

03;04;07;12

Оптические исследования переходного слоя плазма–жидкость при импульсном коронном разряде в сильных водных электролитах

© Л.З. Богуславский, С.А. Хайнацкий, А.Н. Щербак

Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
54018 Николаев, Украина
E-mail: ksa@aip.mk.ua

(Поступило в Редакцию 17 марта 2000 г.)

Экспериментально исследовались свойства коронного разряда в сильных водных электролитах. Полученный интегральный во времени спектр излучения плазмы короны показал наличие тонкого парового слоя между сплошной плазменной областью и жидкостью. По тенеграммам разряда рассчитаны временные зависимости его толщины. Установлена роль переходного слоя в процессе преобразования энергии при коронном разряде в сильных электролитах.

Исследование электрических и гидродинамических характеристик импульсного коронного разряда в водных электролитах [1,2] показало, что при определенных условиях разветвленная кистевая корона превращается в сплошное плазменное образование с уровнем гидродинамических возмущений, сравнимых с подводным искровым разрядом [3]. Главным условием такого преобразования при начальных напряженностях электрического поля в диапазоне $E_0 = 10^6 \dots 10^8$ В/м является высокая электропроводность электролита (порядка 10 С/м). При этом если поверхность острейшего электрода обеспечивает достаточную величину плотности электрического тока и соответствующую напряженность электрического поля для зажигания разряда вдоль всей поверхности острия, то в жидкости можно формировать плазменный поршень любой заранее заданной конфигурации, определяемой геометрией острия [2]. Приведенные факторы с учетом высокой стабильности электрических и гидродинамических характеристик предопределили интерес к коронному разряду в сильных электролитах как к объекту с высокими техническими возможностями, имеющему ряд преимуществ по сравнению с другими видами электровзрыва в жидкости: реализация в малом объеме, стабильность уровней давления, повышенный ресурс электродных систем, расширение диапазона электропроводности сред, в которых реализуется электро-взрывное преобразование энергии.

Дальнейшее исследование коронного разряда в сильных электролитах ставит задачу детального объяснения механизма явления. В существующих к настоящему времени электродинамических моделях коронного разряда в сильных электролитах [4,5] эквивалентную схему замещения разрядного промежутка представляют в виде последовательно включенных нелинейных сопротивлений плазменного расширяющегося поршня и столба жидкости. Суммарное сопротивление меняется вследствие изменения радиуса плазменного поршня и нелинейного распределения электропроводности жидкости под действием градиента температуры, вызванного джоулевой диссипацией энергии. Такое представление исходит из того, что с помощью стандартных экспериментальных

методик определяется лишь общая диссипация энергии в объеме разрядного промежутка, которую не удается разделить на эквивалентные составляющие. При этом переход от плазмы к жидкости моделируется скачком. Однако результаты исследования канала подводной искры указывают на то, что между плазмой и жидкостью должен существовать некий тонкий переходный слой, в котором происходит изменение термодинамических параметров T и ρ [6,7]. Существование последнего объясняется тем, что характерное давление в плазменном канале достигает $10^8 - 10^9$ Па, вода находится в закритической области и у канала не может быть резкой границы раздела фаз плазма–жидкость.

Исследования импульсного диафрагменного разряда [8,9], который является близким к импульсной короне по среде протекания и формированию плазменного сгустка, показали наличие переходного газового слоя и его основную роль в динамике разряда вследствие высокой плотности тока вблизи плазменного сгустка.

Выше перечисленные факторы указывают на необходимость исследования вопроса о существовании переходного слоя плазма–жидкость при коронном разряде в сильных электролитах в случаях, когда образуется сплошная плазменная область, и его роли в динамике разряда.

