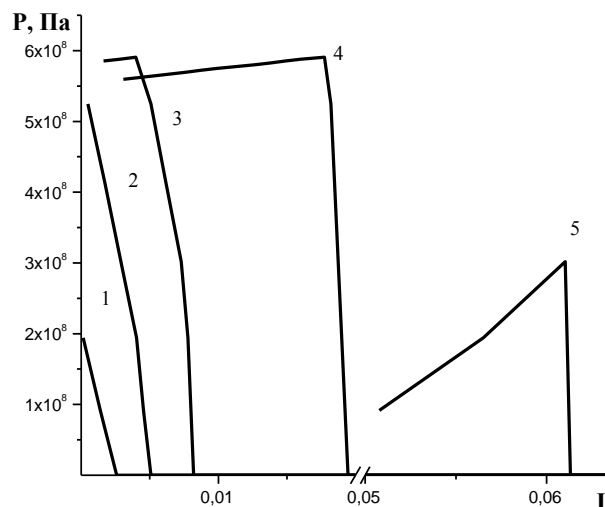


Рис.1 Давление в жидкости по длине разрядной камеры в моменты времени: 1 – $1 \cdot 10^{-6}$ с; 2 – $3 \cdot 10^{-6}$ с; 3 – $5 \cdot 10^{-6}$ с; 4 – $1 \cdot 10^{-5}$ с; 5 – $3 \cdot 10^{-5}$ с

К некоторому моменту времени фронт волны сжатия вырождается во фронт ударной волны, при переходе через который гидродинамические величины изменяются скачкообразно.

В соответствии с принятым граничным условием (6), в момент времени, когда скорость поверхности падает, полость начинает генерировать волны разрежения, которые догоняют ударный фронт и снижают его интенсивность. В результате давление на фронте ударной волны начинает снижаться (см. линию 5 на рис. 1). С этого момента времени давление на фронте ударной волны всегда больше, чем в любой другой точке жидкости.

Подойдя к стенке камеры, ударный фронт отражается от нее и начинает двигаться назад в сторону полости. В момент прихода ударной волны на стенку давление на ней повышается скачкообразно до величин гораздо больших давления в подходящей волне (рис. 2). При этом максимум давления в камере наблюдается на стенке. По мере движения волны к парогазовой полости давление падает за счет сжатия последней.

В действительности при понижении давления в жидкости до критической величины, значение которой близко к нулю, жидкость начинает кавитировать, и ее физические свойства резко меняются, изменяя характер гидродинамических процессов. Поэтому данная модель не описывает реальный процесс при давлениях в жидкости меньших критического и расчетная кривая для этой области показана пунктиром (рис. 3).

Если камера относительно невелика, то к моменту прихода ударной волны к стенке полость все еще увеличивается. Результаты расчета для камеры характерным размером $X_c=0,05$ м и параметров разряда $v_{max}=300$ м/с, $\tau=3,5 \cdot 10^{-5}$ с приведены на рисунке 4.

К тому же при других неизменных параметрах уменьшение объема камеры ведет к увеличению степени объемного сжатия жидкости разрядной полостью.

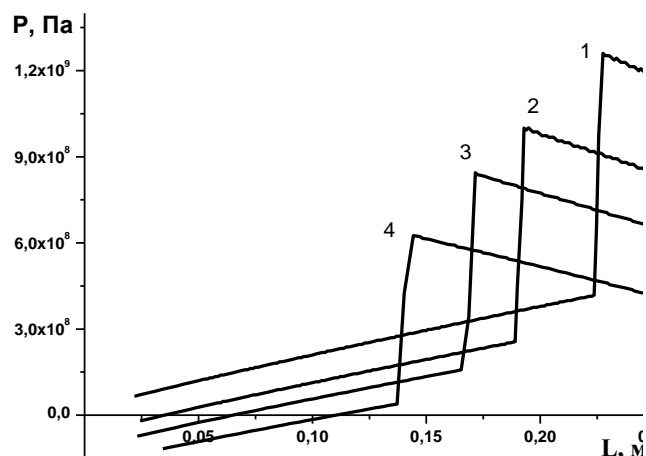


Рис. 2 Давление в жидкости по длине разрядной камеры в моменты времени: 1 – $1,2 \cdot 10^{-4}$ с; 2 – $1,5 \cdot 10^{-4}$ с; 3 – $1,7 \cdot 10^{-4}$ с; 4 – $2 \cdot 10^{-4}$ с

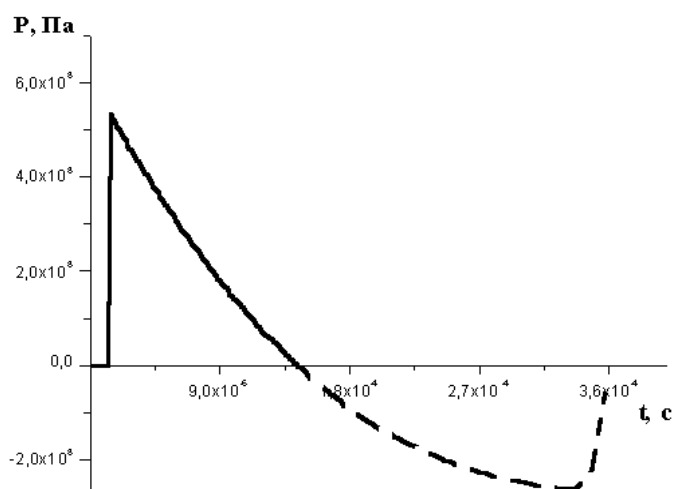


Рис. 3 Зависимость давления в жидкости на расстоянии 0,025 м от центра разряда от времени

В таком случае отраженная от стенки ударная волна накладывается на общее давление в камере, в результате чего давление на фронте значительно повышается. При достаточно малых объемах камеры может произойти много переотражений волны от стенки и поверхности полости прежде, чем волна затухнет, и давление в камере начнет снижаться при схлопывании разрядной полости (см. рис. 4). Следовательно, в случае относительно малых камер не будут возникать области развитой кавитации.

В качестве критерия, определяющего относительный размер камеры, можно принять коэффициент K , равный отношению характерного времени разряда ϕ к времени достижения первичной волной сжатия стенки камеры:

$$K = \frac{\tau}{t_w}, \quad (7)$$

где

$$t_w = \frac{l}{a}, \quad (8)$$

где l - расстояние от центра разряда до стенки камеры, a - скорость звука в невозмущенной жидкости. Если отношение (7) значительно меньше единицы, то камеру можно отнести к относительно большим. Если отношение (7) значительно больше единицы, то разрядная камера относится к относительно малым камерам.

