

Модель высоковольтного импульсного электрического разряда в ограниченном объеме жидкости в акустическом приближении

ВИНОГРАДОВ Б.В., ФЕДИН Д.А.

Украинский государственный химико-технологический университет

Наведена модель високовольтного імпульсного електричного розряду у рідині у акустичному наближенні, яка враховує стиснення рідини у обмеженому об'ємі камери. Розглянуто залежність основних закономірностей динаміки розрядної порожнини від параметрів імпульсного розряду. Показано, що пульсації порожнини в обмеженому об'ємі викликають імпульси стиснення. Встановлено зв'язок між амплітудою, тривалістю імпульсу стиснення та електричними параметрами розряду.

Приведена модель высоковольтного импульсного электрического разряда в жидкости в акустическом приближении, учитывающая сжимаемость жидкости в ограниченном объеме камеры. Рассмотрена зависимость основных закономерностей динамики разрядной полости от параметров импульсного разряда. Показано, что пульсации полости в ограниченном объеме вызывают импульсы сжатия. Установлена связь между амплитудой, длительностью импульса сжатия и электрическими параметрами разряда.

The acoustic model of high-voltage impulsive electric discharge in liquid, which consider the liquid compression in bounded volume, is presented. The interdependence of main regularities of discharge cavity by impulsive discharge parameters is considered. It is shown, that cavity pulsations causes an compression impulses in bounded volume. An impulse amplitude, impulse duration and electric parameters of discharge are correlated.

Введение. Высоковольтный импульсный электрический разряд (ВИЭР) в жидкости сопровождается возникновением высоких давлений и скоростей жидкости. Накопленная в течение времени зарядки конденсаторов энергия высвобождается за время порядка 10 – 100 мкс. Полученная мощность позволяет совершать механическую работу как над жидкостью, так и по перемещению, деформации конструктивных элементов электрогидроимпульсных (ЭГИ) камер. Процессы, происходящие в ЭГИ камерах, существенно нелинейны. Для изучения основных закономерностей процесса прямого преобразования электрической энергии в механическую работу необходима надежная математическая модель, описывающие нелинейные процессы при ВИЭР.

1. Постановка задачи. Гидродинамические процессы в ЭГИ камере с учетом сжимаемости достаточно точно можно описать уравнениями гидродинамики Эйлера [1,2]. Однако, существующие алгоритмы решения уравнений достаточно сложны и не универсальны. Поэтому во многих случаях математическую модель ВИЭР упрощают, руководствуясь следующими представлениями. Искра разряда представляет собой плазменный канал с высокой температурой, жидкость из которого удаляется в очень короткий промежуток времени, в результате чего на стенках канала возникают давления в несколько тысяч атмосфер, а в окружающей жидкости образуется ударная волна, распространяющаяся со сверхзвуковой скоростью. Экспериментальными исследованиями показано, что примерно 50% энергии разряда затрачивается на излучение ударной волны. Однако, фронт волны получается очень крутым, а температура и давление в двух слоях жидкости, расположенных рядом, резко различаются, что приводит к большому тепловым потерям энергии волны. Кроме того, из-за очень кратковременного действия ударной волны она не вызывает значительного перемещения жидкости и подвижных частей ЭГИ камер. Поэтому разработка математической модели ВИЭР без учета ударно-волновых процессов является актуальной.

2. Вывод расчетных соотношений. Рассмотрим сферическую разрядную полость, совершающую пуль-

сации в идеальной несжимаемой жидкости. Модель процесса можно представить как расширение сферического поршня в ограниченном объеме жидкости. Тогда для давления p и скорости u в точке пространства r справедливы уравнения движения [3]

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1)$$

и уравнение неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^2 u) = 0, \quad (2)$$

где ρ - плотность жидкости. Если принять движение жидкости безвихревое, то можно ввести потенциал скорости φ таким образом, что

$$u = - \frac{\partial \varphi}{\partial r}. \quad (3)$$

Тогда, подставив выражение (3) в уравнение (1), проинтегрировав его от r до ∞ с учетом того, что при $r=\infty$, $\varphi=0$, $u=0$, $p=p_\infty$, получаем

$$- \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{u^2}{2} + \frac{1}{\rho} \int_{p_\infty}^p dp = 0. \quad (4)$$

