

03;04;12

Исследование начальной фазы развития пространственно распределенного электрического разряда в конденсированной среде

© Е.И. Скибенко, Ю.В. Ковтун, А.И. Скибенко, В.Б. Юферов

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“ НАН Украины,
61108 Харьков, Украина
e-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 17 мая 2011 г.)

Продолжено изучение свойств электрического разряда в конденсированной (водной) среде. Определена токовая характеристика разряда. Установлено существование двух стадий развития разряда на его начальной фазе. Проведено сравнение параметров разрядной плазмы для двух сред: водной и газовой. Определена цена ионизации молекулы H_2O . Проведено сравнение с литературными данными.

Введение

Ранее в работах [1–4] сообщалось об исследовании многоэлектродного электрического разряда в жидкости, о параметрах образующейся плазмы и кинетике начальной стадии развития разряда. Главной особенностью этих работ явилось то, что впервые в практике исследований электрических разрядов в жидких (конденсированных) средах было проведено измерение динамических параметров образующейся плазмы (в том числе скорости ионизации, плотности и др.) с помощью методов сверхвысокочастотной (СВЧ) диагностики. Именно этот факт отметили в своем обзоре 2009 г. Р. Vruggerman and С. Leys [5]. Наряду с этим в работе [2] отмечалось, что ионизационные затраты в жидкости в несколько раз больше, чем в разреженном газе. Поэтому представляет интерес определить реальную динамику роста плотности плазмы в двух различных средах (газообразной и конденсированной).

Экспериментальные результаты и обсуждение

Эксперименты проводились на опытном стенде, изображенном на рис. 1. Внутри металлической камеры 1 цилиндрической формы диаметром 30 см и длиной 50 см располагалась многоэлектродная разрядная кювета 2 размером $160 \times 160 \times 23$ мм, корпус которой был изготовлен из диэлектрического материала. Кювета 2 последовательно заполнялась либо воздухом (а также Ar), либо водой. Нормально к широкой стороне разрядной кюветы 2 и плоскости расположения разрядных электродов размещались СВЧ-рупорные антенны 3 и производилось зондирование плазменного образования микроволновым сигналами с длиной волны $\lambda \approx 8$ мм. На одной из боковых узких стенок кюветы 2 располагались патрубки для заполнения кюветы рабочим веществом и измерения его давления в объеме кюветы в случае газовой наполнения. Наличие силовой металлической камеры позволило обеспечить центровку рупорных СВЧ-антенн,

снизить уровень импульсных наводок на измерительную аппаратуру и обеспечить безопасность проводимых работ в случае разрушения корпуса разрядной кюветы 2 из диэлектрического материала, так как в момент импульса тока в объеме разрядной кюветы 2 может наблюдаться подъем давления в 2–3 раза против исходного, что соответствует литературным данным [1–6]. Основными средствами диагностики являлись СВЧ-интерферометр с рабочей длиной волны $\lambda = 8$ мм и пояс Роговского. Разряд в среде рабочего вещества инициировался путем подачи импульсного напряжения от емкостного накопителя на многоэлектродный разрядный промежуток в кювете 2.

Зависимости, представленные на рис. 2, описывают динамику развития разряда. Действительно, на рис. 2, а приведена временная зависимость толщины nL плаз-

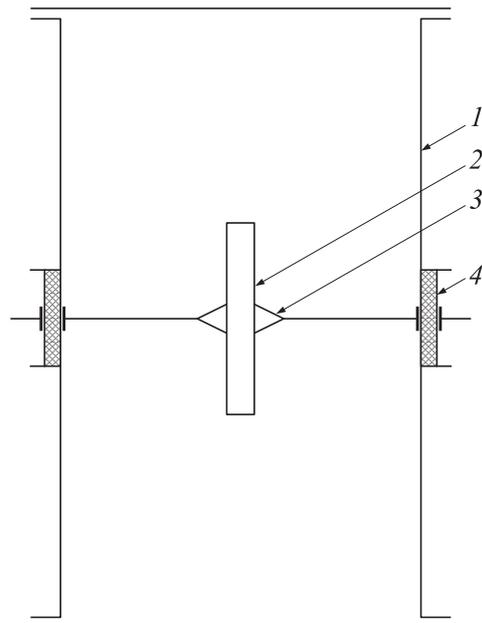


Рис. 1. Схематический вид опытного стенда. 1 — корпус силовой камеры, 2 — разрядная кювета, 3 — рупорные СВЧ-антенны, 4 — диэлектрик.

