

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 537.529,51-73,51-74,519.6:533.6

ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

© 2018 г. В. В. Кузенов^{a, b, *}, С. В. Рыжков^{a, **}

^aФГБОУ ВО “Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)”, ул. 2-я Бауманская 5, Москва, 105005 Россия

^bФГУП “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова”, ул. Суцеская 22, Москва, 127055 Россия

*E-mail: vik.kuzenov@gmail.com

**E-mail: svryzhkov@bmstu.ru

Поступила в редакцию 19.06.2018 г.

Обсуждаются основные свойства плазмы капиллярных разрядов. Представлено математическое моделирование взаимодействия импульсных плазменных струй, генерируемых капиллярным разрядом при атмосферном давлении.

Ключевые слова: капиллярный разряд, математическое моделирование, перенос излучения, плазменные струи, плазмодинамические процессы

DOI: 10.1134/S207956291706015X

ВВЕДЕНИЕ

Импульсный капиллярный разряд является одним из сравнительно простых способов получения плазмы. В данной работе рассматривается капиллярный разряд с испаряющейся стенкой (КРИС) [1–6]. Несмотря на важность импульсных плазменных струй для различных областей применения (ядерного синтеза, двигателей, нейтронного генератора и ионного источника), эффект взаимодействия нескольких реактивных струй остается плохо изученным [7, 8]. При этом высокоскоростные плазменные струи для магнитного и инерционного термоядерного синтеза [9–14] должны быть созданы в вакуумной среде.

Картина структуры течения может быть описана следующим образом. После пробойной стадии вблизи стенки капилляра образуется плазменное образование, служащее источником теплового широкополосного излучения, которое, действуя на стенку, вызывает разогрев поверхностного слоя стенки капилляра и в дальнейшем его испарение. Известно, что испарение начинается с торца капилляра, и далее волна испарения распространяется к центру трубки. Протекание тока в парах материала стенки капилляра сопровождается их разогревом до плазменного состояния (с соответствующим увеличением давления и температуры) и истечением (как, правило, со звуковыми скоростями) через выходное отверстие капилляра в окружающее газовое пространство. При этом в факеле импульсного капиллярного

разряда возникает структура течения близкая к структуре, которая характерна для начального участка течения в стационарной сверхзвуковой струе плазмы, истекающей в затопленное пространство. Если давление на срезе сопла P_a отнести к давлению в невозмущенной окружающей среде P_∞ , то образуется определяющий комплекс, называемый степенью нерасчетности $n = P_a/P_\infty$. Известно, что если степень нерасчетности близка к единице $n \approx 1$, то факел капиллярного разряда состоит из нескольких циклов периодической волновой структуры, называемых “бочками” [15]. При значениях намного больше единицы $n \gg 1$ образуется лишь одна “бочка”.

Коэффициент полезного действия современных взрывных источников излучения, как правило, заметно меньше 1% от химической энергии взрывчатого вещества. Исследование возможностей значительного (в несколько раз и более) повышения относительного выхода источников излучения нового поколения является актуальной для ряда практических приложений задачей, решение которой может быть связано, как с оптимизацией процессов ударно-волновой конверсии кинетической энергии плазменных потоков в излучение, так и с привлечением новых физических и радиационно-газодинамических эффектов и явлений. В этом аспекте значительный интерес представляют вихревые течения излучающего газа, сопровождающиеся при определенных условиях формированием долгоживущих когерентных

структур, в частности крупномасштабных торoidalных вихрей с большой излучающей поверхностью. Такие плазменные образования могут стать источником достаточно интенсивного электромагнитного излучения оптического (видимого и инфракрасного) диапазона спектра. В настоящее время имеется возможность (с помощью капиллярного разряда с испаряющейся стенкой) получения горячей (с температурой $T = (2-15) \cdot 10^4$ K), оптически плотной, широкополосно-излучающей плазмы (значения яркостных температур $T_n > 10^4$ K) в значительных объемах и создания, так называемых энергоемких плазменных образований (импульс широкополосного излучения может достигать миллисекундных диапазонов длительности). Интересным также является вопрос интенсификации излучательных свойств энергоемких плазменных образований КРИС за счет взаимодействия системы импульсных струй КРИС.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

Математическая модель процессов, протекающих в плазме капиллярного разряда, основана на многокомпонентных радиационных уравнениях Рейнольдса и могут быть определены с помощью системы уравнений вязкой однотемпературной радиационной плазмодинамики [16]. Далее предполагается, что при получении численного решения можно в первом приближении ограничиться осесимметричным случаем. При этом для решения данной системы уравнений конечно-разностным методом вводится преобразование координат вида: $r = r(\xi, \eta)$, $z = z(\xi, \eta)$ [16].

