

**Тлеющий разряд в продольном сверхзвуковом потоке***Б. А. Тимеркаев, Р. С. Шамсутдинов, Д. И. Исрафилов, Б. Р. Шакиров*

*Впервые проведены исследования характеристик продольного тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа между центральным телом и конфузуром. Установлено, что характеристики разряда по пространственной локализации, интенсивности излучения, формированию приэлектродных зон зависят от способов организации сверхзвукового потока. Изучены характеристики потока газа в расширяющейся области сверхзвукового сопла, восстановление давления в конфузуре, параметры срыва сверхзвукового потока. Если в качестве катода использовать центральное тело в виде постоянно подаваемой проволоки цилиндрического профиля, то подобный разряд может найти применение в процессах нанесения функциональных покрытий и нанопокрываний. Из-за концентрации токового пятна на конце катода будет происходить интенсивное катодное распыление. Распыленные атомы будут направленно переноситься вместе с потоком и образовывать покрытия на подложках на входе в конфузур либо подложка может служить анодом разряда.*

*Ключевые слова:* тлеющий разряд, поток газа, сверхзвуковое сопло.

**Ссылка:** Тимеркаев Б. А., Шамсутдинов Р. С., Исрафилов Д. И., Шакиров Б. Р. // Прикладная физика. 2019. № 6. С. 34.

**Reference:** B. A. Timerkaev, R. S. Shamsutdinov, D. I. Israfilov, and B. R. Shakirov, Prikl. Fiz., No. 6, 34 (2019).

**Введение**

Наиболее значимыми проблемами при попытках увеличения удельных энергокладов в сильнонеравновесный тлеющий разряд являются неустойчивости в области больших токов, приводящие, в основном, к шнурованию разряда из-за перегрева рабочего газа.

Неустойчивости тлеющего разряда в некоторых случаях удается устранить путем ор-

ганизации прокачки газа через зону разряда. При наличии газового потока теплота, выделяющаяся в электрическом разряде, частично уносится этим потоком. Однако при больших мощностях небольшие скорости потока не в состоянии обеспечить необходимую интенсивность конвективного теплообмена. Для дальнейшей интенсификации конвективного теплообмена целесообразно организовать прокачку газа со сверхзвуковыми скоростями, что уже рассмотрено во многих работах. Так, работах [1–3] была осуществлена организация тлеющего разряда в сверхзвуковом микросопле с центральным телом. Благодаря совмещению разгонного устройства для газа с электродами тлеющего разряда, авторам вышеупомянутых работ удалось существенно увеличить устойчивость разряда и удельные энергоклады в разряд. Однако авторы [1–3] ограничились исследованием только определенных геометрий разрядных устройств, в частности, вовсе не исследовали профилиро-

**Тимеркаев Борис Ахуневич**, профессор, д.ф.-м.н.  
**Шамсутдинов Рустам Салаватович**, ст. преподаватель.

**Исрафилов Данис Ирекович**, доцент, к.т.н.  
**Шакиров Булат Рузалевич**, студент.  
ФГБОУ ВО «КНИТУ-КАИ».

Россия, 420111, г. Казань, ул. К. Маркса, 10.  
E-mail: shamsutdinovrustam@yandex.ru,  
btimerkaev@gmail.com

*Статья поступила в редакцию 12 ноября 2019 г.*

© Тимеркаев Б. А., Шамсутдинов Р. С., Исрафилов Д. И., Шакиров Б. Р., 2019

ванные сопла и центральные тела, и поэтому не были раскрыты все преимущества разрядных камер со сверхзвуковым потоком газа. Основными применениями таких разрядных камер со сверхзвуковым потоком газа обычно считались газовые лазеры с непрерывной генерацией излучения.

