

## Влияние барьерного разряда на газодинамические параметры формируемой им плазменной струи

Ю. С. Акишев, М. Ю. Зайцев, В. А. Копьев, А. В. Петряков, Н. И. Трушкин

*В статье представлены результаты экспериментальных газодинамических исследований PIV-методом плазменных струй, сформированных коаксиальным барьерным разрядом в потоке аргона при атмосферном давлении. Разряд поддерживался синусоидальным напряжением с частотой 90 кГц. Показано, что периодические пробои, создаваемые барьерным разрядом в потоке, инициируют переход ламинарного течения в турбулентный режим даже при низких числах Рейнольдса. Результаты, полученные PIV-методом, обнаружили, что мощный БР существенно увеличивает коэффициент турбулентной диффузии в изначально турбулентном потоке. Установлено, что максимальная длина плазменной струи, на которой сохраняется ее плазмохимическая активность, определяется не только начальной скоростью струи, но и степенью ее расширения.*

*Ключевые слова:* барьерный разряд, плазменная струя, PIV-метод, турбулентность.

**Ссылка:** Акишев Ю. С., Зайцев М. Ю., Копьев В. А., Петряков А. В., Трушкин Н. И. // Прикладная физика. 2018. № 6. С. 14.

**Reference:** Yu. S. Akishev, M. Yu. Zaytsev, V. A. Kopyev, A. V. Petryakov, and N. I. Trushkin, Prikl. Fiz., No. 6, 14 (2018).

### Введение

Струи неравновесной холодной плазмы, формируемые коаксиальным барьерным разрядом (БР) в потоке инертных газов (гелий, аргон) при атмосферном давлении, успешно применяются для решения многих практических задач. Плазменные струи используются, например, для обработки и наноразмерной модификация поверхностей термически нестойких материалов, инактивации микроорганизмов и стерилизации медицинского оборудования, активации жидких сред с целью ини-

циации или интенсификации в них желаемых биохимических процессов, и т. д. [1–6]. Полезная информация по характеристикам генераторов плазменных струй дана, например, в статьях [7–10].

Во всех указанных выше примерах применения плазменных струй важную роль играет газодинамический режим течения струи (особенно турбулентный), который влияет как на параметры БР и плазмы в самой струе, так и на процесс взаимодействия струи с обрабатываемой жидкостью или с поверхностью твердого тела. В свою очередь, электрический ток разряда, который создает плазму и нагревает газ, может влиять на газодинамический режим течения струи. В таком случае, измерение газодинамических параметров плазменной струи и сопоставление их с электрическими параметрами БР представляется весьма важным и актуальным, поскольку позволит установить оптимальные режимы плазменной обработки.

В газодинамике для измерения динамических параметров воздушных струй широко используют бесконтактные диагностики, такие как теневые методы [11] и метод PIV (Particle Image Velocimetry) [12]. Следует, однако, отметить, что в случае тонких плазменных струй, формируемых коаксиальным БР в трубках с малым внутренним диаметром ( $d = 1–3$  мм) и с использованием инертных газов, указанные методы не всегда применимы. Так, теневые методы не очень хороши в

---

Акишев Юрий Семенович<sup>1,2</sup>, зав. лаб., д.ф.-м.н., профессор.

Зайцев Михаил Юрьевич<sup>3,4</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н.

Копьев Владимир Абрамович<sup>3</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н.

Петряков Александр Викторович<sup>1</sup>, н.с.

Трушкин Николай Иванович<sup>1</sup>, в.н.с., д.ф.-м.н.

<sup>1</sup> АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ».

Россия, 108840, Москва, г. Троицк, ул. Пушкиных, владение 12.

Тел. 8(495) 841-52-36. E-mail: akishev@triniti.ru

<sup>2</sup> НИЯУ МИФИ.

Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31.

<sup>3</sup> Научно-исследовательский Московский комплекс ЦАГИ.

Россия, 105005, Москва, ул. Радио, 17.

<sup>4</sup> Пермский национальный исследовательский политехнический университет.

Россия, 614990, г. Пермь, Комсомольский пр., 29.

Статья поступила в редакцию 14 сентября 2018 г.

