

ПРОТЯЖЕННЫЙ КОРОННЫЙ РАЗРЯД В СИЛЬНЫХ ВОДНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТАХ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский 43 А, г. Николаев, 54018, Украина*

Введение

Импульсный коронный разряд в жидкости применяется в ряде областей современной физики, электрофизических методах обработки материалов и основанных на них технологиях. Так, в частности, он может быть использован в создании и исследовании плотной низкотемпературной плазмы [1, 2], для обработки материалов путем воздействия высокими и сверхвысокими давлениями, которые образуются вследствие расширения плазмы коронного разряда [3–5], в технологиях очистки и обеззараживания промышленных стоков.

Актуальной остается задача изучения возможностей стабилизации зажигания и развития самого разряда, повышения эффективности его воздействия на материалы и среды за счет выявления и интенсификации тех факторов процесса, которые определяют необходимый технологический результат.

Механизм формирования, режим выделения энергии, динамика пространственной структуры и параметры плазмы разряда определяются, в первую очередь, такими условиями, как максимальная напряженность электрического поля, удельная электропроводность и состав среды, геометрия и полярность электродной системы, уровень запасаемой энергии и соотношение между параметрами разрядного контура. Так, при снижении зарядного напряжения и увеличении проводимости среды кистевая корона, имевшая ветвистую структуру, преобразуется в плотное (сплошное) плазменное образование, покрывающее поверхность острийкового электрода [4, 5]. Возрастают амплитуда разрядного тока и скорость выделения энергии. Для положительного полусферического острия определены условия такого преобразования, как, пороговое значение начальной удельной электропроводности среды $\sigma^* = 3\text{--}5 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ и критическая напряженность электрического поля $E_{кр}$.

В отличие от линейного разряда с образованием сквозного канала проводимости весь ток коронного разряда протекает через границу среда–плазма, поэтому эффективность превращения среды в плазму может быть существенно выше, чем при линейном разряде. Сама же плазма будет иметь минимально возможную температуру и большую плотность [2]. Вместе с тем коронный разряд с образованием сплошной плазменной области характеризуется высокой стабильностью формирования, слабой чувствительностью к длине межэлектродного промежутка, позволяет создавать локализованные в пространстве плазменные поршни заданной конфигурации [4, 5].

Большая часть содержащихся в литературе сведений по такому виду разряда относится к электродной системе с полусферическим острием. Можно утверждать, что изменение геометрии плазменной области откроет ряд новых перспектив технологического использования данного явления. Например, если выполнить острие в виде кромки металлической пластины и таким образом значительно увеличить длину острийкового электрода, можно создать протяженный плазменный слой, эффективный размер которого в поперечном сечении на несколько порядков меньше его длины. Подобная реализация разряда может быть использована в технологических процессах и устройствах для поверхностной обработки объектов плазмой разряда вдоль контура, имеющего значительную длину и сложную конфигурацию, или в плазменных фильтрах.

Цель работы – экспериментальное определение условий формирования и анализ пространственной динамики протяженного коронного разряда.

Методика эксперимента

Схема силовой части экспериментального стенда с датчиками тока (R_{III}) и напряжения (R_{D1}/R_{D2}) показана на рис. 1. Разряд осуществлялся на электродной системе типа острие–плоскость в

прозрачной диэлектрической камере (поз.1), выполненной в форме куба (14 дм^3) и заполненной водным раствором хлористого натрия (поз.2) с концентрацией от 20% до полного насыщения. Острие, всегда имеющее положительную полярность, образовано кромкой металлической пластины (поз.3), боковые поверхности которой охвачены диэлектриком (поз.4). Пластина выступает за края диэлектрика на высоту до 3 мм. Торец пластины представляет в поперечном сечении прямые углы и толщину δ , а также обрабатывается под форму боковой поверхности цилиндра. Толщина стальной либо алюминиевой пластины варьировала в широких пределах – $\delta = 10^{-5} - 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Далее, когда речь идет о радиусе электрода $r_{э}$, предполагается случай с полуцилиндрическим торцом.

