

Numerical Simulation of Air Plasma Flow in the Sectioned Discharge Channel of the VGU-3 HF Plasmatron

S. A. Vasil'evskii, A. F. Kolesnikov, E. S. Tepteeva

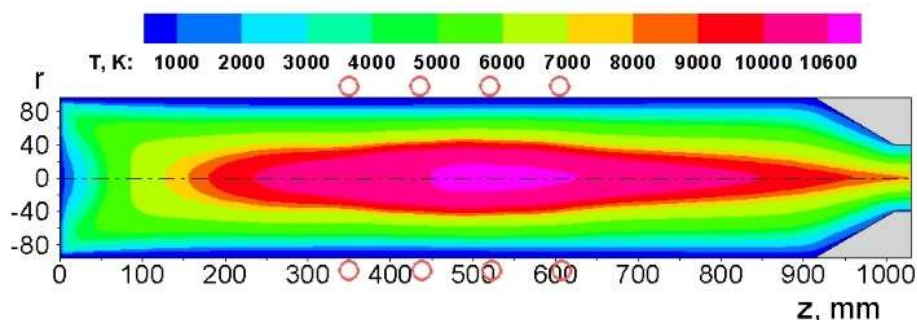
*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, 119526, Russia*

vasil@ipmnet.ru

Abstract

Numerical study of subsonic air plasma flows in a sectioned discharge channel of the VGU-3 HF-plasmatron was performed based on the Navier – Stokes equations coupled with the two-dimensional equations describing the vortex electromagnetic field, for pressures of 100 and 50 hPa and anode power supply of the HF generator of $100 \div 300$ kW. The plasma flow parameters at the channel exit section were determined for these regimes – velocity components, enthalpy, temperature, molar composition, Mach and Reynolds numbers. Graphs of gas parameters radial profiles at the channel exit section, parameters distributions along the channel symmetry axis from the inlet section to the channel outlet, stream function isolines and isotherms in the channel are presented. It is shown that the use of a lengthened sectioned discharge channel instead of a simple channel for the VGU-3 plasmatron leads to the increase in axial velocity by 4 times and to the decrease in flow enthalpy by $10 \div 20$ % on the axis of symmetry at the channel exit section for the considered plasmatron regimes, that allows to significantly expand the range of modeling of natural aerodynamic heating in experiments at VGU-3.

Keywords: HF-plasmatron, discharge channel, dissociated air, numerical simulation, inductively coupled plasma



Isotherms T , K in the sectioned discharge channel of the VGU-3 plasmatron at pressure of 100 hPa and anode power $N_{ap} = 200$ kW

УДК 533.6.011.8

Численное моделирование течения воздушной плазмы в секционированном разрядном канале ВЧ-плазмотрона ВГУ-3

С. А. Васильевский, А. Ф. Колесников, Е. С. Тептеева

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
Россия, Москва, 119526, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1
vasil@ipmnet.ru*

Аннотация

Проведено численное исследование дозвуковых течений плазмы воздуха в секционированном разрядном канале плазмотрона ВГУ-3 на основе уравнений Навье – Стокса и двумерных уравнений, описывающих вихревое электромагнитное поле, для давлений 100 и 50 гПа и мощностей ВЧ-генератора по анодному питанию в диапазоне 100 ÷ 300 кВт. Для этих режимов определены параметры потока плазмы на выходе из канала - компоненты скорости, энтальпия, температура, молярный состав, числа Маха и Рейнольдса. Представлены графики радиальных профилей параметров газа на выходе из канала, распределения параметров вдоль оси симметрии внутри канала от входного сечения до выхода из канала, изолинии функции тока и изотермы в канале. Показано, что использование секционированного разрядного канала вместо простого канала для плазмотрона ВГУ-3 приводит к увеличению продольной компоненты скорости в 4 раза и к уменьшению энтальпии потока на 10 ÷ 20 % на оси симметрии на срезе канала для рассмотренных режимов, что позволяет существенно расширить диапазон моделирования натурального аэродинамического нагрева в экспериментах на ВГУ-3.

Ключевые слова: ВЧ-плазмотрон, разрядный канал, диссоциированный воздух, численное моделирование, индукционная плазма

1. Введение

Проведено численное моделирование течения, теплообмена и вихревого электромагнитного поля в секционированном разрядном канале ВЧ-плазмотрона ВГУ-3, который входит в состав уникальной научной установки РФ «Высокочастотные индукционные плазмотроны ВГУ-3 и ВГУ-4» (<https://www.ckp-rf.ru/usu/441568>). Удлиненные секционированные разрядные каналы были предложены и использовались ранее в экспериментах на плазмотроне ВГУ-4 [1], численное моделирование течений в секционированных каналах для ВГУ-4 было проведено, например, в работе [2].

Секционированный разрядный канал состоит из обычного цилиндрического канала (кварцевой трубы), к которому присоединяется водоохлаждаемое коническое сопло и водоохлаждаемый цилиндрический участок, диаметр которого равен диаметру выходного сечения сопла. Секционированный канал используется с целью расширения области моделирования в эксперименте трех ключевых параметров натурального аэродинамического теплообмена – полной энтальпии, давления и градиента скорости на внешней границе пограничного слоя перед критической точкой тела, а также для улучшения качества истекающей струи плазмотрона при небольших мощностях ВЧ-генератора. Использование секционированного канала позволяет существенно увеличить скорость струи и реализуемый тепловой поток к исследуемой модели, но при этом энтальпия на оси струи уменьшается за счёт тепловых потерь в водоохлаждаемом

сопле. Это уменьшение энтальпии позволяет в эксперименте моделировать аэродинамический теплообмен в критической точке тела для меньших скоростей полета в атмосфере.

