Влияние турбулентности на параметры плазменного потока высоковольтного плазмотрона переменного тока

© Н.В. Образцов,[1,2] Н.Ю. Быков,[1,2] А.В. Суров[1]

[1]Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,
191186 Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: obraztsovnikita@yandex.ru

Поступило в Редакцию 5 мая 2025 г.
В окончательной редакции 12 сентября 2025 г.
Принято к публикации 12 сентября 2025 г.

Рассмотрена трехмерная модель двухканального плазмотрона, работающего на воздухе при расходе 3 g/s. Проведен сравнительный анализ ламинарной и турбулентной постановки.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, плазмотрон, численное моделирование, турбулентность, переменный ток.

DOI: 10.61011/JTF.2025.12.61805.270-25

Генераторы низкотемпературной плазмы находят применение в ряде востребованных технологий, включая получение водорода и синтез газа из углеводородов, переработку отходов, деструкцию токсичных соединений и синтез ультрадисперсных материалов. Электродуговые плазмотроны, обеспечивающие высокую плотность энергии в рабочем газе, позволяют интенсифицировать химические процессы, сократить зону реакции и уменьшить габариты оборудования при высокой производительности. Ключевыми областями применения являются: металлургия — плазменно-дуговой нагрев для выплавки и рафинирования металлов; обработка материалов — резка, сварка, напыление покрытий; плазмохимия — пиролиз углеводородов, переработка токсичных и радиоактивных отходов. Разработанные в ИЭЭ РАН плазмотроны переменного тока обладают ресурсом до 2000 h, тепловым КПД до 95 % и низкими эксплуатационными затратами, что делает их конкурентными для промышленного внедрения [1,2].

Для оптимизации перспективных конструкций необходимо исследование физико-химических процессов в дуговом разряде, предполагающее моделирование газодинамики, теплообмена и электромагнитных явлений.

С учетом широкого диапазона параметров работы плазмотронов переменного тока в области газодинамики требуется рассмотрение как ламинарных, так и турбулентных режимов течения. В плазменных технологиях турбулентность играет критически важную роль, усиливая перенос импульса, энергии и химических компонентов. В частности, в дуговых плазмотронах постоянного тока с длинным столбом дуги турбулентные эффекты существенно влияют на стабильность и теплообмен.

Основная сложность при расчете турбулентных течений в плазме связана с широким диапазоном масштабов вихревых структур, что делает построение универсальной модели турбулентности практически невозможным. Традиционно для моделирования дуговых плазмотронов применяются RANS-модели, обеспечивающие устойчивость и приемлемые вычислительные затраты [3–5].

Настоящее исследование логически продолжает цикл работ авторов, посвященных моделированию физических процессов в плазмотроне переменного тока. Для одножидкостного подхода, предполагающего возможность описания реагирующего плазмообразующего газа сложного состава в рамках модели одного „флюида“ с физическими свойствами, зависящими от температуры и давления [6–8], на предыдущих этапах исследования были разработаны и верифицированы численные модели отдельного канала плазмотрона — в упрощенном двумерном осесимметричном приближении [9–11] и в трехмерной постановке [12]. В ходе численного анализа проведен комплексный расчет ключевых теплофизических и электродинамических параметров плазменного потока.

Результаты указанных исследований продемонстрировали высокую степень согласования данных, полученных по одножидкостной модели, с расчетами в рамках модели химически реагирующего потока, учитывающей систему из 34 реакций образования и рекомбинации нейтральных частиц [11]. Также полученные результаты показали хорошее согласие с экспериментальными данными [12]. Кроме того, подтверждено, что в широком диапазоне расходов рабочего газа перепад статического давления вдоль канала мал и существенно меньше атмосферного давления (не превышает 200 Pa) [9]. Данное обстоятельство позволяет пренебречь зависимостью свойств плазмы от давления и ограничиться их функцией от температуры.

Ранее в работах, посвященных моделированию процессов в плазмотроне переменного тока [9–12], рассматривались относительно малые расходы плазмообразующего газа (до 2 g/s). Соответствующие числа Рэйнольдса,

рассчитанные по параметрам течения „горячего“ плазмообразующего газа в каналах и струе, не превышали значения 3000, и для расчетов использовалась ламинарная постановка. Однако даже в этом диапазоне для максимальных расходов наблюдалось формирование и перемещение вихревых структур на периферии струи вне каналов плазмотрона. Следует отметить также, что в ряде конструкций плазмотронов подача газа в канал организована через патрубки малого диаметра. Большие значения расхода приводят к высоким значениям чисел Рэйнольдса (более 10 000) в области входных патрубков и турбулентному характеру течения в начальной секции плазмотрона, предшествующей секции, содержащей электроды [13]. Таким образом, для больших расходов газа в общем случае требуется рассмотрение разных режимов течения.