В работах [4–6] разряды в поперечном сверхзвуковом потоке газа изучаются применительно к снижению лобового сопротивления летательного аппарата и воспламенению топливно-воздушных смесей в сверхзвуковых потоках. В [4] методом скоростной фоторегистрации изучена динамика распространения импульсного поперечного разряда в сверхзвуковых струях. Показано, что поток не разрушает разрядный канал, а сносит его, определяя скорость распространения и, соответственно, конфигурацию разрядного канала. В силу того, что в поперечном разряде всегда существует часть канала, перпендикулярная потоку, такой разряд принципиально не может быть стационарным. Протяженность разряда вдоль потока ограничена повторными пробоями, связанными с одним из двух механизмов неустойчивости. Первый механизм обусловлен неустойчивостью, вызванной внешней электрической цепью, при этом повторный пробой является следствием, а не причиной колебательного характера горения разряда.

В работе [5] спектроскопическими и зондовыми методами измерены микроскопические параметры плазмы импульсного и стационарного поперечного разрядов в сверхзвуковой струе воздуха, истекающей в затопленное пространство. Измерения проведены для числа Маха потока  $M = 2$ , давлений затопленного пространства  $p = 5–30$  кПа, разрядных токов  $I = 1–10$  А. Измерены зависимости средних значений температуры газа, концентрации заряженных частиц и приведенного электрического поля от разрядного тока. В работе [6] на основе уравнений Навье-Стокса численно исследованы газодинамические аспекты взаимодействия поперечного разряда со сверхзвуковым потоком в модели теплового источника. Рассчитаны осесимметричные течения для равномерного набегающего потока. Проведено сравнение расчета с экспериментальными данными. Дана интерпретация экспериментов по нагреву сверхзвукового потока поперечным электрическим разрядом.

В последнее время сформировалось новое направление исследований тлеющего разряда в миниатюрных потоках при атмосферном давлении [7–10]. В качестве электродов в таких разрядах служат сопла диаметром порядка 100 мкм. Такие разряды называют плазменными микроструями и они позволяют создавать плазму тлеющего разряда с малыми токами и напряжениями порядка нескольких киловольт при атмосферном давлении. В работе [7] предложен метод создания микроплазмы в атмосфере путём контролирования тлеющего разряда потоком газа, исходящим из сопла. Разрядная камера состояла из анода, который является соплом с внутренним диаметром 200 мкм, и катода из металлической сетки с размерами ячеек  $54 \times 54$  мкм. Расстояние между электродами в работе изменялось в пределах от 100 до 1000 мкм. Расход газа составлял  $1,7 \times 10^{-3}$  л/с, напряжение между электродами составляло 1500 В. Преимуществом подобной организации разряда является возможность эффективно задействовать весь объём плазмы тлеющего разряда для обработки поверхностей.

Авторы работы [8] провели исследование плазмы тлеющего разряда, образованной в результате пересечения двух потоков плазмы тлеющего разряда в гелии диаметром 0,5 мм под разными углами. Длина разряда между электродами вдоль линий тока равнялась 7 мм. В проведенных экспериментах ток разряда составлял 10 мА, напряжение разряда составляло 1600 В, расход газа через каждое сопло составлял  $7 \times 10^{-3}$  л/с. Авторы работы [9] провели двумерное численное моделирование подобных разрядов. В качестве рабочего газа они использовали гелий, в качестве опорного газа – азот. Моделирование дало область с повышенной мольной долей гелия вблизи оси, радиусом примерно 0,25 мм: это связано с тем, что атомам гелия не хватает энергии вытолкнуть атомы азота и занять большую область в потоке ввиду меньшей массы.

В работе [10] исследовались характеристики плазмы атмосферного тлеющего разряда в сложном потоке газов, состоящем из гелия, окружённого потоком азота или смеси азота и кислорода. Внешний поток в данном случае экранирует плазму разряда от атмо-

сферы. Катод представляет собой тонкую капиллярную трубку из нержавеющей стали, по которой подаётся поток гелия. Анод размещён на расстоянии 1 мм от катода и выполнен из металла. Катод размещён соосно фторопластовой трубке большего диаметра, через которую в область разряда подаётся экранирующий газ. Внутренний и наружный диаметры катода составляли 0,5 и 0,8 мм соответственно. Внутренний диаметр полимерной трубки составлял 4 мм. К катоду было приложено импульсное напряжение частотой 50 Гц, ток разряда в эксперименте составлял 300 мА.