2. Геометрия и исследованные режимы работы плазмотрона ВГУ-3

Секционированный разрядный канал плазмотрона ВГУ-3 состоит из нескольких частей: обычного цилиндрического канала длиной 870 мм, к которому герметично присоединяется цилиндрический водоохлаждаемый участок длиной 43 мм и далее - водоохлаждаемое коническое сопло длиной 97 мм, начальный диаметр которого равен диаметру кварцевой трубы 192 мм, а конечный диаметр равен 80 мм, угол полураствора конуса 30 градусов; конечный цилиндрический водоохлаждаемый участок имеет диаметр 80 мм и длину 5 мм. В расчетах длина конечного цилиндрического участка увеличивалась на 10 ÷ 20 мм ввиду большого шага разностной сетки в конце области и использования “мягких” граничных условий на выходе потока в конце расчетной области после выхода из конического сопла.

В работе были исследованы режимы работы плазмотрона ВГУ-3 с расходом воздуха 11 г/с для двух значений давления на входе в разрядный канал $P = 100$ и 50 гПа, для набора значений мощности ВЧ-генератора по анодному питанию N_{ap} от 100 до 300 кВт, что соответствует значениям мощности, вкладываемой в плазму, $N_{pl} = 60 \div 180$ кВт. Для определения N_{pl} предполагалось, что к.п.д. плазмотрона равен 0.6 для всех рассматриваемых режимов. Частота тока в индукторе $f = 0.44$ МГц. Основные параметры высокосоэнтальпийного воздуха на выходе из секционированного разрядного канала приведены в Таблице 1, где U_s – продольная компонента скорости; h_s и T_s – энтальпия и температура; M_s и Re_s – числа Маха и Рейнольдса; $x_s(O)$ и $x_s(N)$ – молярные концентрации атомов кислорода и азота. Все перечисленные выше параметры определены на оси симметрии канала. W_s – максимальное значение тангенциальной компоненты скорости в выходном сечении (на срезе канала).

Таблица 1

Параметры высокосоэнтальпийного потока воздуха в центре выходного сечения секционированного разрядного канала плазмотрона ВГУ-3

P , гПа	N_{ap} , кВт	U_s , м/с	W_s , м/с	h_s , МДж/кг	T_s , К	M_s	Re_s	$x_s(O)$	$x_s(N)$
100	100	475	167	28.2	6379	0.25	342	0.26	0.56
100	150	567	161	35.4	6928	0.28	326	0.23	0.69
100	200	666	156	41.9	8029	0.29	283	0.22	0.76
100	250	769	151	48.4	9354	0.31	257	0.21	0.72
100	300	862	147	54.4	10069	0.32	275	0.19	0.66
50	150	1271	316	36.6	6931	0.62	369	0.23	0.72
50	200	1625	306	44.5	8436	0.69	315	0.21	0.75
50	250	2084	297	52.7	9532	0.80	358	0.19	0.67
50	300	2734	290	60.0	10110	0.99	550	0.18	0.60

3. Численный метод расчета течения плазмы и вихревого электромагнитного поля

Течение и теплообмен плазмы в разрядном канале описываются уравнениями Навье-Стокса, записанными в цилиндрической системе координат (z, r) в предположении осевой симметрии задачи, с учетом трех компонент скорости – продольной U , радиальной V , тан-

генциальной W . Эти уравнения содержат источниковые члены, описывающие влияние электромагнитного поля – продольную и радиальную компоненты силы Лоренца F_z, F_r , а также Джоулево тепловыделение Q_J , выражающиеся через амплитуду электрического поля E_θ . Течение предполагается дозвуковым, стационарным, ламинарным, излучение плазмы в разряде не учитывается. Отметим, что при режимах большой мощности и не малого давления влияние излучения плазмы может вносить значительный вклад в теплообмен [3].

Поток воздуха комнатной температуры подавался в канал через узкую кольцевую щель толщиной порядка 3 мм, прилегающую к стенке канала, причем конструкция входного интерфейса обеспечивала интенсивную закрутку потока, так что на выходе из щели в канал продольная компонента скорости U равна тангенциальной компоненте W . На стенке входного интерфейса и на боковых стенках канала температура полагалась равной $T_w = 300$ К. Для решения уравнений Навье – Стокса применялся метод конечных объемов и модифицированный алгоритм SIMPLE Патанкара – Сполдинга [4] с использованием прямоугольной неравномерной конечно-разностной сетки, количество узлов $N_z \times N_r = 162 \times 82$. Течение газа предполагалось равновесным, термодинамические и переносные свойства плазмы, в т.ч. электропроводность σ , определялись в ходе расчета как функции P и T с помощью интерполяции по заранее рассчитанным таблицам, полученным с помощью программы SoVA [5] на основе метода Чепмена – Энскога с учетом высших приближений в разложениях по полиномам Сонина.