---

© Акишев Ю. С., Зайцев М. Ю., Копьев В. А., Петряков А. В., Трушкин Н. И., 2018

случае аргона, т. к. оптическая плотность аргона близка к оптической плотности воздуха и контрастность теневого изображения струи получается невысокой. При использовании PIV-метода с жидкими аэрозольными частицами-трассерами возникает проблема их формирования. Обычно их создают диспергирующей системой, в которой поток воздуха с достаточно большим расходом пропускается через специальную жидкость и далее смешивается с исследуемым потоком.

Однако такой подход затруднителен для плазменных струй барьерного разряда с инертными газами, которые характеризуются небольшим объемным расходом и потому весь плазмообразующий газ должен пропускаться через диспергирующую систему, формирующую частицы-трассеры. В случае легкого газа (гелий) при его типичных расходах до  $250 \text{ см}^3/\text{с}$  система формирования мелких частиц работает нестабильно и в итоге не удается получить необходимой концентрации частиц-трассеров в плазменной струе.

При таких же расходах аргона, который почти в 1,5 раза тяжелее воздуха, требуемый засев струи частицами-трассерами достигается. По этой причине мы проводили эксперименты с использованием PIV-метода только для плазменной струи в аргоне. В данной статье представлены полученные результаты.

### Эксперимент

Плазменная струя формировалась БР в кварцевой трубке с внутренним диаметром 2,5 мм, внешним диаметром 4 мм и общей длиной 50 мм. Газоразрядная трубка продувалась потоком аргона с регулируемой скоростью до 80 м/с. Плазменная струя свободно выдувалась в окружающий комнатный воздух. Средняя скорость потока на выходе разрядной трубки измерялась трубкой Пито и дифференциальным датчиком давления Testo 510. Эти измерения проводились в отсутствие БР и частиц-трассеров.

Высоковольтный электрод барьерного разряда, изготовленный из молибденовой проволоки диаметром 0,3 мм, помещался внутри кварцевой трубки на ее оси. Заземленный электрод в виде полоски медной фольги шириной 20 мм был обернут вокруг трубки. Нижний по потоку край медной фольги находился на расстоянии 10 мм от выхода кварцевой трубки. Внутренний высоковольтный электрод располагался вверх по потоку от заземленного электрода и был полностью расположен вне зоны, окруженной внешним цилиндрическим электродом. Частота гармонического электрического напряжения, возбуждающего БР, составляла 90 кГц. Варьируемыми параметрами в экспери-

менте были скорость прокачки газа через зону разряда и амплитуда напряжения, подаваемого на высоковольтный электрод.

Электрическое напряжение измерялось высоковольтным делителем напряжения PINTEK HVP-39 (1000:1, 40 кВ, 200 МГц). Ток разряда измерялся малоиндуктивным омическим шунтом. Электрические сигналы напряжения и тока регистрировались многоканальным цифровым осциллографом Tektronix DPO 2024 (200 МГц, 1 GS/s). По осциллограммам тока и напряжения рассчитывалась электрическая мощность, вкладываемая разрядом в поток газа.

Газодинамическая структура плазменной струи исследовалась методом лазерной визуализации потока (лазерный «нож») с использованием аппаратуры фирмы LaVision. Визуализация потока создавалась подачей частиц жидкого аэрозоля в газовую струю и освещением ее двумя последовательными лазерными импульсами от двух импульсных лазеров Litron Lasers с длиной волны 532 нм. Плоскость лазерного «ножа» совмещалась с осью газовой струи. Толщина лазерного «ножа» составляла 1 мм. Размер области визуализации потока составлял  $60 \times 60$  мм. Эта область с помощью оптического объектива фокусировалась на матрицу скоростной цифровой камеры. Пространственное разрешение проводимых оптических измерений при указанных размерах области визуализации составлял 0,07 мм. Длительность импульса лазерного излучения составляла 15 наносекунд, задержка между импульсами двух лазеров варьировалась в пределах 5–30 мкс в зависимости от скорости потока. Частота следования сдвоенных лазерных импульсов варьировалась от 250 до 1500 Гц.