В основе данного исследования лежат ранее представленные постановка задачи [12], геометрические параметры и модель ламинарного течения. Настоящая работа предполагает расширение постановки задачи за счет исследования эффектов турбулентности, моделируемой в рамках RANS-подхода. В работе представлены результаты моделирования с применением Realizable k–ε-модели, которая преодолевает ограничения стандартной версии k–ε-модели и лучше подходит для течений с сильными вихрями, отрывом и анизотропией, а также приведено их сравнение с ламинарной моделью. Данная модификация была разработана для расчетов в широком диапазоне чисел Рэйнольдса и демонстрирует более высокую точность при моделировании сложных турбулентных течений [14,15].

Математическая модель [6,9] предполагает совместное решение системы уравнений неразрывности (1), движения (2), энергии с учетом потерь на излучение в приближении оптически прозрачной плазмы [16] (3), уравнения для кинетической энергии турбулентности k (4), уравнения для диссипации кинетической энергии турбулентности ε (5) и уравнения для потенциала электрического поля (6):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \tag{1}$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\nabla p + \nabla \cdot \tau, \tag{2}$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p(\mathbf{u} \cdot \nabla T) = \nabla \cdot (k \nabla T) - \tau : \nabla \mathbf{u} + \sigma E^2 - Q_{rad}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{u}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon, \tag{4}$$

$$\frac{\partial (\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \varepsilon \mathbf{u}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \mu_t / \sigma_\varepsilon \right) \nabla \varepsilon \right] + C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \tag{5}$$

$$-\nabla \cdot \left(\frac{\partial \varepsilon_0 \varepsilon \nabla V}{\partial t} + \sigma \nabla V \right) = 0, \tag{6}$$

где t — время, [s]; ρ — плотность среды, [kg/m3]; $\mathbf{u}$ — скорость потока, [m/s]; p — давление, [Pa]; T — температура, [K]; V — потенциал электрического поля, [V]; C_p — теплоемкость среды при постоянном давлении, [J/(kg·K)]; μ — динамическая вязкость, [Pa·s]; k — теплопроводность, [W/(m·K)]; σ — удельная проводимость, [S/m]; ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды; Q_{rad} — удельная мощность потерь на излучение, [W/m^3]; τ — тензор вязких напряжений; $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ — турбулентная вязкость; $P_k = \mu_t S_{ij} S_{ij}$ — производство кинетической энергии турбулентности; $S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ — тензор деформации; C_1 и C_2 — константы. Систему уравнений (1)–(6) замыкает обобщенное уравнение Клапейрона, записанное через молярную массу смеси [8].

Модель предполагает наличие локального химического и термодинамического равновесия. Теплоемкость, коэффициент теплопроводности, молярная масса и электропроводность газа являются функциями температуры и учитывают эффекты изменения параметров смеси при протекании химических реакций [6–8]. К традиционным допущениям относится также пренебрежение влиянием магнитных полей для рассматриваемого диапазона токов плазмотрона. В модели не учитывались процессы охлаждения электродов и стенок (температура на поверхности 300 K), эрозия электродов и сила Архимеда. Таким образом, постановка задачи в целом соответствует [9]. Рассматриваемая геометрия задачи представлена на рис. 1 и соответствует работе [12].

На одном электроде задано условие нулевого потенциала, а на втором — условие по току задано следующей зависимостью (7):

$$\int \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} \cdot dS = I_{rms} \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t), \tag{7}$$

где $\mathbf{j}$ — плотность тока, [A/m^2]; $\mathbf{n}$ — вектор нормали; S — площадь поверхности, [m2]; I_{rms} — действующее значение тока (6 A), [A]; f — частота тока (50 Hz). Начальные условия и ГУ для остальных поверхностей соответствуют [9,12].

На рис. 2 представлено сравнение трех изображений электрической дуги (при температуре больше 5000 K), полученных экспериментальным путем (рис. 2, a) и расчетным (рис. 2, b, c).