В работе [10] с помощью метода лазерного рассеяния Томсона были получены распределения концентрации и температуры электронов для двух случаев экранирующего газа: потока азота и смеси азота и кислорода в отношении 4:1. Содержание экранирующего газа в потоке гелия варьировалось на уровне 3 %. В результате экспериментов авторами было обнаружено, что концентрация электронов в плазме, экранированной смесью азота и кислорода, примерно в 1,5 раза выше, чем при экранировании азотом. С помощью введения экранирующего газа в плазму, создаваемую в миниатюрных потоках газов, появляется возможность подбора оптимальных условий существования тлеющего разряда при атмосферном давлении.

Новое развитие разрядов в сверхзвуковом потоке газа получило в работах [11–14], в которых разряд зажигался между плоскими электродами, а сверхзвуковой поток организовывался в ограниченной области межэлектродного промежутка. Такой разряд раскрыл новые особенности взаимодействия потока с разрядом, а именно, что в этом случае поток газа организовывается лишь в ограниченной области межэлектродного промежутка и в этой области концентрация частиц газа отличается от концентрации частиц в других областях. В этих работах отмечается перспектива подобных разрядов для нанесения покрытий. Углубление понимания поведения разряда при изменении условий стало возможным благодаря работам [15–17], в которых развита нелокальная теория тлеющего разряда, обусловленная тем, что набор энергии электроном и непосредственно акт ионизации электронным ударом пространственно разнесены.

Основные преимущества разряда в сверхзвуковом сопле с профилированным центральным телом заключаются в следующих факторах.

1. Очень быстрая смена рабочего газа в разрядном промежутке, что обеспечивает возможность увеличения энерговыделения.

2. Осесимметричное расположение электродов обеспечивает наиболее удачное распределение напряженности электрического поля для эффективного горения разряда.

3. Вдоль линий потока существенно меняется как давление газа, так и концентрация нейтральных частиц газа.

4. За счет адиабатического быстрого расширения газа происходит охлаждение газа.

В данной работе впервые изучается проблема организации тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа между центральным телом осесимметричного сверхзвукового сопла и конфузуром (профилированным сужающимся каналом). В качестве решаемых задач предполагается изучение характеристик подобных разрядов, рассмотрение влияния сверхзвукового потока на устойчивость разряда, а также возможности применения таких разрядов для нанесения функциональных покрытий.

### Экспериментальная установка

Лабораторный стенд по исследованию разряда в сверхзвуковом потоке газа состоит из регулируемого источника электрического питания, вакуумного насоса, газобалластного ресивера, совмещенного с разрядной камерой газодинамического блока, измерительных и контролирующих приборов.

В цилиндрической разрядной камере из молибденового стекла размещены осесимметричное профилированное сопло с центральным телом и металлический конфузор (рис. 1). Осесимметричное профилированное сопло с центральным телом служит для организации сверхзвукового потока, при этом центральное тело является катодом. Геометрические размеры сверхзвукового сопла с центральным телом (катодом) следующие: диаметр сопла в критическом сечении и на выходе  $d_1 = 3$  мм и  $D_1 = 5$  мм, диаметр центрального тела в кри-

тическом сечении и на выходе  $d_2 = 2,7$  мм и  $D_2 = 1$  мм соответственно, площадь критического сечения  $S_1 = \pi(d_1^2 - d_2^2)/4 = 1,34$  мм<sup>2</sup>, площадь выходного сечения сопла  $S_2 = \pi(D_1^2 - D_2^2)/4 = 11,77$  мм<sup>2</sup>. Длины закритической части сопла и центрального тела равны 10 мм. Металлический конфузор, являющийся анодом, служит для организации скачков уплотнения и восстановления давления.

