

УДК 533.6.011+538.4

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ВОДЕ**

СИНКЕВИЧ О. А., ШЕВЧЕНКО А. Л.

Численные исследования электрического разряда в жидкости имеют важное научное и прикладное значение [1].

Существующие расчетно-теоретические исследования опираются на предположение об однородности параметров внутри разрядной полости, непроницаемости ее границ и адиабатичности расширения. При этом рассматриваются только две характерные области: канал разряда, совпадающий с границей полости, и ударно-сжатая жидкость за фронтом ударной волны. В случае несжимаемой среды профили давления во второй области определяются аналитически [2, 3], для чего задается закон движения непроницаемой границы полости. Параметры в разрядной полости и траектория ее поверхности описывается уравнением энергии [2], которое в общем случае аналитического решения не имеет. В [4] это уравнение было решено численно. Причем для учета диссипативных процессов в уравнение вводились подгоночные функции, обеспечивающие совпадение расчетов с частным экспериментом.

Приближение несжимаемости является достаточно грубым для мощных разрядов в жидкости. Для описания течения в области ударно-сжатой жидкости разработаны более точные методы: акустическое приближение, метод Кирквуда – Бете [2], автомоделное решение [5], метод характеристик [6–8]. Для нахождения решения в этой области требуется задание закона движения поверхности полости. Искомая траектория определяется либо из эксперимента [6], либо из решения уравнения энергии в разрядной полости [7–8].

Описанный подход, являясь развитием теории подводных взрывов [9], не позволяет исследовать сложную структуру разряда и получать результаты, согласующиеся с экспериментом в широком диапазоне параметров. В такой постановке возникают также серьезные трудности в определении начальных параметров в канале разряда [7, 8].

В представленной работе проводится исследование динамики разряда в жидкости на основе численного интегрирования одномерных нестационарных уравнений магнитогидродинамики, единым образом описывающих всю рассматриваемую область от центра разряда до стенок разрядной камеры

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho u) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho u^2 + r\tau) + \frac{\partial P}{\partial r} + jB &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(e) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ ru(e + P + \tau) + r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right] &= \sigma E^2 - q_R \\ e = \rho \left( \varepsilon + \frac{1}{2} u^2 \right); \quad \tau = \eta \left( \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{u}{r} \right) \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB) &= \mu_0 j; \quad j = \sigma E \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь  $r, t$  — пространственная и временная координаты;  $\rho$  — плотность;  $u$  — скорость;  $P$  — давление;  $T$  — температура;  $\varepsilon$  — внутренняя энергия;

$\lambda$ ,  $\sigma$ ,  $\eta$  — теплопроводность, электропроводность и вязкость;  $q_R$  — объемные потери тепла излучением;  $E$  — напряженность электрического поля;  $B$  — индукция собственного магнитного поля;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная постоянная;  $j$  — плотность тока. В дальнейшем используется система СИ.

Аналогичная система уравнений в лагранжевых координатах без учета вязкости, теплопроводности и электромагнитного взаимодействия применялась для расчетов подводных взрывов в ряде работ, представленных в [9], где дана также подробная библиография исследований, относящихся к взрывам ВВ в воде.

Напряженность приложенного к разрядному промежутку электрического поля определяется из уравнения электрической цепи, содержащей последовательно включенный разряд, индуктивность и емкость

$$E = \frac{1}{l} \left( V_0 - \frac{1}{C} \int_0^i Idt - L \frac{dI}{dt} \right); \quad I = 2\pi \int_0^{r_c} j r dr \quad (2)$$

где  $V_0$ ,  $C$ ,  $L$ ,  $l$  — начальное значение напряжения конденсатора, его емкость, индуктивность цепи, межэлектродное расстояние,  $r_c$  — радиус проводящей зоны.

Температура в канале разряда может достигать десятков тысяч градусов [2], и лучистый теплообмен в балансе энергии начинает играть существенную роль.

Так как вода до температур  $T \sim 20\,000$  К оптически прозрачна [7], то теплообмен излучением при  $T \leq 20\,000$  К можно рассчитывать в приближении объемного излучения, а длину пробега излучения, осредненную по Планку, оценить по формуле [10]

$$q_R = 5,67 \cdot 10^8 \frac{T^4}{l_1}, \quad l_1 = 0,487 \cdot 10^{-6} \frac{T^4}{P} \exp\left(\frac{1,5 \cdot 10^5}{T}\right) \quad (3)$$

