

## Разряд с жидким неметаллическим катодом (водопроводная вода) в потоке воздуха атмосферного давления

© Ю.А. Баринов, С.М. Школьник

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: yury@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 30 марта 2016 г.)

Представлено экспериментальное исследование разряда с жидким неметаллическим катодом (водопроводная вода) в потоке воздуха атмосферного давления. Данный разряд представляет собой модификацию ранее исследованного разряда с жидкими неметаллическими электродами. Описана конструкция разрядного узла и приведены некоторые результаты исследований.

### Введение

В настоящее время большой интерес вызывают разряды, в которых в качестве электродов (одного или обоих) используются неметаллические (слабопроводящие) жидкости и электролиты, в том числе водопроводная или техническая вода [1,2]. Такие разряды могут быть реализованы при питании постоянным током как при пониженном, так и при атмосферном давлении в различных газах. Разряд с жидкими неметаллическими электродами (РЖНЭ) генерирует неравновесную плазму с высокой концентрацией активных радикалов [3–5]. Представляет интерес исследование подобного разряда в потоке газа. Плазматроны с жидким катодом и с обоими жидкими электродами ранее уже были разработаны, однако исследования генерируемой ими плазмы не проводились.

На рис. 1 схематично показана верхняя часть разрядного узла. Он состоит из трех коаксиальных вертикальных расположенных кварцевых трубок 7. В центральную трубку подается водопроводная вода 9. Вторая трубка используется для сбора воды. Воздух 8 подается между второй и внешней трубками. Внешняя трубка (диаметром 70 мм) закрыта фторопластовым фланцем толщиной 6 мм 6. В центр фланца вставлена кварцевая трубочка 3 длиной 7 мм с внутренним диаметром 3 мм, формирующая поток газа. Анод 2 (медный штырь диаметром 4 мм) закреплен над верхним срезом трубочки на расстоянии 5 мм. Конец штыря смещен от оси разрядного узла на  $\sim 1$  мм. К водяному катоду ток подводится с помощью никелевой пластины 1. Пластина утоплена в воде на глубину  $\sim 5$  мм.

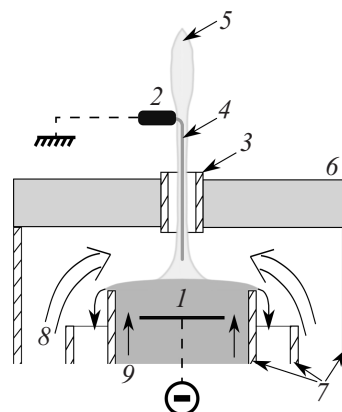
Для питания разряда был использован регулируемый источник постоянного тока с выходным напряжением до 6 кВ. В цепь питания разряда включен балластный резистор 7.5 кΩ. Анод заземлен. Поджиг разряда производился вручную сквозь отверстие во фланце специальным проводником на изолированной рукоятке.

Эксперименты проводились при токах  $I = 0.1, 0.2$  и 0.3 А. Ток измерялся на шунте, а напряжение между металлическими электродами — через делитель 1 : 1000. Для электрических измерений использовался

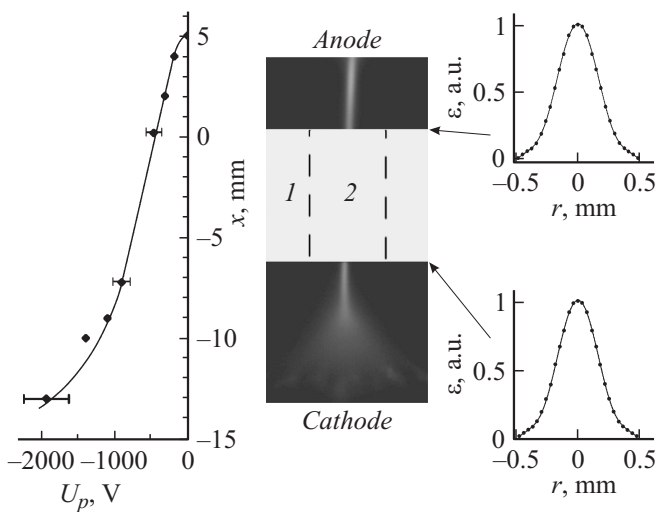
осциллограф Tektronix TDS3012. Для продувки воздуха применялся безмаслянный компрессор УК40-2М. Расход воздуха контролировался с помощью датчика Honeywell AWM720P1. Измерения были выполнены при расходах  $Q = 5, 15$  и 20 л/мин. При токе  $I = 0.1$  А разряд горел устойчиво только при  $Q \leq 5$  л/мин. Для устойчивого горения разряда при расходах  $Q > 5$  л/мин было необходимо увеличивать ток.