Так как жидкость несжимаема, то плотность есть величина постоянная $\rho=\rho_0$, и уравнение (4) преобразуется в уравнение

$$- \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{u^2}{2} + \frac{1}{\rho_0}(p_\infty - p_r) = 0. \quad (5)$$

Из уравнения неразрывности (2) следует что

$$u = \frac{C}{r^2}, \quad (6)$$

где константа интегрирования $C = u \cdot r^2$ и может быть определена из граничных условий. На поверхности разрядной полости радиусом R скорость жидкости равна U . Подставляя величину константы C в уравнение (6), учитывая выражение (3), получаем уравнение пульсации разрядной полости аналогично тому, как это сделано в работе [3]

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho_0} (p_\infty - p_r) = 0. \quad (7)$$

Уравнение (7) представляет собой уравнение пульсаций сферической разрядной полости в жидкости. Поверхность полости является границей раздела «плазма-жидкость», движущейся вследствие разницы давлений внутри полости и в жидкости.

К движению поверхности полости побуждает повышенное давление внутри полости p_r . Быстротечность процесса выделения энергии позволяет считать, что давление в полости изменяется по адиабатическому закону для большей части периода пульсации полости. Тогда выделившаяся в канале мощность расходуется на повышение внутренней энергии полости

$$W = \frac{pV}{\gamma - 1},$$

где W – внутренняя энергия, p – давление, V – объем полости, γ – показатель адиабаты, и на работу расширения полости

$$A = \int_V p dV,$$

где A – работа расширения полости. Пренебрегая потерями можно записать уравнение баланса энергии разрядной полости в виде

$$W + A = E,$$

которое в дифференциальной форме принимает вид

$$p \frac{dV}{dt} + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{dpV}{dt} = N(t), \quad (8)$$

где $N(t)$ – функция, описывающая закон ввода мощности в канал разряда. В виде, удобном для интегрирования уравнение (13) принимает вид

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\gamma - 1}{V} \left(N(t) - p \frac{dV}{dt} \left(1 + \frac{1}{\gamma - 1} \right) \right). \quad (9)$$

Адиабатическое расширение полости в ограниченном объеме разрядной камеры приводит к сжатию заключенной в ней жидкости. Жидкость согласно [4] можно представить упругой сплошной средой с модулем упругости E , значение которого составляет $2,0 \cdot 10^9$ Па при давлениях до 200 МПа. Тогда связь между объемом жидкости и давлением в ней может быть выражена следующим образом

$$\frac{1}{E} = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dp},$$

где v – объем жидкости, или

$$dp = -E \frac{dv}{v}. \quad (10)$$

Проинтегрировав выражение (10) по объему, получим явную зависимость давления жидкости от объема

$$p_\infty = p_0 - E \ln \left(\frac{V_K - V_r}{V_K - V_r^0} \right), \quad (11)$$

где V_K – объем разрядной камеры; V_r^0 , V_r – объем разрядной полости в начальный и произвольный момент времени. Подставив выражения (11) в уравнение (7) получим уравнение

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho_0} \left(p_0 - E \ln \left(\frac{V_K - V_r}{V_K - V_r^0} \right) - p \right) = 0, \quad (12)$$

Решение уравнения (12) совместно с уравнением (9) позволяет вычислить величину давления внутри разрядной полости, ее скорость и радиус в зависимости от времени при известном законе ввода мощности. Сис-

тему уравнений (12) и (9) в настоящее время можно решить только численно. Для решения системы численными методами необходимо задать начальные значения основных гидродинамических параметров полости: радиуса полости, скорости движения поверхности полости и давления содержимого.

Расчетные соотношения, позволяющие определить указанные выше величины, имеют оценочный характер. Результаты расчетов, представленных во многих работах свидетельствуют о том, что различие в динамике полости при варьировании начальных условий хоть и очевидно, однако не является значительным. Кроме того, в моменты времени, большие $0,2\tau$, влияние начальных условий «забывается».

