

УДК 533.9, 51-74, 621.039

Компьютерное моделирование плазмодинамических процессов факела капиллярного разряда

Кузенов В.В.^{1*}, Рыжков С.В.^{1**}, Гаврилова А.Ю.^{2***}, Скороход Е.П.^{2****}

¹Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, 2-я

Бауманская ул., 5, стр. 1, Москва, 105005, Россия

²Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), МАИ, Волоколамское шоссе, 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993, Россия

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

**e-mail: svryzhkov@gmail.com

***e-mail: gavrilovaann@mail.ru

**** e-mail: e.p.skorohod@mail.ru

Аннотация

В рамках радиационной плазмодинамики с учётом переноса излучения приведена постановка задачи плазменных и газодинамических процессов в факеле капиллярного разряда с испаряющимся электродом в предположении равенства яркостной температуры и температуры истекающей плазмы. Получено численное решение системы уравнений согласно разработанной в работе нестационарной двумерной радиационно-магнитогазодинамической модели, которая базируется на методе расщепления по физическим процессам и пространственным направлениям. Результаты расчетов показывают, что к моменту времени $t \approx 100$ мкс яркостные

температуры резко падают от 10 до 3 кК и после чего относительно слабо изменяются с течением времени.

Ключевые слова: плазменные двигатели, радиационная плазмодинамика, плазменная струя капиллярного разряда, компьютерная система ASTEROID .

1. Введение

Появление электроракетных двигателей (ЭРД) [1] было предсказано около века назад [2]. В настоящее время несколько сотен ЭРД работают в составе спутников связи. С помощью космических аппаратов, оснащённых ионными и плазменными двигателями, осуществлено несколько дальних космических полётов. Тем не менее, современные космические программы ставят перед разработчиками специализированные практические задачи по созданию новых двигателей и их совершенствованию [3].

Импульсный капиллярный разряд с испаряющейся стенкой канала (КРИС) является одним из сравнительно простых способов получения плазмы, истекающей из канала [4-7]. Известно, что данный тип разряда характеризуется продолжительной, достаточно устойчивой в атмосфере плазменной структурой, импульсной плазменной струёй.

КРИС представляет собой межэлектродную вставку из диэлектрического цилиндра, с осевым отверстием, являющимся рабочим каналом капиллярного

разряда, электродов и корпуса [8,9]. Электроды выполнены в виде стержней. Первоначальной пробой (предионизация плазмы), как правило, осуществляется с помощью электровзрыва металлических проводников, которые располагаются внутри канала капилляра.

В лазерной технике часто используется капиллярный разряд, когда с одной стороны канал закрывается нужным для введения в активную среду веществом. Это так называемый [10] капиллярный разряд с испаряющимся электродом КРИЭ. В качестве плазмообразующих веществ (проводников) часто используется алюминий, медь или свинец.

В обзоре [9] рассмотрены осредненные газодинамические модели сильноточного разряда и сверхзвуковой эрозийной плазменной струи [11-15].

Следуя принятой терминологии [16], по характеру изменения параметров стационарную сверхзвуковую струю плазмы, истекающую в затопленное пространство, можно рассматривать (например, [9]) как обычную газовую струю и условно разделить на три участка: начальный, переходной и основной. Для начального участка струи характерны волновая структура и сильная неравномерность давления как вдоль струи так и поперёк.

Если отношение давления на срезе сопла p_0 к давлению в окружающей среде p_∞ , называемое степенью нерасчётности $n = p_0/p_\infty$, близко к единице, то начальный участок представляется периодической структурой в виде “бочек”. Когда $n > 1$

(недорасширенная струя) образуется одна “бочка”, длину которой принимают за начальный участок.

Обзор приближённых расчётов недорасширенных газовых струй представлен в [9]. Схема течения в нестационарной струе показана на рис. 1. Поверхность фронта истекающего газа 2 представляет собой контактный разрыв, разделяющий газ окружающего пространства и истекающий газ. Перед контактной поверхностью формируется слой сжатого внешнего газа, ограниченный с внешней стороны ударной волной 1. Кроме этого за контактной поверхностью в недорасширенной струе может образовываться “бочка”, аналогичная структуре недорасширенной струе 3.

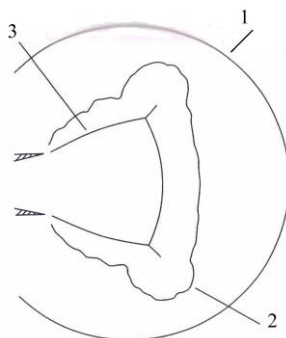


Рис. 1 Схема течения в недорасширенной струе, истекающей в затопленное пространство:

1- ударная волна; 2- поверхность фронта истекающего газа; 3- граница формирования “бочка”.

Подробный обзор экспериментальных и теоретических исследований содержится в книгах [1, 17]

2. Двумерная нестационарная модель КРИС

Численное моделирование струй плазмы, истекающих из канала КРИС было проведено в работах [15,18] В малоизвестной работе [15] рассматривалась двумерная нестационарная модель КРИС. Учитывались нагрев и испарение стенки канала под действием собственного теплового излучения плазмы. Электронной проводимостью плазмы по сравнению с лучистым переносом энергии пренебрегали.