Синхронно с импульсами лазеров запускалась скоростная цифровая камера, регистрирующая распределение частиц в газовом потоке. В каждом запуске регистрировалось 500 пар распределений частиц. С целью уменьшения фоновой засветки, на входе цифровой камеры устанавливался интерференционный фильтр, пропускающий излучение только с длиной волны 532 нм. В эксперименте проводилась также съемка плазменной струи цифровой камерой Canon EOS-550D.

Аргон из баллона высокого давления через редуктор и измеритель объемного расхода газа (ротаметр РСС-3) поступал в систему диспергирования. В качестве диспергируемой жидкости использовался диэтилгексилловый эфир себациновой кислоты  $\text{C}_{60}\text{H}_{50}\text{O}_4$  (ее характеристики: удельная плотность –  $0,91 \text{ г}/\text{см}^3$ , удельная электрическая проводимость  $\geq 10^{11}$  (Ом см), давление насыщенных паров при температуре  $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$  –  $10^{-5}$  Торр, температура кипения  $T = 320 \text{ }^\circ\text{C}$ , динамическая вязкость  $\mu = 2 \times 10^{-3}$  (Па с)). Система диспергиро-

вания создавала в потоке частицы жидкого аэрозоля со средним размером 1 мкм. Далее из системы диспергирования поток аргона направлялся в газоразрядную трубку, внутри которой зажигался барьерный разряд. Средняя концентрация частиц аэрозоля в плазменной струе составляла  $10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

Несколько слов по поводу проскальзывания используемых частиц-трассеров относительно несущего потока [13]. Скорость частицы, попавшей в турбулентный поток, увлекается им и подстраивается под его скорость. Процесс релаксации скорости частицы характеризуется безразмерным параметром – числом Стокса:

$$Stk = \frac{\tau_p}{T_f}, \text{ где } \tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} -$$

время динамической релаксации частицы в секундах;  $\rho_p$  – физическая плотность материала частиц в  $\text{кг/м}^3$ ;  $d_p$  – диаметр частицы в м;  $\mu$  – динамическая вязкость газа в  $\text{кг/(с м)}$ .  $T_f$  – характерное время газового вихря. Для аргона при  $T = 100 \text{ С}$   $\mu \approx 27 \times 10^{-6} \text{ кг/(с м)}$ . Считается, что если время динамической релаксации частицы мало по сравнению с характерным временем вихревой структуры ( $Stk \ll 1$ ), то скорость частиц практически мгновенно сравнивается с локальной скоростью газового потока. В условиях наших экспериментов число Стокса не превышало 0,1.

Специальными экспериментами было установлено, что на временах до 5 минут непрерывной работы БР наличие в потоке газа аэрозольных частиц не влияет на электрические характеристики БР. Однако после этого времени на внутренних стенках кварцевой трубки накапливались капельки жидкости, которые приводили к погасанию разряда. После удаления капель протиркой внутренней поверхности трубки работоспособность разрядной системы восстанавливалась. Все результаты, приведенные в данной статье, получены в условиях, когда аэрозольные частицы не влияли на характеристики БР.

### Результаты и их обсуждение

Внешний вид аргоновой струи при малой скорости потока в отсутствие БР и при его включении показан на рис. 1, а и б, соответственно.

При скорости потока внутри разрядной трубки  $V = 5 \text{ м/с}$  число Рейнольдса меньше критического ( $Re = 960$ ) и потому поток в трубке ламинарный. Из рис. 1, а видно, что в отсутствие БР ламинарный режим течения сохраняется и в струе после ее выхода из трубки до расстояния примерно 1,5 см. Далее струя турбулизуется.

