

# Влияние парогазовой полости на поле давления в замкнутой разрядной камере с жесткими стенками

В. М. Косенков

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
г. Николаев, 54018, Украина, e-mail: [v.m.kosenkov@gmail.com](mailto:v.m.kosenkov@gmail.com)*

Поступила 11.07.2019  
После доработки 29.11.2019  
Принята к публикации 05.12.2019

Поле давления в разрядных камерах ограниченного объема с жесткими стенками очень часто имеет большое влияние на эффективность технологических процессов, поэтому его определение является актуальной задачей. В результате электрического разряда в жидкости, заполняющей разрядную камеру, образуется полость с более высокой сжимаемостью, чем жидкость в камере. Эта полость на стадии разряда заполнена неидеальной плазмой, а после разряда – паром жидкости и растворенными в ней газами (парогазовая полость). Ее пульсации формируют поле давления в разрядной камере. Подвижная граница парогазовой полости создает большие проблемы в вычислении поля давления в жидкости, особенно после большого количества ее пульсаций. В настоящее время мало изучена роль парогазовой полости в формировании поля давления в разрядной камере. Ее определение – цель данной работы. Исследование выполнено на основе разработанной ранее математической модели электрического разряда в воде, которая в данной статье дополнена соотношениями, существенно повышающими точность вычисления сопротивления канала разряда и выделившейся в нем энергии. Определено, что пульсации парогазовой полости обеспечивают колебания давления в ней в противофазе с давлением в жидкости. Затухают они медленно, поэтому в разрядной камере не устанавливается статическое равновесие между полостью и окружающей ее жидкостью даже после семи пульсаций. Определено влияние изменения оптической прозрачности плазмы на давление в полости и поле давления в жидкости, приводящее к уменьшению уровня давления.

*Ключевые слова:* электрический разряд в воде, математическое моделирование, канал разряда, парогазовая полость, поле давления, разрядная камера

УДК 537.528: 519.6:621.314

DOI: 10.5281/zenodo.3970429

## ВВЕДЕНИЕ

Поле давления в разрядной камере, формируемое электрическим разрядом в воде, имеет большое значение для разработки многих импульсных технологий [1–19]. Однако его определение сопряжено с проблемами измерения импульсных давлений большой амплитуды и осложнено наличием мощного электромагнитного импульса, сопровождающего электрический разряд в воде.

Существующие методы измерения давления позволяют его определять только в некоторых точках полости разрядной камеры [20, 21], по которым сложно получить полную характеристику поля давления. Кроме того, расстояние от канала разряда до точки измерения давления должно быть достаточно большим, чтобы датчик давления не разрушился от действия электромагнитного импульса и давления ударных волн большой амплитуды в жидкости, также к моменту начала измерения давления влияние электромагнитных помех на датчик должно быть пренебрежимо малым.

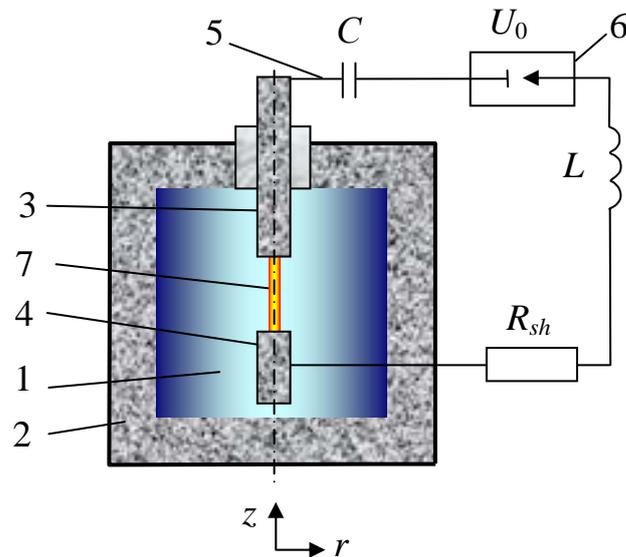
Оптические методы исследования позволяют наблюдать изменение геометрии канала разряда и парогазовой полости, а также возникновение областей кавитации жидкости [22, 23], но не

дают возможности определить поле давления в разрядной камере.

Методы математического моделирования процессов в разрядной камере позволяют получить характеристики поля давления [3, 4, 15–17, 24–28], но, как правило, не обеспечивают их определение в течение необходимого, достаточно длительного промежутка времени, во время которого парогазовая полость может совершать несколько пульсаций, формируя при этом новые ударные волны.

В работах [29–31] определено изменение давления в разрядной камере в частном случае, когда длительность ввода энергии в канал разряда намного больше времени распространения звука в воде от оси до стенки камеры, что характерно для разрядных камер очень малого радиуса по сравнению с расстоянием между электродами.

Отмеченные причины не позволили достоверно определить роль парогазовой полости, в которую преобразуется канал разряда после завершения процесса выделения в нем энергии, накапливаемой в конденсаторной батарее, в формировании поля давления в разрядной камере. Поэтому изучение влияния парогазовой полости на поле давления в замкнутой разрядной



**Рис. 1.** Схема моделируемой системы: 1 – полость разрядной камеры, заполненная водой; 2 – корпус разрядной камеры; 3 – высоковольтный электрод; 4 – низковольтный электрод; 5 – разрядный контур; 6 – воздушный разрядник; 7 – канал разряда;  $C$  – емкость конденсаторной батареи;  $U_0$  – напряжение заряда конденсаторной батареи;  $L$  – индуктивность разрядного контура;  $R_{sh}$  – сопротивление элементов разрядного контура (без канала разряда).

камере является актуальной задачей, которая формирует цель исследования – определить связь между характеристиками парогазовой полости и полем давления в замкнутой разрядной камере с жесткими стенками.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследование поля давления выполняли в разрядной камере цилиндрической формы с жесткими стенками, схема которой приведена на рис. 1. Оси электродов, между которыми формировался канал разряда, и цилиндрической полости камеры совпадают, что обеспечивает осевую симметрию поля давления и упрощает процесс его анализа, не препятствуя при этом обобщению полученных результатов.

Полость 1 разрядной камеры с жесткими стенками 2 заполнена жидкостью. Высоковольтный 3 и низковольтный 4 электроды включены в разрядный контур 5, содержащий конденсаторную батарею емкостью  $C$  и воздушный разрядник 6. Элементы разрядного контура 5, кроме канала разряда 7, характеризуются активным сопротивлением  $R_{sh}$  и индуктивностью  $L$ . Конденсаторную батарею заряжали до напряжения  $U_0$ , после которого происходит замыкание цепи через разрядник 6 и напряжение подается на электроды 3 и 4. Под действием напряжения  $U_0$  происходит электрический пробой жидкости между электродами 3 и 4, который инициирует электрический разряд и образование канала разряда 7. Энергия, запасаемая в конденсаторной батарее  $C$ , выделяется в канале 7 и приводит к его расширению в результате повышения в нем давления. Вследствие этого в жидкости формируются и распространяются ударные волны, которые испытывают дифракцию на стенках разрядной камеры 2, а также на электродах 3 и 4.

