

РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РАДИАЦИОННО-ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ФАКЕЛЕ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА

В.В. Кузенов

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук,
Москва, 119526, проспект Вернадского 101-1*

Аннотация

Приведена постановка задачи и выполнено численное моделирование плазмогазодинамических процессов в факеле капиллярного разряда. В разработанной модели плазмодинамические процессы в факеле капиллярного разряда определяются интенсивностью, длительностью процессов образования плазмы в канале капиллярного разряда, термодинамическими параметрами в окружающей газовой среде. Численная реализация плазмодинамической модели основана на неортогональных структурированных сетках с использованием схем расщепления по физическим процессам и направлениям. Решение расщепленных уравнений Рейнольдса находится с помощью разработанного в работе варианта нелинейной квазимонотонной компактной дифференциально-разностной схемы повышенного порядка точности, которая в пространственно гладкой части численного решения позволяет достигнуть 6-й порядок точности.

THE USAGE OF REGULAR DEVELOPMENT OF MATHEMATICAL MODEL OF PROCESSES IN THE TORCH OF THE CAPILLARY CATEGORY

The numerical method of building regular adaptive cells in arbitrary spaces is presented. This method allows to build regular cells in volumes, where irregular cells are usually used. Some variants of plasma outflow are analyzed in cells, that were created using this numerical method.

1. ВВЕДЕНИЕ

Импульсный капиллярный разряд является одним из сравнительно простых способов получения плазмы. Известно, что данный тип разряда характеризуется продолжительной, достаточно устойчивой в атмосфере плазменной структурой импульсной струи.

Импульсный капиллярный разряд – генератор плазменных потоков в экспериментах [1] представлял собой межэлектродную вставку из текстолитового цилиндра диаметром 150 мм и высотой 50 мм, с осевым отверстием, являющимся рабочим каналом капиллярного разряда, электродов и корпуса. Электроды выполнены в виде плоских стальных пластин, один из которых закрывал с одной стороны канал капиллярного разряда. Первоначальный пробой плазмы осуществлялся с помощью электровзрыва внутри капилляра металлических проводников. В качестве плазмообразующих веществ использовался алюминий, медь или свинец.

В настоящей работе рассматриваются отдельные результаты численного исследования процессов образования и развития, а также широкополосного излучения от крупномасштабных тороидальных плазменных вихревых структур (которые формируются вблизи границы импульсной струи) и факела капиллярного разряда в атмосфере воздуха.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При проведении данных расчетов канал капиллярного разряда не рассматривался, а газодинамические параметры, истекающей в затопленное пространство импульсной плазменной струи оценивались следующим образом.

В первом приближении математическая модель плазмодинамических процессов внутри канала капиллярного разряда может быть построена из условия того,

что вкладываемая из емкостного накопителя энергия электрическая мощность излучается оптически плотной плазмой, а вся электрическая энергия переходит в тепловую энергию плазмы, которая истекает со звуковой скоростью через срез капиллярного разряда.

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

$$t = \frac{U_* \bar{t}}{L_*}, \quad \xi = \frac{\bar{\xi}}{L_*}, \quad \eta = \frac{\bar{\eta}}{L_*}, \quad V_\xi = \frac{\bar{V}_\xi}{V_*}, \quad V_\eta = \frac{\bar{V}_\eta}{V_*}, \quad u = \frac{\bar{u}}{V_*},$$

$$v = \frac{\bar{v}}{V_*}, \quad T = \frac{\bar{T}}{T_*}, \quad e = \frac{\bar{e}}{e_*}, \quad \rho = \frac{\bar{\rho}}{\rho_*}, \quad P = \frac{\bar{P}}{P_*}, \quad \mu_\Sigma = \frac{\bar{\mu}_\Sigma}{\mu_*},$$

$$\lambda_\Sigma = \frac{\bar{\lambda}_\Sigma}{\lambda_*}, \quad \gamma = \frac{C_{p*}}{C_{v*}}, \quad q = \frac{\bar{q}}{q_*}, \quad \omega = \frac{\bar{\omega}}{\omega_*}.$$

Плазмодинамические процессы, протекающие в факеле плазмы капиллярного разряда, могут быть определены с помощью системы уравнений вязкой одно-температурной радиационной плазмодинамики, которая в безразмерных переменных примет следующий вид:

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

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

$$= -\xi_r \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_r \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho u^2}{r} + \frac{S_r}{\text{Re}},$$

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

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

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 $\text{div}(\lambda_\Sigma \text{grad} T)$. $\text{Re} = L_* \rho_* V_* / \mu_*$ – число Рейнольдса, $\text{Pr} = \mu_* C_{p*} / \lambda_*$ – число Прандтля.