Для получения безразмерного вида рассматриваемых уравнений отнесем все газодинамические переменные, входящие в систему уравнений, к их характерным значениям, а пространственные ξ, η и временную \bar{t} переменные соответственно к характерному размеру L_* и характерному времени t_* . Введем следующие обозначения безразмерных переменных:

$$\begin{aligned} t &= \frac{U \bar{t}}{L_*}, \quad \xi = \frac{\bar{\xi}}{L_*}, \quad \eta = \frac{\bar{\eta}}{L_*}, \quad V_\xi = \frac{\bar{V}_\xi}{V_*}, \quad V_\eta = \frac{\bar{V}_\eta}{V_*}, \\ u &= \frac{\bar{u}}{V_*}, \quad v = \frac{\bar{v}}{V_*}, \quad T = \frac{\bar{T}}{T_*}, \quad e = \frac{\bar{e}}{e_*}, \quad \rho = \frac{\bar{\rho}}{\rho_*}, \\ P &= \frac{\bar{P}}{P_*}, \quad \mu_\Sigma = \frac{\bar{\mu}_\Sigma}{\mu_*}, \quad \lambda_\Sigma = \frac{\bar{\lambda}_\Sigma}{\lambda_*}, \\ \gamma &= \frac{C_{p*}}{C_{v*}}, \quad q = \frac{\bar{q}}{q_*}, \quad \omega = \frac{\bar{\omega}}{\omega_*}. \end{aligned}$$

В безразмерных переменных эта система уравнений примет следующий вид [16]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho c_i}{\partial t} + \text{Div}(\rho c_i \vec{V}) &= -\alpha \frac{\rho c_i u}{r} + \\ + \text{Div}(\rho D_i \nabla c_i) + \left(\frac{\partial \rho c_i}{\partial t} \right)_x, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{Div}(\rho \vec{V}) &= -\alpha \frac{\rho u}{r}, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{Div}(\rho u \vec{V}) &= -\xi_r \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_r \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho u^2}{r} + \frac{S_r}{\text{Re}}, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{Div}(\rho v \vec{V}) &= -\xi_z \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_z \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho u v}{r} + \frac{S_z}{\text{Re}}, \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \text{Div}(\rho e \vec{V} + \sum \bar{q}_i) &= \\ = -\frac{P}{J} \text{Div}(\vec{V}) - \alpha \frac{P u}{r} - \alpha \frac{\rho e u}{r} + \frac{S_e}{\text{Re}} + D_x, \\ S_e &= \mu_\Sigma D + \frac{\gamma}{\text{Pr}} \text{div}(\lambda_\Sigma \text{grad } T), \\ D_x &= \sum_i h_i \frac{t_*}{e_*} \text{Div}(\rho D_i \nabla c_i), \\ \text{Div}(\) &= \frac{1}{J} \frac{\partial (J \)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \)}{\partial \eta}, \end{aligned}$$

здесь величины S_r, S_z математически описывают силы [16, 17], возникающие в факеле капиллярного разряда за счет наличия в нем сил вязкого трения, S_e – объемное энерговыделение, появляющееся из-за работы сил трения $\mu_\Sigma D$ (где D – диссипативная функция, индекс Σ обозначает суммирование транспортных свойств для смеси веществ), переноса тепла процессами теплопроводности $\text{div}(\lambda_\Sigma \text{grad } T)$, Re – число Рейнольдса, Pr – число Прандтля, $u(\xi, \eta, t), v(\xi, \eta, t)$ – проекции вектора скорости $\vec{V}(r, z, t)$ на оси R и Z , e – удельная внутренняя энергия плазмы, $J = \partial(r, z)/\partial(\xi, \eta)$ – якобиан перехода от цилиндрической системы координат r, z к криволинейной системе координат ξ, η , $V_\xi = \xi_r u + \xi_z v$, $V_\eta = \eta_r u + \eta_z v$ – контравариантные компоненты вектора скорости $\vec{V}(r, z, t)$ в криволинейной системе координат ξ, η, ρ , P – плотность и давление плазмы, $\sum_u q_{i\xi}, \sum_u q_{i\eta}$ – проекции вектора плотности потока лучистой энергии \vec{q} на оси криволинейной системы координат ξ и η , $\alpha = 0$ – соответствует плоскому, $\alpha = 1$ – осесимметричному случаю течения.