Расчет вихревого электромагнитного поля, порожденного высокочастотным током в четырехвитковом индукторе, проводится на основе двумерных уравнений Максвелла, записанных в цилиндрической системе координат

$$\frac{\partial^2 E_\theta}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r E_\theta \right) = -i\omega\mu_0\sigma E_\theta, \quad E_z = 0, \quad E_r = 0 \quad (1)$$

Здесь E_θ, E_z, E_r – тангенциальная, продольная и радиальная компоненты амплитуды электрического поля; σ – электропроводность плазмы; $\omega = 2\pi f$ – круговая частота тока в индукторе; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. Уравнение (1) решалось на расширенной разностной сетке, продолженной за пределы разрядного канала, с использованием граничных условий на удаленных поверхностях

$$E_\theta(z, r = \pm R_M) = 0, \quad E_\theta(z = Z_M, r) = 0, \quad (2)$$

где $R_M = 3R_c, Z_M = 1.5Z_c, R_c$ и Z_c – радиус и длина секционированного разрядного канала. R_M и Z_M определялись из условия, что их дальнейшее увеличение не приводит к значительному повышению точности расчета. На оси симметрии использовалось условие $E_\theta(z, r = 0) = 0$. Эллиптическое уравнение (1) решалось на основе эффективного метода GMRES с ILUT-предобуславливателем [6]. Совместное решение уравнений Навье – Стокса и уравнений (1) проводилось методом итераций, при этом искомая величина амплитуды тока в витках индуктора I_0 определялась из условия, что численный интеграл Джоулева тепловыделения Q_J по всем ячейкам разностной сетки равен мощности, вкладываемой в плазму N_{pl} . Подробнее численный метод расчета течения и вихревого электромагнитного поля в разрядном канале плазмотрона ВГУ-3 представлен в [7].

4. Результаты расчетов

На рис. 1 представлены изолинии безразмерной функции тока f и изотермы T , К в секционированном разрядном канале плазмотрона ВГУ-3 при давлении 100 гПа. Функция тока отнесена к своему значению на стенке канала. Максимальная температура в области внутри индуктора достигается вблизи оси симметрии и составляет 9580, 10630, 10950 градусов К для мощностей $N_{ap} = 100, 200$ и 300 кВт. Структура изолиний f существенно меняется с изменением мощности и давления. При $P = 100$ гПа для небольшой мощности $N_{ap} = 100$ кВт в раз-

рядном канале реализуется течение с протоком газа вдоль оси симметрии и с вихревой областью, отнесенной от оси симметрии в сторону стенки канала, с отрицательными значениями f (на рисунке в продольном сечении выглядит как две области). Для $N_{ap} = 200$ кВт реализуется течение с большой вихревой первичной областью и небольшой областью вторичного вихря у стенки входного интерфейса; вихревые области ограничиваются нулевыми линиями тока $f = 0$. Такая структура течения характерна для изученных ранее течений в разрядном канале плазмотрона ВГУ-4 при средних и больших мощностях [8]. Для $N_{ap} = 300$ кВт реализуется течение с большой вихревой первичной областью, которая доходит до стенки входного интерфейса; область вторичного вихря при этом исчезает.

На рис. 2 представлены изолинии f и изотермы в секционированном канале при давлении 50 гПа для двух значений мощности $N_{ap} = 150$ и 250 кВт. Максимальная температура в области внутри индуктора вблизи оси симметрии равна соответственно 10200 и 10660 К. Структура изолиний f для этих режимов – большая вихревая первичная область и небольшая область вторичного вихря у стенки входного интерфейса, которая существенно уменьшается с увеличением мощности.