На боковой поверхности разрядной камеры имеется технологическое отверстие для подсоединения датчика давления. С торцевых сторон разрядной камеры имеются приспособления для крепления диффузора, конфузора, центрального тела. Подача газа в разрядную камеру осуществляется через ротаметр типа РС-5. Откачка газа осуществляется вакуумным насосом. Между разрядной камерой и вакуумным насосом размещен ресивер емкостью 50 литров.

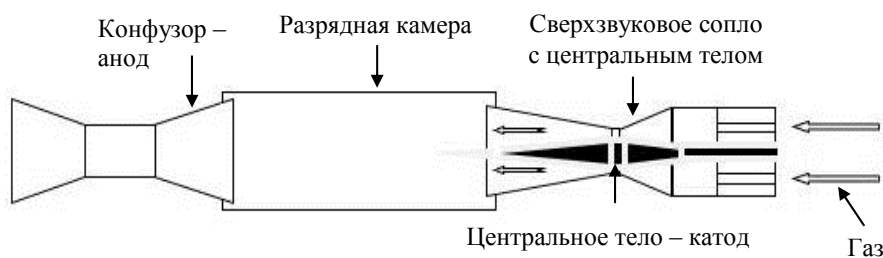


Рис. 1. Схема эксперимента.

### Газодинамические испытания

На начальном этапе работы в ресивере с помощью вакуумного насоса создается вакуум на уровне 1 Торр, а затем (при работающем насосе) открывается кран подачи рабочего газа. До открытия крана давление в разрядной камере равняется давлению в ресивере. После открытия крана подачи рабочего газа в пространстве между диффузором и конфузором устанавливается давление  $p = 22$  Торр. Давление в разрядном промежутке не зависит ни от мощности насоса, ни от давления за конфузором, а определяется отношением площадей критического сечения и выходного сечения сопла, а также давлением перед соплом. Для выбранного сопла с центральным телом и при давлении перед соплом 760 Торр давление в разрядной области оказалось равным 22 Торр.

Если вакуумный насос отключить, то давление в ресивере постепенно будет увеличиваться, но давление за соплом в пространстве между диффузором и конфузором останется постоянным и равным 22 Торр вплоть до достижения давления в ресивере 160 Торр. После этого давление в пространстве между диффузором и конфузором скачкообразно поднимается до 160 Торр, и давления в разрядной камере и ресивере сравниваются. Этот момент сигнализирует о срыве сверхзвукового потока в камере. Таким образом, для запуска

сверхзвукового потока в диффузоре требуется начальное давление в ресивере на уровне 22 Торр, а для поддержания сверхзвукового потока достаточно давление порядка 150 Торр. Если давление на входе поднять до 4 атм., то разрядная камера со сверхзвуковым потоком после запуска может работать без вакуумного насоса.

Установка позволяет подавать в разрядную камеру смеси газов или атмосферный воздух. Для этого установка снабжена баллонами различных газов, ротаметрами типа РС-5, смесителем.

### Электрические характеристики

Разряд в сверхзвуковом потоке газа отличается повышенной устойчивостью к перегреву как электродных узлов, так и разрядной зоны. Быстрая смена газа в разряде, а также пониженные температуры за счет адиабатического расширения газа в сопле полностью исключают развитие ионизационно-перегревной неустойчивости. Для дальнейшего уменьшения прикатодного падения потенциала в работе были апробированы центральные тела из различных материалов. Основными требованиями, которые выдвигаются к материалу катода, являются высокие теплопроводность и температура плавления. Наиболее подходящим материалом для катода оказался молиб-

ден. Эксперименты были проведены с молибденовым катодом, медным катодом, медным катодом, покрытым никелем, и другими. Покрытые никелем катоды характеризуются пониженными значениями падения потенциала в прикатодной области.