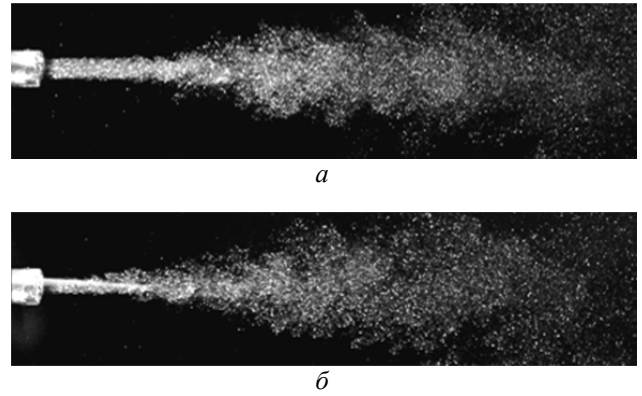


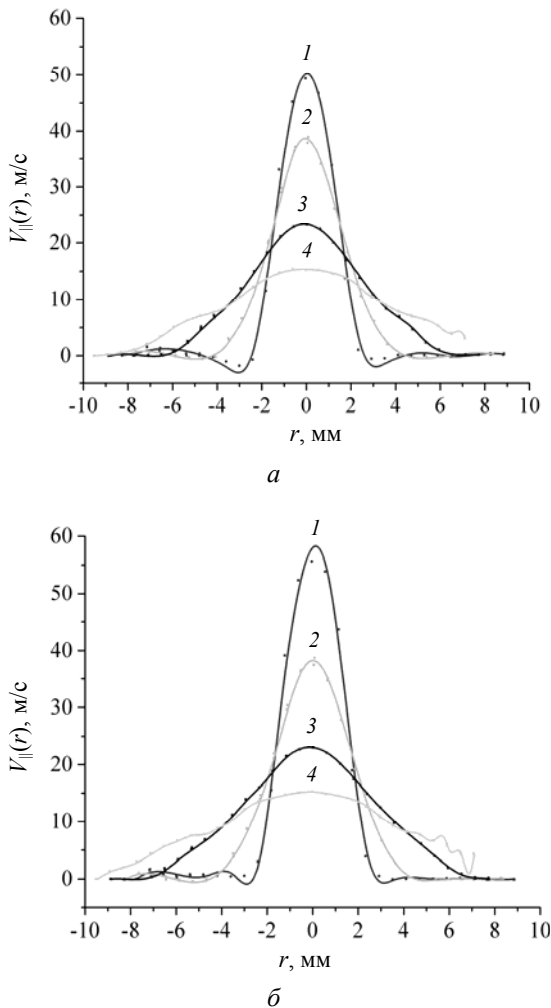
Рис. 1. а) Внешний вид струи аргона при выключенном БР. Струя свободно выдувается в окружающий воздух. Средняя скорость струи на выходе из трубки  $V = 5 \text{ м/с}$ ; массовый расход  $m = 0,0446 \text{ г/с}$ , число Рейнольдса в трубке  $Re = 960$ , т. е. поток в трубке ламинарный. б) Внешний вид аргоновой плазменной струи, генерируемой БР. Амплитуда напряжения на электродах  $U = 3,6 \text{ кВ}$ , мощность разряда  $W = 9 \text{ В}$ . Время экспозиции снимков определялось длительностью каждого из лазерных импульсов около 15 нс.

Включение БР создает на выходе из трубки светящуюся плазменную струю, видимые поперечный и продольный размеры которой существенно меньше размеров газовой струи (рис. 1, б). Заметим, что при включении разряда число Рейнольдса внутри трубки несколько падает и формально режим течения внутри трубки должен сохраниться ламинарным, однако, как видно из рис. 1, б, газовая струя при выходе из трубки турбулизуется быстрее, т. е. на меньших расстояниях от среза трубки. Возникновение турбулентных пульсаций в потоке при  $Re < 2300$  обусловлено спецификой БР, который функционирует в режиме регулярных резких токовых импульсов, мощное энерговыделение которых создает сильные газодинамические возмущения в потоке внутри трубки и на выходе из нее.

На рис. 2 представлены результаты PIV-измерений радиальных распределений продольной скорости струи на разных расстояниях от выхода газоразрядной трубки. Эксперименты сделаны при большой средней скорости струи ( $\langle V \rangle = 48 \text{ м/с}$ ), величина которой измерялась на выходе газоразрядной трубки дифференциальным датчиком давления Testo 510 в отсутствие БР и частиц-трассеров. При такой скорости поток внутри газоразрядной трубки и в струе является турбулентным.