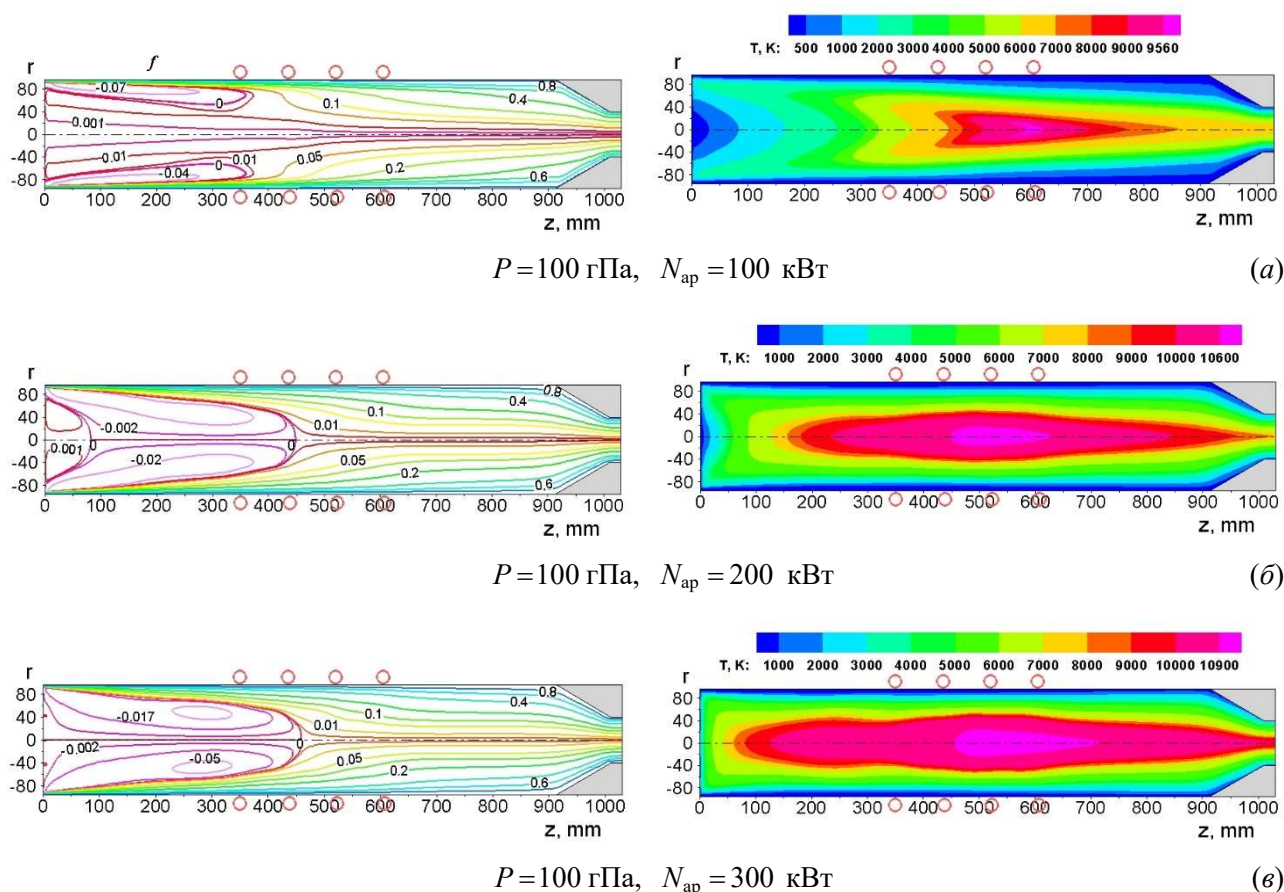


Рис. 1. Изолинии безразмерной функции тока f (слева) и изотермы T , К (справа) в секционированном разрядном канале плазмотрона ВГУ-3 при давлении 100 гПа для трех значений мощности $N_{ap} = 100$ кВт (а), 200 кВт (б), 300 кВт (в)

Далее на рис. 3 и 4 показано сравнение параметров плазмы, рассчитанных внутри секционированного канала ВГУ-3 с коническим сопловым насадком, и внутри простого канала [9] – кварцевой трубы длиной 870 мм и диаметром 96 мм для одинаковых режимов ВГУ-3 с давлением $P = 100$ гПа и двумя значениями мощности $N_{ap} = 200$ и 300 кВт. Показаны радиальные профили энтальпии и продольной компоненты скорости на срезе канала (рис. 3), и распределения этих параметров вдоль оси симметрии внутри канала (рис. 4).

Сравнение расчетов для секционированного и простого канала ВГУ-3 показывает, что добавление конического насадка приводит к значительному увеличению продольной скорости U и к некоторому уменьшению энтальпии потока h на срезе канала. При этом режимам с большей мощностью соответствуют и большие значения скорости и энтальпии.

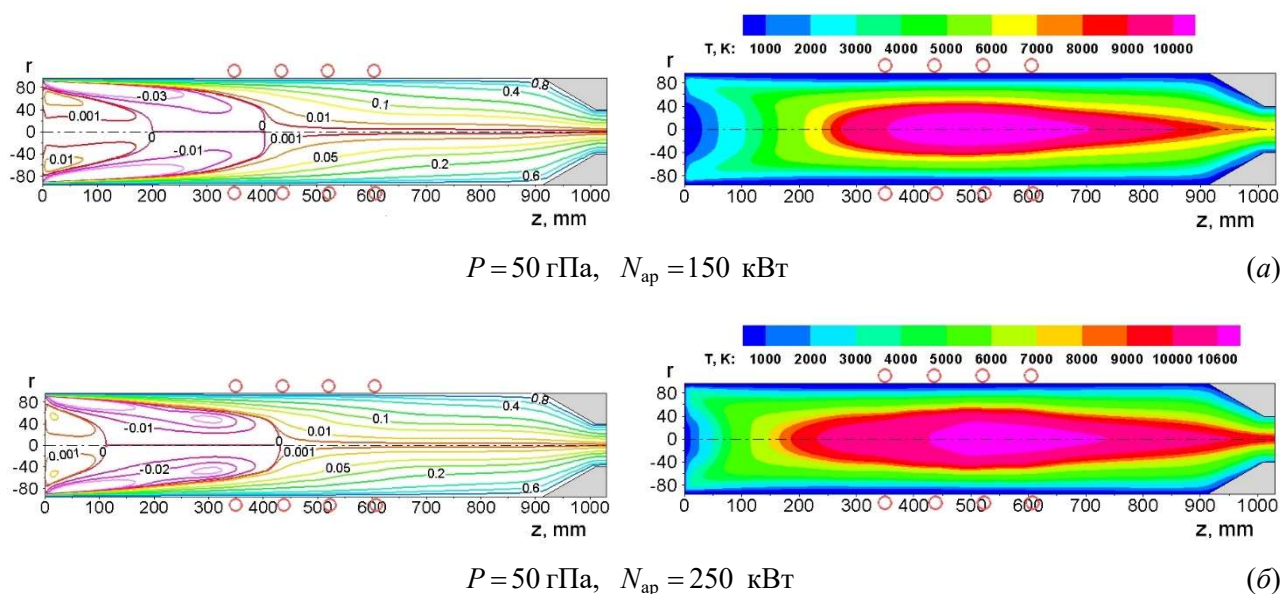


Рис. 2. Изолинии безразмерной функции тока f (слева) и изотермы T , К (справа) в секционированном разрядном канале плазматрона ВГУ-3 при давлении 50 ГПа для двух значений мощности $N_{ap} = 150$ (a) и 250 кВт (б)