Вольт-амперная характеристика разряда в сверхзвуковом потоке воздуха при токах от 10 мА до 100 мА является слегка падающей. При увеличении тока от 10 до 100 мА при межэлектродном расстоянии (расстояние между центральным телом и конфузуром), равном 4 см, и давлении воздуха в разрядной области 22 Торр падение напряжения на разряде  $U$  уменьшается от 1800 до 1500 В. Напряжение  $U$  зависит от нескольких факторов, главными из которых являются межэлектродное расстояние, род и расход газа, давление в разрядной области, материал электрода. В приведенных экспериментах расход газа равнялся 100 мг/с, а в качестве катода использовалось профилированное центральное тело, изготовленное из латуни и покрытое никелем для уменьшения катодного падения. Физическая причина подобной вольтамперной характеристики связана с особенностями распределения концентрации частиц и давления газа вдоль центрального тела. При небольших токах разряд локализуется лишь вблизи конца центрального тела. С увеличением тока при полном выполнении закона Геля о нормальной плотности тока на катоде происходит распространение разряда вверх по потоку. Чем выше по потоку локализуется разряд, тем больше плотность тока на катоде. Распределение силы тока  $I(x)$  на катоде можно выразить формулой

$$I(x) = \int_0^x j[p(x)] dS(x),$$

где  $j[p(x)]$  – плотность тока на катоде как функция от распределения давления вдоль катода. Начало координат отсчитывается от конца центрального тела. Координата растет вдоль оси центрального тела в направлении критического сечения сопла. Здесь интеграл берется по поверхности катода. Но ввиду того, что имеется осевая симметрия, при известной геометрии центрального тела  $dS$  можно представить в виде функции только от продольной координаты  $x$ , начиная с конца катода. В соответствии с законом Геля, принимается, что

$j = Cp^2$ , где константа  $C$  для пары воздух-никель принята равной  $240 \text{ мкА/см}^2 \text{ Торр}^2$ . Распределение давления  $p$  вдоль центрального тела находили из таблицы газодинамических функций.

На рис. 2 приведена величина силы тока для трех давлений на входе в зависимости от координаты  $x$  вдоль катода для центрального тела длиной 6 мм и углом конусности  $19,4$  градуса.

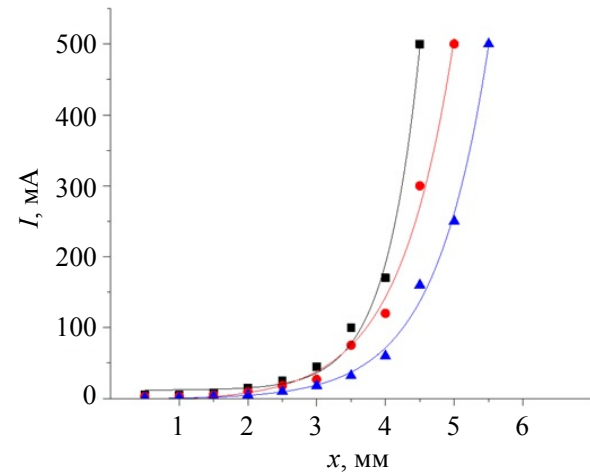


Рис. 2. Распределение силы тока вдоль катода для трех давлений на входе. Квадратики на графике соответствуют давлению на входе  $2,6 \times 10^5 \text{ Па}$ , кружочки – давлению  $1,8 \times 10^5 \text{ Па}$ , треугольники – давлению  $1,1 \times 10^5 \text{ Па}$ .

Как видно из рис. 2, сила тока вдоль катода распределена неоднородно. Здесь речь идет не о плотности тока, а о полном токе. При малых токах разряд локализуется вблизи торца центрального тела, так как именно туда приходится максимальная приведенная напряженность электрического поля. В этой области и концентрация частиц минимальна и радиус центрального тела минимален. При увеличении тока катодное пятно распространяется вдоль центрального тела вверх по потоку. Чем выше поднимется разряд вверх по центральному телу, тем больше плотность и давление газа. Следовательно, в соответствии с законом Геля, растет плотность тока. Полный ток, как видно из графика, растет очень быстро. На расстоянии 4–5 мм от торца катода сила тока достигает 0,5 А.