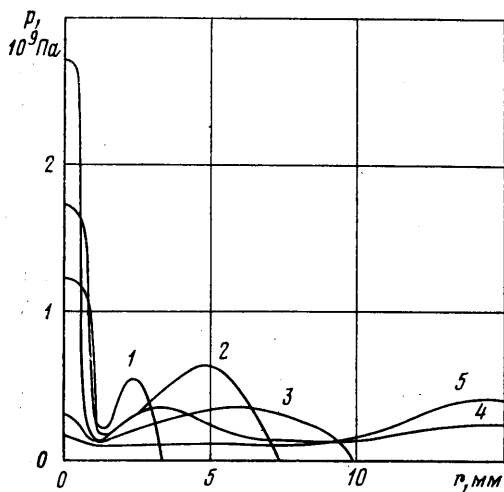
Так, для  $T = 20\,000$  К и  $P = 10^9$  Па  $l_1 \approx 0,1$  м и поэтому для характерного радиуса канала  $l_h < l_1$  ( $l_h < 0,01$  м) приближение объемного излучения оправдано.

В области высоких температур ( $T > 20\,000$  К), где средний пробег фотонов становится меньше характерных размеров задачи, теплообмен излучением можно рассчитывать в приближении лучистой теплопроводности. В окрестности оси симметрии, где и реализуются очень высокие температуры, градиенты температуры малы, т. е. излучение из этой области практически не выходит. В остальной области разряда по-прежнему применимо приближение объемного излучения (3).

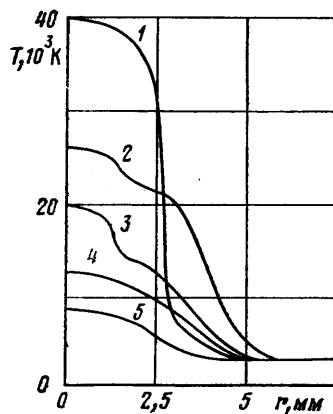
К системе уравнений (1) — (4) добавляются аналитические зависимости теплофизических свойств воды в жидком, парообразном и закритическом состоянии, полученные путем аппроксимации данных из работ [11, 12]. Для учета фазового превращения процессов диссоциации и ионизации воды зависимость  $\epsilon(T)$  аппроксимировалась ступенчатой функцией.

Плазма мощного электрического разряда в воде существенно неидеальна. Ее неидеальность более всего сказывается на составе и электропроводности. Используя данные работы [13] по электропроводности неидеальной плазмы, была получена аналитическая зависимость  $\sigma(P, T)$ . К сожалению, применение этой зависимости ограничено давлением  $p < 0,5 \cdot 10^9$  Па, выше которого теория неидеальной плазмы, использованная в [13], несправедлива. Для исследования влияния неидеальности проводимости на характеристики разряда было проведено сопоставление численных расчетов для  $\sigma(P, T)$ , взятой из [13], с расчетами, в которых проводимость вычислялась по приближенным формулам [2]

$$\sigma = 0,28 \cdot 10^{-7} \frac{n_e}{\nu}; \quad \nu = 1,67 \cdot 10^{-14} n_a + 3,8 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{T^{3/2}} \ln\left(0,62 \cdot 10^7 \frac{T^{3/2}}{n_e^{1/2}}\right) \quad (4)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

где частота столкновений  $\nu$  определяется электрон-атомными и электрон-ионными соударениями, при этом предполагается, что сечение столкновения электронов с атомами водорода и кислорода одинаковы [4]. Концентрацию электронов можно определить по формуле Саха [2].

Для численного интегрирования уравнений (1)–(4) была использована модернизированная схема Лакса – Вендроффа с учетом подвижности разностной сетки. Программа позволяет рассчитывать гидродинамические течения жидкости с учетом различного рода границ, как внешних, так и внутренних.

С целью исследования динамики процессов и демонстрации возможностей программы произведен численный расчет электрического разряда в цилиндрической геометрии применительно к эксперименту в [14]. Рассматривается разрядный контур, содержащий конденсатор емкостью  $C=6$  мкФ, индуктивность  $L=1,1$  мкГ и разрядный промежуток в воде  $l=0,045$  м. Начальное напряжение конденсатора  $V_0=20$  кВ.

В качестве граничных условий использовалось равенство нулю всех производных по радиусу на оси симметрии и  $u=0$ ,  $T=293$  К на непроницаемой неподвижной стенке. В начальный момент времени все пространство заполняет вода при комнатной температуре  $T=293$  К и атмосферном давлении  $P=10^5$  Па. Основные расчеты проведены для неидеальной проводимости, определенной по данным [13].

Для численного инициирования разряда в начальный момент времени вблизи оси симметрии канала ( $r=0,1$  мм радиус проволоочки) искусственно вводится энергия, равная  $\sim 10\%$  энергии, запасенной конденсатором. Согласно [2], именно такая доля энергии переходит при взрыве проволоочки в энергию жидкости.