Все эти величины определяются с помощью дополнительных выражений:

$$S_r = \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \xi_r \sigma_{rr} + \xi_z \sigma_{rz} \})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \eta_r \sigma_{rr} + \eta_z \sigma_{rz} \})}{\partial \eta} + \frac{2\mu_\Sigma \left[\xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right] - 2\alpha \mu_\Sigma \frac{u}{r}}{r},$$

$$S_z = \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \xi_r \sigma_{zr} + \xi_z \sigma_{zz} \})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \eta_r \sigma_{zr} + \eta_z \sigma_{zz} \})}{\partial \eta} + \alpha \frac{\sigma_{rz}}{r},$$

$$\begin{aligned} \text{div}(\lambda_\Sigma \text{grad} T) &= \frac{1}{J} \times \\ &\times \frac{\partial \left\{ \lambda_\Sigma J (\xi_r^2 + \xi_z^2) T_\xi + \lambda_\Sigma J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) T_\eta \right\}}{\partial \xi} + \\ &+ \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \lambda_\Sigma J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) T_\xi + \lambda_\Sigma J (\eta_r^2 + \eta_z^2) T_\eta \right\}}{\partial \eta} + \\ &+ \alpha \frac{\lambda_\Sigma}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial T}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial T}{\partial \eta} \right\}, \end{aligned}$$

$$D = 2 \left[(e_{rr})^2 + (e_{zz})^2 + (e_{\varphi\varphi})^2 \right] + (e_{rz})^2 - \frac{2}{3} (\text{div} \vec{V})^2,$$

$$\text{div} \vec{V} = \frac{1}{J} \left[\frac{\partial (J V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial (J V_\eta)}{\partial \eta} \right] + \alpha \frac{u}{r},$$

$$e_{rr} = \xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta}, \quad e_{zz} = \xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta}, \quad e_{\varphi\varphi} = \alpha \frac{u}{r},$$

$$e_{rz} = \left(\xi_z \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \left(\xi_r \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial v}{\partial \eta} \right),$$

$$\sigma_{rr} = \mu_\Sigma \left[\frac{4}{3} \left(\xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \frac{2}{3} \left(\xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \alpha \frac{2u}{3r} \right],$$

$$\sigma_{zz} = \mu_\Sigma \left[\frac{4}{3} \left(\xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \frac{2}{3} \left(\xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \alpha \frac{2u}{3r} \right],$$

$$\sigma_{rz} = \mu_\Sigma \left[\left(\xi_z \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \left(\xi_r \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \right],$$

где $u(r, z, t), v(r, z, t)$ – проекции вектора скорости $\vec{V}(r, z, t)$ на оси R и Z ; e – удельная внутренняя энергии 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} в криволинейной системе координат ξ, η ; ρ, P – плотность и давление плазмы; $\sum_i q_{i\xi}, \sum_i q_{i\eta}$ – проекции вектора плотности потока лучистой энергии \vec{q} на оси криволинейной системы координат ξ и η ; $\alpha = 0$ – соответствует плоскому, $\alpha = 1$ – осесимметричному случаям течения.

Для определения пространственно-временного положения контактной границы, отделяющей плазму аблирующего материала преграды от плазмы окружающей среды, используется метод фиктивной примеси. Для этого в систему выше приведенных уравнений вводится дополнительное уравнение ($\rho_g \in [0, 1]$):

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \vec{V} \nabla \rho_g = 0.$$

Турбулентные коэффициенты вязкости μ_Σ и λ_Σ теплопроводности рассчитываются с привлечением гипотезы Буссинеска, в соответствии с которой эффективной вязкостью μ_Σ газового потока определяется по формуле: $\mu_\Sigma = \mu_m + \mu_t$. Здесь μ_m – динамический коэффициент вязкости, учитывающий атомно-молекулярные столкновительные процессы; μ_t – коэффициент турбулентной вязкости, для определения которого используется $q-\omega$ модель Кокли. Используя предположение о том, что молекулярное число Прандтля $\text{Pr} = 0.72$ и турбулентное число Прандтля $\text{Pr}_t = \mu_t c_p / \lambda_t = 0.9$ можно найти соответствующий коэффициент теплопроводности

$$\lambda_t = c_p \left(\frac{\mu_m}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right).$$