В результате взаимодействия образовавшейся системы волн происходит их интерференция и дифракция на канале разряда 7, а впоследствии – на парогазовой полости, формируя переменное во времени поле давления в разрядной камере.

Основная задача данной работы – выявить соотношение между изменяющимся с течением времени давлением в канале разряда, а впоследствии в парогазовой полости и давлением окружающей их жидкости, заполняющей разрядную камеру.

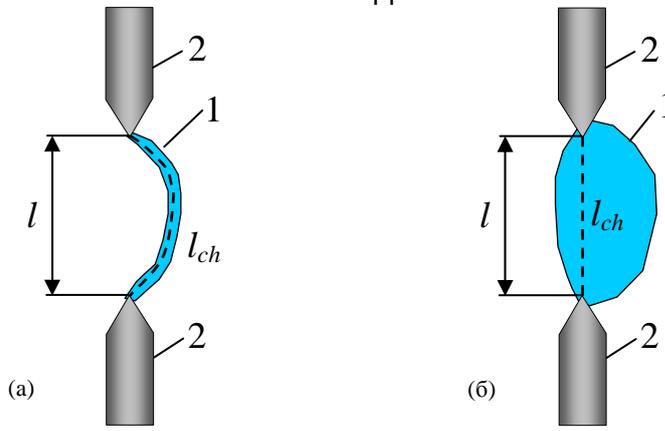
#### МЕТОД РЕШЕНИЯ

Для исследования использовали математическую модель электрического разряда в воде [26], в которой учтены процессы в разрядном контуре, канале разряда и окружающей его жидкости, заполняющей замкнутую разрядную камеру цилиндрической формы. В предлагаемой работе модель [26] дополнена соотношениями, позволяющими существенно повысить точность вычисления сопротивления канала разряда после первой четверти периода колебания тока в разрядной цепи, используя уравнение для удельной электропроводности плазмы и другие замыкающие соотношения, вместо определения сопротивления канала разряда на основе изменения удельной внутренней энергии плазмы [32].

В основе вычисления активного сопротивления канала разряда использовали формулу для сопротивления линейного проводника:

$$R_{ch} = \frac{l_{ch}}{\sigma_{ch} \times S_{ch}}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{ch}$  – удельная электропроводность плазмы в канале разряда, См/м;  $S_{ch}$  – площадь поперечного



**Рис. 2.** Форма канала в начале (а) и на развитой стадии разряда в воде (б):  $l$  – форма профиля канала в плоскости оси электродов; 2 – электроды;  $l$  – расстояние между электродами;  $l_{ch}$  – длина кратчайшего пути движения электронов в канале (штриховая линия).

сечения канала разряда,  $m^2$ ;  $l_{ch} = A_{ch} \times l$  – длина канала разряда, м;  $l$  – расстояние между электродами, м;  $A_{ch}$  – коэффициент, учитывающий отличие длины канала разряда от расстояния между электродами [32].

Форма канала в начале разряда, инициируемого высоковольтным пробоем слоя воды между электродами, определяется формой лидера, замыкающего электроды, которая существенно отличается от прямолинейной, а его диаметр намного меньше, чем длина. Среднестатистическая длина лидера больше расстояния между электродами в 2 раза [33] ( $A_{ch} = 2$ ). Однако величина  $A_{ch}$  изменяется в процессе расширения канала. Это можно объяснить следующими причинами. В процессе расширения канала его диаметр увеличивается и поток электронов получает возможность перемещения по более короткому расстоянию между электродами (рис. 2), которое приближается к минимальному расстоянию между ними, равному  $l$ . То есть в процессе разряда  $A_{ch}$  изменяется от 2 до 1. Ее изменение приближенно определим по формуле:

$$A_{ch} = \begin{cases} 2(1 - R_c^*/l), & \text{если } R_c^*/l < 1/2; \\ 1, & \text{если } R_c^*/l \geq 1/2, \end{cases} \quad (2)$$

где  $R_c^* = \sqrt{V_c / (\pi \times l)}$  – эквивалентный по объему радиус канала разряда, м;  $V_c$  – объем канала разряда,  $m^3$ .

Учитывая зависимость (2), будем считать, что в начале активной стадии разряда канал имеет форму прямого кругового цилиндра длиной  $l$  и радиусом  $R_0$ , который, по данным экспериментов, изменяется в пределах от 0,1 до 0,5 мм [32–34]. Выбор приближенной величины  $R_0$  в указанных пределах не имеет принципиального влияния на результат моделирования электрического разряда в воде после 10 мкс от его начала, так как параметры плазмы в канале разряда согласуются со скоростью расширения

канала, и решение данной задачи обладает свойствами автомодельности [34].

Допущение о постоянстве  $S_{ch}$  вдоль канала справедливо только в начале активной стадии разряда или когда он происходит в результате инициирования разряда микропроводником между электродами с плоскими торцами большого диаметра. В остальных случаях это предположение неоправданно, так как канал разряда неравномерно расширяется по длине, что приводит к существенному изменению его формы и соответственно  $S_{ch}$  [26]. В этом случае сопротивление канала можно определить как сумму сопротивлений последовательно соединенных проводников бесконечно малой длины ( $dz$ ) и (1) преобразуется к виду:

$$R_{ch} = \int_0^{l_{ch}} \frac{dz}{\sigma_{ch}(z) \times S_{ch}(z)}, \quad (3)$$

а  $\sigma_{ch}$  и  $S_{ch}$  будут функциями от координаты вдоль оси канала ( $z$ ) и времени ( $t$ ).

Скорость звука в плазме, заполняющей канал разряда, приблизительно в 3 раза превышает скорость звука в воде, следовательно, выравнивание ее характеристик в объеме канала происходит намного быстрее, чем в окружающей жидкости, поэтому используем гипотезу об однородном их распределении [34]. Тогда можно считать, что  $\sigma_{ch}$  одинакова во всем объеме канала и изменяется только во времени. С учетом этого допущения формула (3) принимает вид:

$$R_{ch} = \frac{1}{\sigma_{ch}} \int_0^{l_{ch}} \frac{dz}{S_{ch}(z)}. \quad (4)$$

Удельную электропроводность плотной неидеальной плазмы можно определить по формуле, полученной на основе приближенного решения кинетического уравнения Больцмана [35] и дополненной нами эмпирической функцией  $f_\sigma = A_{ea} \times [\chi + (n_e/n_0)^2]$ , полученной

из условия согласования расчетных и экспериментальных данных [8]:

$$\sigma_{ch} = f_{\sigma} \times \frac{\pi^{1/2} \times e^2 \times n_e}{(8 \times m_e \times k \times T)^{1/2}} \times \frac{\alpha(\gamma)}{n_e \times Q_i + (n_0 - n_e) \times (Q_{eO} + 2 \times Q_{eH}) / 3}, \quad (5)$$