Система дифференциальных уравнений в эйлеровых переменных, описывающих течение плазмы в цилиндрической системе координат, записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{w}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \vec{w}) + \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \vec{w}) + \frac{\partial p}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \varepsilon \vec{w}) + \operatorname{div}(p \vec{w}) &= \eta E^2 - \operatorname{div} \vec{S} \end{aligned} \quad (1)$$

$$p = p(\rho, \varepsilon), \quad T = T(\rho, \varepsilon), \quad \eta = \eta(\rho, \varepsilon),$$

где t – время, r – радиальная координата, ρ – плотность, p – давление, $\vec{w}(u, v, 0)$ – скорость плазмы, ε – удельная полная энергия плазмы, E – напряженность электрического поля, \vec{S} – плотность потока лучистой энергии. Начальные условия указаны в [9,15].

Система уравнений решалась для струи диаметром $d_0 = 0,2$ см, давление на срезе $p_0 = 143$ атм, осевая скорость плазмы $u_0 = 10,8$ км/с, радиальная скорость $v_0 = 0$,

плотность плазмы $\rho_0 = 1,89 \cdot 10^{-4}$ г/см³, плотность потока лучистой энергии $S_0 = 23,9$ МВт/см²; параметры окружающей среды принимались равными: $p_\infty = 31,6$ атм, $\rho_\infty = 1,52 \cdot 10^{-2}$ г/см³, $T_\infty = 2,59 \cdot 10^{-2}$ эВ.

На рис. 2а приводится распределение температуры вдоль оси струи для момента времени $t = 40$ мкс. Штриховой линией показано распределение температуры вдоль оси струи, рассчитанное без учёта переноса энергии излучением. На рис. 2а видно, что учёт переноса излучения приводит к сильному уменьшению температуры вдоль оси струи. Кроме этого фронт ударной волны в случае учёта переноса излучения проходит большее расстояние, чем в случае отсутствия переноса. На рис. 2 б,в,г показаны распределения давления, плотности и осевой составляющей скорости струи вдоль оси струи.

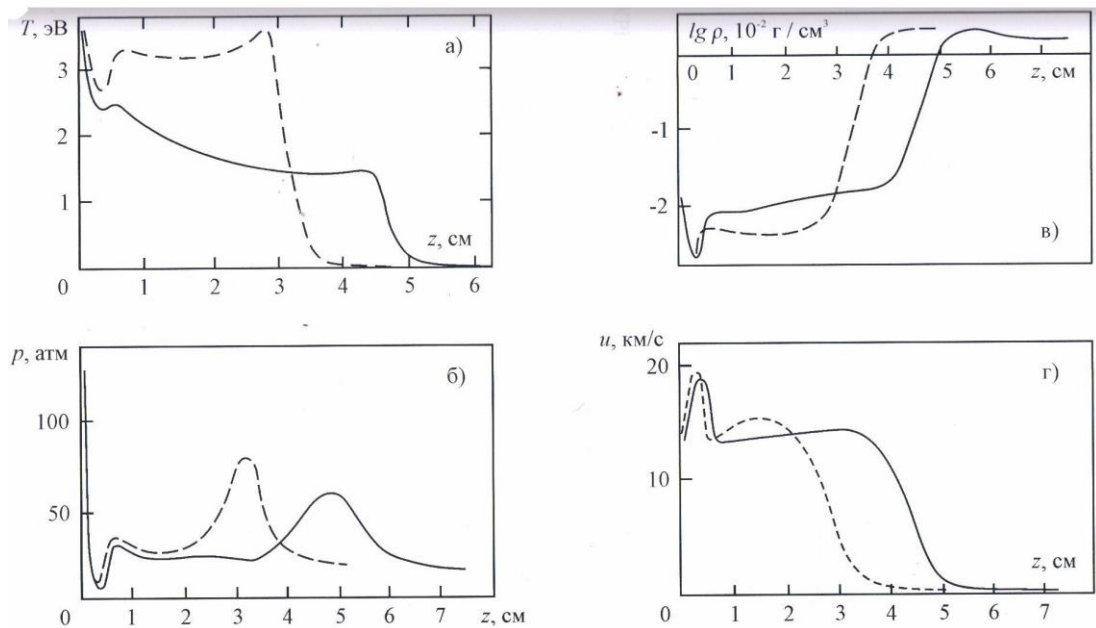


Рис. 2. Распределение параметров вдоль оси струи плазмы, истекающей из канала КРИС:

а) – температура; б) – давление; в) – плотность; г) – скорость. Сплошная кривая – расчет с учетом переноса излучения, штриховая – без учета переноса излучения.