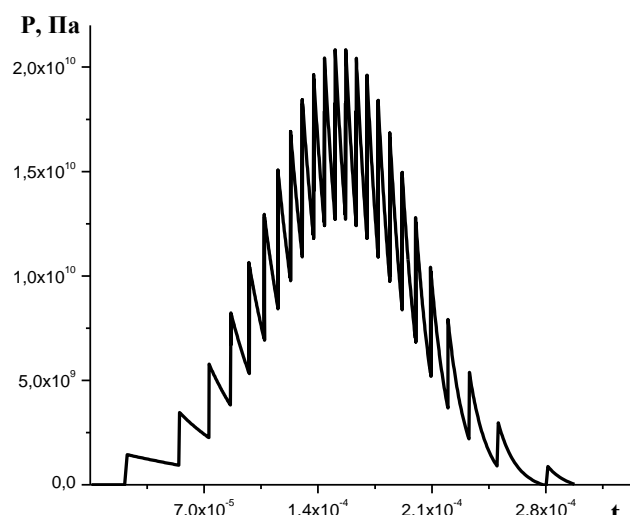


Рис. 4 Зависимость давления в жидкости на стенке камеры от времени

Таким образом, анализируя результаты расчета гидродинамических процессов при электрическом разряде в замкнутом объеме жидкости можно сделать следующие выводы.

1. Гидродинамические процессы при электрическом разряде в замкнутом объеме жидкости качественно зависят от относительного размера разрядной камеры.
2. В относительно больших камерах гидродинамические процессы в большей определяются движением волн сжатия, а в относительно малых – объемным сжатием жидкости, причем критерием относительного размера можно считать отношение характерного времени разряда и времени движения ударной волны до стенки камеры.
3. Возникновение кавитации при электрическом разряде в замкнутом объеме жидкости можно ожидать в относительно больших камерах.

Литература

1. Гулый Г. Научные основы разрядноимпульсных технологий. – К.: Наукова думка, 1990. – 208 с.
2. Малюшевский П.П. О механизме тонкого измельчения материалов при электрическом взрыве в ограниченном объеме // Электронная обработка материалов. – 1982. – №3. – С.58-63.
3. Иванов А.В., Шамко В.В., Иванов В.В. Исследование пространственного движения жидкости при подводном искровом разряде // Электрический разряд в жидкости и его применение. – Киев: Наук. думка, 1977. – С.8-15.

Электрогидроимпульсная технология в ряде случаев является эффективной для тонкого помола твердых материалов [1]. Однако физический механизм процессов диспергирования материалов в электрогидроимпульсных установках изучен еще недостаточно и остается на уровне гипотез. Углубление знаний о механизме электрогидроимпульсного диспергирования позволит выбирать рациональные конструктивные и технологические параметры электрогидроимпульсных устройств.

Существуют различные предположения в отношении механизма электрогидравлического диспергирования. Предполагается, что основную роль в разрушении частиц материала играет ударная волна, генерируемая каналом искрового разряда [1]. При прохождении фронта волны в куске материала возникают напряжения растяжения и сдвига, превышающие предел прочности материала и образуется система микротрещин. Под действием поля напряжений между фронтом волны и волны разряжения происходит их раскрытие [2]. Для реальных электроразрядных установок длина фронта ударной волны составляет 1,5 – 6 мм, следовательно, более мелкие частицы будут разрушаться менее эффективно, что подтверждено экспериментально [2]. Однако электрогидроимпульсная технология позволяет получать частицы до размеров менее 2 мкм [2]. Предполагается, что происходит смена электровзрывного механизма разрушения на кавитационный. Присутствующие в жидкости зародышевые пузырьки растут в волне разряжения, которая следует за фронтом ударной волны, а затем схлопываются с образованием высокоскоростных струй и волн сжатия, длина фронта которых значительно меньше длины фронта первичных электровзрывных волн. Кроме того, жидкость, приводимая в движение пульсациями разрядной полости, перемещает суспензию, в процессе чего частицы могут истираться.

Существование кавитации при импульсном электрическом разряде в жидкости подтверждено многими исследователями. Согласно наблюдениям, проведенным в работе [2], при импульсном электрическом разряде в камере возникает локальная кавитационная область, пульсирующая синхронно с разрядной полостью. Волна сжатия отражается от свободной поверхности жидкости в виде интенсивной волны разряжения, в результате чего кавитация охватывает весь объем жидкости.

Для выяснения роли кавитации жидкости в электрогидроимпульсном диспергировании частиц авторы провели теоретические исследования динамики процесса кавитации при импульсном электрическом разряде в камерах.

Результаты моделирования гидродинамических процессов при импульсном электрическом разряде в камере показывают, что рост разрядной полости вызывает движение волны сжатия в жидкости. Если камера достаточно большая, то волна сжатия не успевает отразиться от стенки камеры, а разрядная полость уже замедляет движение и захлопывается. В результате за фронтом волны сжатия образуется фронт разряжения [3]. Давление во фронте разряжения может упасть ниже критической величины (рис. 1), приблизительно равной давлению насыщенных паров жидкости, в результате чего возможно возникновение области кавитации, бегущей вместе с фронтом [3].

В относительно малых камерах за фронтом волны сжатия не образуется интенсивный фронт разряжения, так как во время движения фронта сжатия к стенке камеры и обратно разрядная полость все еще расширяется и сжимает жидкость. Может произойти многократное отражение волны сжатия, прежде чем разрядная полость начнет сжиматься. В таком случае давление в жидкости не снижается до критической величины и область кавитации не возникнет [3].

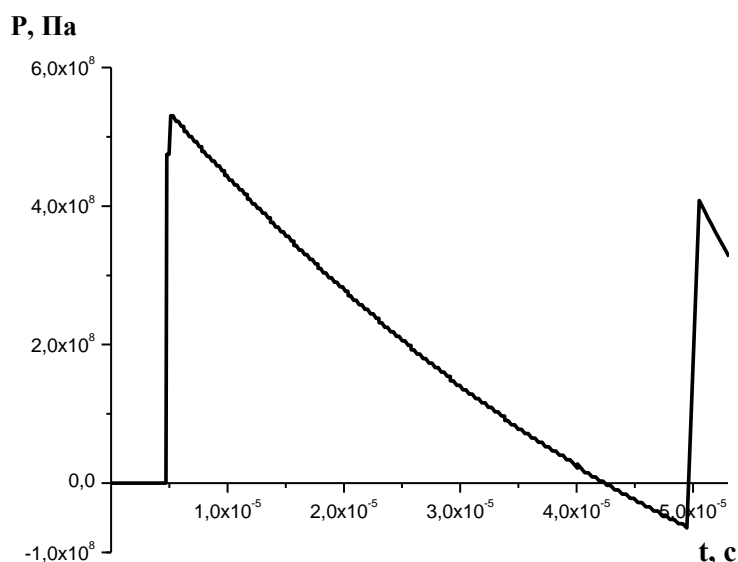


Рис. 1 Зависимость давления в точке жидкости от времени при подводном импульсном электрическом разряде в относительно большой замкнутой камере

Источником кавитации жидкости являются зародышевые пузырьки воздуха движение которых при внешнем воздействии достаточно точно описывается уравнением Нолтинга – Непайраса:

$$RR'' + \frac{3}{2}R'^2 + \frac{1}{\rho} \left(f + P_a + \frac{2\sigma}{R} - \left(P_a + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right) = 0, \quad (1)$$

где R – радиус кавитационной полости; ρ – плотность жидкости; F – внешнее воздействие; P_a – внешнее статическое давление; σ – поверхностное натяжение жидкости; R_0 – начальный радиус кавитационной полости; γ – показатель политропы.