Уравнения $q-\omega$ модели Кокли в криволинейной системе координат ξ, η могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho q}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\xi q)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\eta q)}{\partial \eta} + \alpha \frac{\rho q u}{r} &= \\ &= S_q + \frac{\rho q}{2\omega} \left(C_\mu f D - \frac{2}{3} \omega \text{div} \vec{V} - \omega^2 \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\xi \omega)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\eta \omega)}{\partial \eta} + \alpha \frac{\rho \omega u}{r} &= \\ &= S_\omega + \rho \left[C_1 \left(C_\mu D - \frac{2}{3} \omega \text{div} \vec{V} \right) - C_2 \omega^2 \right], \end{aligned}$$

$$S_q = \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma q} J (\xi_r^2 + \xi_z^2) q_\xi + \mu_{\Sigma q} J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) q_\eta \right\}}{\partial \xi} +$$

$$+ \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma q} J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) q_\xi + \mu_{\Sigma q} J (\eta_r^2 + \eta_z^2) q_\eta \right\}}{\partial \eta} +$$

$$+ \alpha \frac{\mu_{\Sigma q}}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial q}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial q}{\partial \eta} \right\},$$

$$S_\omega = \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma \omega} J (\xi_r^2 + \xi_z^2) \omega_\xi + \mu_{\Sigma \omega} J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) \omega_\eta \right\}}{\partial \xi} +$$

$$+ \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma \omega} J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) \omega_\xi + \mu_{\Sigma \omega} J (\eta_r^2 + \eta_z^2) \omega_\eta \right\}}{\partial \eta} +$$

$$+ \alpha \frac{\mu_{\Sigma \omega}}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial \omega}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial \omega}{\partial \eta} \right\},$$

$$\mu_{\Sigma q} = \mu_m + \mu_t, \quad \mu_{\Sigma \omega} = \mu_m + 1,3\mu_t, \quad \mu_t = C_\mu f(n) \rho \frac{q^2}{\omega},$$

$$C_1 = 0.045 + 0.405 f(n), \quad C_2 = 0.92, \quad C_\mu = 0.09,$$

$$f(n) = 1 - \exp \left(-0.0065 \frac{\rho q n}{\mu_m} \right).$$

Здесь q – “псевдоскорость”, а ω – “псевдозавихренность”; $f(n)$ – пристеночная функция, вводимая для того, чтобы модель правильно описывала параметры течения в ламинарном подслое, формирующемся на твердых обтекаемых поверхностях; n – расстояние по нормали от рассматриваемой точки к ближайшей поверхности.

В данной работе 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 -й спектральной группе; χ_i – спектральный коэффициент поглощения.

Конечно-разностный метод, используемый для расчета газодинамической части системы уравнений, основан на модификации метода Годунова и пространственном расщеплении уравнений Навье – Стокса, записанных в произвольной криволинейной системе координат. При аппроксимации конвективной составляющей векторов потоков на границах расчетной ячейки применялась процедура расчета распада разрыва разработанная Годуновым с использованием реконструкции сеточной функции (внутри расчетной ячейки), которая была взята из работы [2]. Данная модификация метода Годунова позволяет повысить порядок аппроксимации конечно-разностной схемы до 6-го. При этом “вязкая” часть системы уравнений Навье – Стокса определялась также явным образом. Разработанные вычислительные коды используют много-

блочную многосеточную технологию расчетов на неортогональных структурированных сетках.

Расчет, входящих в данную систему уравнений термодинамических $e(T, \rho)$, $P(T, \rho)$ и оптических $\chi_i(T, \rho)$ параметров рабочих сред проводился, в рамках приближения локального термодинамического равновесия с использованием компьютерной системы ASTEROID, разработанной член-корр. РАН С.Т. Суржиковым [3,4].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Конкретные расчеты проведены для алюминиевой (Al) струи, истекающей из канала капиллярного генератора импульсных плазменных струй в затопленное пространство, заполненное воздухом, который изначально находится при нормальных условиях. Время наступления максимума разрядного тока равно $t_{\max} = 25$ мкс. Значение полной энергии запасаемой в емкостном накопителе энергии составляло величину 2.7 кДж, диаметр канала капиллярного разряда равен 10 мм.