Сравнение представленных расчётов [15] штриховая кривая (расчёт температур с учётом излучения) на рис. 2а с экспериментальными данными [10] на рис. 3 показывают расхождение в длине “бочки”. На рис. 2а она составляет 2,5 см; на рис. 3 для подобных размеров канала длина “бочки” ~ 3,6 см. Сплошная кривая (расчёт температур без учёта излучения) на рис. 2а даёт ~ 4 см. Длина “бочки” по СФР-грамме (рис. 3) определялась между ярко светящимися областями: устья канала и диска Маха. Области в расчёте на рис. 2а соответствуют первому и второму всплескам.



Рис. 3 Скоростная фоторегистрограмма струи КРИС.

В работе [18] (рис. 4 и рис. 5) вторых всплесков, характеризующих “бочку”, не обозначено.

В [18] проведены расчёты недорасширенной плазменной струи, истекающей в затопленное пространство из круглого отверстия диаметром $d = 0,2$ см в стенке. На

срезе сопла температура струи $T = 3,5$ эВ, давление $p = 70,8$ атм, плотность $\rho = 1,29 \cdot 10^{-4}$ г/см³, скорость $u = 10$ км/с, число Маха $M = 1,24$. Параметры окружающего воздуха следующие: $p_{\infty} = 1,63$ атм, $\rho_{\infty} = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $T_{\infty} = 0,038$ эВ. Степень нерасчётности $n = 43,4$. Результаты расчётов приведены на рис. 4 и рис. 5.

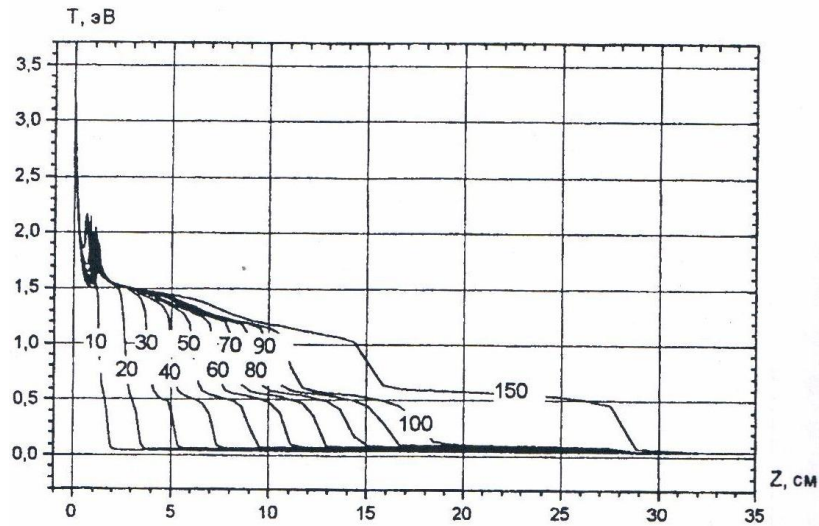


Рис. 4. Распределение температуры вдоль оси струи плазмы КРИС в последовательные моменты времени [18]

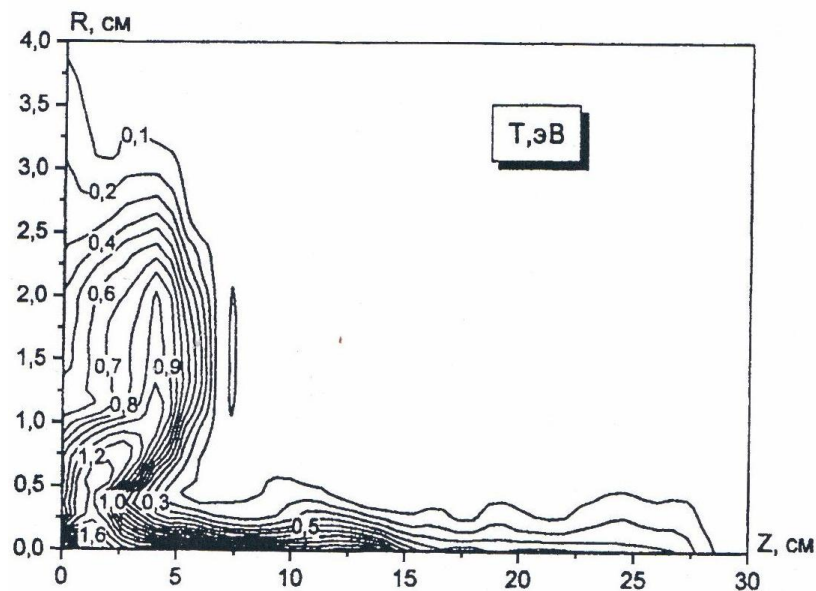


Рис. 5. Поле температур по радиусу R и длине z в момент времени $t = 150$ мкс [18].

На рис. 4 показано распределение температуры плазмы вдоль оси струи в последовательные моменты времени (t в мкс). Трактовка результатов расчёта согласно [18]: профиль температуры имеет характерный двухступенчатый вид, первый, ближний к соплу температурный уступ с $T \sim 1$ эВ соответствует волне ионизации газа, второй уступ, имеющий температуру $T \sim 0,5$ эВ, соответствует процессам диссоциации воздуха. К моменту времени $t = 150$ мкс течение в окрестности сопла выходит на квазистационарный режим.