Результаты расчетов динамики кавитационной полости при электровзрывном воздействии с использованием уравнения (1) показывают, что в относительно малых камерах зародышевые пузырьки в течение разряда находятся в условиях сжатия и не превращаются в кавитационную полость. В относительно больших камерах кавитационный зародыш сначала сжимается в проходящем фронте сжатия, а затем интенсивно растет во фронте разряжения, когда давление падает ниже критического. Свободный рост кавитационной полости продолжается до прихода к ней волны сжатия, после чего благодаря инерции полость некоторое время замедленно растет и захлопывается за время, значительно меньше времени расширения.

Длительность импульса разряжения τ определяется временем между моментом падения давления во фронте разряжения до критической величины и моментом прихода отраженной волны сжатия или волны сжатия при повторном расширении разрядной полости и при прочих равных условиях зависит от положения точки. Расчетные кривые зависимости радиуса кавитационной полости от времени при различных τ приведены на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что существует некоторый диапазон τ , в котором происходит интенсивное захлопывание кавитационной полости. Если τ мало (линия 4), то до прихода волны сжатия кавитационный зародыш не успевает превратиться в кавитационную полость. При дальнейшем увеличении τ (линия 3) полость под действием фронта разряжения успевает вырасти в десятки раз и в момент прихода волны сжатия захлопывается с большой скоростью. Дальнейшее увеличение τ (линия 1 и 2) приводит к тому, что к моменту прихода

волны сжатия полость увеличивается в сотни раз и приобретает такое радиальное ускорение, что реагирует на импульс сжатия лишь кратковременным замедлением роста и незначительным сжатием. Далее, после прохождения фронта волны сжатия, полость продолжает расширяться, не захлопываясь.

При наличии свободной поверхности жидкости гидродинамические процессы текут иначе, чем в замкнутом объеме. В этом случае кавитационная полость начинает расти во фронте разряжения первичной волны, но длительность импульса разряжения τ не ограничивается временем прихода отраженной волны, так как волна сжатия отражается от свободной поверхности в виде волны разряжения с крутым фронтом (рис. 3). Ее приход к полости не вызывает захлопывания, а только ускоряет рост полости. При этом τ и амплитуда волны разряжения настолько велики, что их действие приводит к неограниченному росту полости.

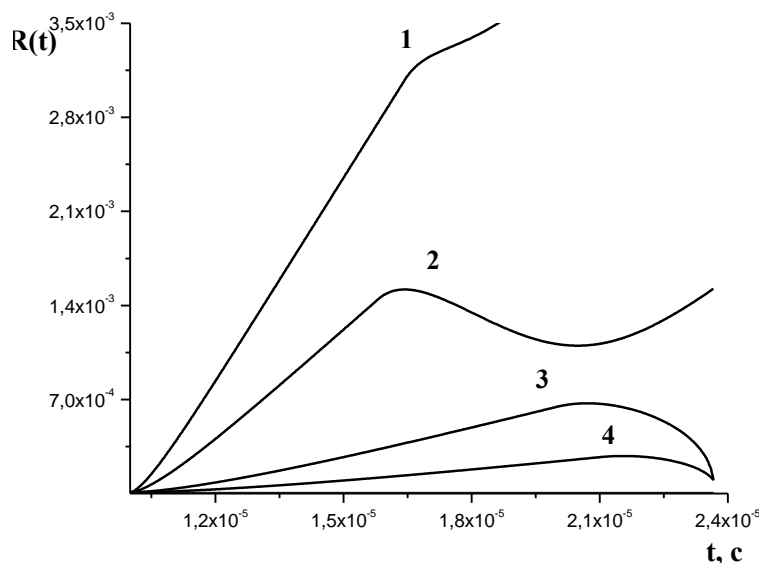


Рис. 2 Зависимость радиуса кавитационной полости от времени при подводном импульсном электрическом разряде в зависимости от времени τ : 1 – $3 \cdot 10^{-5}$ с; 2 – $2,5 \cdot 10^{-5}$ с; 3 – $2 \cdot 10^{-5}$ с; 4 – $1 \cdot 10^{-5}$ с.

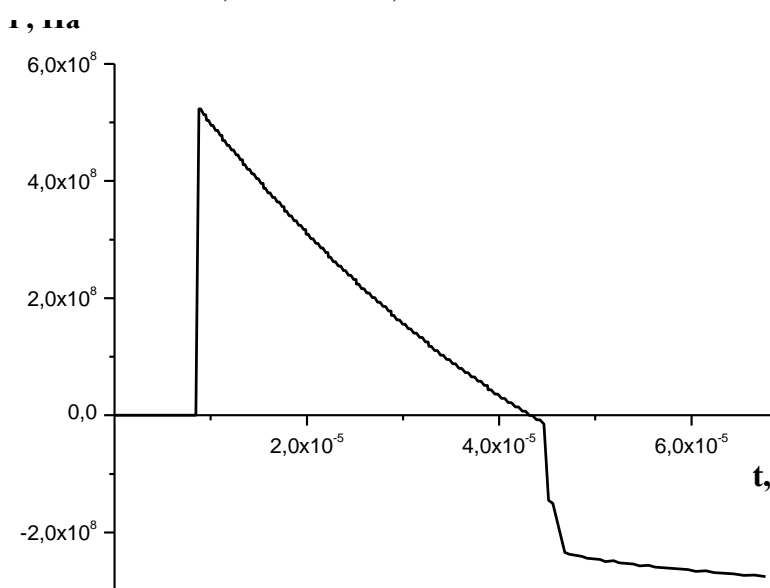


Рис. 3 Зависимость давления в точке жидкости от времени при подводном импульсном электрическом разряде в камере со свободной поверхностью

Таким образом, можно сказать, что в относительно больших камерах интенсивная кавитация, сопровождающаяся интенсивным захлопыванием кавитационных полостей, будет возникать лишь в определенной области, где время между моментом падения давления во фронте разряжения до критической величины и моментом прихода волны сжатия не больше и не меньше пороговых значений. В областях, где τ больше, кавитация приводит к холодному вскипанию жидкости, сопровождающимся возникновением больших полостей (порядка нескольких миллиметров), не ведущих себя как Релеевская полость. Конечно, отрицательное давление в жидкости не может держаться достаточно долго и полости захлопнутся, но этот процесс не будет происходить при интенсифицирующем воздействии волн сжатия и будет менее интенсивным. В областях, где τ меньше, что соответствует областям, прилежащим к стенке камеры и поверхности разрядной полости, кавитация не будет возникать вообще.