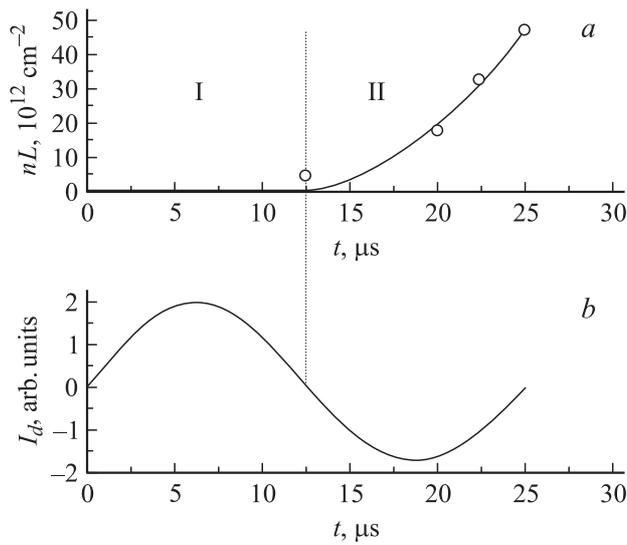


Рис. 2. Зависимости толщины плазменного образования (а) и величины разрядного тока (b) от времени в начальной фазе развития разряда. I — тепловая стадия разряда, II — ионизационная стадия.

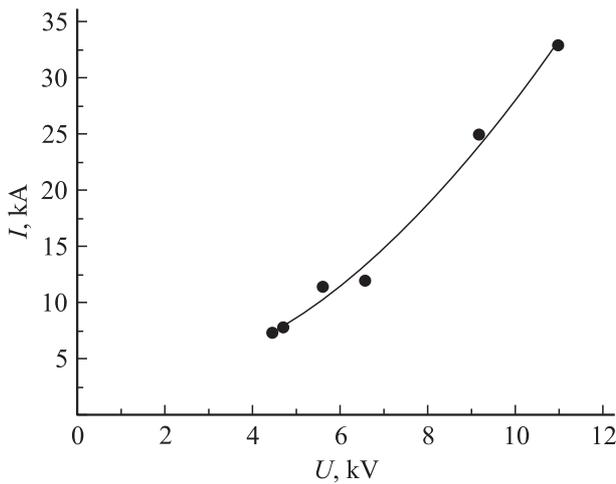


Рис. 3. Зависимость разрядного тока от приложенного напряжения.

менного образования, которая определялась из уравнения [7]:

$$\frac{\Phi}{2\pi} = \frac{L}{\lambda} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{n}{n_{\text{cr}}}} \right) = \frac{nL}{2\lambda n_{\text{cr}}}, \quad (1)$$

где $\Phi/2\pi$ — фазовый сдвиг зондирующего СВЧ-сигнала, λ — его длина волны, n_{cr} — критическая плотность плазмы, n — текущая плотность плазмы, L — размер плазменного образования в направлении зондирования, nL — его толщина, cm^{-2} . При фазовом сдвиге $\Phi/2\pi = 1/6$ фиксировалось минимальное значение толщины $nL = 4.8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. С учетом этого на представленной зависимости $nL = f(t)$ можно выделить две стадии развития разряда: I — тепловую стадию, в течение

которой (от 0 до $12.5 \mu\text{s}$) происходят образование газопаровой фазы и ее частичная ионизация электронным ударом по линейному закону [2]. При $n \geq 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ начинается экспоненциальный рост плотности плазмы, т.е. на участке II кривой рис. 2, а. Видно, что II — ионизационная стадия развития разряда длится примерно $12.5 \mu\text{s}$. Таким образом, достижение максимальных значений плазменных параметров (плотности, степени ионизации) происходит в течение первых $25 \mu\text{s}$ от начала разряда, при этом реализуется две основные стадии его развития — тепловая и ионизационная.