На рис. 1–3 представлены зависимости от времени t [мкс] продольной скорости v [м/с] (рис.1), температуры T [K] (рис. 2), степень нерасчетности $n = P/P_\infty$ (рис.3).

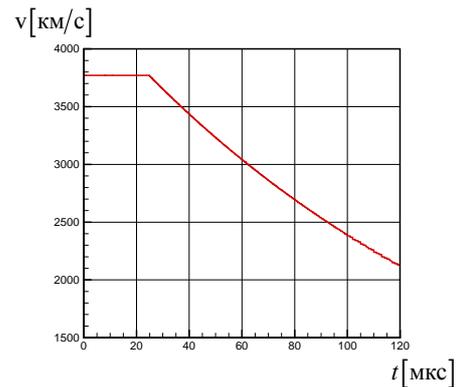


Рис.1. Значения скорости v [м/с] истекающей плазмы на срезе капиллярного разряда от времени t [мкс]

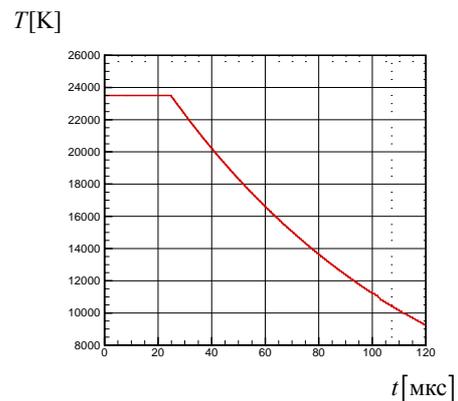


Рис.2. Значения температуры T [K] истекающей плазмы на срезе капиллярного разряда от времени t [мкс]

Эти графические зависимости позволяют оценить диапазон изменения теплофизических параметров (эти параметры используются в качестве краевых условий при проведении численных расчетов) импульсной струи плазмы, истекающей через срез капиллярного разряда.

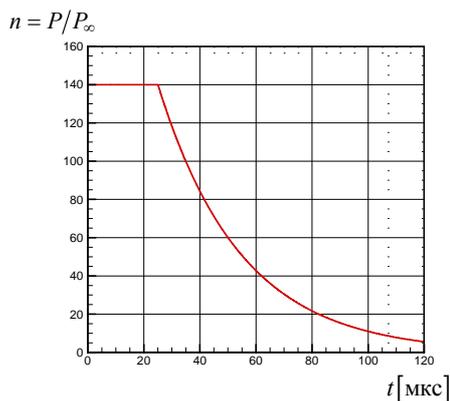


Рис.3. Значения степени нерасчетности $n = P/P_\infty$ истекающей плазмы на срезе капиллярного разряда от времени t [мкс]

Расчетная область, при проведении двумерных расчетов в системе координат r, z и ξ, η представляла собой прямоугольник. В нижней части рисунка располагается выходное сечение канала капиллярного разряда. Через эту плоскую поверхность эрозионный поток плазмообразующих веществ (в расчетах Al) втекает в расчетную зону. 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. 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 капиллярного разряда. 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 $T_{я,i}$ неравномерно нагретой приповерхностной плазмы является одним из важнейших интегральных оптических параметров, позволяющих оценить спектрально-яркостные характеристики импульсной плазменной струи. В проведенных расчетах в качестве исходной информации для расчета $T_{я,i}$ служила плотности спектральных потоков излучения q_i ($i = 1, 2, 3$) в трех спектральных группах [0.1–3.14–5.98–6.52] эВ.

При известном значении q_i ($i = 1, 2, 3$) яркостная температура $T_{я,i}$ в соответствии с определением [5], находилась из решения уравнения

$$q_i = \frac{15}{\pi^4} \sigma T_{я,i}^4 [F(x_{2,i}) - F(x_{1,i})],$$

$$F(x_{k,i}) = \int_0^{x_i} \frac{x^3 dx}{\exp(x) - 1}, \quad x_{k,i} = \frac{h\nu_k}{kT_{я,i}},$$

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 -й спектральной группы.