На практике плазмотрон располагается в горизонтальном положении, и поток устремляется вверх (левая часть дуги). Дуга имеет яркое свечение, более интенсивное в центральной части и постепенно затухающее к периферии. Форма дуги имеет слегка расширенную форму у основания и сужается по мере удаления от электрода. Светимость максимальна в центре дуги и снижается к периферии. Это связано с температурным градиентом: высокая температура в ядре дуги вызывает интенсивное испускание света. Видны небольшие колебания формы дуги, что указывает на ее нестабильность под действием внешних факторов (турбулентность, сила

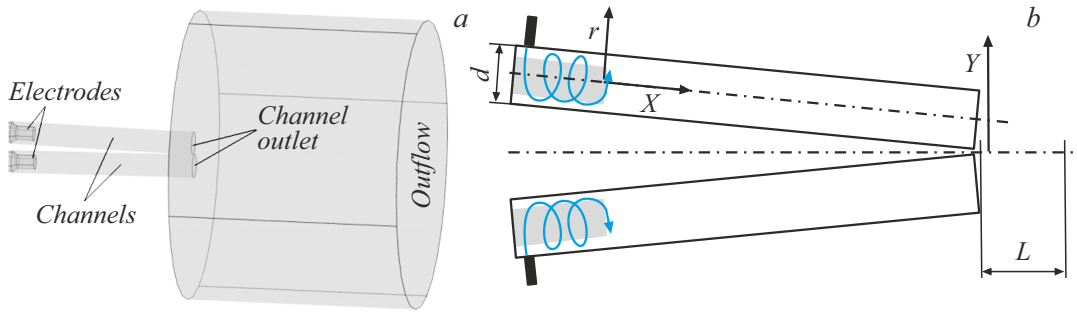


Рис. 1. Схема установки: *a* — общий вид расчетной области, *b* — оси и характерные размеры [12].

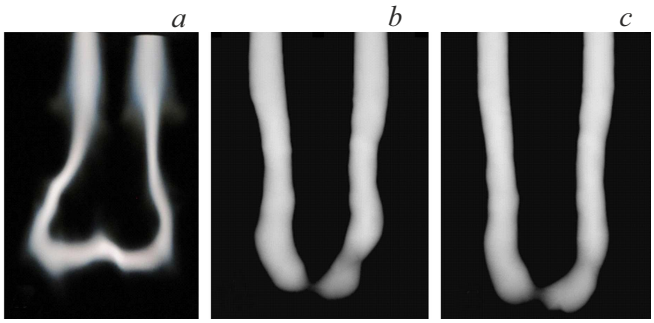


Рис. 2. Сравнение дуги: *a* — фотография эксперимента, *b* — ламинарная модель, *c* — турбулентная модель.

Архимеда). Модельные дуги выглядят более резко очерченными и симметричными. Они имеют четкие границы между ядром и окружающим газом. Следует отметить, что расчеты как в ламинарной, так и турбулентной постановке приводят к качественно правильной форме дуги. Результаты расчетов на базе разных моделей оказываются схожими. Расчетные модели предсказывают более высокий пик напряжения при перезажигании дуги по отношению к эксперименту (рис. 3). Расхождение связано с отсутствием в расчете наличия в поле течения атомов меди (результат эрозии электродов). Добавка меди повышает проводимость среды и может привести к снижению напряжения перезажигания. В эксперименте также наблюдается дополнительный пик напряжения перед основным, который не воспроизводится в расчетах.

На рис. 4 представлено распределение температуры и модуля скорости плазмообразующего газа вдоль оси канала плазмотрона осредненных за пять периодов. На графике приведены данные для двух режимов: нулевой ток („min“) и амплитудное значение тока („max“). Температура в канале изменяется от 4500 до 6500 K в обоих моделях. Характер поведения температуры идентичный для всех случаев с отклонением на 100–200 K. У электрода в момент нуля тока максимальная температура зафиксирована в обоих случаях. Это связано с тем, что в области торца электрода в этот момент энергия джоулева нагрева равна нулю, и в этой области образуется застойная зона. В момент максимума тока максимальная температура сдвигается от электрода на 25 mm. Турбулентная модель предсказывает меньшие значения температуры, обусловленные более интенсивным перемешиванием потоков.