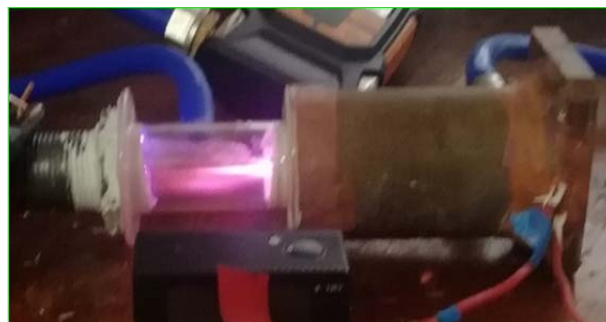
На рис. 3 представлены фотографии свечения разряда между центральным телом и конфузуром. На фотографии катодный узел, совмещенный с сопловым блоком, находится

с правой стороны цилиндрической разрядной камеры из молибденового стекла. Сопловой блок с центральным телом установлен таким образом, что его конец находится на срезе электрического устройства для крепления сопла. Поток газа идет справа налево. С левой

стороны разрядной камеры (см. рис. 1) находится конфузор, который одновременно служит анодом разряда. По свечению можно определить границы сверхзвукового потока, размеры прикатодных зон и стесненного положительного столба.



а



б



в

**Рис. 3. Картина свечения разряда. Скорость потока газа направлена справа налево.**

**а)  $U = 1800 \text{ В}$ ,  $I = 25 \text{ мА}$ ,  $p = 22 \text{ Торр}$ . Видно отрицательное свечение, фардеево темное пространство. Положительный столб не оформился. Отрицательное свечение стеснено потоком и следует по линиям потока; б)  $U = 1800 \text{ В}$ ,  $I = 40 \text{ мА}$ ,  $p = 22 \text{ Торр}$ . Появился положительный столб. Между отрицательным свечением и положительным столбом тонкий слой фардеева темного пространства; в)  $U = 1800 \text{ В}$ ,  $I = 50 \text{ мА}$ ,  $p = 22 \text{ Торр}$ . Присутствует развитый положительный столб в виде полого цилиндра.**

Область отрицательного свечения сконцентрирована в центральной области внутри потока. На рис. 3 эта область видна как наиболее яркая часть разряда подобно плазменной струе космической ракеты после старта. Более плотный и холодный сверхзвуковой поток практически не светится, несмотря на то, что линии напряженности электрического поля должны пересечь данный поток. Из-за большой скорости потока (для данной геометрии сопла она равна 2 М) свечение возбужденных молекул воздуха смещено вдоль потока. При больших токах положительный столб начинает увеличиваться, и он растет за границами сверхзвукового потока в виде полого цилиндра. Между отрицательным свечением и положительным столбом наблюдается протяженное фардеево темное пространство.

Анализ распределения напряженности электрического поля в осесимметричной разрядной камере показывает, что напряженность электрического поля будет максимальна вбли-

зи конца центрального тела. В этой области также минимальна концентрация нейтральных частиц. Следовательно, в этой области будет максимальна приведенная напряженность электрического поля. Выше по потоку в сопле возрастает и концентрация частиц газа, и увеличивается диаметр центрального тела. Поэтому приведенная напряженность электрического поля с перемещением в сторону критического сечения быстро уменьшается. Наличие такого теплонапряженного участка на катоде делает данную конструкцию пригодной для нанесения функциональных покрытий. По мере расхода распыляемого материала центральное тело-катод надо будет перемещать, организуя тем самым непрерывный процесс нанесения покрытия.

### Заключение

В работе впервые проведены экспериментальные исследования характеристик про-

дольного тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа между центральным телом и конфузуром. Изучены характеристики потока газа в расширяющейся области сверхзвукового сопла, восстановление давления в конфузуре, параметры срыва сверхзвукового потока.

Установлено, что сила тока вдоль катода распределена неоднородно, а приэлектродные части разряда сконцентрированы в теневой области потока от центрального тела. При увеличении разрядного тока положительный столб приближается к катоду за пределами сверхзвуковой струи. Этот факт позволяет сделать заключение, что линии напряженности электрического поля пересекают сверхзвуковую струю вблизи катода.