Наши замечания:

- на рис. 4 не прописана “бочка” (на расстоянии 3-5 см отсутствует второй всплеск, возрастание температуры, в устье ~ 1 см такое возрастание, яркое свечение констатируется);
- на рис. 5 изолинии кривой не выявляет “бочку” (например, температуры 0,9 эВ).

3. Модифицированная нестационарная модель КРИС, система уравнений в безразмерных переменных

В первом приближении математическая модель плазмодинамических процессов внутри канала капиллярного разряда (длиной L , диаметром $2r$, с запасаемой энергией W_0 , выделяемой за характерное время t) может быть построена из условия баланса энергий: энергии, подведенной от емкостного накопителя, тепловой энергии плазмы КРИС, радиационной энергии излучения оптически плотной плазмы и её истечением со звуковой скоростью через срез капиллярного

разряда. При этом теплофизические параметры внутри канала капиллярного разряда соответствуют характеристикам замороженной плазмы и связаны известными соотношениями с параметрами плазмы истекающей в окружающую среду.

Процессы, протекающие в факеле плазмы капиллярного разряда, могут быть описаны с помощью системы уравнений вязкой однотемпературной радиационной плазмодинамики, которые основаны на уравнениях Рейнольдса [19,20]. При решении этой системы уравнений конечно-разностным методом вводится произвольная криволинейная система координат. Уравнения, аналогичные (1), обезразмериваются: все переменные, входящие в систему уравнений, представляются как отношения к их характерным значениям, а пространственные $\bar{\xi}, \bar{\eta}$ и временную \bar{t} переменные соответственно к характерному размеру L_* и характерному времени t_* . Тогда система радиационно-магнитных уравнений Рейнольдса в безразмерных переменных примет следующий вид [19,20]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_{\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_{\eta})}{\partial \eta} = -\alpha \frac{\rho u}{r},$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho u V_{\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho u V_{\eta})}{\partial \eta} = -\xi_r \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_r \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho u^2}{r} + \frac{S_r}{\text{Re}} + \frac{L_*}{c} [\vec{j} \times \vec{B}],$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho v V_{\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho v V_{\eta})}{\partial \eta} = -\xi_z \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_z \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho u v}{r} + \frac{S_z}{\text{Re}} + \frac{L_*}{c} [\vec{j} \times \vec{B}]_z,$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho e V_{\xi} + J \sum q_{i\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho e V_{\eta} + J \sum q_{i\eta})}{\partial \eta} = \\ & = -\frac{P}{J} \left\{ \frac{\partial (J V_{\xi})}{\partial \xi} + \frac{\partial (J V_{\eta})}{\partial \eta} \right\} - \alpha \frac{P u}{r} - \alpha \frac{\rho e u}{r} + \frac{S_e}{\text{Re}} + \frac{L_*}{V_*} (\vec{j} \vec{E}), \end{aligned}$$

$$S_e = \mu_\Sigma D + \frac{\gamma}{Pr} \operatorname{div}(\lambda_\Sigma \operatorname{grad} T).$$

Здесь P – давление, $J = \partial(r, z)/\partial(\xi, \eta)$ – 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} в криволинейной системе координат ξ - η ; $u(r, z, t)$, $v(r, z, t)$ – проекции вектора скорости на оси координат r и z ; e – удельная внутренняя энергия плазмы; α – параметр, учитывающий характер течения; $\sum_i q_{i\xi}$, $\sum_i q_{i\eta}$ – проекции вектора плотности полного потока лучистой энергии \vec{q} на оси криволинейной системы координат; \vec{j} – вектор плотности тока; D – диссипативная функция; μ_Σ , λ_Σ , γ – вязкость, теплопроводность и показатель адиабаты плазмы.

Величины S_r, S_z математически описывают силы, возникающие в потоке газа за счет наличия в нем сил вязкого трения. Переменная S_e представляет собой сумму работ сил вязкого трения $\mu_\Sigma D$, процессов переноса тепла механизмом теплопроводности $\operatorname{div}(\lambda_\Sigma \operatorname{grad} T)$. $Re = \frac{L_* \rho_* V_*}{\mu_*}$ – число Рейнольдса, $Pr = \frac{\mu_* C_{p*}}{\lambda_*}$ – число

Прандтля. Для расчета радиационных полей используется уравнение переноса излучения, представленное в виде системы уравнений диффузионного многогруппового приближения:

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

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

где $U_i(y, z, t)$ – плотность лучистой энергии в i -ой спектральной группе, χ_i – спектральный коэффициент поглощения. Расчёт, входящих в данную систему уравнений термодинамических параметров энергии и давления $e(T, \rho)$, $P(T, \rho)$, а также оптических, коэффициента поглощения $\chi_i(T, \rho)$, рабочих сред проводился в рамках приближения локального термодинамического равновесия. Для алгоритмизации использовалась компьютерная система ASTEROID, разработанной член-корр. РАН С.Т. Суржиковым [21, 22] с учётом модели Томаса-Ферми с квантовыми и обменными поправками [23, 24] и модели среднего заряда [19, 25]. В последнем случае уравнения этой модели решаются методом Розенброка, позволяющим преодолеть “жесткость” данной системы уравнений.