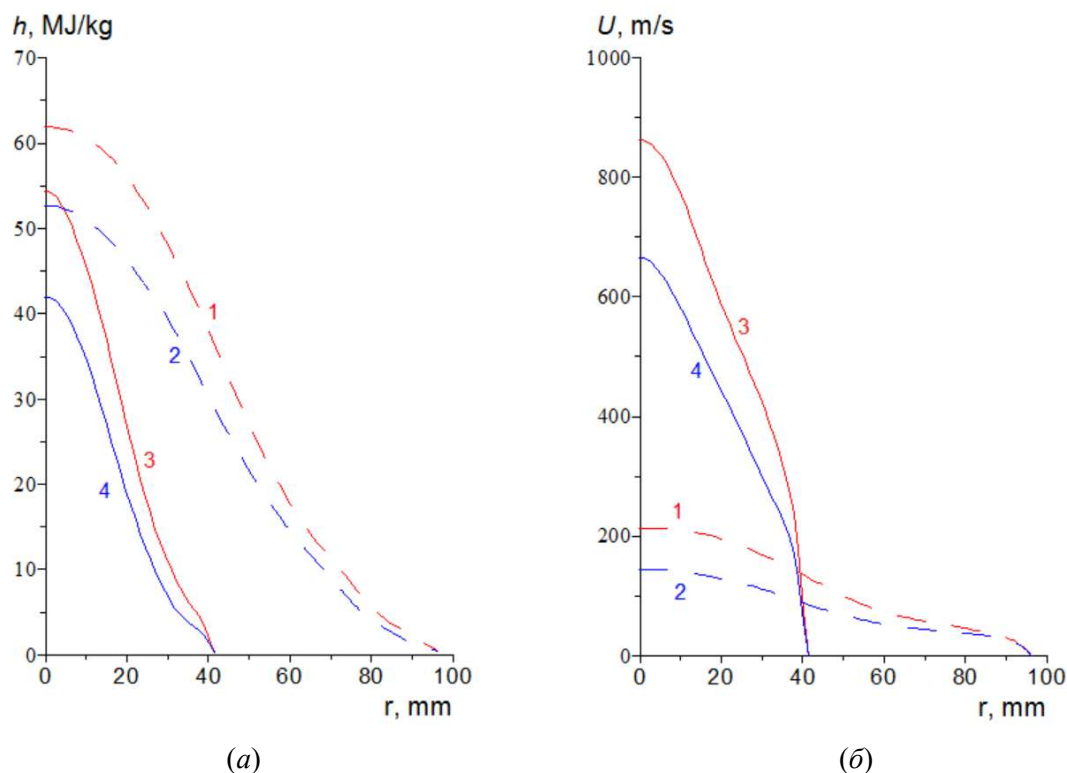


Рис. 3. Радиальные профили энтальпии $h(z = Z_c, r)$ (a) и продольной скорости $U(z = Z_c, r)$ (b) на выходе из канала; штриховые линии (1, 2) – старый расчет для простого канала [9], сплошные линии (3, 4) – расчет для секционированного канала; красные кривые (1, 3) – расчеты для мощности $N_{ap} = 300$ кВт, синие кривые (2, 4) – расчеты для мощности $N_{ap} = 200$ кВт