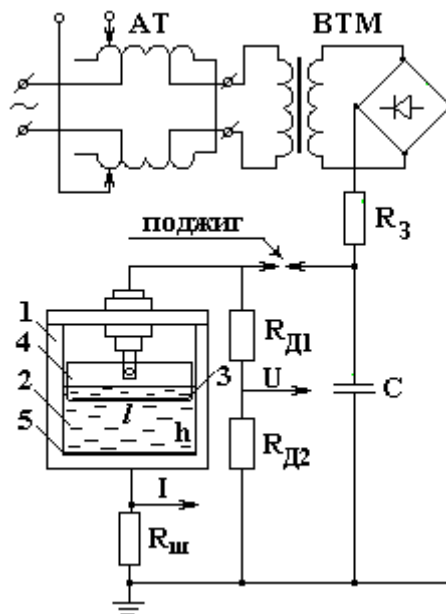


Рис. 1. Схема силовой части экспериментального стенда

В ходе опытов длина острийкового электрода l увеличивалась от 20 мм вплоть до значений, соответствующих стеканию заряда без образования короны. Расстояние от торца острия до противоэлектрода, которым служил стальной лист (поз.5), уложенный на днище камеры, составляло $h = 50 - 130 \text{ мм}$. В ряде опытов в качестве острия использовался сложнопрофильный облой отливки, изготовленной из алюминия.

Конденсаторная батарея C заряжалась через токоограничивающее сопротивление R_3 с выходного выпрямителя повышающего трансформатора-выпрямителя $ВТМ$. Плавная регулировка напряжения на первичной обмотке $ВТМ$ осуществлялась автотрансформатором $АТ$, питающимся от сети.

С помощью скоростного фоторегистратора СФР-2М, работавшего в режиме "лупы времени" с временным разрешением 1 мкс, визуализировалась динамика пространственной структуры разряда. Синхронно проводилось осциллографирование разрядного тока и падения напряжения на межэлектродном промежутке. Более подробное описание методик измерений, способа синхронизации и состава экспериментального стенда отмечено в работах [6, 7]. Токосоводящий стержень острия выполнял функцию вертикальной оси электрода и позволял изменять угол между плоскостью пластины и фокальной плоскостью съемки от 0 до 90° .

При выборе параметров разрядного контура руководствовались следующими соображениями. Во-первых, обеспечить уровень запасаемой энергии, сопоставимый с энергиями, для которых ранее проводились исследования сплошной короны на полусферическом электроде [4, 5, 8] и в диафрагме [2]. Во-вторых, установить такую величину зарядного напряжения, при которой за счет увеличения толщины острийкового электрода δ представится возможным изменить начальную напряженность электрического поля E_0 от значений, превышающих критическое [8] – $E_0 > E_{кр}$, до значений $E_0 < E_{кр}$. Выбраны следующие диапазоны: зарядное напряжение – $U_0 = 3 - 5 \text{ кВ}$; емкость накопителя – $C = 100 - 300 \text{ мкФ}$; индуктивность разрядного контура $L \approx 3 \text{ мкГн}$.

Результаты и обсуждение

Количественный анализ проводился для случаев с формированием разряда на торце плоской пластины, поскольку при использовании сложнопрофильного острия интерпретация результатов фоторегистрации затруднительна.

Типичная СФР-грамма протяженного коронного разряда представлена на рис. 2. Из рисунка видно, что свечение возникает сначала по краям пластины, а затем распространяется вдоль всей поверхности ее торца, причем элементы объема светящейся области у краев имеют больший характерный размер. По-видимому, это вызвано усилением электрического поля вблизи краев из-за продольной неоднородности. При значительной длине пластины неоднородность свечения выражена слабо, и коронный разряд формируется практически равномерно вдоль всего острия.