Результаты моделирования показывают, что распределение модуля скорости несущественно зависит от выбора модели течения. Для ламинарной и турбулентной моделей течение характеризуется плавным нарастанием скорости от 0 m/s у торца электрода до 11 m/s на выходе из канала. При нулевом токе ламинарная модель показывает волнообразное изменение скорости с ростом до 2 m/s, обусловленное пульсирующим подводом энергии, затем плавным снижением ниже 0.5 m/s и повторным увеличением до 2 m/s. Турбулентная модель отличается более резким начальным возмущением с ростом скорости до 3 m/s, после которого характер изменения становится схожим с ламинарным случаем. В режиме максимального тока наблюдается значительное увеличение модуля скорости на расстоянии 40 mm от электрода. Ламинарная модель демонстрирует плавное распределение скорости вдоль канала. Турбулентная модель ха-

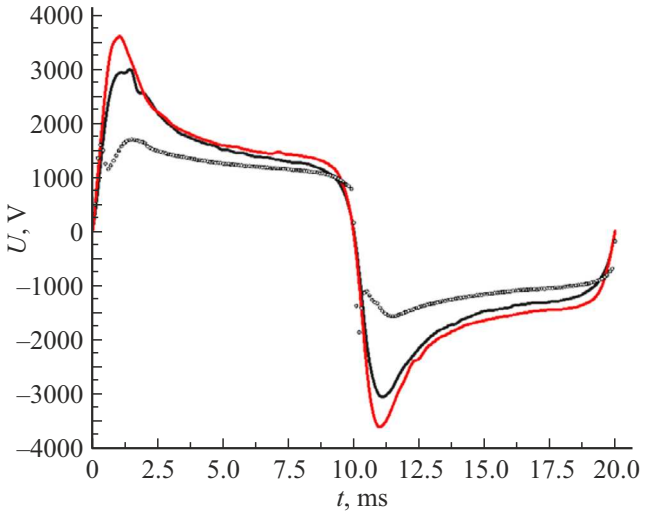


Рис. 3. Сравнение падения напряжения на дуге. Красная линия — турбулентная модель, черная линия — ламинарная модель, точки — эксперимент.

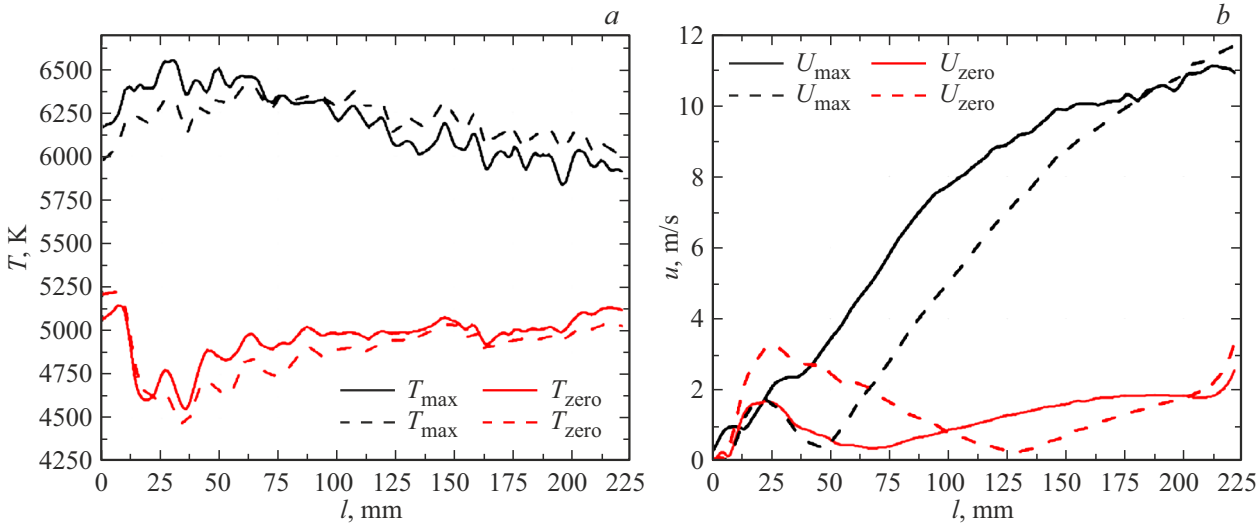


Рис. 4. Распределение параметров температуры (a) и модуля скорости (b) по оси канала. Ламинарная модель — сплошная линия, турбулентная модель — штриховая линия (где $l = 0$ — торец электрода, а $l = 210$ mm — выход из канала).