Постановка экспериментов

Экспериментальная установка состояла из двух основных частей: электрофизической и оптической. Электрофизическая часть представляла собой разрядный контур емкостного накопителя с параметрами $U_0 = 10 \dots 30$ кВ, $C = 3 \dots 6$ мкФ, $L = 2.4$ мкН. Разрядный ток и напряжение на разрядном промежутке регистрировались на осциллографе С8-17 с помощью коаксиального шунта и емкостного делителя напряжений. Оптическая часть установки, представленная на рис. 1 (вид сверху), состояла из спектральной и теневой частей. Разряд осуществлялся в разрядной камере в форме параллелепипеда размером $240 \times 480 \times 390$ мм с тремя иллюминаторами, изгото-

вленными из полированного оргстекла высокой прозрачности. Материал камеры — нержавеющая сталь X18H9T. На фланце боковой стенки камеры был установлен стержневой электрод из латуни с полиэтиленовой изоляцией, радиус закругления острия $r_0 = 1.5$ мм. Отрицательным электродом служили стенки разрядной камеры. В качестве электролита использовался оптически прозрачный раствор NaCl в дистиллированной воде, который предварительно отстаивался и фильтровался. Концентрация соли в электролите варьировалась в зависимости от необходимой электропроводности электролита. В данной работе $\sigma_0 = 10$ S/m. Один из иллюминаторов устанавливался перпендикулярно стержневому электроду для избежания расфокусировки оптической схемы при спектральных исследованиях во время эволюции плазменного образования. Оптическое излучение плазменного образования с помощью поворотного зеркала и промежуточного кварцевого объектива — ахромата ($f = 75$ мм) фокусировалось на входной щели дифракционного спектрографа ДФС-452. Данный спектрограф позволяет регистрировать с высоким разрешением спектры излучения в диапазоне 190...1100 нм. В настоящей работе использовалась встроенная дифракционная решетка 600 штрихов/мм с максимумом концентрации энергии на длине волны 500 нм. В этом случае на фотопленке укладывается интервал длин волн до 360 нм, что удобно для получения обзорных спектров излучения малоизученных объектов. Для отождествления исследуемого спектра использовался стандартный источник возбуждения спектров ИВС-28, в разрядной камере которого возбуждался хорошо известный спектр алюминия. С помощью съемного поворотного зеркала и промежуточного объектива спектр алюминия фокусировался на входной щели спектрографа и регистрировался на свободном участке фотопленки параллельно исследуемому спектру. Взаимное расположение исследуемого и эталонного спектра обеспечивалось специальным механизмом перемещения кассеты.

Теневая часть установки, разработанная для визуальной идентификации тонкого перехода плазма-жидкость, реализовала принцип расфокусированной диафрагмы [10]. В качестве источника света в установке применялся импульсный рубиновый лазер типа ГОР-100М. Использование плоскопараллельного пучка света было необходимо для частичного устранения "линзового эффекта" фронта ударной волны коронного разряда. Для увеличения размеров светового поля, в котором исследуются оптические неоднородности, между лазером и разрядной камерой устанавливался коллиматор, расширяющий пучок света до 50 мм в диаметре. По ходу оптического луча вслед за разрядной камерой был установлен объектив приемной части типа "Юпитер-36Б" ($f = 250$ мм). В регистрирующей части оптической схемы применялся объектив типа "Калейнар-3Б" ($f = 150$ мм). Назначение этого объектива — построение резкого изображения объекта, находящегося в предметной плоскости, на визуализирующем экране или киноплёнке фоторегистратора. Применение вышеуказанных объективов в оптической схеме

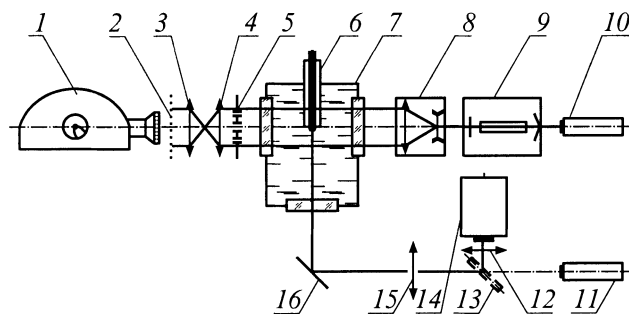


Рис. 1. Оптическая часть схемы экспериментальной установки: 1 — фоторегистратор, 2 — визуализирующий экран, 3 — объектив регистрирующей части, 4 — объектив приемной части, 5 — визуализирующая диафрагма, 6 — электрод, 7 — разрядная камера, 8 — коллиматор, 9 — импульсный лазер, 10 — юстировочный лазер, 11 — спектрограф дифракционный, 12 — промежуточный объектив, 13 — съемное поворотное зеркало, 14 — источник возбуждения спектров, 15 — промежуточный объектив, 16 — поворотное зеркало.