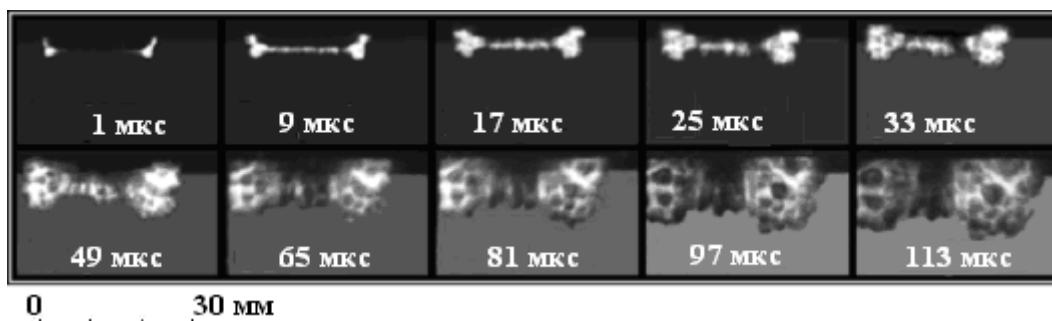


Рис. 2. Типичная скоростная фотограмма развития протяженного коронного разряда на торце плоской металлической пластины: $l = 2 \cdot 10^{-2}$ м; $\delta = 4 \cdot 10^{-5}$ м; $h = 0,1$ м; $U_0 = 3,5$ кВ; $C = 300$ мкФ

Эрозия краев пластины происходит интенсивнее, чем средней части торца. После осуществления серии разрядов увеличение объема светящейся области у краев становится менее заметным, и даже слой незначительной протяженности ($l = 20\text{--}50$ мм) с высокой степенью точности может быть аппроксимирован полуцилиндрической поверхностью. Результат эрозионного воздействия на торец тонкой пластины трех разрядных импульсов представлен на рис. 3, сплошной линией показан исходный размер.

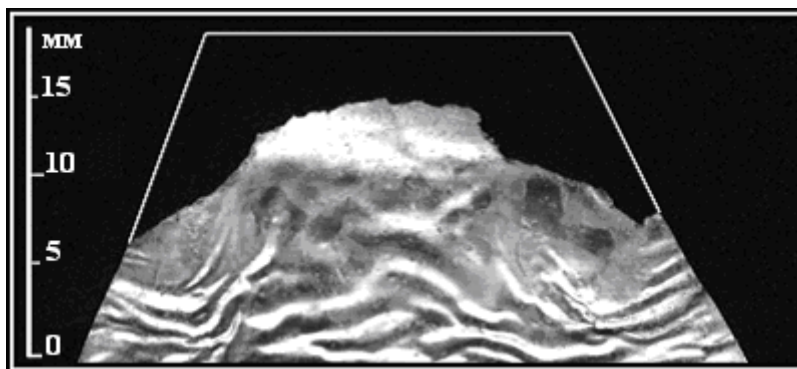


Рис. 3. Характер электроэрозионного разрушения плоского алюминиевого острия

На основании экспериментальных данных проведена оценка сплошности объема, занимаемого плазмой. Для этого использовалась методика, предложенная в работе [1]. Сплошность оценивалась объемом светящейся области в момент времени t_m , соответствующий достижению током своего максимума I_m . Информативными параметрами выступали эффективный радиус полуцилиндрического плазменного образования $r_{эф}$ и его длина l . Коэффициент сплошности выражался соотношением

$$K_{СП} = \frac{W_{\text{выд}}}{V_{\text{св}} W_{\text{уд}}}, \quad (1)$$

где $V_{\text{св}}$ – объем светящейся области, равный половине объема цилиндрического слоя (по сечению вдоль образующей) с исключенным из него эквивалентным объемом выступающей из диэлектрика торцевой части острейкового электрода

$$V_{\text{св}} = \frac{1}{2} \pi l (r_{\text{эф}}^2 - r_{\text{эл}}^2); \quad (2)$$

$W_{\text{выд}}$ – энергия, выделившаяся в плазме разряда к моменту достижения максимума тока

$$W_{\text{выд}} = \int_0^{t_m} i(t)^2 R_{\text{пл}} dt \approx \frac{1}{2} I_m^2 R_{\text{пл}} t_m ; \quad (3)$$

$W_{\text{уд}} = (0,3-3) \cdot 10^6$ Дж/м³ – удельная энергия плазмообразования, оцененная в работе [1] по величине, необходимой для ионизации молекулы воды и количеству электронов в плазме.