Полученные результаты позволяют предположить, что кавитация жидкости при импульсном электрическом разряде не вносит ощутимый вклад в диспергирование частиц материала. Вместе с тем, экспериментальные исследования показывают, что при наличии свободной поверхности при электрогидравлическом измельчении выход тонкого класса увеличивается на порядок по сравнению с измельчением в камере с жидкостью без свободной поверхности. Поэтому можно предположить, что ведущим фактором в механизме электрогидроимпульсного измельчения материалов является взаимодействие частиц при их перемещении в потоке жидкости. Об этом свидетельствует тот факт, что наличие свободной поверхности способствует резкому увеличению относительных перемещений слоев жидкости в объеме камеры. Кроме того, экспериментальные исследования показывают [3], что эффективное тонкое измельчение достигается в установках «сходящихся ударных волн». Положительный эффект в данном случае может быть достигнут не синхронностью разрядов. Положительный эффект в данном случае может быть достигнут из-за не синхронности разрядов. В результате разницы во времени между разрядами волны сжатия, генерируемые разрядными полостями, приходят в камеру не одновременно. При определенной величине сдвига могут создаваться условия, когда полость, выросшая во фронте разряжения первой волны, будет захлопываться во фронте сжатия второй волны. Однако, математическая модель, на которой основаны высказанные предположения, весьма идеализирована и ее адекватность требует дальнейшего экспериментального подтверждения.

Литература

1. Бакуль В.Н., Никитин Ю.И., Уман С.М., Виноградов В.М., Лисисца В.И., Несвитайлов Г.А. Способ дробления сверхтвердых материалов// Электронная обработка материалов. – 1976. - №2. – С.18-22.
2. Малюшевский П.П. О механизме тонкого измельчения материалов при электрическом взрыве в ограниченном объеме// Электронная обработка материалов. – 1982. - №3. – С.58-63.
3. Виноградов Б.В., Федин Д.А. Особенности гидродинамических процессов при импульсном электрическом разряде в ограниченном объеме жидкости// Химия и химическая технология. – 2004. - №2. – С.?-?.

Б.В. Виноградов, Д.А. Федин Управление динамикой процесса кавитации при импульсном электрическом разряде в ограниченном объеме жидкости // Сборник научных трудов Национального горного университета. – Днепропетровск: НГУ, 2005. - №12. – С.49 – 51

С использованием метода характеристик рассмотрена зависимость характера гидродинамических процессов при импульсном электрическом разряде в камере с клапаном различной массы. Установлена принципиальная возможность управления интенсивностью кавитации в электрогидроимпульсных установках регулированием динамических параметров клапана.

With the use of method of descriptions the dependence of character of hydrodynamic processes at the impulsive electric discharge in chamber with the valve of different mass is considered. The principle possibility of cavitation intensity management in the electric discharge devices by regulation of dynamic parameters of valve is set.

Состояние вопроса.

В горной, химической других отраслях промышленности остается нерешенной проблема тонкого и сверхтонкого измельчения минерального сырья. В настоящее время создаются различные устройства для измельчения порошковых материалов, использующих энергию высоковольтного импульсного электрического разряда в ограниченном объеме жидкости [1,2]. Исследования показывают, что ведущим механизмом сверхтонкого измельчения твердых частиц при высоковольтном импульсном электрическом разряде в жидкости является кавитация жидкости. Вместе с тем недостаточно изучено поведение кавитационной полости при электрогидроимпульсном воздействии, что сдерживает создание эффективных измельчительных устройств.

Анализ последних исследований.

Новейшие исследования, свидетельствуют о том, что гидродинамические процессы при высоковольтном импульсном электрическом разряде в ограниченном объеме жидкости существенно зависят от граничных условий [3-5]. Если разряд происходит в закрытой камере, то многократное переотражение волн сжатия от твердых поверхностей приводит к повышению давления в камере и возникновению кавитации мало вероятно. При разряде в камере со свободной поверхностью жидкости образующаяся волна разрежения приводит к вскипанию жидкости, что не позволяет управлять интенсивностью захлопывания кавитационных полостей [3,5]. Кроме того, интенсивность кавитационного воздействия существенно зависит от условий возникновения и захлопывания кавитационных полостей. Воздействие импульсного давления на недостаточно развитую кавитационную полость не позволяет в полной мере выделить энергию при ее захлопывании. Воздействие на полость, выросшую до больших размеров, интенсивным и кратковременным импульсом сжатия не приводит к интенсивному захлопыванию [4-6]. Исследования процессов в камере с подвижной границей немногочисленны и ограничиваются стационарной постановкой задачи. Поэтому, исследование процессов в камере с подвижной границей в нестационарной постановке задачи представляет значительный интерес

Постановка задачи.

Настоящая работа посвящена исследованию гидродинамических процессов при высоковольтном импульсном электрическом разряде в камере, имеющей на выходном отверстии подвижный клапан. Ввиду того, что процессы неустановившиеся рассматривается нестационарная краевая задача течения жидкости в ограниченном объеме жидкости с подвижной границей.

Одномерное осесимметричное нестационарное течение жидкости при импульсном электрическом разряде в жидкости описывается уравнениями гидродинамики

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

и уравнением состояния жидкости в форме Тетта:

$$\frac{P + B}{P_0 + B} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (2)$$

где ρ , P – плотность и давление жидкости; ρ_0 , P_0 – начальные плотность и давление; u – скорость жидкости; γ – показатель адиабаты, принятый равным 7,15; B – константа в уравнении состояния.

Начальные условия для решения системы уравнений (1-2) в невозмущенной жидкости имеют следующий вид

$$P \ll 0 \Rightarrow P_a, u \ll 0 \Rightarrow 0, \rho \ll 0 \Rightarrow \rho_0 \text{ при } x > r_0. \quad (3)$$

Составление краевых условий на клапане представляет известную трудность, так как клапан является подвижной границей, что значительно усложняет математическую модель. Кроме того, модель усложняется протеканием жидкости через изменяющуюся со временем свободную поверхность. Однако модель может быть упрощена, если предположить, что волновые процессы в камере происходят значительно быстрее, чем процесс вытекания жидкости через свободную поверхность. В таком случае граничное условие на клапане можно записать в виде дифференциального уравнения движения непроницаемого поршня.

Дифференциальное уравнение движения поршня без учета сил трения имеет вид

$$\frac{du}{dt} = \frac{s}{m} \Delta P, \quad (4)$$

где m , s – масса и площадь поверхности клапана, соответственно; ΔP – разность давления в прилежащем к поршню слое жидкости и внешнего давления.

Уравнение (4) дополним условием, что массовая скорость жидкости на границе совпадает со скоростью движения твердой границы

$$u = \frac{dx}{dt}. \quad (5)$$

Целью данной работы являлось определение закономерностей волновых и кавитационных процессов при импульсном электрическом разряде в камере с клапаном и их зависимость от динамических характеристик клапана.

Обсуждение результатов исследования.

Совместное решение уравнений (1) и (2) при начальных и граничных условиях (3) – (5) осуществлялось численным методом характеристик.

Согласно принятой модели, в начальный момент времени от поверхности разрядной полости отходит волна сжатия и движется к границе камеры. Расчеты показывают, что гидродинамические процессы в камере с клапаном различной массы протекают практически одинаково до момента прихода прямой волны сжатия к отражающей поверхности. На рис. 1 представлен профиль отраженной волны сжатия при импульсном электрическом разряде в камере с клапаном электрогидроимпульсной установки при параметрах $L=0,07$ м, $P_{п0}=1 \cdot 10^8$ м, $\tau_p=0,85$ с.