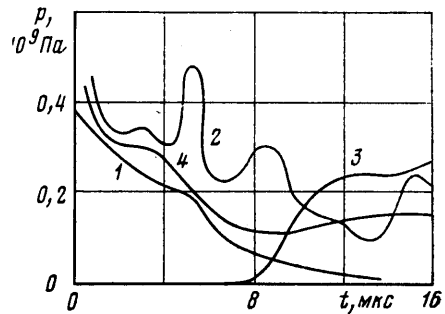
На фиг. 1 показано изменение давления среды по радиусу в различные моменты времени. Из фиг. 1 видно, что в результате начального энерговыделения вблизи оси симметрии образуется пик давления и температуры. Под действием образовавшегося градиента давления начинается истечение жидкости из центральной области разряда, что приводит к образованию полости низкой плотности с одновременным формированием ударной волны в жидкости, движущейся со скоростью  $\sim 2$  км/с к стенке разрядной камеры. На фиг. 1 хорошо прослеживаются пульсации давления в центре разряда с периодом 2–3 мкс. Эти пульсации не связаны с первой ударной волной, так как за это время она еще не успела достигнуть стенки разрядной камеры, а являются следствием джоулева тепловыделения в канале разряда. Это приводит к возникновению второй ударной волны, движущейся внутри полости с низкой плотностью. Поскольку на границе полости происходит резкое возрастание плотности (примерно на порядок), то ударная волна почти полностью от нее отражается. Отраженная ударная волна вызывает еще более резкое возрастание давления в центре, сжатие проводящего столба, формирование интенсивного потока среды и охлаждение центральной области. Изменение профиля температуры во времени изобра-

жено на фиг. 2. Кривые 1—5 соответствуют 4; 8; 12; 16; 20 мкс. Периодические отражения ударных волн приводят к немонотонному уменьшению температуры.

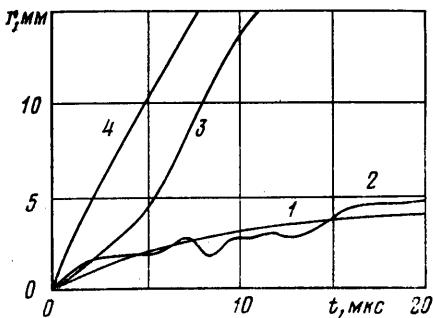
Отражения вторичных ударных волн от границы полости вызывают также пульсации давления на ее границе (фиг. 3, кривая 2). На том же графике для сравнения (кривая 1) показано изменение давления, рассчитанное методом характеристик [14] с использованием экспериментально измеренной траектории стенки полости. Видно, что эти расчеты не отражают пульсационное поведение давления, поскольку экспериментально измеренная траектория границы полости, на основании которой проводился расчет давления, не чувствительна к этим пульсациям. Периодические отражения вторичных ударных волн от границы полости мало влияют на ее траекторию. Этот факт подтверждается хорошим совпадением траекторий полости, измеренной в эксперименте [14] (кривая 1, фиг. 4), с рассчитанной в настоящей работе по максимальному градиенту плотности (кривая 2, фиг. 4). Там же показаны экспериментальная (кривая 3) и расчетная (кривая 4) траектории первой ударной волны до момента ее отражения от стенки, находящейся по условию расчета на расстоянии  $r_w = 15$  мм.

Отметим, что в эксперименте стенка разрядной камеры находилась значительно дальше и в первые 20 мкс не влияла на развитие разряда.

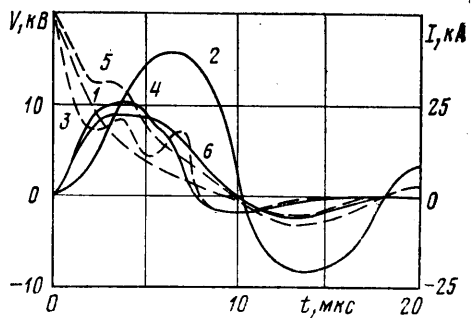
Оказываемое на стенку разрядной



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

камеры импульсное давление представлено кривой 3 на фиг. 3. Следует отметить, что часто используемые в технике расчеты по среднему давлению могут быть лишь весьма грубым приближением из-за пульсационного характера воздействия ударных волн на стенки разрядной камеры.