Сопротивление плазменной области $R_{\text{пл}}$ входит в состав импеданса разрядного промежутка последовательно с сопротивлением электролита $R_{\text{эл}}$ и переходного слоя плазма–жидкость, поэтому его определение непосредственно по результатам осциллографирования разрядного тока и падения напряжения на межэлектродном промежутке не представляется возможным. Для оценки $R_{\text{пл}}$ необходимо принять ряд допущений. Во-первых, согласно [4] удельную электропроводность плазмы можно принять равной $\sigma_{\text{пл}} = \sigma_0 \cdot 10^3$, где σ_0 – начальная электропроводность водного раствора NaCl. Во-вторых, $R_{\text{пл}}$ определяют для эффективных значений пространственных характеристик разряда. Тогда

$$R_{\text{пл}} = \frac{1}{\pi l \sigma} \ln \left| \frac{r_{\text{эф}}}{r_{\text{эл}}} \right|. \quad (4)$$

Подстановка выражений (2) и (4) в (1) приводит к следующему соотношению для коэффициента сплошности:

$$K_{\text{СП}} = \frac{I_m^2 t_m \cdot 10^{-3}}{\pi^2 l^2 \sigma_0 (r_{\text{эф}}^2 - r_{\text{эл}}^2) \cdot W_{\text{уд}}} \ln \left| \frac{r_{\text{эф}}}{r_{\text{эл}}} \right|. \quad (5)$$

Расчет коэффициента сплошности проводился для режима $U_0=3,5$ кВ, $C=300$ мкФ. Результаты расчета, основанные на усредненных значениях $r_{\text{эф}}$, I_m и t_m при $l = 40$ мм, сведены в таблицу.

Коэффициент сплошности при различных значениях $W_{\text{уд}}$

$W_{\text{уд}} 10^6, \text{ Дж/м}^3$	$r_{\text{эф}} 10^{-3}, \text{ м}$	$\sigma_0, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{ м}^{-1}$	$I_m 10^3, \text{ А}$	$t_m 10^{-6}, \text{ с}$	$K_{\text{СП}}$
0,3	4,5	20	6,5	30	12,2
3					1,2

Условием, когда объем, занимаемый плазмой, можно считать сплошным, является $K_{\text{СП}} \geq 1$. Таким образом, для $l \leq 40$ мм, согласно [3, 5], плазму можно считать однородной, пренебрегая при этом изменением электропроводности по радиусу полуцилиндрического слоя, а сопротивление последнего представить выражением (4), где $r_{\text{эф}}$ следует заменить текущим значением. Дальнейшее увеличение параметра l , если общая площадь взаимодействия металл–электролит не превышает для острия некоторого критического значения $S_{\text{кр}}$, не приводит к качественным изменениям в феноменологии явления. К сожалению, масштаб съемки не позволил регистрировать без фрагментации объекты протяженностью свыше 50 мм. Поэтому оценка $K_{\text{СП}}$ при $l \approx 200$ мм основана на результатах опытов, когда угол между плоскостью пластины (острия) и фокальной плоскостью съемки составлял от 75 до 90°, что несколько снизило ценность полученных для таких значений l данных.

Скорость расширения протяженного плазменного образования в поперечном сечении определялась дискретными разностями путем размерного анализа последовательности кадров СФР-грамм. Для этого использовалось выражение

$$v_r = \frac{\partial r}{\partial t} \approx \frac{r_n - r_{n-1}}{t_n - t_{n-1}} \Bigg|_{t = t_{n-1} + \frac{t_n - t_{n-1}}{2}}, \quad (6)$$

где r_n – радиус плазменного образования на n -ном кадре; $t_n - t_{n-1}$ – временной интервал между n -ным и предыдущим кадрами.