На рис. 3 приведена зависимость разрядного тока от приложенного напряжения. По внешнему виду эта зависимость относится к типу возрастающих аналогично вольт-амперным характеристикам дуговых разрядов в замкнутом пространстве или горящих над поверхностью воды [8], а также для импульсных дуг при сверхвысоких давлениях [9]. В первом случае [8] возрастающая характеристика объясняется повышением равновесного давления паров с ростом силы тока. В данном эксперименте возрастающий характер зависимости на рис. 4 может быть также связан с повышением давления паров воды в период существования тепловой фазы (см. рис. 2, а) в зоне горения (в межэлектродном пространстве) и соответственно их количества, а также количества свободных носителей тока в дальнейшем. В свою очередь это может привести к охлаждению плазменного образования, что видно из нижеприведенного рассмотрения. Согласно [10], электропроводность плазмы равна

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m_e}, \quad (2)$$

где

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{m_e}(kT)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi n}\Lambda e^4}, \quad (3)$$

а n_e — плотность электронов плазмы, e и m_e — заряд и масса электрона, k — постоянная Больцмана, Λ — кулоновский логарифм, T — температура плазмы. Таким образом, сопротивление плазменного образования $R \propto 1/T^{3/2}$, т.е. с понижением его температуры оно возрастает и соответственно растет напряжение на разрядном промежутке.

Вышеприведенные экспериментальные данные были получены в условиях реализации импульсного электрического разряда в конденсируемой (водной) среде. Представляют интерес оценки и сравнения энергетических затрат на ионизацию водной и газовой сред. С этой целью были проведены измерения зависимости $n = f(t)$ для различных наполнений внутреннего объема исследуемой разрядной кюветы: водой и газообразным аргоном. Экспериментально полученные зависимости приведены на рис. 4. Наблюдается существенное различие во времени образования плазмы одной и той же плотности ($n = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ при $t_1 = 90 \mu\text{s}$ и при $t_2 = 40 \mu\text{s}$, здесь индекс 1 соответствует конденсированной среде, индекс 2 — газовой) и абсолютных значений плотности

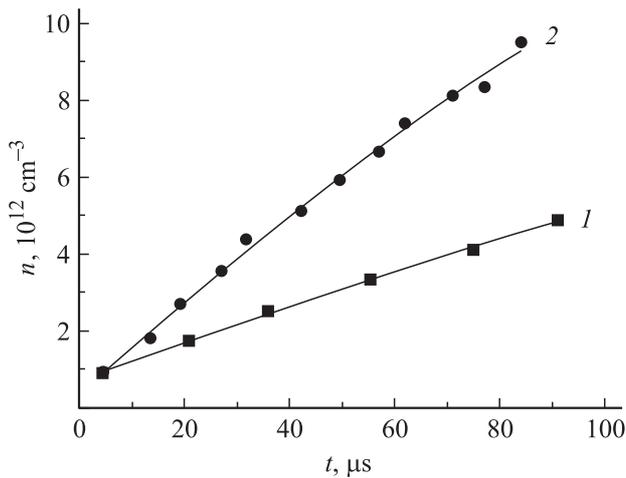


Рис. 4. Зависимости плотности плазмы от времени в начальный период разряда для различных исходных заполнений разрядной юветы. 1 — жидкостью (водой); 2 — газом.

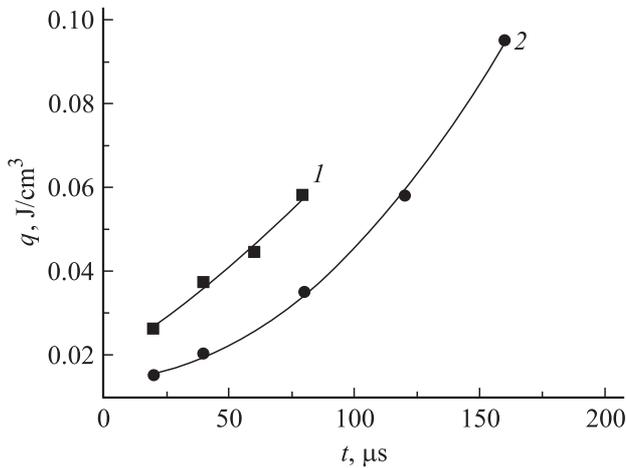


Рис. 5. Удельные энергозатраты на ионизацию в зависимости от времени для конденсированной и газовой сред. 1 — водная среда, 2 — газовая среда.