где  $A_{ea} = 0,95$  и  $\chi = 10^{-3}$  – эмпирические коэффициенты;  $T$  – температура плазмы, К;  $n_e$  – концентрация электронов,  $1/\text{м}^3$ ;  $n_0$  – концентрация атомов,  $1/\text{м}^3$ ;  $k = 1,38064852 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана;  $e = 1,60217662 \cdot 10^{-19}$  Кл – заряд электрона;  $m_e = 9,10938356 \cdot 10^{-31}$  кг – масса электрона;  $Q_{eO}$  – эффективное сечение рассеяния электрона на атоме кислорода,  $\text{м}^2$ ;  $Q_{eH}$  – эффективное сечение рассеяния электрона на атоме водорода,  $\text{м}^2$ ;  $Q_i$  – эффективное сечение рассеяния электрона на однозарядных ионах,  $\text{м}^2$ ;

$$\alpha(\gamma) = \begin{cases} 1,13 + 0,05 \times \gamma \times \exp(-0,02 \times \gamma), & \text{если } \gamma \in [0; 30] \\ 1,95, & \text{если } \gamma \geq 30 \end{cases}, \quad (6)$$

$$\gamma = n_e \times Q_i / [(n_0 - n_e) \times (Q_{eO} + 2 \times Q_{eH}) / 3]. \quad (7)$$

Величина  $Q_i$  может быть определена по формуле [35]:

$$Q_i = \frac{2,02 \times 10^{-9}}{T^2} \lg \left( \frac{42500 \times T}{n_e^{1/3}} \right), \quad (8)$$

а  $Q_{eO}$  и  $Q_{eH}$  – по формуле [36]:

$$Q_{eZ} = \pi \times a^2 \left( \frac{1}{4 \times \pi \times \epsilon_0} \right)^2 \times \frac{Z^2 \times e^4}{(2 \times u \times \hbar)^2} \frac{1}{1 + (\hbar / 2 \times m_e \times u \times a)^2}, \quad (9)$$

где  $a = a_0 / Z^{1/3}$  – радиус атома, м;  $a_0 = 0,528 \cdot 10^{-10}$  м – боровский радиус;  $Z$  – атомный номер элемента;  $\epsilon_0 = 8,85418782 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная;  $\hbar = 1,0545718 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – редуцированная постоянная Планка;  $u = \sqrt{3 \times k \times T / m_e}$  – средняя скорость атома, м/с.

Концентрацию нейтральных частиц в канале можно определить из затрат энергии на испарение одной молекулы воды с поверхности канала и ее диссоциацию на молекулы кислорода и водорода [34]:

$$\frac{d(n_0 \times V_c)}{dt} = \frac{N_i}{D_m}, \quad (10)$$

где  $N_i = \sigma_{SB} \times T^4 \times S_c$  – мощность потока излучения энергии из канала разряда на его поверхность, Вт;  $t$  – время, с;  $\sigma_{SB} = 5,670373 \cdot 10^{-8}$  Вт·м<sup>-2</sup>·К<sup>-4</sup> – постоянная

Стефана–Больцмана;  $S_c$  – площадь поверхности канала, м<sup>2</sup>;  $D_m = 4,77 \cdot 10^{-19}$  Дж – энергия нагрева и испарения одной молекулы воды, а также ее диссоциации на молекулы кислорода и водорода [34].

В уравнении (10) не учитывается излучение энергии из канала разряда в жидкость через его поверхность. В начале разряда это допущение оправдано, однако с течением времени оптическая прозрачность плазмы в канале разряда увеличивается, и часть энергии излучается из канала. Излучение энергии из канала зависит от соотношения между радиусом канала и росселандовым пробегом излучения в плазме. Будем считать, что излучение из канала будет существенным, если росселандов пробег излучения превышает 10% от радиуса канала и увеличивается пропорционально отношению  $10 \times l_r / R_{cs}$ . Тогда уравнение (10) принимает вид:

$$\frac{d(n_0 \times V_c)}{dt} = \frac{N_i \times C_r}{D_m}, \quad (11)$$

где  $C_r = 0,1 \times R_{cs} / l_r$  – коэффициент поглощения излучения энергии из канала разряда его поверхностью (если  $C_r > 1$ , тогда принимали  $C_r = 1$ );  $R_{cs}$  – среднеинтегральный радиус канала разряда по его длине в данный момент времени, м;  $l_r = 9 \times 10^{10} \times T^2 \times \exp[\epsilon / (k \times T)] / n_0$  – средний росселандов пробег излучения в плазме канала разряда [34], м. То есть в уравнении (11) мощность  $N_i$  уменьшается пропорционально коэффициенту  $C_r$ , что приводит к уменьшению скорости потока частиц в канал с его поверхности.

Концентрацию электронов в условиях ионизационного равновесия в плазме, заполняющей канал разряда в воде, можно определить с помощью уравнения Саха, которое при однократной ионизации атомов упрощается к виду [34, 37]:

$$\frac{n_e^2}{n_0 - n_e} = \frac{2}{\Lambda^3} \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{\epsilon}{k \times T}\right) = 2 \times K_e, \quad (12)$$

где  $\epsilon = 21,7 \cdot 10^{-19}$  Дж – энергия ионизации атома водорода ( $21,81924 \cdot 10^{-19}$  Дж – энергия ионизации атома кислорода);  $\Lambda$  – длина волны де Бройля, м:

$$\Lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2\pi \times m_e \times k \times T}}; \quad (13)$$

$m_e = 9,10938356 \cdot 10^{-31}$  кг – масса электрона;  $h = 6,62606 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $g_1$  – статистический вес иона при однократной ионизации атома;  $g_0$  – статистический вес атома. Отношение  $g_1/g_0$  для кислородно-водородной

плазмы, образовавшейся в результате электрического разряда в воде, мало отличается от 1 [34].

Свойства плазмы в канале разряда в воде близки к идеальному газу [37], уравнение состояния которого

$$p_{ch} = (n_0 + n_e) \times k \times T, \quad (14)$$

где  $p_{ch}$  – давление плазмы в канале разряда, Па.

Давление в канале разряда можно определить из уравнения баланса энергии, в котором учитывается изменение внутренней энергии плазмы, работы расширения канала разряда и джоулева нагрева плазмы от протекающего в канале электрического тока [26, 32, 34], а также в данном исследовании учтены потери энергии в результате ее излучения из канала разряда, когда  $C_r < 1$ .

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{d}{dt} (p_{ch} V_c) + p_{ch} \frac{dV_c}{dt} = i^2 R_{ch} - N_i \times (1 - C_r), \quad (15)$$

где  $\gamma = 1,26$  – эффективный показатель адиабаты плазмы, образовавшейся при разрядах в воде [26, 32];  $i$  – сила тока в разрядной цепи, А.

Изменение силы тока в разрядной цепи определяется уравнением баланса напряжений [26, 32], полученным по схеме замещения (рис. 1):

$$L \frac{di}{dt} + (R_{ch} + R_{sh}) \times i + \frac{1}{C} \int i dt = U_0. \quad (16)$$

Величину  $V_c$  находили по радиусу канала разряда или парогазовой полости, для вычисления которого использовали скорость границы канала, определяемую с помощью соотношений на контактном разрыве на границе канала разряда и уравнений гидродинамики сжимаемой жидкости, подробно описанных в работе [26]. Эти же уравнения использовали для определения полей давления и скорости жидкости в разрядной камере.