Для определения плотности плазмы аблирующих паров материала стенок капиллярного разряда $\rho_g \in [0, 1]$ в систему выше приведенных уравнений вводится дополнительное уравнение неразрывности: $\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \rho_g \vec{V} = 0$.

Уравнение переноса излучения представлено в виде системы уравнений диффузионного многогруппового приближения:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial (Jq_{i\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (Jq_{i\eta})}{\partial \eta} + \chi_i c U_i = 4\chi_i \sigma_i T^4,$$

$$\frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial \xi} + \chi_i q_{i\xi} = 0, \quad \frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial \eta} + \chi_i q_{i\eta} = 0,$$

где $U_i(y, z, t)$ – плотность лучистой энергии в i -ой спектральной группе, χ_i – спектральный коэффициент поглощения.

Расчет, входящих в данную систему уравнений оптических $\chi_i(T, \rho)$ параметров рабочих сред проводился с использованием компьютерной системы ASTEROID [18]. При расчете оптических характеристик весь спектр был разделен на 7 групп с границами интервалов [0.1–3.14–5.98–6.52–7.95–9.96–18.6–200] эВ, если в затопленном пространстве находится воздух. Турбулентные коэффициенты вязкости μ_Σ и λ_Σ теплопроводности рассчитываются с привлечением уравнений $q - \omega$ дифференциальной модели Кокли в криволинейной системе координат ξ, η [19].

Решение двумерных нестационарных уравнений вязкой однотемпературной радиационной плазмодинамики, записанной в векторной полудивергентной форме в криволинейной системе координат ξ, η и приведенных выше по тексту:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \vec{G}}{\partial \eta} + \vec{S} = \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial \vec{F}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \vec{G}_v}{\partial \eta} + \vec{S}_v \right],$$

строится с использованием метода расщепления по физическим процессам и направлениям. Вид векторов, входящих в данную систему уравнений указан в работе [16].

Дифференциальная система уравнений плазмодинамики относительно временной переменной t есть система обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, которая может быть разрешена с помощью многошагового метода Рунге–Кутты (в данной работе использован трех шаговый вариант метода).

На первом временном дробном шаге $t \in [t, t + \Delta t/3]$ использована нелинейная квазилинейная компактно-полиномиальная конечно-разностная схема повышенного порядка точности, разработанная в работах [16, 17]:

$$\frac{\partial \vec{U}_{i,j}}{\partial t} + \frac{\vec{F}_{i+1/2,j} - \vec{F}_{i-1/2,j}}{\Delta \xi} + \frac{\vec{G}_{i,j+1/2} - \vec{G}_{i,j-1/2}}{\Delta \eta} + \vec{S}_{i,j} = 0.$$

На втором временном дробном шаге $t \in [t + \Delta t/3, t + 2\Delta t/3]$ явным методом с использованием краевых условий “прилипания”, решается “параболическая” (“вязкая”) часть системы уравнений. При этом первые и вторые производ-

ные по пространству, входящие в рассматриваемую систему уравнений второго временного дробного шага, находились с помощью квазилинейной компактно-полиномиальной конечно-разностной схемы повышенного порядка точности [16, 17].

На третьем временном дробном шаге $t \in [t + 2\Delta t/3, t + \Delta t]$, с использованием неявного метода Розенброкка рассчитывается “жесткая” часть системы уравнений $q - \omega$ модели Кокли. Шаг по времени Δt необходимый для интегрирования приведенной выше разностной схемы выбирается из условия выполнения критерия устойчивости Куранта–Фридрихса–Леви.

При решении уравнений переноса излучения применен модифицированный попеременно-треугольный метод с использованием трехслойной итерационной схемы, в которой итерационный “временной” шаг находится с помощью метода сопряженных направлений [20].

При проведении расчетов газодинамические параметры, истекающей из канала капиллярного разряда в затопленное пространство определялись на основе приближенной математической модели, в которой принималось, что вся электрическая энергия, запасенная в емкостном накопителе, переходит в тепловую энергию плазмы, которая истекает со звуковой скоростью через срез капиллярного разряда.

РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛА КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА

Расчетная область в системе координат r, z и ξ, η представляет собой прямоугольник. В нижней части прямоугольника, перпендикулярно поверхности располагается капиллярный разряд, являющийся источником эрозийного плазменного факела капиллярного разряда. Сверху она была ограничена прямой линией, на которой задаются “невозмущающие” условия на выходящий из расчетной области поток: $\partial^2 \vec{f} / \partial x_n^2 = 0$, где $\vec{f} = \{\rho, u, v, e\}$ и x_n – координата нормальная к граничной поверхности. С правой стороны область интегрирования ограничивается осью симметрии, на которой задаются соответствующие условия симметрии течения плазмы. С левой стороны располагается поверхность, находящаяся на достаточном удалении от оси симметрии, так чтобы на ней можно было задавать граничные условия, соответствующие условиям на бесконечности в невозмущенной газовой среде.

Капиллярный разряд состоит из межэлектродной вставки с осевым отверстием, являющимся рабочим каналом разряда (диаметр капиллярного разряда 1 мм, длина 5 мм). Через стенки капилля-

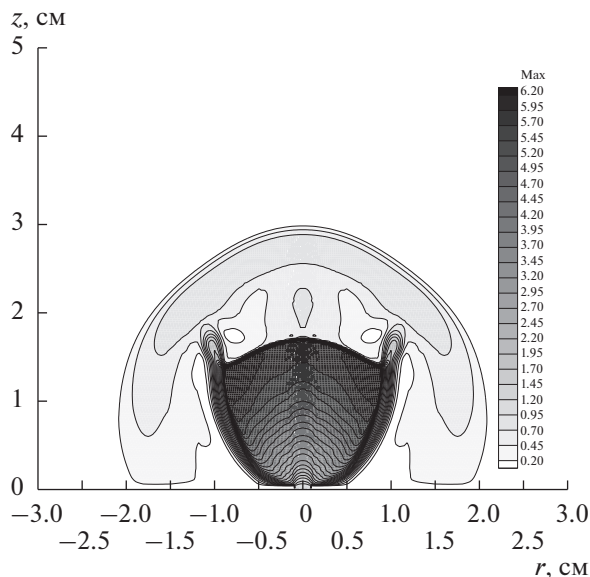


Рис. 1. Распределение числа Маха M в плазменном факеле капиллярного разряда на момент времени $t = 12$ мкс.

ра вдувается поток плазмы с параметрами, которые взяты из работы [21]: $T = 35$ кК, $V = 450$ м/с, $P = 41$ МПа, $\gamma = 1.2$. При проведении численных расчетов эти величины переопределяются (расчетным путем из условия звукового течения в выходном сечении капиллярного разряда) в выходном сечении разряда. Значения $q - \omega$ находились из условия, что степень турбулентности во втекающем в расчетную область потоке составляет величину 5%. Окружающей средой являлся воздух.

На рис. 1–2 приведены отдельные результаты проведенных расчетов: число Маха и поле температуры T . Результаты проведенных расчетов факела эрозионной плазменной струи капиллярного разряда соответствуют течению недорасширенной струи со “стандартной” структурой ударных волн (УВ), которая показана на рис. 1 (степень нерасчетности $n = P_a/P_\infty \approx 130$) и которая возникает к моменту времени $t \approx 6$ мкс. Особенностью динамики факела капиллярного разряда является течение в области тройной конфигурации УВ. Здесь за диском Маха (в последующие моменты времени) образуется вихревой след. Этот след связан с тем, что скоростной напор в потоке, претерпевшем 2-х ступенчатое сжатие, во много раз больше скоростного напора за центральным скачком [22, 23].

Экспериментальные и теоретические исследования импульсной струи, истекающей через срез одиночного капиллярного разряда, показывают, что в области смешения струи и окружающей газовой среды формируются тороидальные долгоживущие вихревые структуры. Одним из основных и важных свойств тороидального вихря (ТВ)

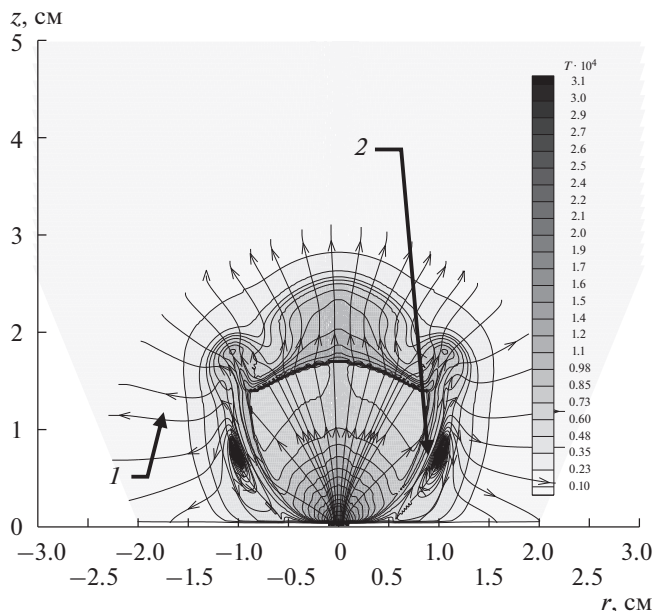


Рис. 2. Распределение температуры T (К) и линий тока в плазменном факеле капиллярного разряда на момент времени $t = 12$ мкс: 1 – линия тока, 2 – “присоединенная” вихревая зона.