плазмы для выбранного момента времени (при $t = 40 \mu s$ $n_1 = 2.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ и $n_2 = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$; для $t = 80 \mu s$ $n_1 = 4.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, а $n_2 = 8.9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$). Полученные данные свидетельствуют о значительном расхождении (см. рис. 5) в величинах энергетических затрат на ионизацию (или так называемой цене ионизации [11]) для этих двух сред, что подтверждает вывод работы [2] о величине удельных энергозатрат на создание плазмы, сделанный ранее.

В заключение рассмотрим более подробно вопрос об энергетических ионизационных затратах или о цене ионизации, сравнив полученные в эксперименте данные с расчетными, содержащимися в литературных источниках. Итак, согласно [11], цена ионизации — это величина средней энергии, расходуемой на образование одной ион-электронной пары. Оценка величины цены ионизации может быть проведена с использованием

уравнения [12,13]:

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{iz} + \sum \varepsilon_{ex,i} \frac{K_{ex,i}}{K_{iz}} + \frac{K_{ie}}{K_{iz}} \frac{3m_e}{m_i} T_e, \quad (4)$$

где ε_{iz} и $\varepsilon_{ex,i}$ — пороговая энергия для ионизации и возбуждения; K_{iz} , $K_{ex,i}$ и K_{el} — коэффициенты, характеризующие скорости процессов ионизации, возбуждения и упругих столкновений; m_i , m_e — массы иона и электрона; T_e — электронная температура. Процессы, связанные с электронными столкновениями, приводят к ионизации атома двумя путями: либо прямо, посредством перехода связанного электрона в континуум, либо косвенно, путем каскадных переходов, переводящих электроны в континуум (столкновительно-излучательная или ступенчатая ионизация). Сечение таких переходов может быть большим, ступенчатая ионизация более существенная при низких электронных температурах. Даже в условиях умеренной электронной плотности времена столкновений (ионизации) $\tau_i = (n_e \langle v_e \sigma_i \rangle)^{-1}$ оказываются меньше, чем радиационные времена жизни для всех возбужденных состояний, кроме слабозбужденных. При низких температурах цена ионизация увеличивается вследствие увеличения радиационных потерь, так как энергия электронов оказывается недостаточной для прямой ионизации частицы. Однако этот рост уменьшается с увеличением электронной плотности из-за подавления излучательных каналов и увеличения ударов второго рода, сопровождающихся девозбуждением. При больших плотностях (много больше 10^{14} cm^{-3}) цена ионизации перестает расти и принимает значение, равное энергии (потенциалу) ионизации $\varepsilon_i = 13.6 \text{ eV}$ (для водорода). В высокотемпературных режимах цена ионизации слабо зависит от температуры. Зависимости расчетной цены

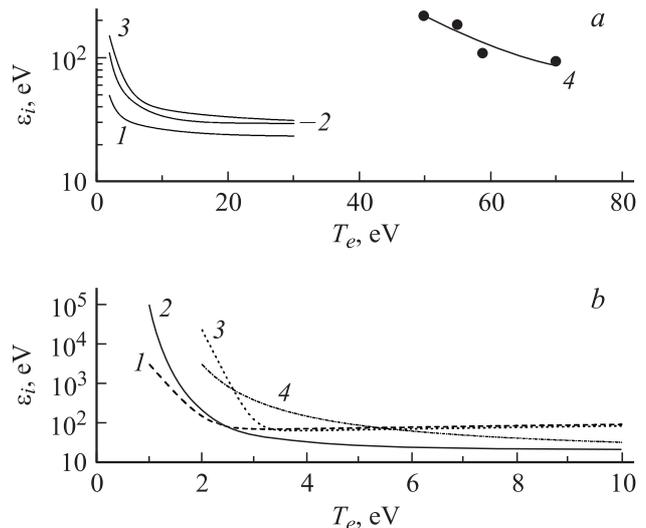


Рис. 6. Зависимости цены ионизации атомов от электронной температуры. *a* — для атомов водорода при электронной плотности $n_e = 10^{12}, 10^{13}$ и 10^{14} cm^{-3} , соответственно кривые 1–3 [11] и молекулы воды кривая 4 (настоящий эксперимент); *b* — для атомов аргона кривая 1 [13], кислорода — кривая 2 [13], гелия — кривая 3 [13], азота — кривая 4 [13].