Такой разряд может найти применение в процессах нанесения функциональных покрытий и нанопокровов. В качестве катода может служить центральное тело в виде постоянно подаваемой проволоки цилиндрического профиля. Из-за концентрации токового пятна на конце катода, на этом участке будет происходить интенсивное катодное распыление. Распыленные атомы будут переноситься вместе с потоком и образовывать покрытия на подложках на входе в конфузор.

Определенные перспективы в применении исследованного разряда просматриваются также для уменьшения лобовых сопротивлений летательных объектов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Даутов Г. Ю., Тимеркаев Б. А. Генераторы неравновесной газоразрядной плазмы. – Изд-во «Фэн», 1996.

2. Galeev I. G., Goncharov V. E., Timerkaev B. A., Toropov V. G., Faskhutdinov A. K. // High temperature. 1990. Vol. 28. P. 623.

3. Galeev I. G., Goncharov V. E., Timerkaev B. A., Toropov V. G., Fakhrutdinov I. K. // High temperature. 1992. Vol. 30 Is. 3. P. 342.

4. Еришов А. П., Сурконт О. С., Тимофеев И. Б., Шишков В. М., Черников В. А. // Теплофизика высоких температур. 2004. Т. 42. № 4. С. 516.

5. Еришов А. П., Калинин А. В., Сурконт О. С., Тимофеев И. Б., Шишков В. М., Черников В. А. // Теплофизика высоких температур. 2004. Т. 42. № 6. С. 856.

6. Gromov V. G., Levin V. A., Ershov A. P., Shibkov V. M. // High Temperature. 2006. Vol. 44. No. 2. P. 178.

7. Yokoyama T., Hamada Sh., Ibuka Sh., Yasuoka K., Ishii Sh. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2005. Vol. 38. P. 1684.

8. Shirai N., Ibuka Sh., Ishii Sh. // IEEE transactions on plasma science. 2008. Vol. 36. No. 4. P. 960.

9. Tochikubo F., Shirai N., Uchida S. // Applied Physics Express 4. 2011. Vol. 4. No. 5. P. 056001-1-056001-3.

10. Tomita K., Urabe K., Shirai N., Sato Y., Hassaballa S., Bolouki N., Yoneda M., Shimizu T., Uchino K. // Japanese Journal of Applied Physics. 2016. Vol. 55. P. 066101-1-066101-5.

11. Тимеркаев Б. А., Залялиев Б. Р. // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 4. С. 489.

12. Timerkaev B. A., Zalyaliev B. R. // High Temperature. 2014. Vol. 52. No. 4. P. 471.

13. Тимеркаев Б. А., Залялиев Б. Р., Каримов Б. Р., Исрафилов Д. И. // Вестник КГТУ. 2013. № 4. С. 198.

14. Timerkaev B. A., Zalyaliev B. R., Saifutdinov A. I. // Journal of Physics: Conference Series. 2014. Vol. 567. P. 012032.

15. Saifutdinov A. I., Timerkaev B. A., Zalyaliev B. R. // Journal of Physics: Conference Series. 2014. Vol. 567. P. 012031.

16. Сайфутдинов А. И., Тимеркаев Б. А. // Инженерно-физический журнал. 2012. Т. 85. № 5. С. 1104.

17. Кудрявцев А. А., Морин А. В., Цендин Л. Д. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 8. С. 71.

18. Timerkaev B. A., Ahmetov M. M., Zalyaliev B. R., Petrova O. A., Israfilov D. I. // Journal of Physics: Conference Series. 2014. Vol. 567. P. 012036.