Сравнение результатов, полученных в отсутствие БР (рис. 2, а) и при включенном БР (рис. 2, б), показывает их небольшое различие. Однако, можно заметить, что включение БР приводит к сужению радиального распределения продольной скорости  $v_{||}(r)$  и увеличению ее величи-

ны на оси  $v_0$  вблизи выхода разрядной трубки и, наоборот, к расширению радиального распределения продольной скорости и уменьшению ее величины  $v_0(x)$  вдали от выхода разрядной трубки. Данный эффект мы связываем с импульсно-периодическим воздействием разряда, который нагревает газ в плазменной струе и создает в ней повышенную степень турбулентности.



**Рис. 2.** Радиальные распределения продольной скорости струи на разных расстояниях от трубки. а)  $U = 0$  кВ, средняя скорость струи на выходе трубки  $\langle V \rangle = 48$  м/с, массовый расход  $m = 0,45$  г/с, число Рейнольдса  $Re = 9230$ . б)  $U = 4.8$  кВ,  $W = 17$  Вт, скорость газа на оси струи на выходе трубки  $V_0 = 56$  м/с. 1 –  $x = 5$  мм; 2 –  $x = 20$  мм; 3 –  $x = 40$  мм; 4 –  $x = 60$  мм.

Используя полученные результаты для  $v_{||}(r)$  и  $v_0(x)$ , мы рассчитали величину эффективного диаметра  $D(x)$  струи в зависимости от расстояния  $x$  от среза трубки:

$$\frac{D(x)}{2} = \sqrt{\frac{\int_0^{R_{\infty}} v_{||}(r, x) r dr}{v_0(x)}}$$

Оказалось, что эффективный диаметр струи линейно увеличивается с расстоянием  $x$  от выхода трубки и достигает величины примерно 18 мм на длине 6 см, причем крутизна линейной функции слегка увеличивается с ростом мощности БР.

Если предположить, что главным процессом, ответственным за расширение струи, является турбулентная диффузия, то зная зависимости от координаты  $x$  эффективного радиуса струи  $R(x) = \frac{D(x)}{2}$  и осевой скорости струи  $v_0(x)$ , можно оценить коэффициент турбулентной диффузии  $D_T$ , используя соотношение:

$$4D_T \times \tau(x) \approx R^2(x)$$

$$\tau(x) \approx \int_0^x \frac{dx}{v_0(x)}$$

Здесь  $\tau(x)$  – время пролета струи от выхода из трубки до координаты  $x$ . Расчеты для условий рис. 2 показали, что в отсутствии БР коэффициент турбулентной диффузии  $D_T$  постоянен по длине струи и равен примерно  $80 \text{ см}^2/\text{с}$ . При включении разряда величина  $D_T$  в целом увеличивается, причем вблизи трубки коэффициент  $D_T$  близок к  $150 \text{ см}^2/\text{с}$ , а на расстоянии  $x = 6$  см уменьшается до  $100 \text{ см}^2/\text{с}$ . Вычисленные коэффициенты турбулентной диффузии примерно на три порядка превышают коэффициент молекулярной диффузии при атмосферном давлении.

Аргоновая плазменная струя, распространяющаяся в воздухе, переносит созданные разрядом активные частицы (например, метастабилы аргона). В процессе переноса активные частицы взаимодействуют с воздухом, проникающим в струю за счет диффузии. Это взаимодействие приводит к разрушению активных частиц, в результате чего их плотность  $N^*$  уменьшается по мере удаления струи от выхода газоразрядной трубки. Найденные зависимости  $v_0(x)$  и  $R(x)$  дают возможность оценить уменьшение плотности  $N^*$  с расстоянием  $x$ .