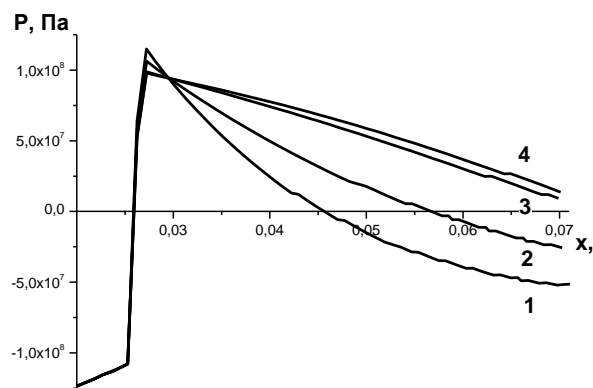


Рис. 1. Профиль волны сжатия отраженной от границы разрядной камеры в момент времени $t=7,75 \cdot 10^{-5}$ с: 1 – $m=50$ г; 2 – $m=100$ г; 3 – $m=500$ г; 4 – $m=1000$ г

Отразившись от границы камеры, волна сжатия движется обратно в сторону разрядной полости. В случае если масса клапана составляет 1 кг, то отраженная волна сжатия представляет собой отраженную ударную волну, давление за фронтом которой монотонно падает (линия 4 на рис. 1). Динамика колебаний давления в точке объема камеры приведена на рис. 2, а динамика движения клапана различной массы при взаимодействии с волной сжатия – на рис. 3. Анализ данных показывает, что в случае высоковольтного импульсного электрического разряда в камере с клапаном массой 1 кг приводит к тому, что падение давления ниже давления насыщенных паров возможно лишь в течение короткого промежутка времени в период захлопывания разрядной полости (линия 4 рис. 2).

Надо отметить, что в случае массивного клапана течение в камере происходит аналогично течению в закрытой камере. Если принять, что рост кавитационной полости начинается в момент времени, когда давление в жидкости падает ниже давления насыщенных паров воды, то время существования кавитации ограничено. В точке $x=0,03$ м при указанных параметрах разряда время существования кавитации составляет 20 мкс. Как показано в работе [5], данного времени может быть недостаточно для того, чтобы кавитационный зародыш выродился в кавитационную полость до момента прихода в данную точку объема фронта сжатия. В случае клапана массой 500 г характер течения отличается незначительно (линия 3 на рис. 1-2).

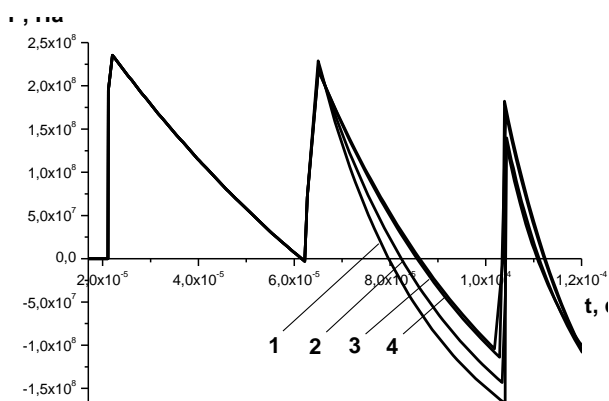


Рис. 2. Динамика колебаний давления в точке $x=0,03$ м камеры при высоковольтном импульсном электрическом разряде с параметрами $L=0,07$ м; $P_{п0}=1 \cdot 10^8$ м; $\tau_p=0,85$ с: 1 – $m=50$ г; 2 – $m=100$ г; 3 – $m=500$ г; 4 – $m=1000$ г

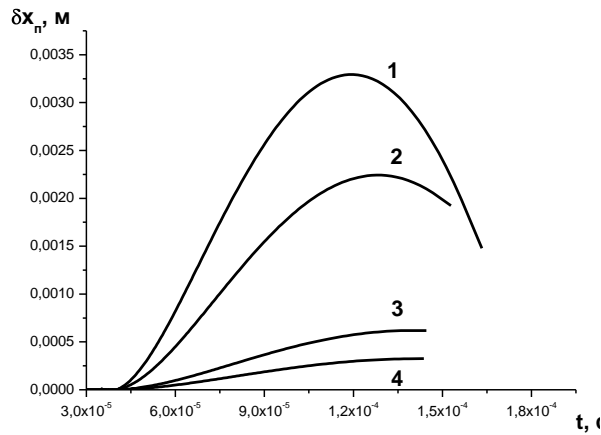


Рис. 3. Динамика клапана при высоковольтном импульсном электрическом разряде с параметрами $L=0,07$ м; $P_{п0}=1 \cdot 10^8$ Па; $\tau_p=0,85$ с: 1 – $m=50$ г; 2 – $m=100$ г; 3 – $m=500$ г; 4 – $m=1000$ г

В случае если масса клапана имеет величину 100 г, то давление за фронтом отраженной волны сжатия падает интенсивней (линия 2 на рис. 1). Это происходит потому, что прямая ударная волна, отражаясь от поверхности клапана, приводит его в движение и жидкость, находящаяся между отраженным фронтом и подвижной границей, растягивается. В этом случае длительность периода, когда давление в точке $x=0,03$ м меньше нуля больше и составляет 23 мкс. При дальнейшем уменьшении массы клапана до 50 г время существования кавитации увеличивается до 25 мкс. Амплитуда импульса разряжения при уменьшении массы клапана от 1 кг до 50 г увеличивается от $1,0 \cdot 10^8$ Па до $1,8 \cdot 10^8$ Па. Изменение параметров импульса разряжения влияет на динамику кавитационной полости.

На рис. 4 представлена динамика развития кавитационной полости при импульсном электрическом разряде в камере с клапаном различной массы.

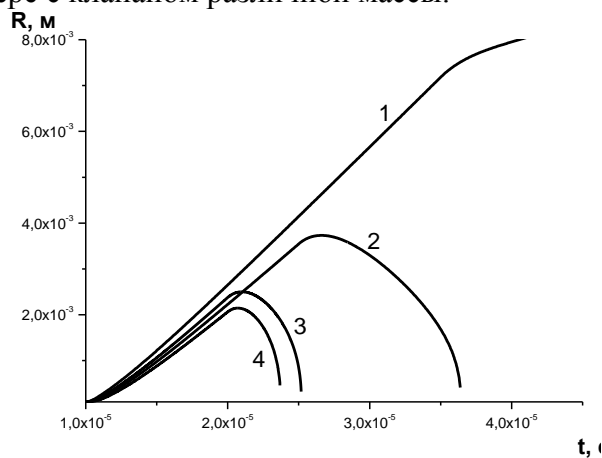


Рис. 4. Зависимость радиуса кавитационной полости от времени в точке $x=0,03$ м при импульсном электрическом разряде в камере с клапаном массой: 1 – $m=50$ г; 2 – $m=100$ г; 3 – $m=500$ г; 4 – $m=1000$ г

Моделирование динамики кавитационной полости осуществлялось путем интегрирования уравнения Нолтинга-Непайраса [6]. Анализ представленных данных свидетельствует об изменении характера движения полости при изменении массы клапана. При уменьшении массы клапана от 1 кг до 100 г максимальный радиус кавитационной полости с начальным радиусом $1 \cdot 10^{-4}$ м под действием импульса разрежения увеличивается от 20 до 35 раз и составляет $2 \cdot 10^{-3}$ и $3,5 \cdot 10^{-3}$ м соответственно. Дальнейшее уменьшение массы клапана приводит к тому, что полость в проходящем импульсе разрежения приобретает на столько высокую скорость расширения, что не захлопывается под действием интенсивного, но короткого импульса сжатия.