Особенностью данной модели является учет движения контактной границей (с помощью модели “фиктивной” примеси), разделяющей плазму вещества контактной границы и окружающего газа. Электромагнитные процессы описываются системой уравнений Максвелла и Ома в плазме с конечной проводимостью. Перенос излучения рассматривается в рамках многогруппового диффузионного приближения.

Численное решение разработанной в работе нестационарной двумерной радиационно-магнитогазодинамической модели базируется на методе расщепления по физическим процессам и пространственным направлениям. Для

газодинамической части расщепленных уравнений применяется метод, который опирается на метод предиктор – корректор [19,20]. На этапе корректор используется дивергентная форма уравнений. Решение указанных систем уравнений производится с помощью разработанного авторами [19,20] варианта нелинейной монотонизированной компактной разностной схемы повышенного (7-го) порядка точности. Исходная дифференциальная система уравнений относительно временной переменной t есть система обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, которая была разрешена с помощью многошагового метода Рунге-Кутты (в данной работе использован четырех шаговый вариант метода, который обладает 4-ым порядком аппроксимации по времени t). 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.

Разработанный вычислительный код использует многоблочную многосеточную технологию расчетов на неортогональных адаптивных структурированных сетках, методы построения которых приведены в работах [19, 25].

4. Результаты расчетов

Конкретные расчеты начальной стадии КРИЭ с плазмообразующим веществом Al выполнены для затопленного пространства, заполненного воздухом при нормальных условиях. Время наступления максимума разрядного тока равно

$t_{max} = 25$ мкс. Значение энергии, запасаемой в емкостном накопителе, составляло величину 2,7 кДж, диаметр канала равен 10 мм, его длина ~ 50 мм.

Зависимости продольной скорости и температуры от времени на выходе из канала капиллярного разряда получены в работе [26] и позволяют оценить диапазон изменения теплофизических параметров, которые используются в качестве краевых условий при проведении численных расчетов.

Расчетная область при проведении двумерных расчетов в системе координат r, z и ξ, η представляла собой прямоугольник. На рис. 8-10 в нижней части рисунка располагается выходное сечение канала КРИЭ. Через отверстие канала (плоскую поверхность) эрозионный поток плазмообразующих веществ (в расчетах Al) “втекает” в расчетную зону. Сверху она 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.

Пространственное положение данной прямой определяется из условия того, чтобы возмущения численного решения, возникающие на верхней границе расчетной области от выходящего потока, не искажали течение вблизи среза канала. С правой стороны область интегрирования ограничивается осью симметрии, на которой задаются соответствующие условия симметрии течения плазмы капиллярного разряда. 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.

Яркостная температура $T_{я,i}$ плазмы (“экспериментальный” термин) является одним из важнейших интегральных оптических параметров, позволяющих оценить спектрально-яркостные характеристики импульсной плазменной струи. Для расчета $T_{я,i}$ (в нашем случае локального термодинамического равновесия все температуры равны, т.е. яркостная температура $T_{я,i}$ совпадает с температурой плазмы) исходными данными служили плотности спектральных потоков излучения q_i ($i = 1, 2, 3$) в трех спектральных группах : 0.1 – 3.14; 3.14 – 5.98; 5.98 – 6.52 эВ.

При известном значении q_i ($i = 1, 2, 3$) яркостная температура $T_{я,i}$, в соответствии с определением [27], находилась из решения уравнения:

$$q_i = \frac{15}{\pi^4} \sigma T_{я,i}^4 (F(x_{2,i}) - F(x_{1,i})), \quad F(x_{k,i}) = \int_0^{x_{k,i}} \frac{x^3 dx}{\exp(x) - 1}, \quad x_{k,i} = \frac{h\nu_k}{kT_{я,i}},$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, i – номер частотной группы энергий фотонов для которых проводится вычисление $T_{я,i}$, $x_{2,i}$ и $x_{1,i}$ – соответственно верхняя и нижняя частотные границы i -ой спектральной группы.

Расчетные значения яркостных температур для первых трех спектральных диапазонов ($T_{я1}, T_{я2}, T_{я3}$), полученных на расстоянии 300 мм от среза канала (согласно выше разработанной методики), приведены на рис. 6.