является то, что он проходит в неограниченной среде до своего распада большие расстояния по сравнению с облаком (плазмы, газа, жидкости) такого же размера, что и вихрь.

Определенный интерес для практики представляют численные исследования взаимодействия системы импульсных струй, вытекающих из группы расположенных рядом КРИС. Структура системы струй капиллярных разрядов для момента времени 11 мкс показана на рис. 3.

Из пространственного распределения, показанного на рис. 3, следует, что плазменный факел системы КРИС составляет единое целое с заметными структурными особенностями (отсутствуют бочкообразные структуры). Так, например, процесс взаимодействия системы КРИС приводит к образованию вблизи оси системы области с повышенным, относительно окружающей среды, давлением (≈ 160 раз) и плотностью (≈ 10 раз). Давление в этой области “запирает” (на данный момент времени) истечение плазменной струи из КРИС, которая расположена на оси системы.

В последующие моменты времени в этой зоне формируется узконаправленная струя, которая имеет более высокую, по сравнению с периферийными КРИС, осевую скорость движения факела. Можно отметить также, что на данной стадии развития объединенного плазменного факела КРИС тороидальная вихревая структура наблюдается на периферии системы струй. Выполненные расчеты также показали, что в систе-

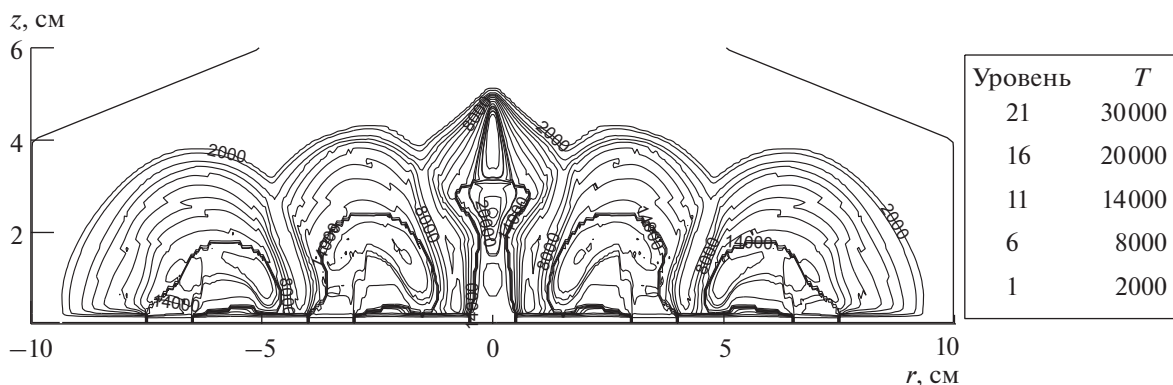


Рис. 3. Распределение температуры $T(K)$ и линий тока в системе капиллярных разрядов на момент времени $t = 11$ мкс.

ме импульсных струй КРИС наблюдается заметное увеличение яркостных температур разряда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен источник плазмы на основе плазменной струе, формирующейся на конце капиллярного разряда при атмосферном давлении. Разработана математическая модель системы импульсных плазменных струй, истекающих в затопленное пространство, основанная на уравнениях радиационной плазмодинамики, записанных в произвольных криволинейных координатах. Численно исследованы радиационные и газодинамические процессы в системе капиллярных разрядов с испаряющейся стенкой (КРИС), которые истекают в затопленное пространство. Произведены расчеты основных газодинамических и излучательных параметров системы КРИС. Проведено численное моделирование и получены пространственные распределения давления, температуры, скорости и числа Маха в импульсной струе капиллярного разряда и системе импульсных струй КРИС на разные моменты времени.

БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты исследования получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России No. 13.5240.2017/8.9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCE

1. Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Роговцев П.Н. // Теплофизика высоких температур. 1971. Т. 9. С. 468–475; Ogurtsova N.N., Podmoshenskii I.V., Rogovtsev P.N. // High temperature. 1971. V. 9. P. 430–436.
2. Войтенко Н.В., Юдин А.С., Кузнецова Н.С., Крастелев Е.Г. // Ядерная физика и инжиниринг. 2015. Т. 6. С. 616–621; Voitenko N.V., Yudin A.S., Kuznetsova N.S., Krastelev E.G. // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 1632.

3. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Froloko P.A. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012049.
4. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Probl. At. Sci. Tech. 2013. No. 4(86). P. 103–107.
5. Sivkov A., Saygash A., Kolganova J., Shanenkov I. // IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. 2014. V. 66. P. 012048.
6. Кузенов В.В., Фролко П.А., Шумаев В.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. С. 105–112.
7. Kuzenov V.V., Polozova T.N., Ryzhkov S.V. // Probl. At. Sci. Technol. 2015. No. 4(98). P. 49–52.
8. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Прикладная физика. 2015. No. 2. С. 37–44; Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Appl. Phys. 2015. V. 2. P. 37.
9. Bagdasarov G.A., Sasorov P.V., Gasilov V.A. et al. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 083109.
10. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Probl. At. Sci. Technol. 2013. No. 1(83). P. 12–14.
11. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Математическое моделирование. 2017. Т. 29. С. 19–32; Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Math. Models. Comput. Simul. 2018. V. 10. P. 255.
12. Ryzhkov S.V. // Sustain. Cities Soc. 2015. V. 14. P. 313–315.
13. Рыжков С.В., Чирков А.Ю. Системы альтернативной термоядерной энергетики. 2017. Москва: Физматлит; Ryzhkov S.V., Chirkov A.Yu. // Alternative Fusion Energy Systems. 2017. Moscow: Fizmatlit (in Russian).
14. Кузенов В.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2016. Т. 7. С. 342–346; Kuzenov V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 1683–1686.
15. Юсупалиев У. // Журн. технической физики. 2004. Т. 74. No. 7. С. 52–61.
16. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. Физико-математические модели и методы расчета взаимодействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды (2-е изд.). 2017. Москва: МГТУ им. Н.Э. Баумана; Kuzenov V.V., Lebo A.I., Lebo I.G., Ryzhkov S.V. Physical and Mathematical Models and Methods of Calculation for Interaction of Intensive Laser and Plasma Pulses with Condensed and Gas Environments (2nd Ed.). 2017. Moscow: Bauman Moscow State Technical University (in Russian).

17. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Прикладная физика. 2014. № 3. С. 26–30; Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. // Appl. Phys. 2014. V. 3. P. 26.
18. Surzhikov S.T. // Proc. 1st Int. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. 2003. ESA-533.
19. Coakley T.J. Turbulence Modeling Methods for the Compressible Navier-Stokes Equations // 16th Fluid and Plasmadynamics Conference. 12–14 July, 1983, Danvers, MA, USA. AIAA 1983–1693. doi 10.2514/6.1983-1693
20. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. 1978. Москва: Наука; *Samarskii A.A., Nikolaev E.S., Numerical Methods for Grid Equations*. 1989. Basel: Birkhauser Verlag.
21. Sharikov I.V., Surzhikov S.T. Experimental Study of Unsteady Supersonic Underexpanded Ablative Plasma Jet Dynamic // 36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. 6–9 June, 2005, Toronto, Ontario, Canada. AIAA 2005–4930. doi 10.2514/6.2005-4930
22. Pavlov A., Protasov Yu.Yu., Telekh V.D., Tshepanuk T. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012062.
23. Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. 1984. Москва: Наука; *Dulov V.G., Lukyanov G.A., Gasdynamics of the Outflow Processes*. 1984. Moscow: Nauka (in Russian).

Plasma Dynamics Simulation of the Interaction of Pulsed Plasma Jets

V. V. Kuzenov^{1,2,*} and S. V. Ryzhkov^{1,**}

¹*Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia*

²*All-Russia Research Institute of Automatics, Moscow, 127055 Russia*

*e-mail: vik.kuzenov@gmail.com

**e-mail: svryzhkov@gmail.com

Received June 19, 2018

Abstract—The basic properties of the plasma of capillary discharges are discussed. A mathematical simulation of the interaction of pulsed plasma jets generated by a capillary discharge at atmospheric pressure is presented.

Keywords: capillary discharge, mathematical model, plasma jets, radiation transport, plasma dynamics