Зависимость интенсивности захлопывания кавитационной полости от массы клапана свидетельствуют о возможности управления интенсивностью кавитации в камере посредством варьирования динамическими характеристиками клапана. Существует оптимальная величина массы клапана, при котором интенсивность кавитационного воздействия максимальна. Для данных условий эксперимента оптимальная величина массы клапана находится в интервале 100÷500 г. Однако следует отметить, что настоящее исследование дает качественные результаты и требует экспериментального уточнения.

Основные выводы.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

- Высоковольтный импульсный электрический разряд в камере с подвижной твердой границей сопровождается возникновением кавитации жидкости.
- Существует возможность управления интенсивностью кавитации в камере электрогидроимпульсной установки посредством варьирования динамическими характеристиками клапана.
- Существует оптимальная величина массы клапана, при котором интенсивность кавитационного воздействия максимальна.

Список литературы

4. Способ дробления сверхтвердых материалов/ Бакуль В.Н., Никитин Ю.И., Уман С.М., Виноградов В.М., Лисисца В.И., Несвитайлов Г.А. // Электронная обработка материалов. – 1976. – №2. – С.18-22.
5. Виноградов Б.В., Емельяненко В.И, Федин Д.А. О влиянии конструкции разрядной камеры на эффективность преобразования энергии в электрогидроимпульсных установках// Вопросы химии и химической технологии. – 2005. – №1. – С.189-192.
6. Виноградов Б.В., Федин Д.А. Экспериментальное и теоретическое исследование тонкого электрогидроимпульсного измельчения материалов // Новые огнеупоры. – 2005. – №3. – С.41-43.
7. Виноградов Б.В., Федин Д.А. Особенности гидродинамических процессов при импульсном электрическом разряде в ограниченном объеме жидкости// Химия и химическая технология. – 2004. – №2. – С.190-192.
8. Виноградов Б.В., Федин Д.А. О механизме сверхтонкого электрогидроимпульсного измельчения материалов// Сборник научных трудов НГУ. – 2004. – №19. – Т. 5. – С.115 - 119.
9. Виноградов Б.В., Федин Д.А. Влияние частоты и амплитуды ультразвуковых колебаний на интенсивность кавитации// Вопросы химии и химической технологии. – 2003. – №4. – С.141-144.

УДК 66.088

Федин Д.А. Исследование динамики кавитации при импульсном электрическом разряде в камере с упругим элементом // Вопросы химии и химической технологии. – Дніпропетровськ: УДХТУ, 2005. - №4. – С.171-174

С использованием метода характеристик рассмотрена зависимость характера гидродинамических процессов при импульсном электрическом разряде в камере с клапаном, оснащенный поджимной пружиной. Установлена принципиальная возможность управления интенсивностью кавитации в электрогидроимпульсных установках регулированием жесткости пружины.

The results of computation of hydrodynamic processes at the impulsive electric discharge chamber with the valve, equipped by the screwing spring, are resulted. The dependence of cavity dynamics from inflexibility of spring is considered. It is shown, that the change of inflexibility of spring allows to manages by intensity of cavitation. It is set, that there is an optimum value of inflexibility of spring, at which intensity of cavitation is maximal.

В настоящее время электрогидроимпульсная технология тонкого и сверхтонкого измельчения порошков находит реализацию в различных технических решениях [1,2,3]. Однако теория электрогидроимпульсного разрушения недостаточно развита. В частности не достаточно исследованы закономерности динамики кавитации жидкости в ограниченном объеме жидкости как одного из факторов разрушения твердых частиц. В настоящей работе производится теоретическое исследование динамики кавитации жидкости при высоковольтном импульсном электрическом разряде в камере с клапаном, оснащенный поджимной пружиной.

Одномерное осесимметричное нестационарное течение жидкости при импульсном электрическом разряде в жидкости описывается уравнениями гидродинамики [4]

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \end{cases}, \quad (1)$$

и уравнением состояния жидкости в форме Тетга:

$$\frac{P + B}{P_0 + B} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma. \quad (2)$$

где ρ , P – плотность и давление жидкости, ρ_0 , P_0 – начальные плотность и давление, u – скорость жидкости, γ – показатель адиабаты, принятый равным 7,15, B – константа в уравнении состояния.

Граничное условие для решения уравнений (1,2) при течении жидкости в разрядной камере с клапаном можно представить в виде дифференциального уравнения движения непроницаемого поршня. Дифференциальное уравнение движения поршня без учета сил трения имеет вид

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{m} \Delta P - c \delta x, \quad (3)$$

где m , s – масса и площадь поверхности клапана, соответственно;

ΔP – разница давлений на клапане;

c – жесткость поджимной пружины;

δx – перемещение клапана.

Дополним систему уравнений (1-3) условием, что массовая скорость жидкости на границе совпадает со скоростью движения твердой границы

$$u = \frac{dx}{dt}, \quad (4)$$

Решение системы уравнений (1-2) с граничными условиями (3-4) осуществлялось численным методом характеристик.

На рис. 1-5 представлены результаты моделирования гидродинамических процессов в камере с подпружиненным клапаном.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что гидродинамические процессы в камере с клапаном протекают аналогично процессам в закрытой камере до момента прихода первичной волны сжатия, генерируемой разрядной полостью, к клапану. Дойдя до границы жидкости, волна отражается в виде волны сжатия и приводит в движение клапан. Дальнейшее поведение волны зависит от динамических параметров клапана.

На рис. 1 представлен профиль волны сжатия, отраженной от клапана массой 10 г с пружиной с жесткостью $1 \cdot 10^7$ Н/м.