Данные результаты расчетов показывают, что к моменту времени $t \approx 100$ мкс (этот момент времени приблизительно соответствует окончанию интенсивного

истечения плазмы через срез капиллярного разряда) яркостные температуры резко падают от 10 до 3 кК и после чего относительно слабо изменяются с течением времени t .

$$T_{я1}, T_{я2}, T_{я3}$$

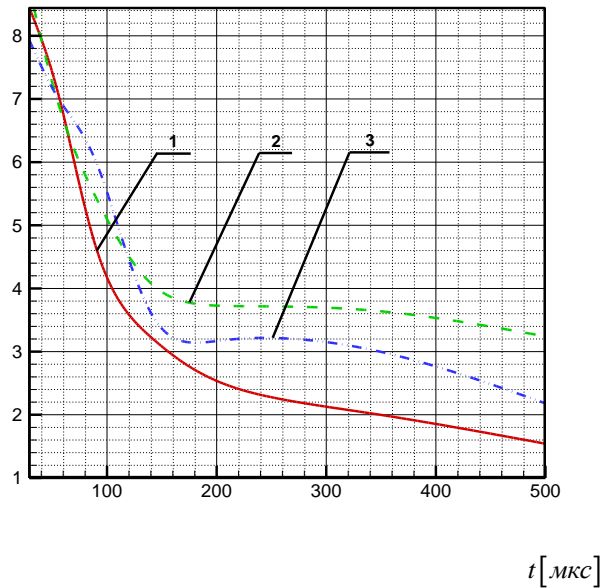


Рис. 6. Значения яркостных температур от времени.

В [10] измерялась яркостная температура факела струи у среза канала, спрессованного из окиси урана, рис.7.

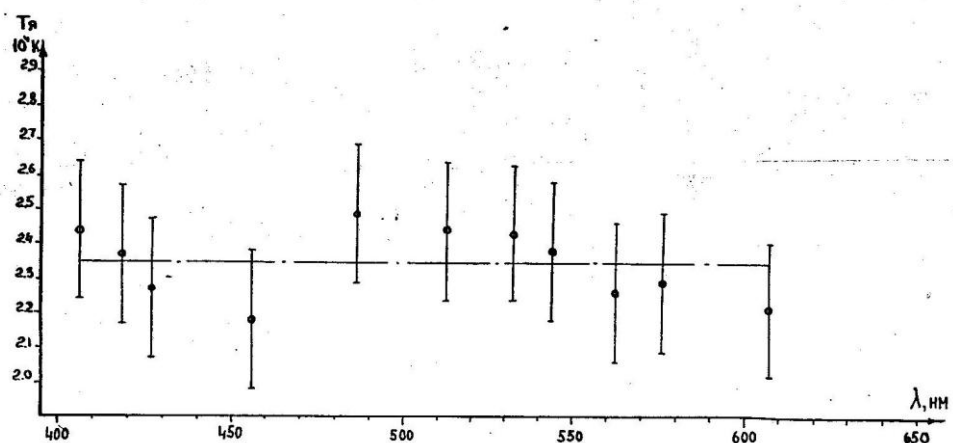


Рис. 7 Яркостная температура КРИС, измеренная в [10].

Осреднённая яркостная температура струи в диапазоне длин волн от 400 до 600 нм отмечена штрих-пунктирной линией и равна 23.5 кК. Эта область соответствует второй группы расчёта на рис.6, для которой яркостная температура составляет 3.8 кК. В связи с этим возникает вопрос: почему яркостная температура струи отличается более, чем на 10 кК ? Казалось бы — оба элемента уран и алюминий принадлежат третьей группе таблицы Менделеева; излучательная способность урана выше, чем у алюминия, а температуры (кстати, определяемые с помощью эталонного источника света ЭВ-45, основным элементом которого является КРИС) сильно отличаются.

На рис. 8 – 10 приведены двумерные пространственные распределения температуры T [К], давления P [атм] и плотности паров Al .

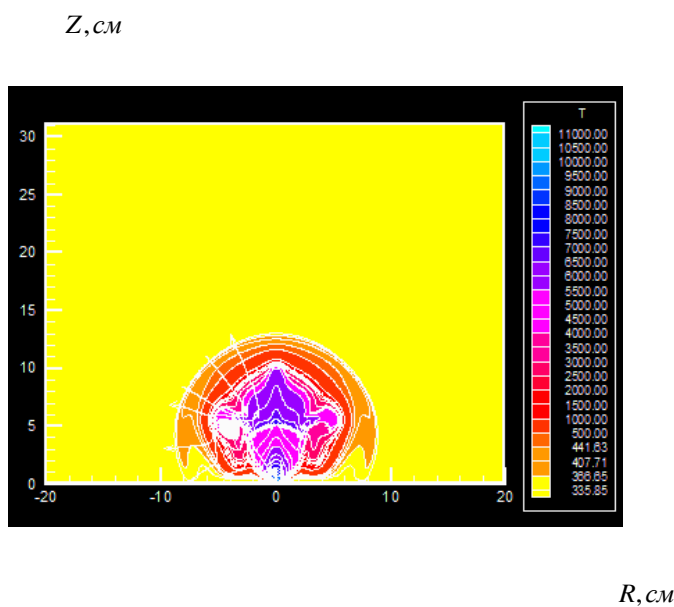


Рис. 8. Пространственное распределение температуры T [К] в импульсной струе капиллярного разряда на момент времени $t = 94,6$ мкс.