Полученная система уравнений дополнена условиями непротекания жидкости на жестких стенках разрядной камеры и электродах [26]. Считали, что в начальный момент времени жидкость, заполняющая полость разрядной камеры, находится в невозмущенном состоянии [26].

Дифференциальные уравнения (11), (15) и (16) решали численно с помощью двухшагового метода Эйлера–Коши, используя при этом уравнения (4), (5), (12) и (15). Дискретизацию частных производных в уравнении гидродинамики выполняли по схеме «крест», а затем решали полученную систему уравнений по двухшаговому методу Эйлера–Коши. Подробное

описание метода решения системы уравнений и алгоритма приведено в работе [26].

Сравнение результатов, полученных по математической модели [26], модифицированной в данной работе, с результатами экспериментов [8, 34] показало их удовлетворительное согласование по силе тока в разрядной цепи, напряжению на канале разряда, его активному сопротивлению, мощности ввода в него энергии и выделившейся в нем энергии. Это свидетельствует об адекватности предлагаемой модификации математической модели [26] физическим явлениям, происходящим при электрическом разряде в воде и возможности ее использования для решения задачи, поставленной в данной работе.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследование выполнили на примере электрического разряда в воде, когда емкость конденсаторной батареи ( $C$ ) равна 10 мкФ, индуктивность разрядной цепи ( $L$ ) – 10 мкГн, напряжение заряда батареи ( $U_0$ ) – 44 кВ, активное сопротивление элементов разрядного контура без канала разряда ( $R_{sh}$ ) – 0,09 Ом, расстояние между электродами ( $l$ ) – 56 мм [8]. Иницирование разряда выполняли пробоем слоя воды между электродами после приложения к ним разности потенциалов  $U_0$ . Высота полости камеры, заполненной водой, составляла 140 мм, ее радиус – 60 мм. Радиусы электродов – 10 мм. Длина высоковольтного электрода 42 мм, а низковольтного – 38 мм. Электрические и энергетические характеристики разряда при этих параметрах определены экспериментально в процессе выполнения работы [8]. Сравнение с ними результатов, полученных по предлагаемой математической модели, показано на рис. 3–6 и свидетельствует о ее адекватности исследуемым физическим процессам.

Результаты моделирования поля давления в условиях отсутствия излучения энергии из канала разряда показаны на рис. 7. Они демонстрируют большую неравномерность распределения давления в воде, заполняющей разрядную камеру, а также его большое отличие от давления в канале разряда в разные моменты времени.

В начале разряда ( $t = 0$  мкс, рис. 7а) такое отличие давлений обуславливается малым начальным давлением в разрядной камере  $P_0 = 0,1$  МПа. Отличие давлений остается большим в начале дифракции ударной волны на электродах ( $t = 28$  мкс, рис. 7б), а также в начале ее дифракции на цилиндрической стенке разрядной камеры ( $t = 43$  мкс, рис. 7в). К этому моменту времени ( $t = 43$  мкс, рис. 7в) форма

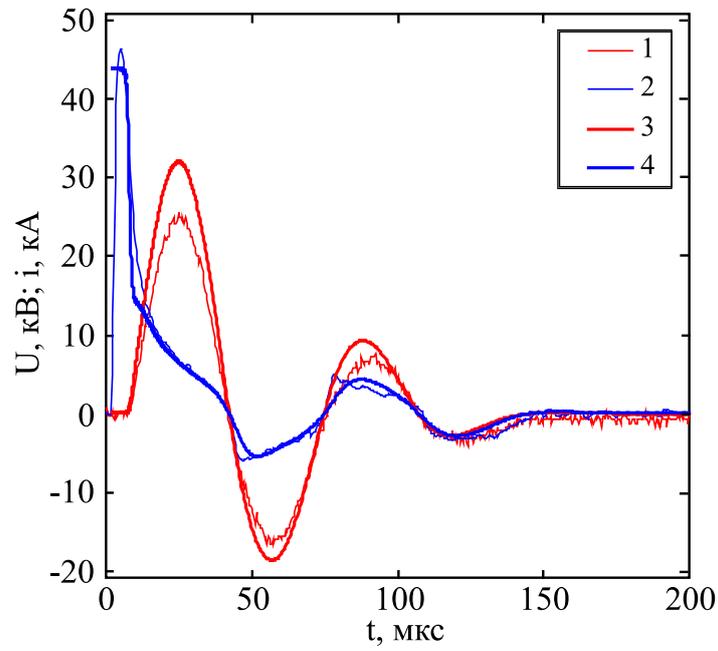


Рис. 3. Сила тока (1 – эксперимент; 3 – расчет) и напряжение (2 – эксперимент; 4 – расчет) на канале разряда.

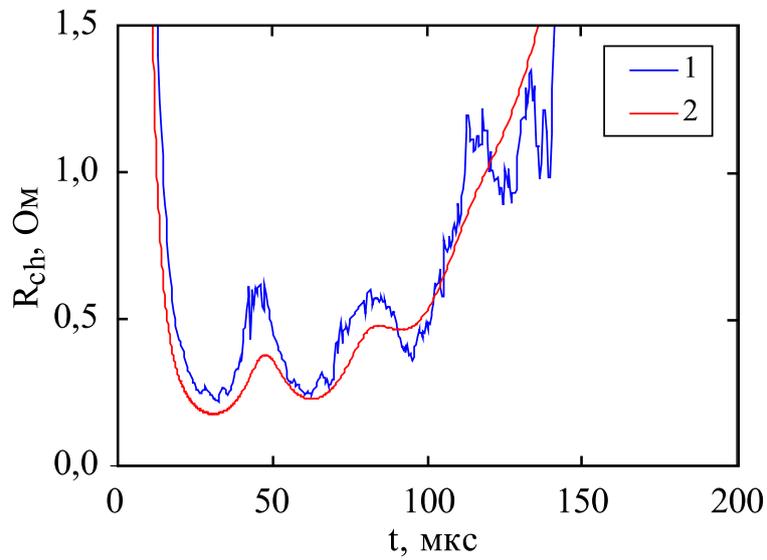


Рис. 4. Электрическое сопротивление канала разряда (1 – эксперимент; 2 – расчет).