Скорость расширения, усредненная за стадию протекания тока, находилась в диапазоне 100–180 м/с для различных случаев.

Электроэрозионное разрушение острийкового электрода при условии формирования протяженного коронного разряда значительной длины, по-видимому, может быть использовано для осуществления поверхностной обработки литых заготовок из легкоплавких материалов.

С целью определения возможности такой обработки поставлены опыты с использованием в качестве анода отливки, имеющей внутренние полости и сложный профиль выступающего на поверхности облоя. Отливка предварительно покрывалась диэлектрическим лаком по всей поверхности, исключая облой. Ближайшая к противозлектроду часть отливки отстояла от него на 60–70 мм. На

анод подавался импульс напряжения от конденсаторной батареи (300 мкФ), заряженной до 4–5 кВ. В результате сплошной коронный разряд формировался не только на ближайших к катоду участках облоя, но и отстоящих от него на расстоянии до 130 мм.

Опыты показали, что максимальная поверхность взаимодействия металл–электролит $S_{кр}$, при которой еще формируется разряд в данных условиях, составляет для острия от 10 до 12 см². Максимальная длина торца плоской модельной пластины, выступающей из диэлектрической оправы на 3 мм, при этом равна 205 мм.

Приведение максимальной площади металла острия, взаимодействующего с электролитом, к площади эквивалентной полусферы дало значение ее радиуса $r_{экр} = 14$ мм.

Энергозатраты на эрозию единицы массы острийкового электрода определялись из следующего опыта. На электроде, выполненном из алюминиевой фольги толщиной 10 мкм, выступающей из диэлектрической оправы на предельно возможную по условиям формирования высоту, при постоянных параметрах генератора импульсных токов, сплошной коронный разряд периодически формировался до тех пор пока фольга не эродировала до уровня диэлектрика. После чего зажигание последующих разрядов самопроизвольно прекращалось. Максимум амплитуды тока от разряда к разряду снижался, что, вероятно, вызвано уменьшением площади взаимодействия металл–электролит. Через начальные размеры эродировавшего участка металлической пластины определялась его масса и затем оценивались удельные энергозатраты по отношению суммарной энергии, выделившейся в импульсах, к массе. Энергозатраты на эрозию составили 3,8 МДж/г.

Выступающая часть фольги толщиной 40 мкм после разрядов не деформировалась, хотя в среде происходили интенсивные гидродинамические возмущения. Как видно из рис. 3, на фольге, находившейся под диэлектрическими накладками, образовались гофры, сформированные, по-видимому, вследствие теплового воздействия тока. Возможно, это объясняется более высокой плотностью тока в пластине под накладками, чем на выступающей поверхности, где присутствовало растекание в окружающую проводящую среду.

Характерная осциллограмма процесса показана на рис. 4. Разряд аperiодический, очевидно условия экспериментов таковы, что для интегрального сопротивления промежутка $R_{и}$ всегда выполнялось условие $R_{и} > \sqrt{L/C}$. Кривые тока имели неправильную куполообразную форму с выполаживанием по мере спада амплитуды.

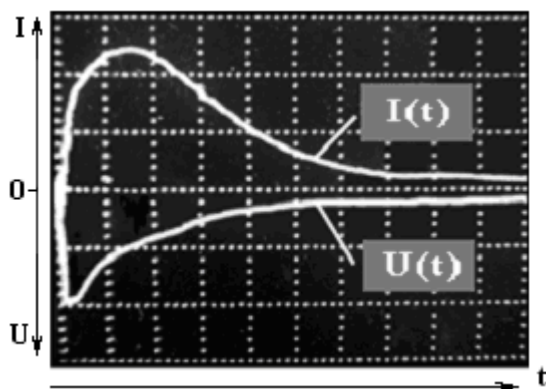


Рис. 4. Характерная осциллограмма протяженного коронного разряда.
 $I_m = 6700$ А; $U_m = 1800$ В; 20 мкс/дел

Различными авторами приводятся близкие значения критической напряженности поля [1, 3] для проводящих растворов. Так, для $\sigma_0 > 0,1$ Ом⁻¹·м⁻¹ и полусферического электрода $E_{кр} = 3,4 \cdot 10^6$ В/м.