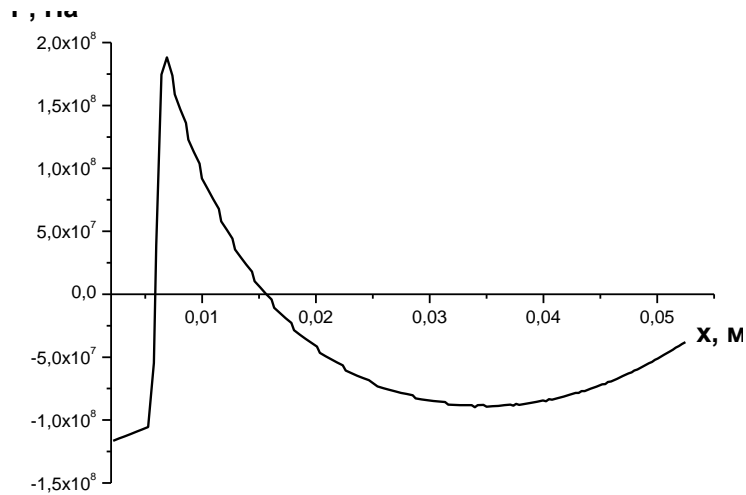


Рис. 1 Профиль волны сжатия отраженной от клапана разрядной камеры при параметрах $L = 0,05 \text{ м}$, $P_{П0} = 1 * 10^8 \text{ м}$, $\tau_p = 0,85 * 10^{-5} \text{ с}$, $m = 10 \text{ г}$, $c = 1 * 10^7 \text{ Н/м}$ в момент времени $t = 6 * 10^{-5} \text{ с}$.

Из рис. 1 видно, что за фронтом отраженной волны сжатия давление быстро падает. В момент времени $6 * 10^{-5} \text{ с}$ между фронтом волны и клапаном образуется область разрежения, формирующаяся вследствие того, что жидкость, находящаяся между фронтом волны и подвижным клапаном растягивается. В работе [5,6] показано, что высоковольтный импульсный электрический разряд в закрытой камере не сопровождается образованием указанной выше области разрежения. Падение давления в жидкости ниже давления насыщенных паров возможно лишь в течение короткого промежутка времени в период захлопывания разрядной полости.

На рис. 2 представлен профиль волны сжатия, отраженной от клапана массой 10 г с пружиной с жесткостью $3 * 10^8 \text{ Н/м}$. Из рис. 2 видно, что при высоковольтном импульсном электрическом разряде в камере с клапаном с пружиной относительно большой жесткостью отраженная волна представляет собой последовательность из двух волн, первая из которых представляет собой фронт отраженной волны сжатия, вторая - пологий импульс сжатия.

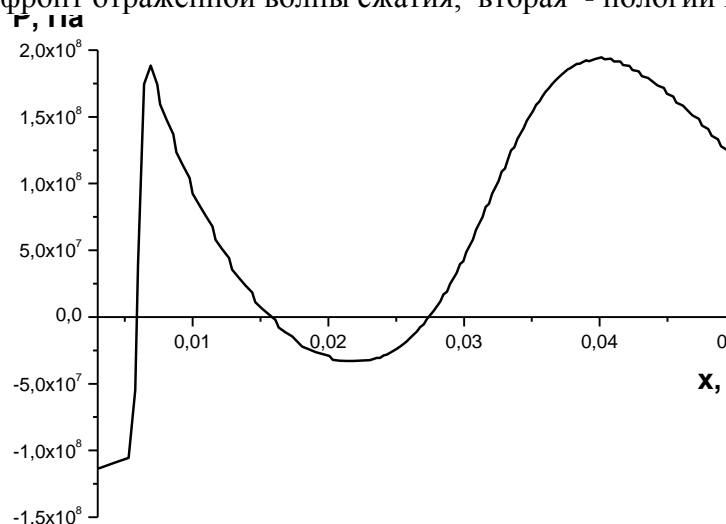


Рис. 2 Профиль волны сжатия отраженной от клапана разрядной камеры при параметрах $L = 0,05 \text{ м}$, $P_{П0} = 1 * 10^8 \text{ м}$, $\tau_p = 0,85 * 10^{-5} \text{ с}$, $m = 10 \text{ г}$, $c = 3 * 10^8 \text{ Н/м}$ в момент времени $t = 6 * 10^{-5} \text{ с}$.

Сопоставление во времени динамики клапана (рис. 3) и течения жидкости позволяет сделать вывод о том, что источником пологого импульса сжатия является движущийся в обратном направлении клапан под действием силы упругости со стороны поджимной пружины.

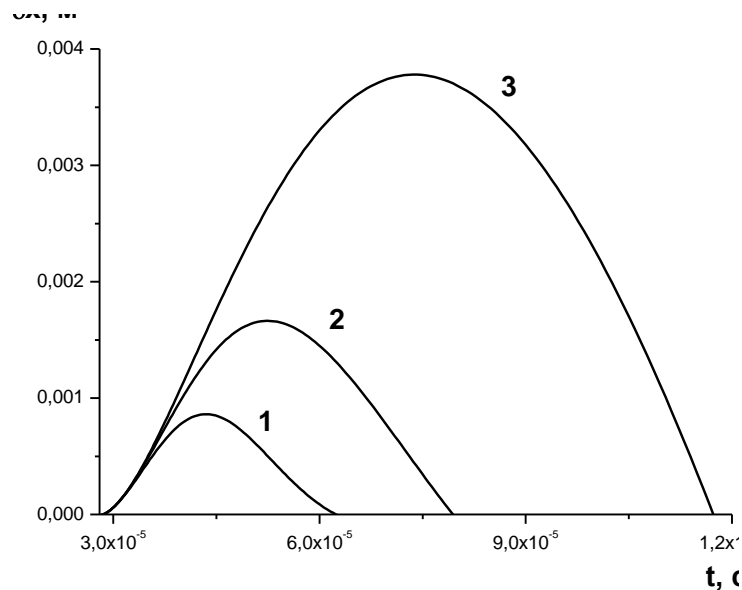


Рис. 3 Динамика клапана при высоковольтном импульсном электрическом разряде с параметрами $L = 0,05$ м , $P_{П0} = 1 * 10^8$ м , $\tau_p = 0,85 * 10^{-5}$ с , $m = 10$ г : 1 - $c = 3 * 10^8$ Н/м; 2 - $c = 1 * 10^8$ Н/м, 3 - $c = 1 * 10^7$ Н/м.

На рис. 4 представлены колебания давления в точке объема камеры при высоковольтном импульсном электрическом разряде в камере с клапаном при различной жесткости пружины. Из рис. 4 видно, что прохождение волны сжатия, отраженной от клапана с пружиной относительно невысокой жесткости (линия 3), вызывает в точке объема камеры ударный импульс сжатия и следующий за ним импульс разрежения. Давление в импульсе разрежения падает ниже давления насыщенных паров. Известно, что в таких условиях находящиеся в жидкости кавитационные зародыши вырождаются в кавитационные полости и интенсивно растут [7,8]. В момент прихода в данную точку объема импульса сжатия от повторного расширения разрядной полости происходит интенсивное захлопывание кавитационных полостей с высвобождением значительного количества энергии, способной совершать работу по разрушению твердых частиц. Однако существует верхний и нижний пределы длительности и амплитуды импульса разрежения, вне которых интенсивного захлопывания полостей не происходит [6]. При жесткости пружины $1 * 10^7$ Н/м длительность импульса разрежения составляет 25 мкс, а амплитуда $1,5 * 10^8$ Па. При увеличении жесткости до величины $1 * 10^8$ Н/м длительность импульса разрежения уменьшается до 20 мкс, а амплитуда уменьшается до $0,7 * 10^8$ Па. Дальнейшее увеличение жесткости до величины $1 * 10^8$ Н/м приводит к тому, что давление не успевает упасть ниже давления насыщенных паров до момента прихода следующего импульса сжатия и возникновение области разрежения мало вероятно.