Согласно работе [5], начальный радиус канала является функцией энергии разряда и свойств жидкости

$$R_0 = \left(\frac{3E}{4\pi\rho_{kr}c_v t_{pl}} \right)^{\frac{1}{3}},$$

где E – энергия разряда, затраченная на нагрев содержимого полости (50% энергии, выделившейся в канале разряда), ρ_{kr} – критическое давление пара, c_v – теплоемкость жидкости, t_{pl} – температура плазмы. Начальное давление в полости определяется из выражения [5]

$$P_0 = p_{kr} \left(4 \frac{t_{pl}}{t_{kr}} - 3 \right),$$

где t_{kr} – критическая температура пара жидкости.

Выделение энергии происходит не мгновенно, а в течение промежутка времени, величина которого есть функция параметров электрической цепи. Согласно устоявшимся представлениям [1], промежуток времени, в течение которого происходит выделение энергии с достаточной точностью рассчитывается по выражению

$$\tau = \pi\sqrt{LC},$$

где τ – длительность первого полупериода разряда, L , C – индуктивность цепи и суммарная емкость конденсаторов соответственно. И емкость, и индуктивность могут изменяться в широких пределах, и τ принимает значения от нескольких микросекунд до сотен микросекунд.

Для апериодических разрядов близких к критическому закон ввода мощности можно задать функцией [6]

$$N(t) = \begin{cases} \frac{4t}{\tau^2} E & 0 \leq t \leq 0,5\tau \\ 4(\tau - t) E, 0,5\tau \leq t \leq \tau, \\ \tau^2 & \\ 0 & \tau < t \end{cases}$$

где E – энергия, выделившаяся в канале разряда, определяемая из соотношения

$$E = \eta \frac{U^2 C}{2}, \quad (13)$$

где η – коэффициент, учитывающий неполноту выделения энергии за время τ и потери энергии на излучение волн сжатия на начальной стадии расширения разрядной полости, когда скорость сравнима со скоростью звука в жидкости. По разным оценкам [6] суммарные потери энергии составляют от 30 до 50 % выделившейся энергии.

3. Анализ результатов расчетов. Результаты теоретического исследования ВИЭР в воде с помощью представленной системы уравнений при различных

условиях и сравнение результатов расчетов с экспериментами приводятся ниже.

На рис. 1 представлены основные закономерности динамики разрядной полости на активной стадии разряда ($t \leq \tau$) в неограниченном объеме жидкости при следующих значениях параметров: $U=15 \cdot 10^3$ кВ, $C=2 \cdot 10^{-6}$ Ф, $L=1 \cdot 10^{-6}$ Гн, $A=1 \cdot 10^5$ В²·с·м⁻², $\gamma=1,25$, $\rho_0=1 \cdot 10^3$ кг/м³, $p_0=1 \cdot 10^5$ Па. Расчетное значение количества полезной энергии составило $E=82,5$ Дж, время активной стадии разряда $\tau=6,2 \cdot 10^{-6}$ с, начальный радиус полости $R_0=1,4$ мм, начальное давление в полости $p_0=3,5 \cdot 10^9$ Па.

Из рис. 1 видно, что при ВИЭР на стадии расширения скорость расширения полости достигает значения порядка 10^3 м/с, а давление порядка 10^9 Па, что вызывает интенсивный рост размеров полости. За время активной стадии разряда давление резко снижается до величины порядка 10^7 Па, скорость достигает экстремума в течение первой трети периода разряда и плавно снижается.

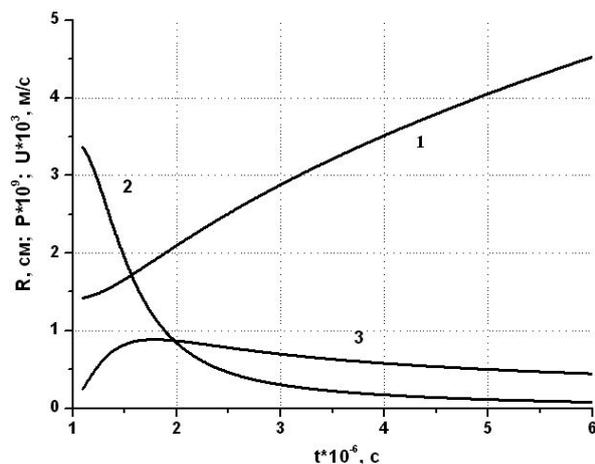


Рис. 1. Изменение радиуса разрядной полости, скорости расширения и давления внутри полости на активной стадии ВИЭР в неограниченном объеме жидкости: 1 – радиус полости, 2 – давление в полости, 3 – скорость поверхности.