Для протяженного электрода, аппроксимированного боковой поверхностью цилиндра, оценка начальной напряженности электрического поля у его поверхности может быть проведена на основании следующего выражения

$$E_0 = \frac{j}{\sigma} \approx \frac{U_0}{r_{эл} \ln \left| \frac{h}{r_{эл}} \right|}. \quad (7)$$

Минимальная начальная напряженность по условиям экспериментов, при которой еще происходит зажигание разряда, рассчитанная на основании (7), имеет значение $E_0 = 1,2 \cdot 10^6$ В/м. Таким образом, для сильнопроводящих растворов хлористого натрия и протяженной геометрии острия, при $\sigma_0 \approx 20 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, значение критической напряженности несколько ниже встречающегося в литературе.

Заключение

Проведенные исследования позволили получить следующие результаты:

- на положительном острие возможно создавать протяженный плазменный слой сложной конфигурации с переменным расстоянием до противоэлектрода;
- для $\sigma_0 \geq 15$ ч $20 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ значение критической напряженности $E_{\text{кр}} \geq 1,2 \cdot 10^6$ В/м;
- максимальная площадь взаимодействия металл–электролит для положительного острия, при которой еще происходит формирование разряда, $S_{\text{кр}} = 10\text{--}12 \text{ см}^2$;
- удельные энергозатраты на эрозию алюминиевого острия $W_{\text{э,уд}} = 3,8 \text{ МДж/г}$;
- коэффициент сплошности протяженного плазменного слоя $K_{\text{СП}} > 1$;
- скорость расширения плазменного слоя в поперечном сечении $v_r \approx 100\text{--}180 \text{ м/с}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ушаков В.Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск, 1975.
2. Дробышевский Э.М., Дунаев Ю.А., Розов С.И. Сферический диафрагменный разряд в электролитах // Журнал технической физики. 1973. Т. 43. Вып.6. С. 1217–1221.
3. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М., 1971.
4. Богуславский Л.З., Кривицкий Е.В., Петриченко В.Н. Коронный разряд в водных электролитах // Теория, эксперимент, практика электроразрядных технологий. 1993. Вып. 1. С. 8–13.
5. Богуславский Л.З., Кучеренко В.В., Кривицкий Е.В. Динамика импульсного коронного разряда в водных электролитах. Николаев. 1993. (Препринт /АН Украины, ИИПТ, № 22).
6. Щерба А.А., Петриченко С.В. Влияние параметров электрических разрядов на динамику искроразрядных каналов при объемной электроискровой обработке плоского слоя токопроводящих гранул // Техническая электродинамика. Темат. вып. "Силовая электроника и энергоэффективность". Киев, 2002. Ч. 3. С. 61–65.
7. Щерба А.А., Петриченко С.В. Физическое моделирование и анализ динамики искроплазменных процессов при электроэрозионном диспергировании токопроводящих гранул в жидкости // Техническая электродинамика. 2004. № 3. С. 27–32.
8. Богуславский Л.З., Кривицкий Е.В., Петриченко В.Н. Электродинамические явления при коронном импульсном разряде в сильных водных электролитах // Электронная обработка материалов. 1991. № 5. С. 51–54.

Поступила 30.07.04

Summary

The conditions of formation of a corona discharge have been investigated. The discharge was as a dense plasma substance on a anode spearhead. The substance had considerable length. Solution NaCl in water as environment. The electrical conductivity of solution was more than $15 - 20 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. The speed of the extension of plasma has been determined. The initial electric field strength and specific power inputs for erosion of an anode has been counted. The estimation of a degree of density of a plasma volume has been conducted.