Расчетные значения яркостных температур для первых трех спектральных диапазонов ($T_{я1}, T_{я2}, T_{я3}$), полученных на основе выше разработанной методики, приведены на рис. 4. 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 значений ~ 10 кК до ~ 3 кК и после чего относительно слабо изменяются с течением времени t .

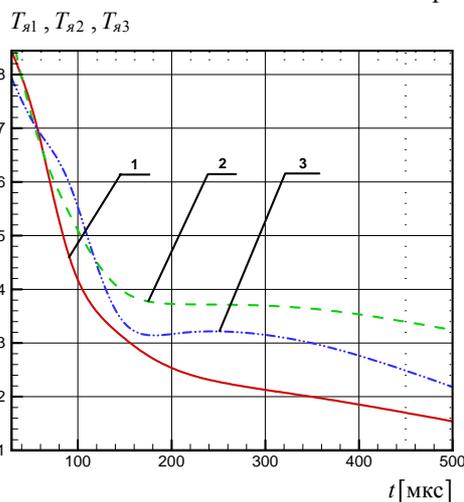


Рис.4. Значения яркостных температур от времени t [мкс]

На рис.5–9 приведены двумерные пространственные распределения температуры T [К], числа Маха M , давления P [атм], продольной скорости v [м/с], пространственное положение паров Al.

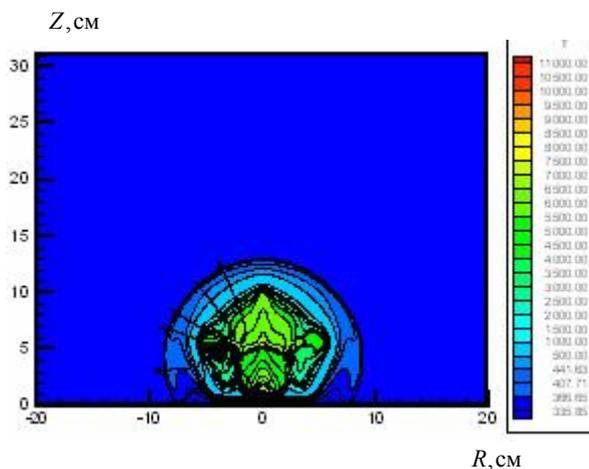


Рис.5. Пространственное распределение температуры T [К] в импульсной струе капиллярного разряда на момент времени $t = 94.6$ мкс

Экспериментальные исследования импульсных струй, истекающих через срез капиллярного разряда показывают, что вблизи струи формируются вихревые структуры. Частным случаем таких вихревых структур является плазменный тороидальный вихрь или кольцевой вихрь. Одним из основных и важных свойств тороидального вихря (ТВ) 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. Так, пройденное ТВ расстояние до своего распада может

достигать величины $z_{\max} \approx (60 \div 150) R_0$ в зависимости от их начальных параметров (R_0 – начальный радиус ТВ).

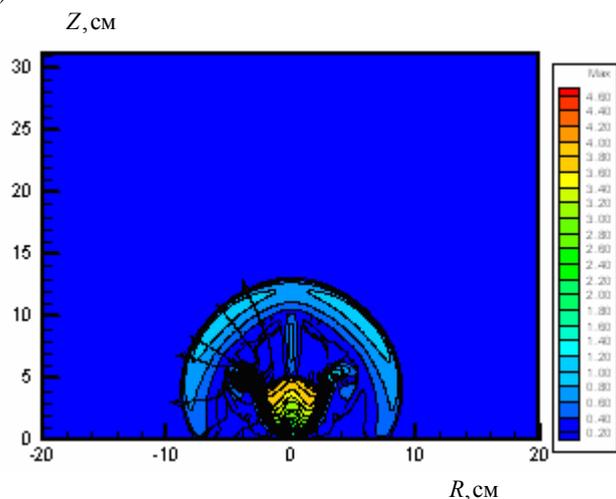


Рис.6. Пространственное распределение числа Маха M в импульсной струе капиллярного разряда на момент времени $t = 94.6$ мкс