рактеризуется скачком скорости, повторяющим профиль ламинарного течения при нулевом токе, а затем резким ростом на расстоянии 50 mm.

Работа плазмотрона переменного тока характеризуется наличием турбулентных и ламинарных участков течения. Выполненное исследование показало, что включение RANS-модели турбулентности незначительно влияет на результаты в сравнении с полностью ламинарной постановкой. Дальнейшие планы включают проведение расчетов на базе более адекватного LES- и, возможно, DNS-подхода. Полученные результаты показывают необходимость включения в расчет процесса эрозии электродов, сопровождающейся эжекцией атомов меди в поток и снижением электрического сопротивления среды, а также теплообмен со стенками каналов плазмотрона. Качественное и количественное согласие с экспериментальными данными о теплофизических параметрах плазмообразующего газа в струе за пределами каналов плазмотрона планируется увеличить за счет включения в расчет влияния силы тяжести на динамику перемешивания холодных и горячих областей течения.

Благодарности

Результаты работы получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.spbstu.ru).

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках фундаментальных научных исследований по государственному заданию ИЭЭ РАН, регистрационный номер темы 122042000135-8.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.V. Surov, S.D. Popov, V.E. Popov, D.I. Subbotin, E.O. Serba, V.A. Spodobin, Gh.V. Nakonechny, A.V. Pavlov. Fuel, **203**, 1007 (2017).
[2] Ph.G. Rutberg, A.A. Safronov, S.D. Popov, A.V. Surov, G.V. Nakonechnyi. High Temperature, **44** (2), 199 (2006).
[3] T. Zhu, M. Baeva, H. Testrich, T. Kewitz, R. Foest. Plasma Chem. Plasma Process, **43**, 1 (2023). DOI: 10.1007/s11090-022-10290-y
[4] M. Shigeta. J. Phys. D: Appl. Phys., **46**, 493001 (2016).
[5] Q. Zhou, H. Li, X. Xu, F. Liu, Sh. Guo, X. Chang, W. Guo, P. Xu. J. Phys. D: Appl. Phys., **42**, 015210 (2009).
[6] S.V. Dresvin, D.V. Ivanov. *Plasma physics* (SPb Polytechn. Univ. Publ. House, Saint Petersburg 2013), p. 542.
[7] M. Capitelli, G. Colonna, A. D'Angola. *Fundamental Aspects of Plasma Chemical Physics: Thermodynamics.* (Springer, NY., 2013), p. 310. DOI: 10.1007/978-1-4419-8182-0
[8] В.В. Лунев. *Течение реальных газов с большими скоростями.* (Физматлит, М., 2007), с. 759.
[9] N.Y. Bykov, N.V. Obraztsov, A.A. Kobelev, A.V. Surov. IEEE Trans. Plasma Sci., **49** (3), 1017 (2020).
[10] N.Y. Bykov, N.V. Obraztsov, A.A. Kobelev, A.V. Surov. IEEE Trans. Plasma Sci., **49** (3), 1023 (2020).
[11] N. Bykov, A. Kobelev, N. Obraztsov, A. Surov, A. Borovskoy. In D.A. Indeitsev, A.M. Krivtsov (eds) *Problem in Mechanics II. APM 2020. Lecture Notes in Mechanical Engineering* (Springer Cham, 2020), p. 278–287. DOI: 10.1007/978-3-030-92144-6_21
[12] Н.Ю. Быков, Н.В. Образцов, А.В. Суров, А.А. Дьяченко. Письма в ЖТФ, **50** (23), 31 (2024). [N.Y. Bykov, N.V. Obraztsov, A.V. Surov, A.A. Dyachenko. Tech. Phys. Lett., **50** (12), 27 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.23.59395.6529k]

[13] A.M. Borovskoy, S.D. Popov, A.V. Surov. J. Phys.: Conf. Ser., **461**, 012033 (2013).
[14] К.Н. Волков, В.Н. Емельянов. *Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений*: учебное пособие (Физматлит, М., 2008), с. 21–22.
[15] R. Shaheed, A. Mohammadian, H. Kheirkhah Gildeh. Environ. Fluid Mech., **19**, 543 (2019).
[16] M.I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender. *Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications* (Plenum Press, Springer, 1994)