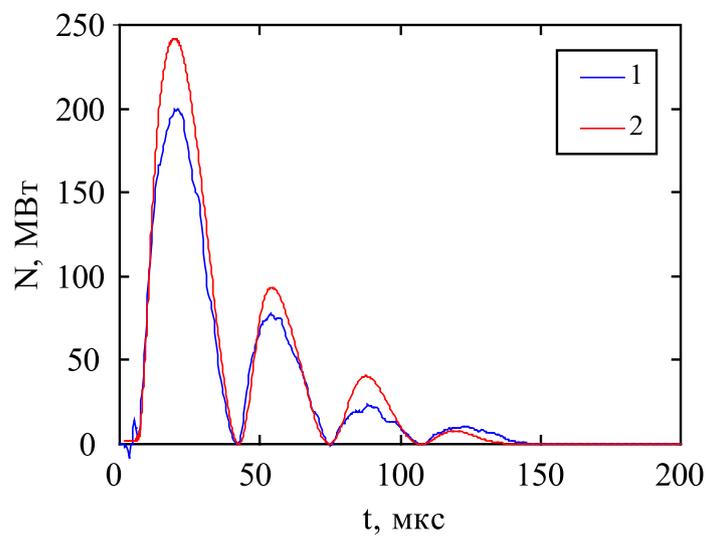


Рис. 5. Мощность ввода энергии в канал разряда (1 – эксперимент; 2 – расчет).

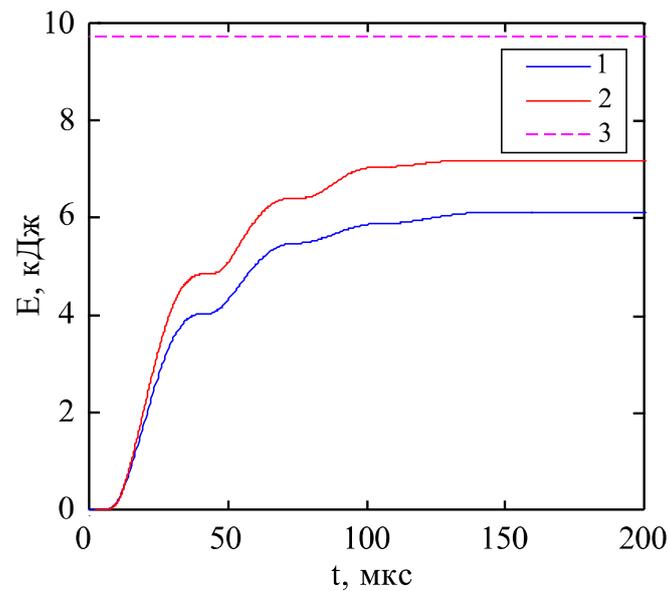


Рис. 6. Энергия, введенная в канал разряда (1 – эксперимент; 2 – расчет) и запасаемая в конденсаторной батарее (3).

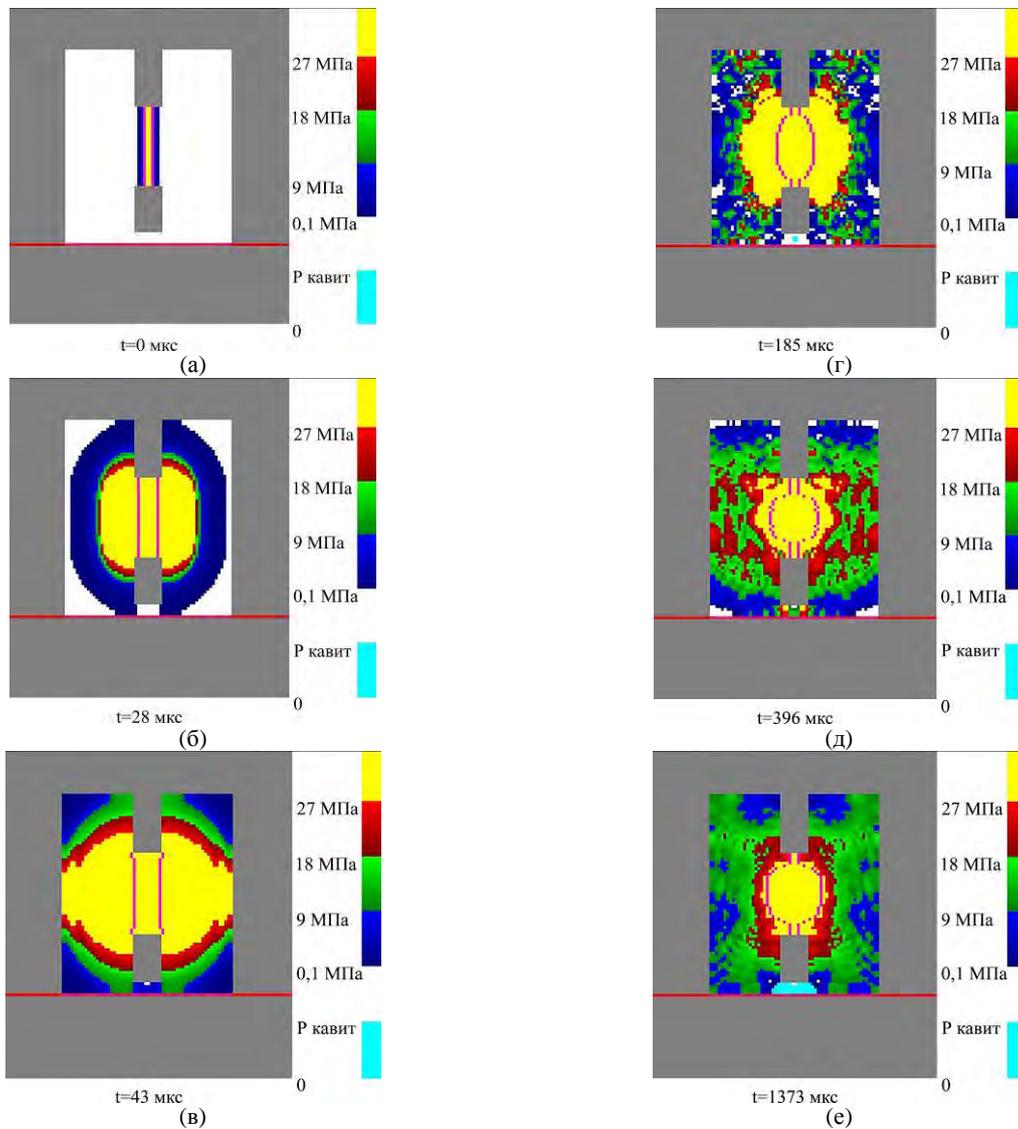
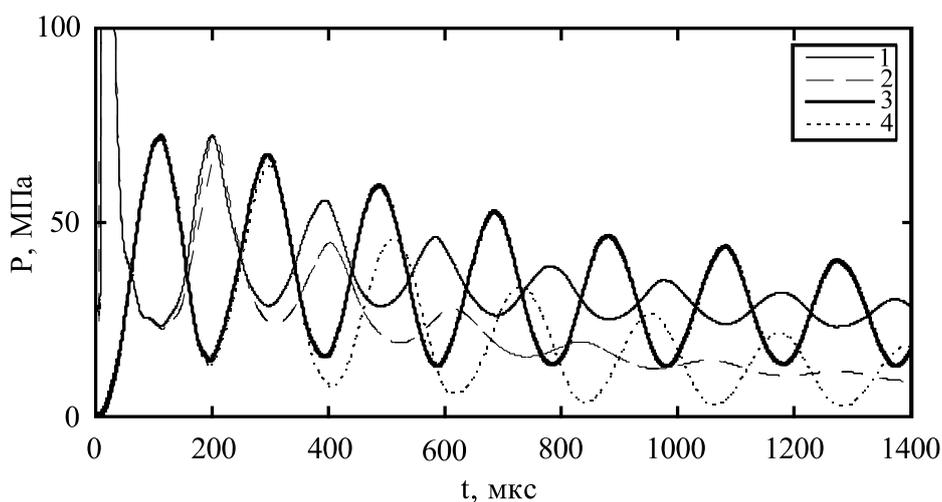