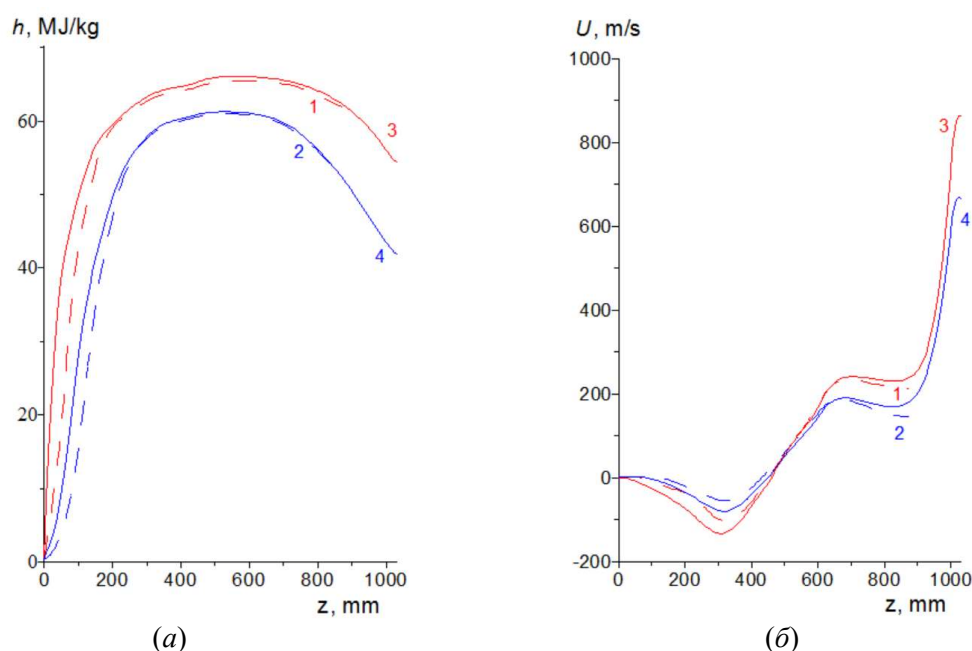


Рис. 4. Распределение энтальпии $h(z, r=0)$ (a) и продольной скорости $U(z, r=0)$ (b) вдоль оси симметрии канала; штриховые линии (1, 2) – старый расчет для простого канала [9], сплошные линии (3, 4) – расчет для секционированного канала; красные кривые (1, 3) – расчеты для мощности $N_{ap}=300$ кВт, синие кривые (2, 4) – расчеты для мощности $N_{ap}=200$ кВт

На рис. 5 и 6 показаны радиальные профили энтальпии и продольной компоненты скорости на срезе секционированного канала для режимов ВГУ-3 с давлением $P=100$ и 50 гПа и с мощностью $N_{ap}=100, 150, 200, 250, 300$ кВт (для $P=100$ кВт) и $N_{ap}=150, 200, 250, 300$ кВт (для $P=50$ кВт).

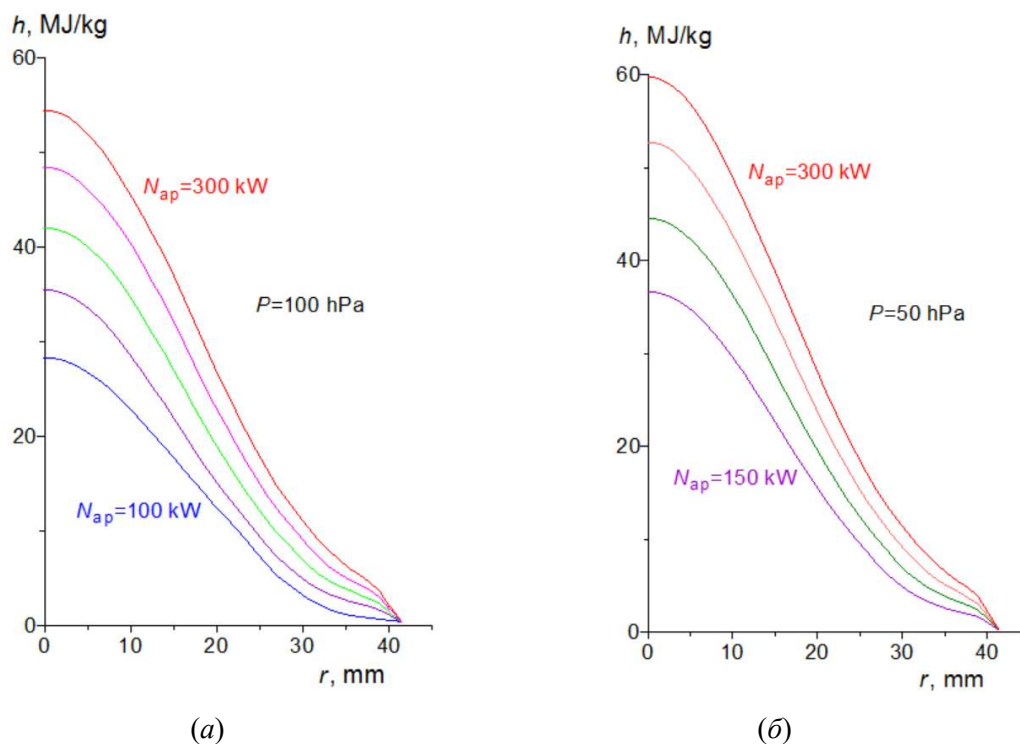


Рис. 5. Радиальные профили энтальпии $h(z=Z_c, r)$ для двух давлений $P=100$ гПа (a) и 50 гПа (b) для значений мощности $N_{ap}=100, 150, 200, 250, 300$ кВт (a) и $N_{ap}=150, 200, 250, 300$ кВт (b)