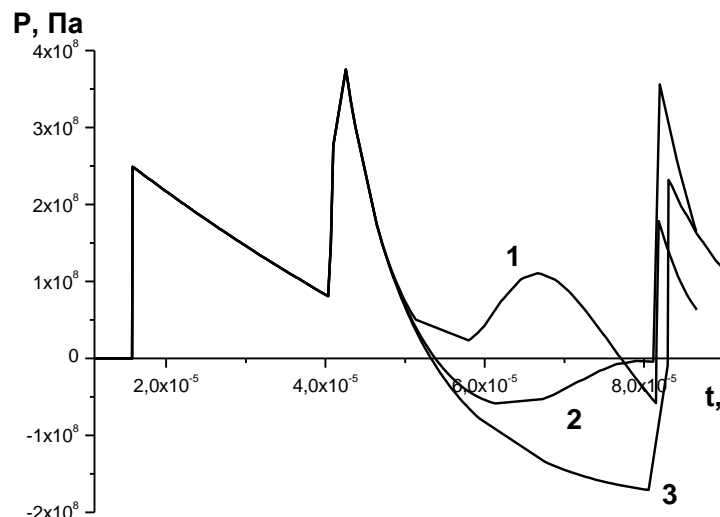


Рис. 4 Динамика колебаний давления в точке $x = 0,03$ м камеры при высоковольтном импульсном электрическом разряде с параметрами $L = 0,05$ м , $R_{\text{П0}} = 1 * 10^8$ м , $\tau_p = 0,85 * 10^{-5}$ с , $m = 10$ г : 1- $c = 3 * 10^8$ Н/м ; 2 - $c = 1 * 10^8$ Н/м, 3 - $c = 1 * 10^7$ Н/м.

Для определения возможности управления интенсивностью кавитационного воздействия на среду посредством изменения динамических параметров клапана были проведены исследования динамики кавитационной полости при электрогидроимпульсном воздействии на жидкость. Моделирование динамики кавитационной полости осуществлялось с использованием уравнения Нолтинга-Непайраса [7,8].

На рис. 5 приведена динамика кавитационной полости в точке объема камеры при различной жесткости пружины клапана. Из рис. 5 видно, что при воздействии импульса разрядения, характерного для импульсного электрического разряда в камере с клапаном с жесткостью пружины $3 * 10^8$ Н/м кавитационная полость увеличивается в 10 раз и захлопывается под действием волны сжатия, излучаемой при повторном расширении разрядной полости (линия 1). Уменьшение жесткости до $1 * 10^8$ Н/м приводит к тому, что кавитационная полость увеличивается в 26 раз и захлопывается под действием волны сжатия, излучаемого поршнем. Дальнейшее уменьшение жесткости до $1 * 10^7$ Н/м приводит к тому, что до момента прихода в точку объема волны сжатия кавитационная полость увеличивается в 80 раз и приобретает на столько высокую скорость расширения, что не захлопывается под действием интенсивного, но короткого импульса сжатия. Поскольку интенсивность микроударных волн, излучаемых при захлопывании кавитационных полостей и приводящих к разрушению твердых частиц, прямо зависит от максимального радиуса кавитационной полости, то можно утверждать, что имеется оптимальная величина жесткости пружины клапана, при которой интенсивность кавитационного воздействия максимальна. Для данных условий эксперимента оптимальная величина жесткости лежит в пределах 10^8 - 10^7 Н/м.

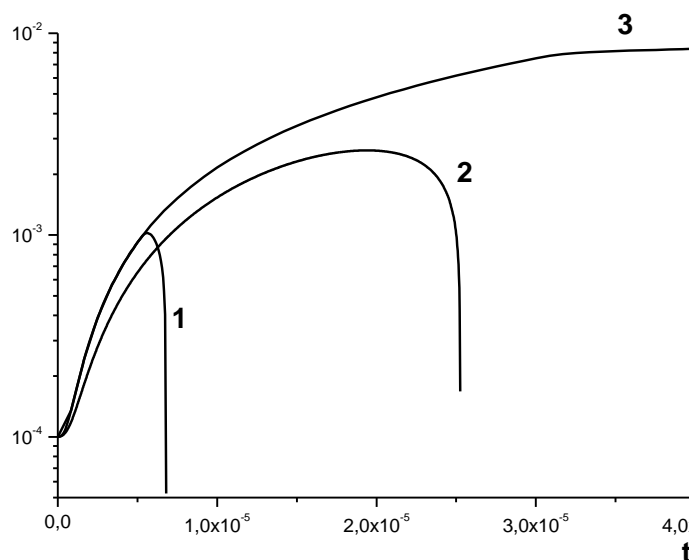


Рис. 5 Зависимость радиуса кавитационной полости от времени в точке $x = 0,03$ м камеры при высоковольтном импульсном электрическом разряде с параметрами $L = 0,05$ м, $P_{\text{ПО}} = 1 * 10^8$ м, $\tau_p = 0,85 * 10^{-5}$ с, $m = 10$ г: 1- $c = 3 * 10^8$ Н/м; 2 - $c = 1 * 10^8$ Н/м, 3 - $c = 1 * 10^7$ Н/м.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. Высоковольтный импульсный электрический разряд в камере с подвижной твердой границей сопровождается возникновением кавитационной области.
2. Использование поджимных пружин различной жесткости позволяет управлять интенсивностью кавитации при высоковольтном импульсном электрическом разряде в камере электрогидроимпульсной установки.

Список литературы

10. Бакуль В.Н., Никитин Ю.И., Уман С.М., Виноградов В.М., Лисисца В.И., Несвитайлов Г.А. Способ дробления сверхтвердых материалов// Электронная обработка материалов. – 1976. - №2. – С.18-22.
11. Виноградов Б.В., Емельяненко В.И., Федин Д.А. О влиянии конструкции разрядной камеры на эффективность преобразования энергии в электрогидроимпульсных установках// Вопросы химии и химической технологии. – 2005. - №1. – С.189-192.
12. Виноградов Б.В., Федин Д.А. Экспериментальное и теоретическое исследование тонкого электрогидроимпульсного измельчения материалов // Новые огнеупоры. – 2005. - №3. – С.41-43
13. Виноградов Б.В., Федин Д.А. Особенности гидродинамических процессов при импульсном электрическом разряде в ограниченном объеме жидкости// Химия и химическая технология. – 2004. - №2. – С.190-192.
14. Виноградов Б.В., Федин Д.А. О механизме сверхтонкого электрогидроимпульсного измельчения материалов // Сборник научных трудов НГУ. - 2004. - №19. - Т. 5. – С.115 - 119.
15. 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.
16. Виноградов Б.В., Федин Д.А. Влияние частоты и амплитуды ультразвуковых колебаний на интенсивность кавитации// Вопросы химии и химической технологии. – 2003. - №4. – С.141-144.