В установившемся режиме уравнение непрерывности для потока  $J^*$  активных частиц в струе можно записать в следующей упрощенной форме:

$$\frac{dJ^*}{dx} = -J^* \times \frac{1}{v_0 \tau^*}$$

$$J^*(x) = \pi R^2(x) N^*(x) v_0(x).$$

Здесь  $\tau^*$  – характерное время жизни активных частиц, определяемое их столкновениями с

молекулами воздуха. Хотя видимые глазу поперечные размеры плазменной струи меньше поперечных размеров газовой струи, предполагается, что турбулентная диффузия быстро выравнивает распределение активных частиц в каждом поперечном сечении струи. В итоге, распределение активных частиц  $N^*(x)$  вдоль струи записывается в виде:

$$N^*(x) = N^*(0) \frac{v_0(0)R^2(0)}{v_0(x)R^2(x)} \exp\left(-\int_0^x \frac{dx}{v_0(x)\tau^*}\right).$$

Из приведенного выражения следует, что максимальную длину  $x_{\max}$  плазменной струи, на которой еще сохраняется ее плазмохимическая активность, можно оценить из следующего уравнения:

$$\int_0^{x_{\max}} \frac{dx}{v_0(x)\tau^*} \cong 1.$$

Отсюда следует, что  $x_{\max}$  зависит не только от начальной скорости струи, но и от степени расширения струи, определяющей зависимость  $v_0(x)$  вдоль струи.

### Заключение

Выполненные бесконтактным PIV-методом газодинамические исследования плазменной струи коаксиального БР в потоке аргона при атмосферном давлении, показали:

- 1) импульсно-периодический БР инициирует переход ламинарного потока в турбулентный режим даже при низких числах Рейнольдса;
- 2) мощный БР существенно увеличивает коэффициент турбулентной диффузии в изначально турбулентном потоке;
- 3) максимальная длина плазменной струи, на которой сохраняется ее плазмохимическая активность, определяется начальной скоростью струи и степенью ее расширения.

*Работа выполнена при поддержке  
Российского Фонда Фундаментальных  
Исследований (грант № 18-02-00539а).*

*Разработка схемы PIV измерений полей скорости плазменных струй проведена в рамках госзадания, выполняемого научными коллективами исследовательских центров и научных лабораторий образовательных организаций высшего образования (регистрационный номер 9.3480.2017/ПЧ).*

### ЛИТЕРАТУРА

1. Noeske M., Degenhardt J., Strudthoff S., Lommatzsch U. // Int. J. Adhesion and Adhesives. 2004. Vol. 24. No. 2. P. 171.
2. Akishev Yu., Balakirev A., Grushin M., Karalnik V., Kochetov I., Napartovich A., Petryakov A., Trushkin N. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2015. Vol. 43. No. 3. P. 745.
3. Акишев Ю. С., Петряков А. В., Трушкин Н. И., Устюгов В. А. // Прикладная физика. 2017. № 5. С. 20.
4. Hoentsch M., Woedtke T., Weltmann K.-D., Nebe J. B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. Vol. 45. No. 2. P. 025206.
5. Akishev Y., Grushin M., Karalnik V., Petryakov A., Trushkin N., Kholodenko V., Chugunov V., Irkhina I., Kobzev E., Zhirkova N., Kireev G. // Pure Appl. Chem. 2008. Vol. 80. No. 9. P. 1953.
6. Ghimire B., Sornsakdanuphap J., Hong Y., Uhm H., Weltmann K.-D., Choi E. // Physics of Plasmas. 2017. Vol. 24. No. 7. P. 073502.
7. Buyle G., Schneider J., Walker M., Akishev Yu., Napartovich A., Perucca M. Systems for Surface Treatment. In Book: Plasma Technology for Hyperfunctional Surface. Food, Biomedical and Textile Applications. – Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010.
8. Korolev Yu. D. // Russian Journal of General Chemistry. 2015. Vol. 85. No. 5. P. 1311.
9. Соснин Э. А., Панарин В. А., Скакун В. С., Тарасенко В. Ф., Печеницин Д. С., Кузнецов В. С. // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 5. С. 151.
10. Akishev Yu., Grushin M., Dyatko, N., Kochetov I., Napartovich A., Trushkin N., Duc T., Descours S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. No. 23. P. 235203.
11. Kopiev V. F., Zaitsev M. Yu., Inshakov S. I., Guriashkin L. P. // Journal of Visualization. 2003. Vol. 6. No. 3. P. 303.
12. Adrian R. J. // Experiments in Fluids. 2005. Vol. 39. No. 2. P. 159.
13. Бойко В. М., Пивоваров А. А., Поплавский С. В. // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49. № 5. С. 47.