Рис. 7. Поле давления в полости разрядной камеры: (а) – поле давления в начальной стадии разряда; (б) – дифракция ударных волн на электродах; (в) – начальная стадия дифракции ударных волн на стенках камеры; (г) – интерференция волн и их дифракция на парогазовой полости в конце ее первой пульсации (этап сжатия); (д) – интерференция волн и их дифракция на парогазовой полости в конце ее второй пульсации (этап сжатия); (е) – интерференция волн и их дифракция на парогазовой полости в конце ее седьмой пульсации (этап сжатия). Контуры канала разряда и парогазовой полости выделены линией лилового цвета.



**Рис. 8.** Изменение давления в канале разряда (1 и 2) (после 150 мкс в парогазовой полости) и среднего давления в полости разрядной камеры (3 и 4): 1 и 3 – без учета излучения энергии; 2 и 4 – с учетом излучения энергии.

канала начинает отличаться от цилиндрической, приобретая некоторую «гантелеобразность», вследствие дифракции ударных волн на электродах (контуры канала разряда и парогазовой полости выделены линией лилового цвета).

Существенные изменения формы парогазовой полости наблюдаются в конце первого цикла ее пульсации ( $t = 185$  мкс, рис. 7г) на стадии ее сжатия в результате дифракции на ней волн давления, отраженных от стенок разрядной камеры и электродов. К этому времени энергия в канале уже не выделяется, и он преобразуется в парогазовую полость. Полость приобретает форму эллипсоида, не контактирует с торцами электродов и располагается на равном удалении от них. Волны давления в разрядной камере характеризуются большой нерегулярностью, вследствие их интерференции, а амплитуда волн намного меньше, чем давление в канале разряда.

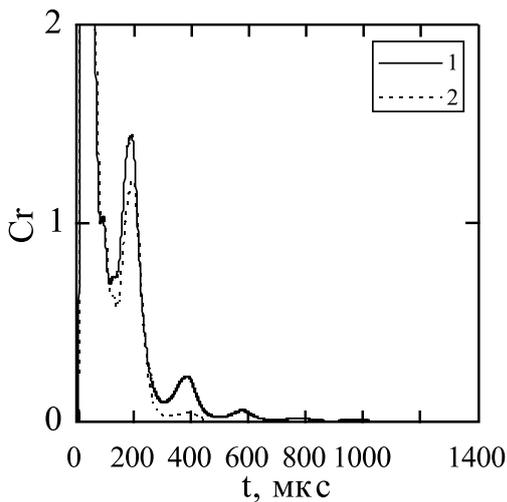
В конце второго цикла пульсации ( $t = 396$  мкс, рис. 7д) полость приобретает форму, близкую к сферической. Давление в ней существенно больше, чем в жидкости. Поле давления в полости разрядной камеры, как и в конце первого цикла пульсации полости, характеризуется большой нерегулярностью. К концу седьмого цикла пульсации геометрия парогазовой полости и характеристики поля давления не претерпевают существенных изменений ( $t = 1373$  мкс, рис. 7е), что свидетельствует об отсутствии выравнивания давления между парогазовой полостью и окружающей ее водой даже после большого количества циклов пульсации.

Это наглядно демонстрируют соотношения между изменением давления в канале разряда, а затем в парогазовой полости (рис. 8, линия 1) и средним давлением в окружающей воде (рис. 8, линия 3). Давление в полости изменяется в противофазе с изменением среднего давления в

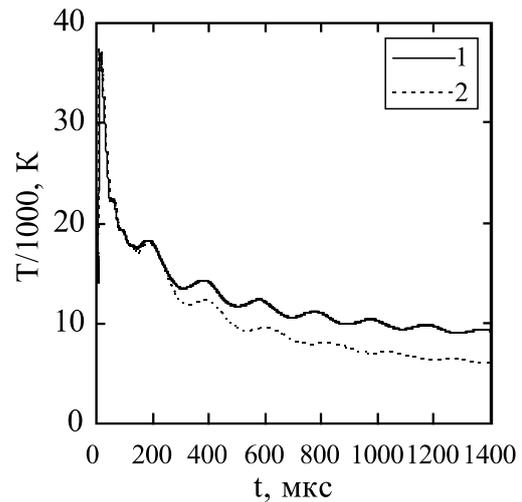
воде на протяжении всех семи рассмотренных циклов колебания. Их амплитуды к концу первой пульсации сравнимы по величине, но после семи циклов пульсации полости амплитуда колебаний давления в ней приблизительно в 3 раза меньше, чем среднее давление в воде, амплитуда колебаний которого к этому времени уменьшилась приблизительно в 2 раза.

Из полученных результатов (рис. 7 и 8) следует, что парогазовая полость на этапе ее расширения играет роль генератора ударных волн в процессе сжатия воды, а на этапе сжатия полости она компенсирует расширение жидкости, генерируя волны разрежения в воде. Большая сжимаемость среды, заполняющей парогазовую полость, обеспечивает переменное поле давления в пространстве полости камеры и во времени, приводя к локальному изменению давления в воде от кавитации до величин, в несколько раз превышающих давление в парогазовой полости. Период пульсации полости приблизительно в 3–3,5 раза больше, чем время двойного пробега волн в воде от парогазовой полости до ближайшей стенки полости камеры.

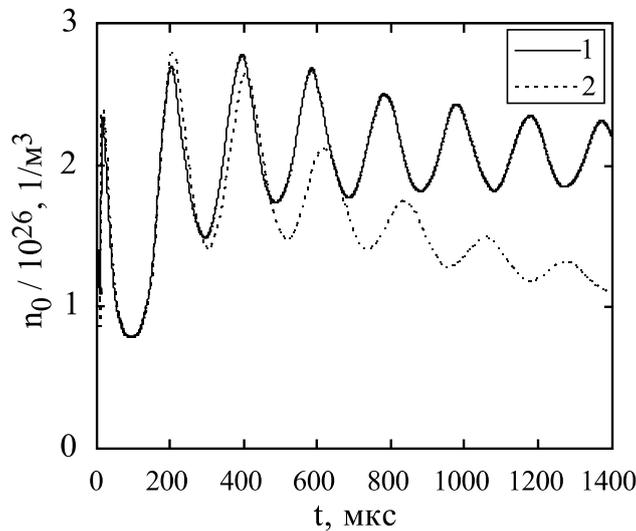
Выход излучения за пределы парогазовой полости через 100 мкс после начала разряда, когда  $C_r < 1$  (рис. 9), приводит к отличию давления в ней (рис. 8, линия 2) и среднего давления в окружающей воде (рис. 8, линия 4) от аналогичных характеристик, вычисленных без учета потерь энергии за счет излучения. После 250 мкс это отличие становится существенным, так как  $C_r$  быстро уменьшается практически до нуля, приводя к свободному выходу энергии из парогазовой полости и более быстрому охлаждению водяного пара в полости (рис. 10). Кроме того, уменьшается скорость поступления частиц в полость за счет испарения воды с ее поверхности (рис. 11), что еще в большей степени способствует уменьшению давления в



**Рис. 9.** Изменение коэффициента поглощения излучения энергии из канала разряда (после 150 мкс из парогазовой полости) его поверхностью: 1 – без учета излучения из канала разряда; 2 – с учетом излучения из канала разряда.