было обусловлено значительными рабочими отрезками (≥ 74 мм), что существенно для метода расфокусированной диафрагмы с высокой разрешающей силой в центре поля (до 45 лин/мм). За регистрирующим объективом устанавливался объемный визуализирующий экран, изготовленный из матового оптического стекла. По экрану велся визуальный контроль изображения в процессе настройки схемы и подготовки к съемкам, а также контроль качества юстировки установки. Для скоростной съемки в оптической схеме был установлен фоторегистратор типа ВФУ-1 с увеличивающими насадками (5- и 10-кратное увеличение) в режиме фотохроннографа. В общем оптическая схема позволяла получить разрешение $10^{-5} \dots 10^{-4}$ м. В качестве визуализирующей диафрагмы в схеме был применен набор решеток с шагом 0.05...1.0 мм. Диафрагма устанавливалась непосредственно после объекта, так как в этом случае световые лучи отклоняются на большие углы в пограничном слое.

Все элементы оптической схемы были смонтированы на оптической скамье длиной 3750 мм с целью предотвращения вредного влияния вибрации. Опоры оптической скамьи были установлены на резиновые прокладки толщиной 100 мм. Разрядная камера устанавливалась на отдельный платформе, жестко прикрепленной к полу лаборатории, и была механически развязана от оптической схемы во избежание разъюстировки последней.

На первом этапе настройки оптической схемы проводился также эксперимент по определению формы плазменного сгустка при заданных параметрах электрического контура, радиуса острия и электролита. В этом случае проводилась скоростная фоторегистрация динамики плазменной короны камерой ВФУ-1 в режиме "лупы времени" с временным разрешением $5 \cdot 10^{-7}$ с. В качестве подсветки использовалась импульсная лампа ИФК-2000.

Экспериментальные результаты

Покадровая съемка разряда показала, что при всех выбранных электротехнических параметрах контура плазменный сгусток в эксперименте с $\sigma = 10 \text{ S/m}$ повторяет форму полусферического острия и представляет собой полусферический слой. Исследования интегрального во времени спектра излучения плазмы коронного разряда со сплошным плазменным образованием установили, что на фоне интенсивного континуума наблюдается широкая полоса поглощения, соответствующая резонансному дублету натрия, которая присутствует во всех исследуемых режимах разряда. С увеличением начального напряжения она становится шире. На рис. 2 приведена эволюция профиля дублета Na спектра излучения плазмы коронного разряда, полученная в результате сравнения с известным спектром излучения Al. Полное поглощение, соответствующее резонансному дублету Na ($\lambda = 589\text{--}589.6 \text{ nm}$), ярче всего проявляется с повышением начального напряжения U_0 до значения 15 kV. Это свидетельствует о том, что между плазмой и электролитом существует пограничный слой газа с температурой примерно на порядок ниже температуры плазмы, причем переход от плазмы к газовому слою может осуществляться скачкообразно. Отсутствие в регистрируемом спектре дополнительных линий поглощения, соответствующих переходам с резонансного уровня, говорит о прохождении излучения через достаточно малый паровой слой, не вызывающий заметного поглощения в видимой области.