## Dielectric barrier discharge influence on the gas-dynamic parameters of the plasma jet formed by this discharge

Yu. S. Akishev<sup>1,2</sup>, M. Yu. Zaytsev<sup>3,4</sup>, V. A. Kopiev<sup>3</sup>, A. V. Petryakov<sup>1</sup>, and N. I. Trushkin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> SRC RF TRINITI  
12 Pushkovykh str., Moscow, Troitsk, 108840, Russia  
E-mail: akishev@triniti.ru

<sup>2</sup> NRNU MEPhI  
31 Kashirskoe shosse, Moscow, 115409, Russia

<sup>3</sup> Moscow Complex of the Central Aerohydrodynamics Institute  
17 Radio str., Moscow, 105005, Russia

<sup>4</sup> Perm National Research Polytechnical University  
29 Komsomolskii pr., Perm, 614990, Russia

Received September 14, 2018

*The paper presents the results of experimental gas-dynamic studies using the PIV-method of plasma jets formed by a coaxial barrier discharge in an argon flow at atmospheric pressure. The discharge was supported by a sinusoidal voltage with a frequency of 90 kHz. It is shown that periodic breakdowns created by a barrier discharge in the flow initiate the laminar flow transition into a turbulent regime even at low Reynolds numbers. The results obtained by the PIV method revealed that a strong BR significantly increases the turbulent diffusion coefficient in the initially turbulent flow. It is established that the maximum length of the plasma jet on which its plasma-chemical activity is conserved is determined not only by the initial velocity of the jet, but also by the degree of its expansion.*

*Keywords:* dielectric barrier discharge, plasma jet, PIV-method, turbulent jet.

### REFERENCES

1. M. Noeske, J. Degenhardt, S. Strudthoff, and U. Lommatzsch, *Int. J. Adhesion and Adhesives* **24** (2), 171 (2004).
2. Yu. Akishev, A. Balakirev, M. Grushin, V. Karalnik, I. Kochetov, A. Napartovich, A. Petryakov, and N. Trushkin, *IEEE Transactions on Plasma Science* **43** (3), 745 (2015).
3. Yu. S. Akishev, A. V. Petryakov, N. I. Trushkin, and V. A. Ustyugov, *Prikl. Fiz. No. 5*, 20 (2017).
4. M. Hoentsch, T. Woedtke, K.-D. Weltmann, and J. B. Nebe, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** (2), 025206 (2012).
5. Y. Akishev, M. Grushin, V. Karalnik, A. Petryakov, N. Trushkin, V. Kholodenko, V. Chugunov, I. Irkhina, E. Kobzev, N. Zhirkova, and G. Kireev, *Pure Appl. Chem.* **80** (9), 1953 (2008).
6. B. Ghimire, J. Sornsakdanuphap, Y. Hong, H. Uhm, K.-D. Weltmann, and E. Choi, *Physics of Plasmas* **24** (7), 073502 (2017).
7. G. Buyle, J. Schneider, M. Walker, Yu. Akishev, A. Napartovich, and M. Perucca, *Systems for Surface Treatment. – In Book: Plasma Technology for Hyperfunctional Surface. Food, Biomedical and Textile Applications* (Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010).
8. Yu. D. Korolev, *Russian Journal of General Chemistry* **85** (5), 1311 (2015).
9. E. A. Sosnin, V. A. Panarin, V. S. Skakun, V. F. Tarasenko, D. S. Pechenitsin, and V. S. Kuznetsov, *Technical Physics* **61**, 789 (2016).
10. Yu. Akishev, M. Grushin, N. Dyatko, I. Kochetov, A. Napartovich, N. Trushkin, T. Duc, and S. Descours, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** (23), 235203 (2008).
11. V. F. Kopiev, M. Yu. Zaitsev, S. I. Inshakov, and L. P. Guriashkin, *Journal of Visualization* **6** (3), 303 (2003).
12. R. J. Adrian, *Experiments in Fluids* **39** (2), 159 (2005).
13. V. M. Boiko, A. A. Pivovarov, and S. V. Poplavski, *Combustion, Explosion, and Shock Wave* **49**, 548 (2013).