PACS: 52.80.Vp

## Glow discharge in a longitudinal supersonic flow

*B. A. Timerkaev, R. S. Shamsutdinov, D. I. Israfilov, and B. R. Shakirov*

A. N. Tupolev Kazan National Research Technical University (KNITU-KAI)

10, K. Marx st., Kazan, Tatarstan, 420111, Russia

E-mail: shamsutdinovrustam@yandex.ru, btimerkaev@gmail.com

Received November 12, 2019

*For the first time, studies of the characteristics of a longitudinal glow discharge in a supersonic gas flow between the Central body and the embarrassment were carried out. It is established*

*that the characteristics of the discharge in terms of spatial localization, radiation intensity, formation of near-electrode zones depend on the ways of organizing the supersonic flow. The characteristics of the gas flow in the expanding region of the supersonic nozzle, the pressure recovery in the embarrassment, the parameters of the supersonic flow failure are studied. If the cathode is used as a Central body in the form of a constantly fed wire of cylindrical profile, then such a discharge can be used in the processes of applying functional coatings and nanocoatings. Due to the concentration of the current spot at the cathode end, intense cathode sputtering will occur. The atomized atoms will be directionally transferred along with the flow and form coatings on the substrates at the entrance to the embarrassment, or the substrate can serve as a discharge anode.*

*Keywords:* glow discharge, gas flow, supersonic nozzle.

## REFERENCES

1. G. Y. Dautov and B. A. Timerkaev, *Generators of non-equilibrium gas-discharge plasma*. (Izd. Fan, 1996).
2. I. G. Galeev, V. E. Goncharov, B. A. Timerkaev, V. G. Toropov, and A. K. Faskhutdinov, *High Temperature* **28**, 623 (1990).
3. I. G. Galeev, V. E. Goncharov, B. A. Timerkaev, V. G. Toropov, and I. K. Fakhruddinov, *High Temperature* **30** (3), 342 (1992).
4. A. P. Ershov, O. S. Surkont, I. B. Timofeev, V. M. Shishkov, and V. A. Chernikov, *Thermophysics of High Temperatures* **42** (4), 516 (2004).
5. A. P. Ershov, A. V. Kalinin, O. S. Surkont, I. B. Timofeev, V. M. Shishkov, and V. A. Chernikov, *High Temperature* **42** (6), 865 (2004).
6. V. G. Gromov, V. A. Levin, A. P. Ershov, and V. M. Shishkov, *High Temperature* **44** (2), 178 (2006).
7. T. Yokoyama, Sh. Hamada, Sh. Ibuka, K. Yasuoka, and Sh. Ishii, *Journal of Physics D: Applied Physics* **38**, 1684 (2005).
8. N. Shirai, Sh. Ibuka, and Sh. Ishii, *IEEE Transactions on Plasma Science* **36** (4), 960 (2008).
9. F. Tochikubo, N. Shirai, and S. Uchida, *Applied Physics Express* **4**, 056001-1-056001-3 (2011).
10. K. Tomita, K. Urabe, N. Shirai, Y. Sato, S. Hassaballa, N. Bolouki, M. Yoneda, T. Shimizu, and K. Uchino, *Japanese Journal of Applied Physics* **55**, 066101-1-066101-5 (2016).
11. B. A. Timerkaev and B. R. Zalyalyev, *Thermophysics of High Temperatures* **52** (4), 489 (2014).
12. B. A. Timerkaev and B. R. Zalyalyev, *High Temperature* **52** (4), 471 (2014).
13. B. A. Timerkaev, B. R. Zalyalyev, B. R. Karimov, and D. I. Israfilov, *Vestnik KGTU*, No. 4, 198 (2013).
14. B. A. Timerkaev, B. R. Zalyalyev, and A. I. Saifutdinov, *Journal of Physics: Conference Series* **567**, 012032 (2014).
15. A. I. Saifutdinov, B. A. Timerkaev, and B. R. Zalyalyev, *Journal of Physics: Conference Series* **567**, 012031 (2014).
16. A. I. Saifutdinov and B. A. Timerkaev, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 1-6 (2012).
17. A. A. Kudryavtsev, A. V. Morin, and L. D. Tsendin, *Technical Physics* **78** (8), 71 (2008).
18. B. A. Timerkaev, M. M. Akhmetov, B. R. Zalyalyev, O. A. Petrova, and D. I. Israfilov, *Journal of Physics: Conference Series* **567**, 012036 (2014).