Полученный в ходе исследований интегральный во времени спектр излучения не позволяет точно оценить размер зафиксированного переходного слоя. Приближенная оценка его толщины получена из предположения, что она обратно пропорциональна коэффициенту непрерывного поглощения на участке спектра $\lambda = 589 \text{ nm}$. Воспользовавшись данными по коэффициенту поглощения, рассчитанному для низкотемпе-

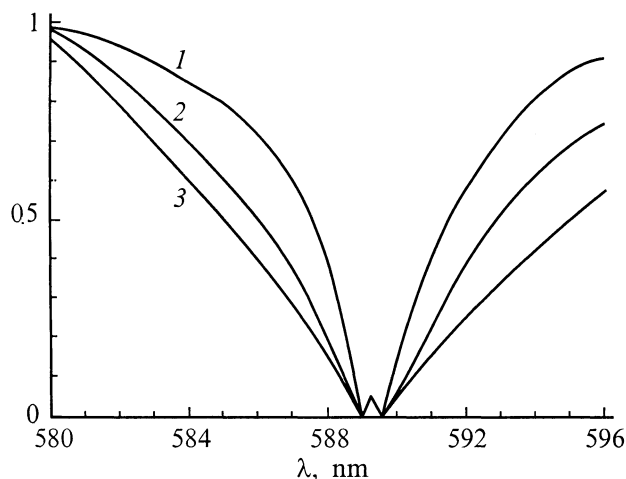


Рис. 2. Временная эволюция профиля дублета Na спектра излучения плазмы коронного разряда. $U_0, \text{ kV}$: 1 — 10, 2 — 15, 3 — 20; $C = 3 \text{ мФ}$.

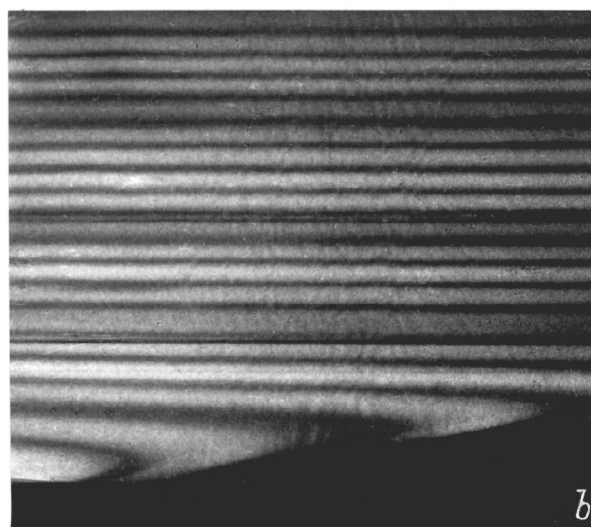
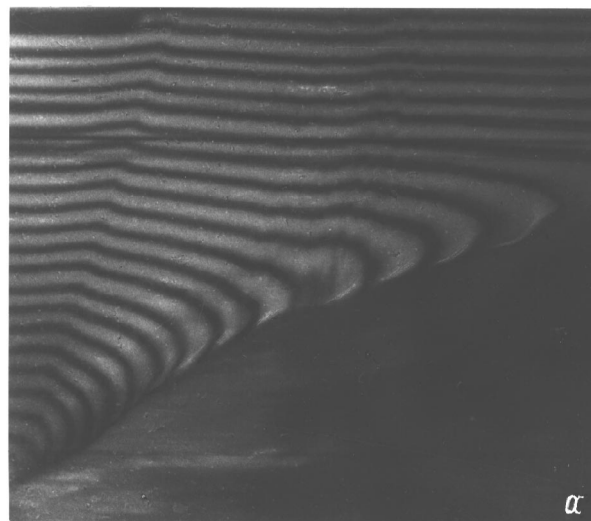


Рис. 3. Тенеграммы коронного разряда. $U_0, \text{ kV}$: a — 29, b — 15; $C = 6 \text{ F}$.

ратурной кислородно-водородной плазмы [11], можно определить, что при $\chi_{589} \approx 4 \cdot 10^4 \text{ mm}^{-1}$ полутолщина газового слоя $\delta \approx 1/\chi \approx 2.5 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$.