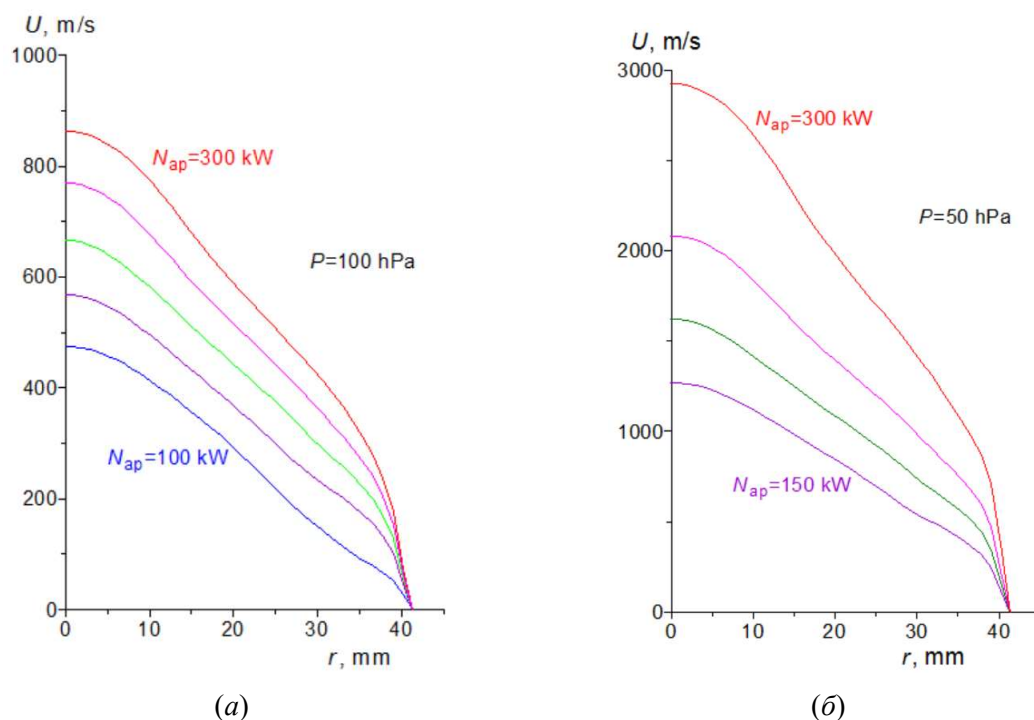


Рис. 6. Радиальные профили продольной компоненты скорости $U(z=Z_c, r)$ для двух давлений $P=100$ гПа (а) и 50 гПа (б) для значений мощности $N_{ap}=100, 150, 200, 250, 300$ кВт (а) и $N_{ap}=150, 200, 250, 300$ кВт (б)

Следуя [10], были построены также зависимости скорости U_s от энтальпии h_s на срезе канала на оси симметрии для двух давлений $P=100$ гПа и 50 гПа для рассматриваемого диапазона значений мощности N_{ap} . Эти зависимости представлены на рис. 7 цветными кривыми, символами показаны значения $U_s(h_s)$ для рассчитанных мощностей N_{ap} .

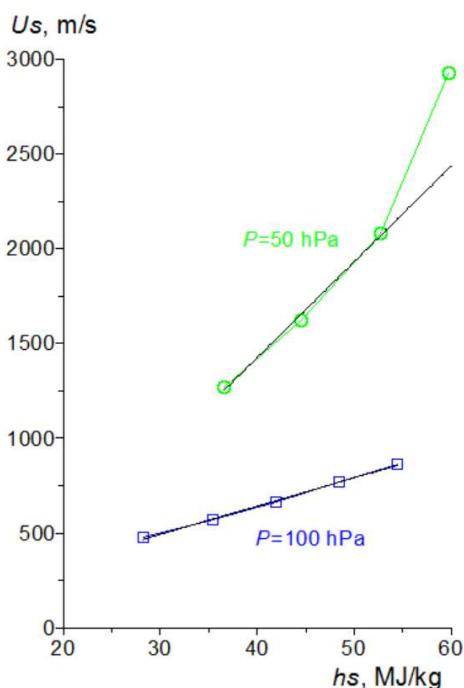


Рис. 7. Зависимости скорости U_s от энтальпии h_s на срезе секционированного канала на оси симметрии для двух давлений $P=100$ гПа и 50 гПа для рассматриваемого диапазона значений мощности N_{ap} ; тонкие черные штриховые линии – линейные аппроксимации

Тонкие черные линии – линейные аппроксимации полученных зависимостей. Видно, что для $P = 100$ гПа зависимость $U_s(h_s)$ практически совпадает с линейной аппроксимацией, а для $P = 50$ гПа соответствующая зависимость, построенная по первым трем точкам $N_{ap} = 150, 200, 250$ кВт, тоже близка к линейной, но четвертая точка, соответствующая $N_{ap} = 300$ кВт, лежит значительно выше. Вероятно, это связано с тем, что при $P = 50$ гПа, $N_{ap} = 300$ кВт характер течения резко меняется – в конце секционированного канала с коническим соплом вместо дозвукового реализуется трансзвуковое течение и скорость на выходе резко увеличивается.

5. Заключение

Проведено численное моделирование течения, теплопередачи и вихревого электромагнитного поля в секционированном разрядном канале плазмотрона ВГУ-3. Представлены изолинии безразмерной функции тока f и изотермы в секционированном разрядном канале, радиальные профили параметров высокоэнтальпийного воздуха на срезе канала, распределения параметров вдоль оси симметрии внутри канала. Показано, что добавление конического насадка с диаметром на выходе 80 мм к стандартному каналу диаметром 192 мм приводит к увеличению продольной компоненты скорости потока U_s на срезе канала в 4 раза и к уменьшению энтальпии потока h_s на оси симметрии на срезе канала на $10 \div 20$ % для рассмотренных режимов, т.е. позволяет существенно расширить диапазон моделирования натурального аэродинамического нагрева. Показано, что при уменьшении давления со 100 до 50 гПа параметры газа на срезе секционированного канала существенно меняются: максимальное значение продольной компоненты скорости U_s увеличивается более чем в два раза, максимальное значение тангенциальной компоненты скорости W_s увеличивается примерно в два раза, значение энтальпии h_s увеличивается на $3 \div 9$ %.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена по теме гранта РНФ 25-29-00178 «Экспериментальное и расчетное исследование режимов высокочастотного индукционного плазмотрона мегаваттного класса».