Для спектроскопических измерений использовалась оптическая схема, описанная в [4], которая обеспечивала спектральное разрешение 0.2 нм. Для фотографирования разряда использовалась высокоскоростная видеокамера Phantom M310 с макрообъективом Carl Zeiss 100/2. Камера чувствительна в диапазоне спектра 450–800 нм), максимум чувствительности находится в красной области.

Для измерения распределение потенциала плазмы вдоль оси разряда использовался зонд из молибденовой проволоки диаметром 0.3 мм. Длина рабочей части зонда составляла  $\sim 1$  мм. Во избежание перегрева зонд



**Рис. 1.** Верхняя часть разрядного узла: 1 — металлический токоподвод к водяному катоду, 2 — металлический анод, 3 — кварцевая трубочка, формирующая поток, 4 — токовый канал, 5 — плазменный бестоковый факел, 6 — фторопластовый фланец, 7 — кварцевые трубки, 8 — подача газа, 9 — подача и сток воды.



**Рис. 2.** Совмещенные результаты электрических и оптических измерений: в центре — фотография разряда (1 — фланец, 2 — трубочка), слева — распределение потенциала вдоль оси разряда, справа — радиальные распределения коэффициента эмиссии плазмы.

погружался в плазму кратковременно (менее 1 с). Изменялся потенциал плавающего зонда, который в рассматриваемых условиях отличается от потенциала плазмы на величину  $\sim kT_e/e$  [6]. Этим отличием мы пренебрегали, поскольку, как будет видно ниже,  $kT_e/e < 1$  В. Вопросы, связанные с техникой и методикой зондовых измерений в плазме РЖНЭ при атмосферном давлении, подробно рассмотрены в [7]. Температура газа в бестоковой части потока (над анодом) определялась W-Re-термопарой из проволоки диаметром 0.3 мм. Термопара была заземлена. Сигнал с термопары поступал на осциллограф. Сразу после того как сигнал с пары переставал меняться, она удалялась из потока, так как при нагревании в воздушной атмосфере W быстро окисляется и проволока перегорает. Удалось измерить температуры до  $\sim 2000$  К. Измерения удавалось повторить несколько раз, прежде чем термопара разрушалась.

Измерения показали, что ток и напряжение разряда зашумлены. На осциллограммах напряжения наблюдаются низкочастотные периодические колебания с характерной частотой  $\sim 5-7$  kHz. Амплитуда этих колебаний не превышает 3% от общего напряжения на металлических электродах. Как показали результаты скоростной видеосъемки, эти колебания можно связать с небольшим выносом канала разряда потоком газа выше среза анода с последующим шунтированием образовавшегося изгиба. Среднее значение напряжения зависит от тока и расхода газа. При изменении этих величин в указанных выше пределах оно меняется от  $\sim 2.7$  до  $\sim 3.1$  kV, из которых около 1 kV (зависит от тока) падает в воде, покрывающей металлический токоподвод.