Момент ( $t \approx 8$  мкс), когда отраженная от стенки камеры ударная волна достигает центра разряда, характеризуется резким изменением всех параметров разряда: давления (фиг. 1), температуры (фиг. 2), напряжения (кривая 3, фиг. 5) и тока (кривая 4, фиг. 5). На фиг. 5 для сравнения представлены экспериментально измеренные в [14] осциллограммы напряжения и тока разряда (кривые 1, 2). Некоторое отличие расчетных зависимостей тока и напряжения от экспериментальных в первые 8 мкс объясняется ненадежностью данных по неидеальной электропроводности плазмы при высоких давлениях. Резко выраженные пульсации параметров в разряде характерны именно для неидеальной проводимости. При сжатии проводящего столба отраженной ударной волной для неидеальной плазмы

наблюдается рост проводимости с ростом давления и, следовательно, рост плотности тока, рост индукции собственного магнитного поля, что вызывает еще более сильный рост давления. Для идеальной проводимости (12) — (13) пульсации давления не столь резко выражены (кривая 4, фиг. 3), так как в этом случае при сжатии канала разряда наблюдается падение  $\sigma$ . Этим объясняется и более гладкий характер кривых напряжения и тока разряда (кривые 5, 6, фиг. 5).

Расчетный анализ выявил весьма сложную структуру электрического разряда в воде: несовпадение границы полости с границей канала разряда, резкая неоднородность параметров и наличие вторичных ударных волн внутри полости, взаимное влияние электрических, геометрических и гидродинамических характеристик разряда. Структура разряда существенно зависит от геометрических размеров разрядной камеры, от величины энергии и скорости ее выделения. Такая сложная картина в общем случае практически не поддается описанию ни в рамках приближенной модели разряда [2], ни в рамках теории точечного взрыва [9].

Созданная для расчетов электрических разрядов в жидкости программа позволяет детально исследовать динамику разряда, получить распределение параметров среды по пространству в различные моменты времени, проанализировать взаимодействие ударных волн, влияние величины и скорости вкладываемой энергии на структуру разряда и интенсивность воздействия на стенки разрядной камеры или на поверхность обрабатываемых деталей. Подобные численные расчеты способствуют созданию более надежных методик обработки экспериментальных данных, позволяют выявить границы применимости приближенных моделей электрического разряда в жидкости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Поздеев В. А. Прикладная гидродинамика электрического разряда в жидкости. Киев: Наук. думка, 1980. 192 с.
2. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971. 155 с.
3. Шамко В. В., Кучеренко В. В. Применение модели несжимаемой жидкости к задаче о расширении канала подводной искры.— В кн.: Электр. разряд в жидкости и его применение. Киев: Наук. думка, 1977, с. 3—8.
4. Кучеренко В. В., Иванов А. В., Пономаренко В. Н. Расчет гидродинамических явлений подводной искры на послеразрядной стадии.— В кн.: Электр. разряд в жидкости и его применение. Киев: Наук. думка, 1977, с. 15—21.
5. Ожунь И. З. Расчет давления жидкости на поршень при постоянной скорости его расширения.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 1, с. 126—130.
6. Иванов А. В., Шамко В. В., Иванов В. В. Исследование пространственного движения жидкости при подводном искровом разряде.— В кн.: Электр. разряд в жидкости и его применение. Киев: Наук. думка, 1977, с. 8—15.
7. Пастухов В. Н., Малюшевский П. П. Влияние начальных условий на развитие электрического разряда в воде при нормальном и высоком гидростатических давлениях.— В кн.: Физико-механические процессы при высоковольтном разряде в жидкости. Киев: Наук. думка, 1980, с. 42—49.
8. Пастухов В. Н., Малюшевский П. П. Особенности развития электрического разряда в жидкости под высоким гидростатическим давлением.— В кн.: Физико-механические процессы при высоковольтном разряде в жидкости. Киев: Наук. думка, 1980, с. 42—49.
9. Коробейников В. П., Христофоров Б. Д. Подводный взрыв.— В кн.: Гидромеханика. М., 1976, с. 54—119. (ВИНИТИ. Итоги науки и техники, т. 9).
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
11. Вукалович М. П. Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара. М.— Л.: Энергия, 1965. 400 с.
12. Кот К. А. Мощные подводные взрывы.— В кн.: Подводные и подземные взрывы. М.: Мир, 1974.
13. Иванов В. В., Швец И. С. Термодинамика, состав и электропроводность неидеальной плазмы подводных искровых разрядов.— В кн.: Основные проблемы разрядной импульсной технологии. Киев: Наук. думка, 1980, с. 79—84.
14. Швец И. С. К определению удельной электропроводности плазмы подводного искрового разряда.— Теплофизика высоких температур, 1980, т. 18, вып. 1, с. 1—8.

Москва

Поступила в редакцию  
1.VI.1981