Тенеграммы коронного разряда приведены на рис. 3. Отклонение теней диафрагменной решетки наблюдается на фоне временного развития плазменного сгустка. Полосы отклоняются в трех областях: а) в области волны сжатия; б) в области, связанной с нагревом электролита; в) в области переходного слоя. Для случая высоких начальных напряжений емкостного накопителя в области волны сжатия наблюдается скачок, который становится существенно размытым с уменьшением начального напряжения. Нагрев электролита происходит интенсивно при электротехнических параметрах, соответствующих более интенсивному энерговыделению в разрядном промежутке. Под областью переходного слоя понимается пограничная с плазмой область, в которой угол отклонения теней решетки меняется на отрицательный.

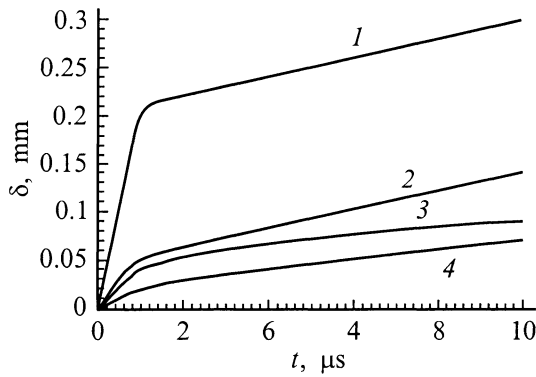


Рис. 4. Ширина визуализированного переходного слоя. U_0 , kV: 1, 3 — 29; 2, 4 — 22. C , F: 1, 2 — 6; 3, 4 — 3.

По тенеграммам разряда построены зависимости толщины слоя, в которых наблюдается отклонение теневых полос для различных параметров разрядного контура (рис. 4). Их пересчет проводился с учетом отклонения теней в области "линзового эффекта" волны сжатия [7]. Толщина слоя существенно возрастает лишь в первые (до $2 \mu\text{s}$) микросекунды разрядного процесса. Для большинства режимов переходный слой достигает величины 0.05 mm и увеличивается только к окончанию выделения электрической энергии в разрядном промежутке. В то же время существуют режимы с высокой запасенной энергией ($U_0 = 29 \text{ kV}$, $C = 6 \mu\text{F}$), когда переходный слой может достигать существенных размеров $0.2 \dots 0.3 \text{ mm}$.

В целом экспериментальные данные по толщине переходного слоя, полученные теневым методом, соответствуют выше приведенным оценкам, полученным из спектральных исследований. Это говорит о верной идентификации области переходного слоя плазма-жидкость на тенеграммах.

Обсуждение результатов

Полученные экспериментальные результаты позволяют оценить роль переходного слоя в динамике импульсной короны, а также влияние процессов преобразования энергии в нем на общий баланс энергии в разрядном промежутке. Поток испарения жидкости с поверхности в случае эволюции плазменного сгустка при коронном разряде определяют факторы, связанные с излучением, теплопроводностью и нагревом электрическим током. Для определения количества энергии, затрачиваемой на формирование переходного слоя, и диссипирующей в нем, рассмотрим условия на его границах с плазмой и жидкостью — границах раздела фаз. Температура T слоя жидкости, прилегающего к переходному слою, растет вследствие джоулевой диссипации при протекании по нему тока I . Нестационарное распределение T можно

определить из одномерного уравнения теплопроводности

$$\rho_l c_{vl} \left(\frac{\partial T_l}{\partial t} + \nu_r \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial r} \right) + w(t), \quad (1)$$

где ρ_l — плотность, c_{vl} — теплоемкость, α — коэффициент теплопроводности воды, ν_r — радиальная скорость, $w(t)$ — плотность теплового источника.