**Рис. 10.** Изменение температуры в канале разряда (после 150 мкс в парогазовой полости) в процессе пульсаций: 1 – без учета излучения из канала разряда; 2 – с учетом излучения из канала разряда.

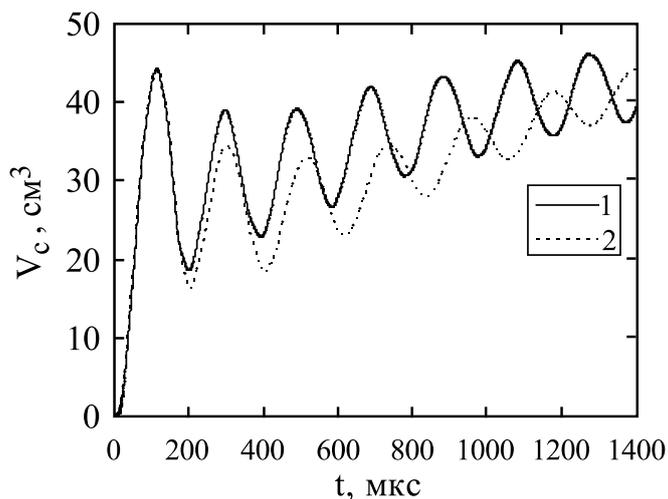


**Рис. 11.** Изменение концентрации частиц в канале разряда (после 150 мкс в парогазовой полости) в процессе пульсаций: 1 – без учета излучения из канала разряда; 2 – с учетом излучения из канала разряда.

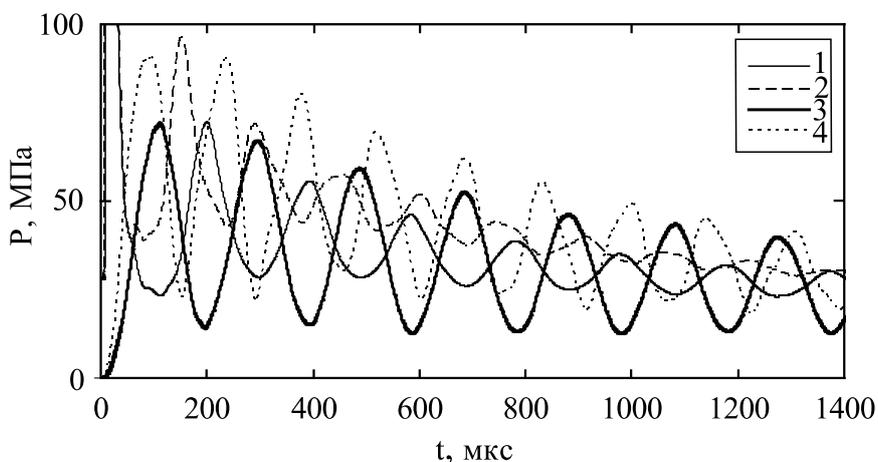
парогазовой полости (рис. 9, линия 2), несмотря на уменьшение объема пульсирующей парогазовой полости (рис. 12). Эти процессы приводят к увеличению сжимаемости среды в полости, поэтому период ее пульсации возрастает приблизительно на 10% и становится в 3,5–4 раза больше, чем время двойного пробега волн в воде от парогазовой полости до ближайшей стенки полости камеры. К седьмому циклу пульсации парогазовой полости давление в ней за счет излучения энергии становится приблизительно в 2 раза меньше, чем без излучения (рис. 8). Также в 4 раза уменьшается амплитуда пульсации давления в парогазовой полости по сравнению с давлением в ней без излучения энергии, а среднее давление в воде уменьшается в 1,5 раза. Таким образом, во втором и последующих циклах пульсации парогазовой полости в замкнутой разрядной камере с жесткими стенками излучение энергии из нее

существенно влияет на поле давления в жидкости.

Большое влияние на пульсации парогазовой полости и поле давления в жидкости оказывает изменение размеров полости разрядной камеры. Уменьшение радиуса полости разрядной камеры от 60 до 40 мм (ее объем сокращается приблизительно в 2 раза) приводит к существенному изменению характеристик пульсации парогазовой полости и колебаний среднего давления в воде (рис. 13). В этом случае после прихода ударных волн, отраженных от стенки камеры к поверхности парогазовой полости, давление в ней существенно отличается от давления в камере с большим радиусом. В среднем оно увеличивается на 25%, а период пульсации парогазовой полости уменьшается приблизительно на 25%. Период пульсации полости примерно в 3,5–4 раза больше, чем время двойного пробега волн в воде от парогазовой полости до



**Рис. 12.** Изменение объема канала разряда (после 150 мкс парогазовой полости) в процессе пульсаций: 1 – без учета излучения из канала разряда; 2 – с учетом излучения из канала разряда.



**Рис. 13.** Изменение давления в канале разряда (1 и 2) (после 150 мкс в парогазовой полости) и среднего давления в полости разрядной камеры (3 и 4) с различным ее радиусом: 1 и 3 – 60 мм; 2 и 4 – 40 мм.

ближайшей стенки полости камеры. Уменьшение радиуса полости камеры до 40 мм приводит к увеличению ее относительной длины и увеличению отличия времени пробега волн от цилиндрических и плоских поверхностей камеры до поверхности парогазовой полости. С этим связано появление большей нерегулярности пульсации давления в парогазовой полости и среднего давления в воде по сравнению с камерой радиусом 60 мм.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования определено, что пульсации парогазовой полости оказывают определяющее влияние на формирование поля давления в жидкости, заполняющей замкнутую разрядную камеру с жесткими стенками. Колебания давления в парогазовой полости и окружающей ее жидкости происходят в противофазе, сопровождаясь большой неоднородностью поля давления в жидкости. Они затухают медленно, поэтому статическое равновесие между парогазовой полостью и жидкостью не

устанавливается даже через семь пульсаций полости. Период пульсаций полости во многом определяется взаимодействием волн в жидкости со стенками разрядной камеры и поверхностью парогазовой полости. Он приблизительно равен времени 3–4 двойных пробега волн в жидкости от парогазовой полости до ближайшей стенки разрядной камеры. Это соотношение сохраняется при уменьшении размеров разрядной камеры. Увеличение оптической прозрачности среды в парогазовой полости приводит к потере энергии из нее, что существенно увеличивает затухание колебаний и их период, но также не приводит к статическому равновесию парогазовой полости и жидкости через семь пульсаций.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гулый Г.А. *Научные основы разрядно-импульсных технологий*. Киев: Наукова думка, 1990. 311 с.
2. Курец В.И., Соловьев М.А., Жучков А.И., Барская А.В. *Электроразрядные технологии обработки и разрушения материалов*. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2012. 272 с.