$Z, \text{см}$

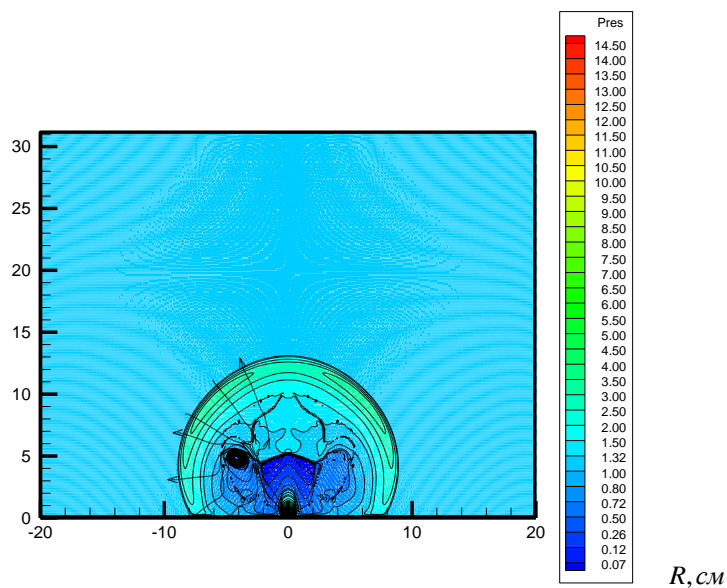


Рис. 9. Пространственное распределение давления P [атм] в импульсной струе капиллярного разряда на момент времени $t = 94,6$ мкс.

$Z, \text{см}$

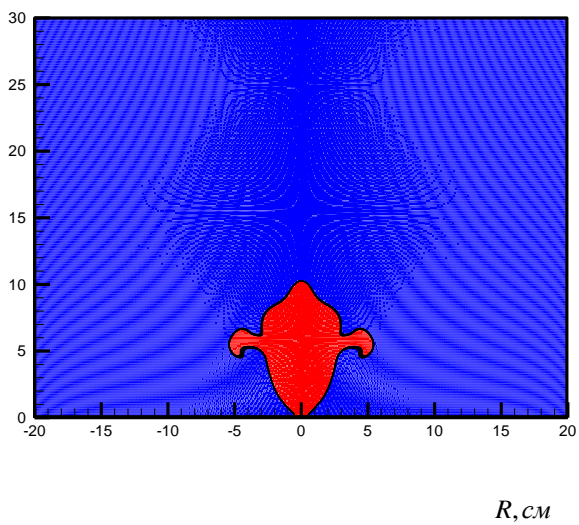


Рис. 10. Пространственное распределение плотности эрозивных паров A_I в импульсной струе капиллярного разряда на момент времени $t = 94,6$ мкс.

Таким образом, полученные расчёты факела и струи КРИЭ, представленные на рис.8 подтверждают полученные в эксперименте [10] повышение температуры (ярко светящиеся области: у среза канала и в диске Маха на рис.3). В расчётах имеем повышение температуры в начале истечения струи 0-1.5 см от среза канала, так и на границе, обозначенной на рис.1 цифрой 3 (структуре недорасширенной струи). В нашем случае (рис.8) эта граница, “растянутый” диск Маха, расположен на расстоянии 5-7 см.

Расчетные исследования импульсных струй (рис. 8-10), истекающих через срез достаточно “широких”, более трёх миллиметров каналов КРИЭ, показывают, что вблизи границ струи формируются нестационарные вихревые структуры.

Заключение

В рамках радиационной плазмодинамики с учётом переноса излучения приведена постановка задачи плазменных и газодинамических процессов в факеле капиллярного разряда с испаряющимся электродом в предположении равенства яркостной температуры и температуры истекающей плазмы. Получено численное решение системы уравнений согласно разработанной в работе нестационарной двумерной радиационно-магнитогазодинамической модели, которая базируется на методе расщепления по физическим процессам и пространственным направлениям. Результаты расчетов показывают, что к моменту времени $t \approx 100$ мкс яркостные

температуры резко падают от 10 до 3 кК и после чего относительно слабо изменяются с течением времени.

В работах [15,18] и данной местоположения диска Маха после выхода струи на квазистационарный режим не соответствует экспериментам [8-10]. Однако, расчёты, как [15], так и [18], дают совпадающие значения положения диска Маха.

Яркостная температура струи экспериментально измеренная равна 23,5 кК. Расчётная яркостная температура струи отличается более чем на 10 кК.

Прослеживается формирование первой “бочки” с повышением яркостной температуры в области диска Маха до 7 кК.

В нашем случае эта граница, “растянутый” диск Маха, расположен на расстоянии 5-7 см.

Расчетные исследования импульсных струй, истекающих через срез каналов КРИЭ, показывают, что вблизи границ струи формируются нестационарные вихревые структуры.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности Министерства образования и науки Российской Федерации № 13.79.2014/К.