Радиус полости продолжает увеличиваться до момента времени порядка 10^{-3} с (рис. 2), после чего происходит сжатие полости со скоростью и давлением, соответствующими стадии расширения, и, когда давление внутри полости становится больше давления в окружающей среде, происходит повторный рост полости (рис. 2). Следует отметить, что при скоростях движения близких к скорости звука в жидкости ($1,4 \cdot 10^3$ м/с) проявляется свойство сжимаемости жидкости и необходимо учитывать потери энергии разряда на излучение волн сжатия. Данная модель не учитывает сжимаемость жидкости. Потери энергии на излучение учитываются коэффициентом η в выражении (13). Период пульсации и максимальный радиус полости растет с увеличением энергии разряда. В неограниченном объеме жидкости величина периода составляет порядка $10^3 \tau$, а величина максимального радиуса полости – нескольких сантиметров соответственно. Время существования разрядной полости в десятки и сотни раз больше времени движения ударной волны по объему разрядной камеры. Полученные значения характеристик пульсаций соот-

ветствуют данным экспериментальных исследований [6], что подтверждает адекватность модели.

На рис. 2 представлены основные закономерности динамики разрядной полости при ВИЭР в ограниченном объеме жидкости при различной энергии разряда. Из рис. 2 видно, что при ВИЭР в ограниченном объеме жидкости период пульсации и максимальный радиус разрядной полости меньше, чем в безграничном объеме. Увеличение напряжения от 10 до 40 кВ привело к увеличению выделившейся энергии с 44 до 279,0 Дж и изменению периода разряда с 8,2 до $4,5 \cdot 10^{-6}$ с. При этом период пульсации полости составляет порядка 100τ а максимальный радиус полости изменяется в пределах от 1,7 до 2,3 см.

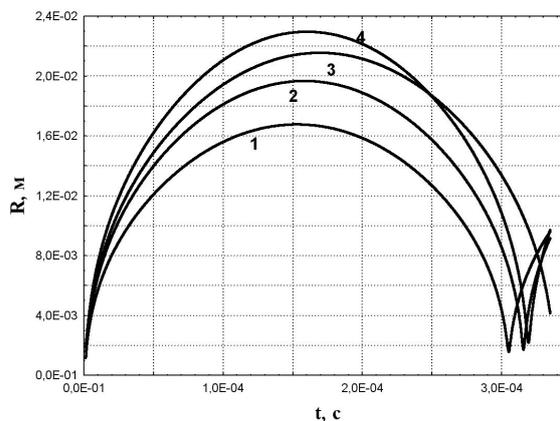


Рис. 2. Динамика разрядной полости при ВИЭР в разрядной камере емкостью 1 л при разном напряжении разряда: 1 – 10 кВ; 2 – 20 кВ; 3 – 30 кВ; 4 – 40 кВ.

Уменьшение периода пульсации и максимального радиуса полости по сравнению с ВИЭР в неограниченном объеме объясняется тем, что рост полости в ограниченном объеме приводит к сжатию заключенной в нем жидкости и росту давления согласно зависимости (19).

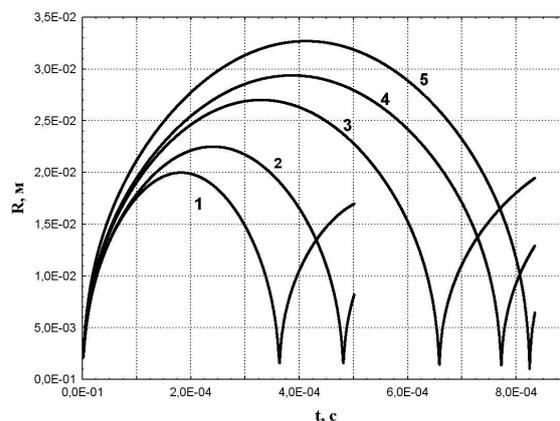


Рис. 3. Динамика разрядной полости при ВИЭР при напряжении $U=40 \cdot 10^3$ кВ в разрядной камере различной емкости: 1 – 0,5 л; 2 – 1 л; 3 – 3 л; 4 – 5 л; 5 – 7 л.