3. Барбашова Г.А. Вовченко А.И. *ЭОМ*. 2016, **52**(2), 51–55.
4. Барбашова Г.А. *ЭОМ*. 2012, **48**(3), 83–87.
5. Кускова Н.И., Бакларь В.Ю., Терехов А.Ю., Ющишина А.Н. и др. *ЭОМ*. 2014, **50**(2), 1–5.
6. Ющишина А.Н., Кускова Н.И., Челпанов Д.И. *ЭОМ*. 2015, **51**(3), 1–5.
7. Петриченко С.В., Листовский Д.И., Кускова Н.И. *ЭОМ*. 2016, **52**(2), 8–13.
8. Kosenkov V.M., Bychkov V.M. *Tech Phys Lett*. 2017, **43**, 774–777. doi: 10.1134/S1063785017080223].
9. Ризун А.Р., Денисюк Т.Д., Домерщикова А.О. *ЭОМ*. 2017, **53**(2), 110–114. doi: 10.5281/zenodo.1053465
10. Малюшевская А.П., Малюшевский П.П. *ЭОМ*. 2016, **52**(3), 40–46.
11. Малюшевский П.П., Малюшевская А.П., Ющишина А.Н. *ЭОМ*. 2016, **52**(6), 80–92.
12. Кононов В.Ю., Рачков А.Н. *ЭОМ*. 2015, **51**(1), 118–121.
13. Gillard A.J., Golovashchenko S.F., Mamutov A.V. *J Manuf Process*. 2013, **15**, 201–218.
14. Golovashchenko S.F., Gillard A.J., Mamutov A.V. *J Mater Process Technol*. 2013, **213**, 1191–1212.
15. Melander A., Delic A., Björkblad A., Juntunen P., et al. *Int J Mater Form*. 2013, **6**, 223–231.
16. Hassannejadasl A., Green D.E., Golovashchenko S.F., Samei J. et al. *J Manuf Process*. 2014, **16**, 391–404.
17. Mamutov V., Golovashchenko S., Mamutov A. *Proceedings of the 13<sup>th</sup> international LS-DYNA Conference*. June 8–14 2014. Detroit, USA, 2014. P. 1–9.
18. Rohatgi A.E., Stephens V., Davies R.W., Smith M.T. et al. *J Mater Process Technol*. 2012, **212**, 1070–1079.
19. Чачин В.Н., Шадуя В.Л., Журавский А.Ю. *Электрогидроимпульсное формообразование с использованием замкнутых камер*. Минск: Наука и техника, 1985. 200 с.
20. Смирнов А.П., Жекул В.Г., Мельхер Ю.И. и др. *ЭОМ*. 2017, **53**(4), 47–52, DOI: 10.5281/zenodo.1053757
21. Смирнов А.П., Жекул В.Г., Поклонов С.Г. *ЭОМ*. 2014, **50**(3), 39–43.
22. Вовченко А.И., Кучеренко В.В. Шамко В.В. *Прикладная механика и техническая физика*. 1978, (6), 58–64.
23. Чачин В.Н. *Импульсные методы обработки материалов*. Сборник научных трудов. Минск: Наука и техника, 1977. С. 44–55.
24. Мамутов А.В., Мамутов В.С. *Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета*. 2014, **190**(1), 101–107.
25. Hassannejadasl A. *Electronic Theses and Dissertations*. 2014, (5), 520.
26. Косенков В.М., Бычков В.М. *ЭОМ*. 2015, **51**(2), 66–72.
27. Косенков В.М. *ЖТФ*. 2011, **81**(10), 133–139.
28. Dubovenko K.V. *Surf Eng Appl Electrochem*. 2013, **49**(1), 28–35. DOI: 10.3103/S1068375513010031].
29. Шнеерсон Г.А. *ЖТФ*. 2003, **73**(3), 100–101.
30. Титков В.В. *Письма в ЖТФ*. 2010, **36**(15), 8–13.
31. Goldfarb V., Budny R., Dunton A., Shneerson G., et al. *Proceedings of the 1997<sup>11th</sup> International Pulsed Power Conference*. Part 2 (of 2); Baltimore, MD, USA. 29 June 1997 – 2 July 1997; Cod 48708
32. Кривицкий Е.В. *Динамика взрыва в жидкостях*. Киев: Наукова думка, 1986. 208 с.
33. Кривицкий Е.В., Шамко В.В. *Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде*. Киев: Наукова думка, 1979. 208 с.
34. Наугольных К.А., Рой Н.А. *Электрические разряды в воде*. М.: Наука, 1971. 155 с.
35. Кринберг И.А. *Прикладная механика и техническая физика*. 1965, (1), 76–82.
36. Feynman R.P., Hibbs A.R. *Quantum mechanics and path integrals*. New York: Mcgraw-Hill book company, 1965. 365 p.
37. Жданов В.М. *Явления переноса в газах и плазме*. М.: МИФИ, 2008. 240 с.

### Summary

The pressure field in discharge chambers of a limited volume, with rigid walls, very often has a great influence on the efficiency of technological processes; therefore, its determination is an urgent task. As a result of the electric discharge in the liquid filling of the discharge chamber, in it, a cavity with a higher compressibility is formed than the liquid in the chamber. At the discharge stage, this cavity is filled with non-ideal plasma, and after discharge, liquid vapor and gases are dissolved in it (vapor-gas cavity). Its pulsations form a pressure field in the discharge chamber. The moving boundary of the vapor-gas cavity creates great problems in calculating the pressure field in a fluid, especially after a large number of its pulsations. At present, the role of the vapor-gas cavity in the formation of a pressure field in a discharge chamber has been insufficiently studied. Its definition is the goal of this work. The study was carried out on the base of an earlier developed mathematical model of an electric discharge in water, which in this work is supplemented by relations that significantly increase the accuracy of calculating the resistance of the discharge channel and the energy released in it. It was determined that the pulsation of the vapor-gas cavity provides for the oscillation of the pressure in it in antiphase with a pressure in the liquid. The pulsations decay slowly, so a static equilibrium between the cavity and the surrounding fluid even after seven pulsations is not established in the discharge chamber. The effect of a change in the optical transparency of the plasma on the pressure in the cavity and the pressure field in the liquid, leading to a decrease in the pressure level, is determined.

*Keywords:* electric discharge in water, mathematical modeling, discharge channel, vapor-gas cavity, pressure field, discharge chamber