В нашем случае

$$w(t) = 2 \frac{J^2(t)}{\sigma_l(T_l(r, t))}. \quad (2)$$

Индекс l используется для обозначения параметров, относящихся к жидкости. Такие же соотношения справедливы и для области переходного слоя, и для плазмы короны. На границе фаз выполняются условия непрерывности J (плотности тока), потоков массы и энергии, непрерывности потенциала φ и T . Математическое описание данного нестационарного процесса с нелинейными граничными условиями на заранее неизвестных границах фаз, даже с применением ряда модельных упрощающих допущений, достаточно сложно, поэтому в данной работе мы ограничимся проведением ряда приближенных оценок. В качестве оценочных параметров будем использовать следующие значения: толщина переходного слоя $\delta = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$, ток $I = 2 \cdot 10^4 \text{ A}$, температура $T = 5 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4 \text{ K}$, радиус плазменного сгустка (включая радиус электрода) $r_p = 4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, начальная электропроводность жидкости $\sigma_0 = 10 \text{ S/m}$. Эти параметры соответствуют режиму с высокой запасенной энергией. Вынужденную конвекцию при движении жидкости под действием плазменного поршня можно не учитывать: несмотря на довольно значительные скорости (ν_r может достигать $1/3$ скорости звука), она в силу своей природы не перераспределяет температуру в интересующих нас локальных областях. Тепло от плазмы к жидкости через переходный слой может передаваться за счет конвективной теплопроводности ($\alpha = 0.683 \text{ W/(m} \cdot \text{deg)}$) и диссоциативной теплопроводности, по мнению авторов [8], являющейся основным механизмом теплопроводности в подобных системах, коэффициент которой $\alpha_d = 1.4 \text{ W/(m} \cdot \text{deg)}$. При максимально достижимом градиенте температур этот поток можно оценить как

$$\frac{\alpha \Delta T}{\delta} \Big|_{T=2 \cdot 10^4 \text{ K}} = 5.46 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2,$$

$$\frac{\alpha_d \Delta T}{\delta} \Big|_{T=2 \cdot 10^4 \text{ K}} = 1.12 \cdot 10^8 \text{ W/m}^2.$$

Кроме того, газ может нагреваться за счет лучистого теплообмена $g = \sigma_s T^4 = (3.5 \cdot 10^7 - 9 \cdot 10^9) \text{ W/m}^2$ (σ_s — постоянная Стефана-Больцмана). Джоулеву диссипацию в переходном слое оценим по (2)

$$\frac{I^2 \delta}{4\pi^2 \sigma_{ll} r_p^4} \approx 4 \cdot 10^{16} \frac{\delta}{\delta_{ll}} \text{ W/m}^2.$$

Даже при условии, что σ_{II} сохраняет тот же порядок, что и электропроводность воды, тепловая мощность, выделяемая в переходном слое за счет джоулева нагрева, на 3–4 порядка превосходит поступающую от плазмы. На самом же деле характер зависимости электропроводности паров водных растворов NaCl от температуры и давления таков [12], что при температурах порядка 400°C она имеет максимум, соответствующий примерно $10\sigma_0$ пара при 100°C, и далее спадает ниже σ_0 при температурах порядка 600°C (при 10^8 Pa) или 800°C (при $2 \cdot 10^8$ Pa). Это означает, что электропроводность газа в переходном слое имеет максимальные значения в области обеих контактных поверхностей и глубокий минимум (ниже σ_0 пара при 100°C) в центре слоя. Это дает нам для оценки средней по слою электропроводности величину порядка $2-4\sigma_0$ пара при 100°C, что добавит нам еще один порядок в величину диссипирующей в слое энергии. При таких параметрах оценка энергии, выделившейся в переходном слое за $10 \mu s$, дает значение порядка 400 J. Это, безусловно, очень завышенная оценка, реальное значение может оказаться в несколько раз ниже, но она позволяет судить о том, насколько важна роль переходного слоя в процессе преобразования энергии при коронном разряде в электролитах.