На рис. 3 представлены кривые зависимости радиуса полости от времени при ВИЭР в камере с различ-

ным объемом. Данные свидетельствуют о том, что увеличение объема жидкости приводит к уменьшению степени сжатия и, следовательно, уменьшению максимального давления сжатия. В результате этого период пульсации и максимальный радиус полости увеличивается. На рис. 4 приведены результаты расчета давления в ограниченном объеме жидкости, возникшего в результате ВИЭР и роста разрядной полости.

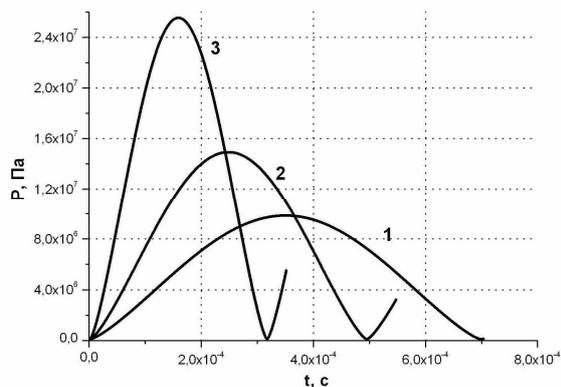


Рис. 4. Динамика изменения давления при ВИЭР с напряжением разряда $U=40 \cdot 10^3$ кВ в камере различной емкости: 1 – 7 л; 2 – 3 л; 3 – 1 л.

Из рис. 4 видно, что рост разрядной полости приводит к возникновению в ограниченном объеме жидкости импульса давления, амплитуда которого зависит от отношения энергии разряда и объема жидкости. При увеличении указанного соотношения амплитуда импульса увеличивается. Так при разряде напряжением $U=40 \cdot 10^3$ кВ уменьшение объема камеры с 7 до 1 л привело к увеличению амплитуды импульса давления от $8,5 \cdot 10^6$ до $2,6 \cdot 10^7$ Па. Длительность импульса уменьшилась от 7 до $3 \cdot 10^{-4}$ с. Длительность ударно-волнового импульса более чем на порядок меньше длительности импульса сжатия полости и перемещение масс, контактирующих с жидкостью незначительно. Если учесть, что ударная волна сравнительно быстро затухает, то становится очевидным, что импульс сжатия разрядной полости способен бо-

лее эффективно преобразовать энергию ВИЭР в механическую работу по перемещению и деформации рабочего элемента ЭГИ устройства.

Выводы

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. Разработанная модель динамики разрядной полости в акустическом приближении является адекватной моделью ВИЭР в безграничном и ограниченном объеме жидкости.
2. Разработанная модель позволяет оценить величину амплитуды и длительности импульса сжатия, возникающего в ограниченном объеме жидкости при ВИЭР, и, следовательно, определить параметры разряда, при которых электрическая энергия более полно преобразуется в механическую работу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградов, Б.В., Федин, Д.А. 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.
2. Барабашова, Г.А., Вовченко, А.И., Каменская, Л.А., Шамко, В.В. Управление гидродинамическими процессами при электровзрывном программируемом многоимпульсном вводе энергии // Акустичний вісник. – 2004, №4. – Том 7. – С. 3-9.
3. Акуличев, В.А. Пульсации кавитационных полостей // Мощные ультразвуковые поля. – М.: Мир, 1968. – С. 167-220.
4. Справочник по гидравлике / Под ред. В.А. Большакова, - 2-е изд., перераб. и доп. – К.: Вища школа, 1984. – 343 с.
5. Спасский, К.Н., Шаумян, В.В. Новые насосы для малых подач и высоких напоров. – М.: Машиностроение, 1973. – 160 с.
6. Подводные искровые разряды/ Иванов, В.В., Швец, И.С., Иванов, А.В. – Киев: Наук. думка, 1982. – 192 с.