Библиографический список

1. Физическая энциклопедия. Том 5. - М.: Научное издательство "БРЭ", 1998. 691 с.
2. Васин А.И., Коротеев А.С., Ловцов А.С., Муравлев В.А., Шагайда А.А., Шутов В.Н. Обзор работ по электроракетным двигателям в Государственном научном центре ФГУП «Центр Келдыша» // Электронный журнал "Труды МАИ", 2012, выпуск №60: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=35335> (дата публикации 10.12.2012).
3. V Международный межотраслевой молодежный научно-технический форум "Молодежь и будущее авиации и космонавтики-2013". Доклады // Электронный журнал "Труды МАИ", 2014, № 74: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=49034> (дата публикации 25.04.2014).
4. Белов С.Н., Жилин А.Н., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В. Магнитодинамический режим сильноточного капиллярного разряда. // Теплофизика высоких температур. 1978. Т.16. №3. С. 473-477.
5. Боброва Н.А., Буланов С.В., Поцолли Р. и др. МГД-моделирование плазмы капиллярных разрядов // Физика плазмы. 1998. Т. 24. №1. С. 3-8.
6. Борисов Е.К., Скороход Е.П., Шариков И.В. Структура эрозийной плазменной струи. // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1997. №1. С. 181-188.

7. Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. - М.: Машиностроение, 1985. -274 с.
8. Смирнов В.Л. Исследование неидеальной плазмы в условиях капиллярного разряда: Диссер. кандид. физ.-мат. наук. - Л.: ГОИ, 1979. - 209 с.
9. Шариков И.В. Структура эрозийной плазменной струи сильноточного разряда в капилляре: Диссер. кандид. физ.-мат. наук. - М.: МАИ, 2003. - 153 с.
10. Борисов Е.К. Оптические свойства тяжёлых металлов сильноточного разряда и сверхзвуковой эрозийной плазменной струи: Диссер. кандид. физ.-мат. наук. - М.: МАИ, 1995. - 134 с.
11. Розанов В.Б. Газодинамическая модель капиллярного разряда с испаряющимися стенками. // Теплофизика высоких температур 1970. Т.8. №5. С. 951-956.
12. Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Роговцев П.Н. Расчёт параметров оптически плотной плазмы разряда с испаряющейся стенкой. // Теплофизика высоких температур. 1971. Т. 9. №3. С. 468-471.
13. Бондарев Б.В., Муравенко В.Г., Широков М.Ф. Одномерная теория капиллярного разряда с испаряющимися стенками. // Теплофизика высоких температур. 1977. Т.15. №3. С. 465-470.
14. Белов С.Н. Расчёт осевого распределения параметров плазмы капиллярного разряда с испаряемой стенкой. // Журнал прикладной спектроскопии. 1978. Т. 28. №4. С. 605-607.

15. Численное моделирование динамики эрозийной плазмы мощных электрических разрядов / В.Е. Окунев, Н.В. Павлюкевич, Г.С. Романов, А.С. Сметанников. - Минск: 1984. - 32 с. (Препринт / Институт тепло-и массообмена им. А.В.Лыкова. 1984. №8).
16. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. - М.: Наука, 1991. - 600 с.
17. Минько Л.Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. - Минск: Наука и техника, 1970. - 184 с.
18. Радиационный перенос энергии в аксиально симметричных электрических разрядах и плазменных струях / К.Л. Степанов, Е.А. Ершов-Борисов, В.Е. Окунев и др. - Минск: 1999. - 20 с. (Препринт / Институт тепло-и массообмена им. А.В.Лыкова. 1999. №4.)
19. Математическая модель взаимодействия лазерных пучков высокой энергии импульса с плазменной мишенью, находящейся в затравочном магнитном поле. / В.В. Кузенов, С.В. Рыжков. - М.: 2010. - 56 с. (Препринт / Институт прикладной механики им. А.Ю. Ишлинского. 2010. № 942.)
20. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Numerical modeling of magnetized plasma compressed by the laser beams and plasma jets // Problems of Atomic Science and Technology. 2013. no 1 (83). P. 12–14.
21. Surzhikov S.T. Computing system for solving radiative gasdynamic problems of entry and re-entry space vehicles. Proceedings of the 1st International

Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry, 2003, ESA-533, P. 111–118.

22. Суржиков С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. –543 с.

23. Кузенов В.В., Рыжков С.В., Шумаев В.В. Определение термодинамических свойств замагниченной плазмы на основе модели Томаса–Ферми // Прикладная физика. 2014. № 3. С. 22–25.

24. Кузенов В.В., Рыжков С.В., Шумаев В.В. Сравнение термодинамических свойств ионизованных газов по моделям Томаса–Ферми и Саха в области их совместной применимости // Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2014, Т. 15. №5: <http://chemphys.edu.ru/media/files/11-29-008> (28.03.2015).

25. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды. - М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015. - 327 с.

26. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Evaluation of hydrodynamic instabilities in inertial confinement fusion target in a magnetic field // Problems of Atomic Science and Technology. 2013. no 4 (86). P. 103-107.

27. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений гидродинамических явлений. - М.: Наука. 1966. - 688 с.