ионизации водорода ($Z = 1$) от электронной температуры для различных значений плотности электронов $n_e = 10^{12}$, 10^{13} и 10^{14} cm^{-3} показаны на рис. 6, а. На рис. 6, б приведены аналогичные данные для Ar, He, N, O [13]. Наряду с этим представлены результаты экспериментального определения цены ионизации ε_i молекулы воды в импульсном электрическом разряде путем измерения удельных энергозатрат на создание плазмы заданной плотности ($1.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$):

$$\varepsilon_i = 0.625 \cdot 10^{19} \frac{q}{n}, \quad (5)$$

В зависимости от энергии электронов плазмы (50–70 eV) величина ε_i меняется от 222 до 92.6 eV/particle. В работе [14] приводится величина энергии полной ионизации молекулы H_2O , равная 50.4 eV. Эта величина определялась как совокупность энергетических потерь на реализацию элементарных процессов, таких как:

- диссоциация молекулы H_2O ;
- ионизация атома H;
- ионизация гидроксильной группы OH;
- диссоциация гидроксильной группы OH;
- ионизация атома O.

$$\varepsilon_i(\text{H}_2\text{O}) = [\varepsilon_D(\text{H}_2\text{O}) + \varepsilon_i(\text{H}) + \varepsilon_i(\text{OH}) + \varepsilon_D(\text{OH}) + \varepsilon_i(\text{O})].$$

Названная модель [14] учитывает не все элементарные процессы, поэтому оценки, сделанные с ее использованием, не могут считаться полными и окончательными.

Выводы

1. Измерена токовая характеристика многоэлектродного пространственно распределенного электрического разряда в конденсируемой среде. Ее возрастающий вид, скорее всего, определяется повышением давления паров воды в зоне горения и соответственно их количества с увеличением тока.

2. Анализ роста плотности плазмы на начальной фазе развития электрического разряда в конденсируемой среде позволяет утверждать о существовании двух стадий развития разряда: тепловой и ионизационной.

3. Проведено сравнение временного изменения плотности плазмы и энергозатрат на образование плазмы заданной плотности для двух сред: газовой и водной. Экспериментально определенное различие полученных результатов задается коэффициентом $K = n_2/n_1 = t_1/t_2 = q_1/q_2 \approx 2-2.5$ (индекс 1 относится к водной среде, индекс 2 — к газовой).

4. Определена цена ионизации молекулы H_2O равная 222–92.6 eV/particle, в зависимости от энергии электронов, производящих ионизацию. Цена ионизации частиц воды в 5–6 раз выше, чем для атома водорода при плотности плазмы $n_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Список литературы

- [1] Скибенко Е.И., Юферов В.Б., Буравиллов И.А., Пономарев А.Н. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 9. С. 133.
- [2] Скибенко Е.И., Юферов В.Б., Буравиллов И.А., Пономарев А.Н. ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 5. С. 19.
- [3] Skibenko E.I., Yufarov V.B., Buravilov I.V., Kovtun Yu.V., Ponomarev A.N. // UJP. 2008. Vol. 53. N 4. P. 356.
- [4] Скибенко Э.И., Ковтун Ю.В., Юферов В.Б. Пат. UA 28989 Украина, від 25.12.2007, Бюл. № 21, 2007.
- [5] Bruggeman P., Leys C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. N 5. P. 053 001.
- [6] Юткин Л.А. Электрогидравлический эффект и его применение в промышленности. Л.: Машиностроение, 1986. 253 с.
- [7] Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968. 328 с.
- [8] Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма М.: Иностранная литература, 1961. 370 с.
- [9] Боровик Е.С., Петренко В.И., Митин Р.В., Канцедал В.П., Князев Ю.Р. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 8. С. 1416.
- [10] Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. Вып. 1. Под ред. М.А. Леонтоновича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183–272.
- [11] Барнет К., Харрисон М. Прикладная физика атомных столкновений. Плазма: Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1987. 432 с.
- [12] Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principle of Plasma Discharges and Materials Processing. Wiley, 2005. 757 p.
- [13] Young-Kwang Lee, Ju-Hwan Ku, Chin-Wook Chung // Plasma Sources Sci. Technol. 2011. Vol. 20. N 1. P. 015 005 (10 p).
- [14] Ушаков В.Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск: ТГУ, 1975. 258 с.