В заключение оценим, какую роль может играть нагрев прилегающей к переходному слою воды за счет джоулевой диссипации в процессе формирования слоя. Оценку произведем для слоя воды произвольной толщины x . Потребуем лишь, чтобы x было намного меньше r_p . Плотность теплового потока на единицу поверхности, обусловленного испарением со сферической поверхности радиусом R , равна

$$q = \rho_l \frac{dR}{dt} [c_p(T - T_0) + r_s].$$

Здесь r_s — удельная теплота парообразования, c_p — теплоемкость воды. Предположим, что этот поток целиком обеспечивается выделившимся за счет протекающих токов в пристеночном слое теплом. Учитывая также, что в нашем случае $R = r_p + \delta$, причем за счет испарения с поверхности изменяется только толщина переходного слоя, с учетом малости x и δ можно записать, используя (1) и (2),

$$\frac{d\delta}{x} = \frac{I^2 dt}{4\pi^2 r_p^4 \sigma_l \rho_l [c_p(T - T_0) + r_s]}.$$

Поскольку x выбрано произвольно, а основным линейным масштабом этой задачи является δ , то можно заменить x на δ и попытаться проинтегрировать это выражение, используя известные из эксперимента зависимости тока и радиуса короны от времени. Так как нам неизвестно распределение температуры воды по слою, ее зависимость от времени и динамика фазового перехода, рассмотрим только предельный случай — нагрев воды до критической температуры. Тогда

$$\frac{d\delta}{\delta} \approx \frac{I^2 dt}{\sigma_l r_p^4 Q},$$

где $Q = 4\pi^2 \rho_c [c_p(T_c - T_0) + r_s]$. Здесь индекс c применен для обозначения параметров в критической точке. Значения $d\delta/\delta$, рассчитанные по этому выражению, а также значения измеренной экспериментально величины переходного слоя для одного из режимов с высокой запасенной энергией приведены в таблице.

$t, \mu s$	I, A	r_p, m	δ, m	$d\delta/\delta$	$(d\delta/\delta)$ (расчет)
1.75	17027	0.0070	$2.1 \cdot 10^{-4}$	—	0.155
3.50	18611	0.0080	$2.3 \cdot 10^{-4}$	0.087	0.108
5.25	17027	0.0085	$2.5 \cdot 10^{-4}$	0.080	0.071
7.00	13859	0.0085	$2.7 \cdot 10^{-4}$	0.074	0.047

Достаточно близкое соответствие рассчитанных и экспериментальных значений может свидетельствовать о том, что на активной стадии развития короны процесс распространения ее в глубь промежутка в большой степени может быть связан с нагревом и фазовым переходом (возможно, II рода — через линию лабильности) прилегающей жидкости, чем с газодинамическими или иными процессами.

Таким образом, оптические исследования переходного слоя плазма–жидкость при импульсном коронном разряде в сильных водных электролитах показали, что он играет довольно существенную, а может, и определяющую роль в процессе формирования и динамики короны.

Список литературы

- [1] *Остроумов Г.А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Наука, 1979. 320 с.
- [2] *Богуславский Л.З., Кучеренко В.В., Кривицкий Е.В.* Препринт ИИПТ. Николаев, 1993. № 22. 40 с.
- [3] *Кривицкий Е.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 9–13.
- [4] *Поздеев В.А., Бескаравайный Н.М., Шолом В.К.* // ЭОМ. 1990. № 3. С. 33–36.
- [5] *Богуславский Л.З., Кривицкий Е.В.* // Теория, эксперимент, практика электроразряд. технологий. 1993. Вып. 1. С. 4–8.
- [6] *Арсентьев В.В.* // ПМТФ. 1965. № 5. С. 51–57.
- [7] *Куперитох А.Л.* // ПМТФ. 1980. № 6. С. 64–69.
- [8] *Дробышевский Э.М., Жуков Б.Г., Резников Б.И.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 2. С. 256–262.
- [9] *Соколов В.М.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 10. С. 1890–1895.
- [10] *Скотников М.М.* Теневые количественные методы в газовой динамике. М.: Наука, 1976. 160 с.
- [11] *Щербак А.Н.* Физика и технология электроимпульсной обработки материалов. Киев: Наукова думка, 1984. С. 27–33.
- [12] *Quist A.S., Marshall W.L.* // J. Phys. Chem. 1968. Vol. 72. N 2. P. 684–703.