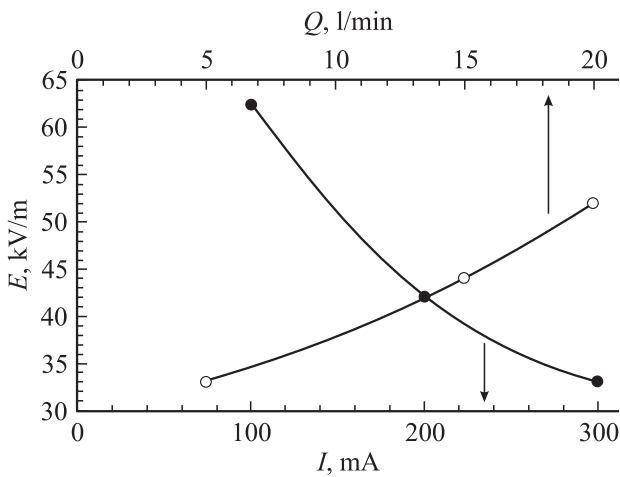
На рис. 2 приведены совмещенные результаты электрических и оптических измерений. В центре рисунка

расположена фотография разряда. Ось  $x$  направлена от катода к аноду. За нуль принята точка на пересечении оси с верхним срезом трубочки. Сама трубочка 2 на фотографии не видна, так как большая ее часть перекрывается фланцем 1. Благодаря малому времени экспозиции ( $50 \mu\text{s}$ ) видно, что привязка разряда к катоду структурирована. В разряде формируется ярко светящийся канал, через который, как можно предположить, протекает основная часть тока. Канал начинает формироваться еще за несколько миллиметров до входа в трубочку. Видно, что канал заполняет лишь небольшую часть сечения трубочки. При выходе из трубочки канал распространяется до контакта с анодом. Из отдельных кадров видеозаписи были определены радиальные распределения интенсивности излучения вблизи входа и выхода трубочки. Распределения оказались осесимметричными и были обработаны с помощью обратного преобразования Абеля по методу [8], что позволило определить радиальные распределения коэффициента эмиссии плазмы  $\varepsilon(r)$  в спектральном диапазоне, регистрируемом камерой, предполагая, что плазма является оптически тонкой. Примеры распределений  $\varepsilon(r)$  показаны в правой части рис. 2. Полуширины распределений (ширины на половине высоты)  $\Delta$  были использованы для оценки радиуса канала. Основная часть погрешности определения  $\Delta$  определялась размером пиксела изображения и составляла  $\sim 0.07$  мм. Величины полуширин, полученные в разных режимах, менялись в пределах  $\Delta = 0.35-0.45$  мм. Различие укладывается в пределы погрешности.

Если предположить, что ток переносится в основном внутри канала, диаметр которого  $d = \Delta$ , то плотность тока в нем при токах 0.1 и 0.3 А составляет соответственно  $j \approx 100$  и  $300$  А/см<sup>2</sup>. Допустим, что дрейфовая скорость электронов порядка  $10^6$  см/с [9] (учтена высокая концентрация водяного пара в плазме РЖНЭ [3]). Тогда концентрация электронов в канале исследуемого разряда  $n \approx 6 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и  $n \approx 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> при токах 0.1 и 0.3 А соответственно.

Измерения потенциала плавающего зонда  $U_p$  на оси разряда в различных режимах показали, что в той части разряда, в которой, согласно кадрам видеозаписи, формируется яркий токовый канал, потенциал меняется линейно, напряженность поля  $E$  постоянна (рис. 2, левая часть). Результаты измерений  $E$  в различных режимах показаны на рис. 3. Видно, что с ростом тока  $E$  уменьшается. При фиксированном токе увеличение расхода газа вызывает рост  $E$ .

Спектроскопические измерения показали, что, как и РЖНЭ в стационарной атмосфере [2,4], разряд в потоке воздуха излучает в основном в фиолетовой и ультрафиолетовой областях спектра, однако есть и отличие. В спектре исследуемого разряда присутствуют линии атомарного водорода, интенсивность которых существенно выше шумов не только в прикатодной области, как это наблюдалось в [2,4], но и на всем протяжении разряда. Это можно объяснить тем, что с



**Рис. 3.** Электрическое поле в токовом канале в разных режимах: ● — зависимость  $E$  от тока при постоянном  $Q = 51$  l/min, ○ — зависимость  $E$  от расхода при постоянном  $I = 0.3$  А.