Литература

1. Гордеев А. Н., Колесников А. Ф. Экспериментальное моделирование теплообмена в ВЧ-плазмотроне с удлиненным секционированным разрядным каналом // МЖГ. 2010. № 3. С. 181–191.
2. Колесников А. Ф., Колесников А. Ф., Васильевский С. А., Тептеева Е. С. Влияние геометрии разрядного канала ВЧ-плазмотрона на теплообмен в высокоэнтальпийных дозвуковых струях воздуха // ТВТ. 2019. Т. 57, вып. 4. С. 509–517.
3. Суржиков С. Т. Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов больших размеров // ТВТ. 2010. Т. 48, вып. 6. С. 956–964.
4. Patankar S. V., Spalding D. B. Heat and mass transfer in boundary layers. London: Intertext Books. 1970.
5. Соколова И. А., Васильевский С. А., Андриатис А. В. Описание пакета программ SoVA, предназначенного для расчета равновесного состава и коэффициентов переноса низкотемпературной плазмы в высших приближениях метода Чепмена – Энскога // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2005. Т. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2005-3/articles/81/>
6. Saad Y. Iterative methods for sparse linear systems (2nd edition). 2003. SIAM, Society for Industrial and Applied Mathematics. 528 p. <https://epubs.siam.org/doi/10.1137/1.9780898718003>
7. Vasil'evskii S. A., Kolesnikov A. F., Bryzgalov A. I., Yakush S. E. Computation of inductively coupled air plasma flow in the torches. J. Phys. Conf. Series. 2018. Vol. 1009. No. 012027. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1009/1/012027>

- 8 Колесников А. Ф., Гордеев А. Н., Васильевский С. А. Моделирование нагрева в критической точке и определение каталитической активности поверхности для спускаемого аппарата «EXPERT» // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. Т. 9. <http://chemphys.edu.ru/issues/2010-9/articles/123/>
9. Vasil'evskii S.A., Kolesnikov A.F., Bryzgalov A.I., Yakush S.E. Numerical simulation of equilibrium air plasma flow in the induction chamber of a high-power plasmatron // *Continuum Mechanics and Thermodynamics*. 2023. Springer Verlag, Vol. 35, No. 4, pp. 1689-1701 <https://doi.org/10.1007/s00161-023-01192-1>
10. Колесников А.Ф., Васильевский С.А., Щелоков С.Л., Чаплыгин А.В., Галкин С.С. Анализ возможностей локального моделирования аэродинамического нагрева в мощном ВЧ-плазматроне ВГУ-3// МЖГ. 2022. № 6. С. 117–124.

References

1. Gordeev A. N., Kolesnikov A. F., Experimental simulation of heat transfer in an HF-plasmatron with lengthened segmented discharge channel, *Fluid Dynamics*, 2010, vol. 45, no. 3, pp. 506–515. <https://doi.org/10.1134/S0015462810030178>
2. Kolesnikov A. F., Gordeev A. N., Vasil'evskii S. A., Tepteeva E. S., The effect of the geometry of the discharge channel in a high-frequency plasmatron on heat transfer in high-enthalpy subsonic air jets, *High Temperature*, 2019, vol. 57, no. 4, pp. 469–476. <https://doi.org/10.1134/S0018151X19040114>
3. Surzhikov S. T., Radiative gas dynamics of large landing spacecraft, *High Temperature*, 2010, vol. 48, no. 6, pp. 910–917. <https://doi.org/10.1134/S0018151X10060192>
4. Patankar S. V., Spalding D. B., *Heat and mass transfer in boundary layers*, London, Intertext Books, 1970.
5. Sokolova I. A., Vasilievskii S. A., Andriatis A. V., Description of the SoVA software package designed to calculate the equilibrium composition and transfer coefficients of low-temperature plasma in higher approximations of the Chapman – Enskog method, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2005, vol. 3 [in Russian]. <https://chemphys.edu.ru/media/published/2005-06-14-001.pdf>
6. Saad Y., *Iterative methods for sparse linear systems* (2nd edition), 2003, SIAM, Society for Industrial and Applied Mathematics, 528 p. <https://epubs.siam.org/doi/10.1137/1.9780898718003>
7. Vasil'evskii S. A., Kolesnikov A. F., Bryzgalov A. I., Yakush S. E., Computation of inductively coupled air plasma flow in the torches, *J. Phys. Conf. Series*, 2018, vol. 1009, no. 012027. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1009/1/012027>
8. Kolesnikov A. F., Gordeev A. N., Vasilevsky S. A., Simulation of stagnation point heating and predicting surface catalysity for the EXPERT re-entry conditions, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2010, vol.9 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2010-9/articles/123/>
9. Vasil'evskii S. A., Kolesnikov A. F., Bryzgalov A. I., Yakush S. E., Numerical simulation of equilibrium air plasma flow in the induction chamber of a high-power plasmatron, *Continuum Mechanics and Thermodynamics*, 2023, Springer Verlag, vol. 35, no. 4, pp. 1689–1701. <https://doi.org/10.1007/s00161-023-01192-1>
10. Kolesnikov A. F., Vasil'evskii S. A., Shchelokov S. L., Chaplygin A. V., Galkin S. S., Analysis of the possibilities of local simulation of aerodynamic heating in a powerful VGU-3 HF-plasmatron, *Fluid Dynamics*, 2022, vol. 57, no. 6, pp. 811–819. <https://doi.org/10.1134/S0015462822601309>

Статья поступила в редакцию 29 сентября 2025 г.