одной стороны выделяющийся при электролизе воды водород захватывается потоком газа в канал разряда, с другой — что в этом разряде величина тока от 1.5 до 5 раз больше. Из отношения интенсивностей линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  можно оценить температуру электронов  $T_e$ . Результаты оценок  $T_e$  в различных режимах для значений  $x \approx 0$  и  $-7$  mm приведены в таблице. Возможность использования относительных интенсивностей  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  для оценки температуры электронов будет обоснована ниже. В настоящей работе мы ограничили спектроскопические измерения только измерениями линий атомарного водорода. Подробные измерения всего спектра в различных режимах будут выполнены в последующих исследованиях.

Измерение температуры газа с помощью термопары при  $I = 0.1$  А,  $Q = 51$  l/min показало, что температура газа в бестоковой части струи могла быть измерена до сечения примерно на 2 mm выше анода (рис. 2) и составляла в этом сечении  $T_g \approx 1450$  К. Измерениям ближе к аноду мешали помехи, вызванные пробоем на термопару. Экстраполируя зависимость  $T_g(x)$ , можно получить для несущей ток струи вблизи анода оценку:  $T_g \approx 1700$  К. С увеличением тока  $T_g$  в струе растет. Из-за пробоев при  $I = 0.2$  А,  $Q = 51$  l/min измерения были и возможны лишь до сечения на 4 mm выше анода и дали значение  $T_g \approx 1650$  К. При  $I = 0.3$  А,  $Q = 51$  l/min измерения были возможны лишь до сечения на 6 mm

Температура электронов в зависимости от тока при  $Q = 51$  l/min

$I, \text{mA}$	$T_e, \text{K}$ ( $x \approx -7 \text{ mm}$ )	$T_e, \text{K}$ ( $x \approx 0 \text{ mm}$ )
100	4500	5100
200	4500	4900
300	3600	4200

выше анода и дали  $T_g \approx 1950$  К. Учитывая сильную нелинейность зависимостей  $T_g(x)$ , экстраполяция этих зависимостей на большие расстояния в сторону анода неразумна. Поэтому оценок  $T_g$  в токовой части струи при токах более 0.1 А получить не удалось. Можно сравнить величины  $T_g$  в бестоковой части струи в сечении примерно на 6 mm выше анода. Для токов 0.1, 0.2 и 0.3 А при расходе  $Q = 51$  l/min они соответственно составляют: 900, 1450 и 1950 К.

Для обоснования возможности оценки  $T_e$  из относительных интенсивностей водородных линий при  $I = 0.1$  А будем использовать приведенные выше оценки концентрации электронов и концентрации нейтральной компоненты плазмы, полученные с учетом температуры газа. Используя эти значения, оценим отношение частот электрон-электронных столкновений и столкновений электронов с нейтралами:  $\nu_{ee}/\nu_{en} \sim 10^{-1} \gg \delta$  ( $\delta$  — параметр, характеризующий передачу энергии от электронов к тяжелой компоненте с учетом коэффициента неупругих потерь). Оценка показывает, что функция распределения электронов по энергии близка к максвелловской [6]. Оценим также частоту неупругих столкновений электронов с атомами водорода  $\nu_{eH}$ . Предположим, что весь водород, выделяющийся при диссоциации воды в водяном катоде, подхватывается потоком воздуха в разряд, где значительная часть молекул водорода диссоциирует, и получим значение частоты столкновений  $\nu_{eH} \sim 10^7 \gg 1/\tau \sim 10^5$  ( $\tau$  — радиационное время жизни возбужденных уровней водорода). Оценка показывает, что заселенность уровней определяется столкновительными процессами. Различие энергий уровней, излучающих  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ , составляет  $\sim 0.6 \text{ eV} \sim kT_e$ . Все это подтверждает предположение, что температуру электронов можно получить из относительной интенсивности линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ .

В работе [10] приведены результаты расчета стационарного разряда внутри цилиндрического канала при атмосферном давлении воздуха в широком диапазоне токов ( $I = 0.01-1$  А). В расчете учитывались эффекты, обусловленные неравновесностью состояния плазмы. Расчеты сделаны для каналов различного радиуса ( $R = 1, 3, 10$  mm). Количественное сравнение расчетов [10] с настоящим экспериментом невозможно, так как расчет сделан для стационарного случая, а эксперимент — для потока. Однако можно сравнить результаты на качественном уровне. В частности, напряженность поля в расчете составляет несколько десятков kV/m и уменьшается при увеличении тока. Это находится в качественном согласии с результатами измерения поля, приведенными на рис. 3. Эффективный радиус разряда  $R_{\text{eff}}$ , характеризующий радиус токового канала, при токах от 0.1 до 0.3 А согласно [10] при  $R = 1$  mm монотонно возрастает от  $R_{\text{eff}} = 0.2$  до 0.3 mm, а при  $R = 3$  mm меняется немонотонно и составляет в среднем  $R_{\text{eff}} \approx 0.45$  mm. Это находится в качественном согласии с полученной в эксперименте оценкой диаметра токового канала  $d \approx 0.35-0.45$  mm. Соответственно и в

расчете, и в эксперименте плотность тока  $\sim 10^2$  А/см<sup>2</sup>. Отметим, что по данным экспериментальной работы [11], в которой изучался тлеющий разряд при атмосферном давлении, при токе разряда 10 мА плотность тока в положительном столбе составляет 105 А/см<sup>2</sup>.

## Заключение

В разряде с катодом из водопроводной воды, горевшем в потоке воздуха при давлении, близком к атмосферному, определено электрическое поле  $E$ , оценена плотность тока  $j$  и концентрация электронов  $n_e$  в трубке, формирующей поток, определена температура электронов  $T_e$ , а также получена оценка температуры газа  $T_g$ . Измерения показали, что плазма в потоке находится в неравновесном состоянии. Несмотря на высокое давление температура тяжелых частиц существенно ниже температуры электронов. При  $I = 0.1$  А отношение  $T_e/T_g \approx 3$ , но уменьшается с ростом тока. Представляет интерес температура заселения колебательных уровней, в первую очередь, молекулы азота. Для этой цели планируется провести спектроскопические измерения и моделирование спектра исследуемого разряда.

## Список литературы

- [1] *Bruggeman P., Leys C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. P. 053 001.
- [2] *Andre P., Barinov Yu., Faure G., Kaplan V., Lefort A., Shkol'nik S., Vacher D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. Vol. 34. P. 3456–3465.
- [3] *Andre P., Aubreton J., Barinov Yu., Elchinger M.F., Fauchais P., Faure G., Kaplan V., Lefort A., Rat V., Shkol'nik S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. 1846–1854.
- [4] *Andre P., Barinov Yu., Faure G., Shkol'nik S.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44. P. 375 202.
- [5] *Andre P., Barinov Yu., Faure G., Shkol'nik S.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44. P. 375 203.
- [6] *Бенилов М.С.* // ТВТ. 1988. Т. 26. Вып. 5. С. 993–1004.
- [7] *Баринов Ю.А., Школьник С.М.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 3. С. 31–37.
- [8] *Луизова Л.А.* // Оптика и спектроскопия. 1982. № 4. Т. 52. С. 690–695.
- [9] *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. Гл. 14. С. 656–657.
- [10] *Benilov M.S., Naidis G.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. P. 1834–1841.
- [11] *Staacck D., Farouk B., Gutsol A., Fridman A.* // Plasma Sources Sci. Techn. 2005. Vol. 14. P. 700–711.