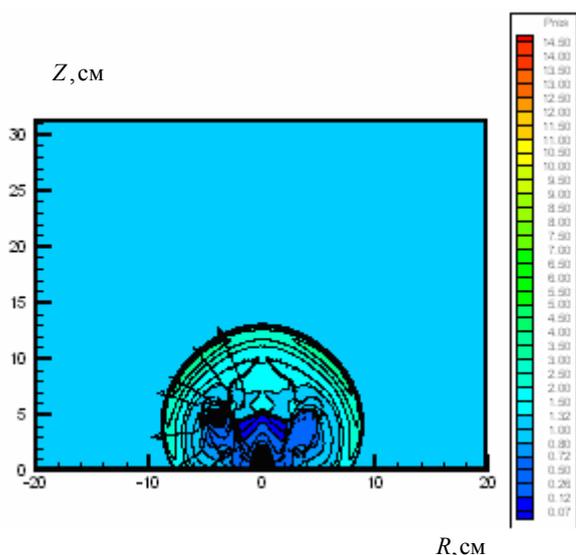


Рис.7. Пространственное распределение давления P [атм] в импульсной струе капиллярного разряда на момент времени $t = 94.6$ мкс

Из данных пространственных распределений следует, что процесс формирования структуры плазменного факела капиллярного разряда и тороидального вихревого образования проходит через три характерные стадии: начальная стадия, стадия образования грибообразной конфигурации струи, стадия установления “автомодельного” распределения завихренности в „шляпке” гриба после прекращения истечения плазмы. Расчеты также показывают, что тороидальное вихревое образование частично состоит из плазмы паров алюминия (см. рис.9), который используется в качестве плазмообразующего вещества.

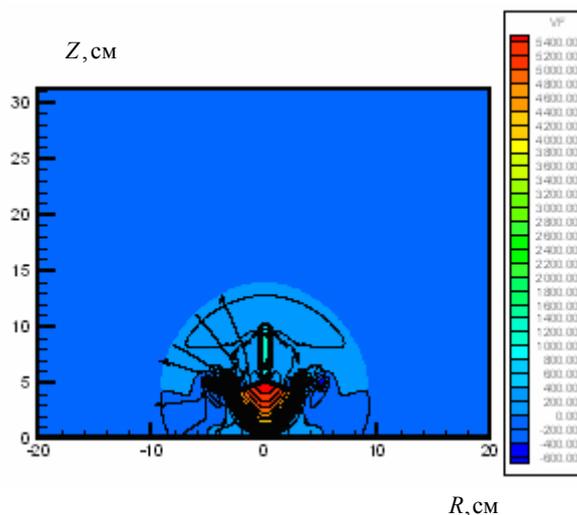


Рис.8. Пространственное распределение продольной скорости v [м/с] в импульсной струе капиллярного разряда на момент времени $t = 94.6$ мкс

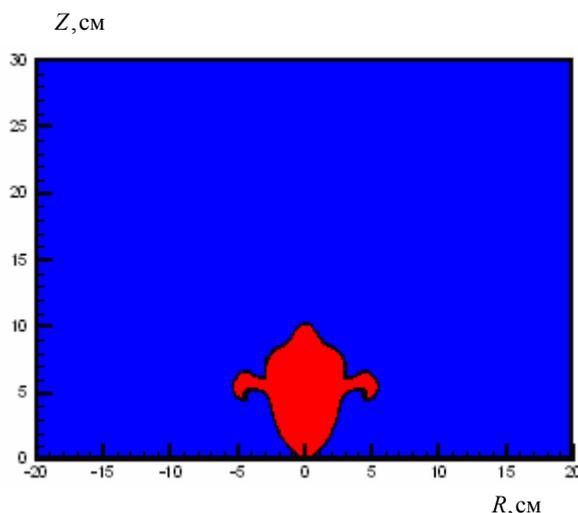


Рис.9. Пространственное распределение эрозионных паров Al в импульсной струе капиллярного разряда на момент времени $t = 94.6$ мкс

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель импульсной плазменной струи, истекающей в затопленное пространство, основанная на уравнениях радиационной плазмодинамики, записанных в произвольных криволинейных координатах. Численно исследованы радиационные и газодинамические процессы, возникающей в импульсной плазменной струе, истекающей в затопленное пространство. Произведены расчеты всех основных газодинамических и излучательных параметров факела капиллярного разряда. Проведен предварительный анализ закономерностей образования и развития тороидального плазменного образования.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 07-01-00133 (разработка пространственной модели движения химически реагирующего газа), в рамках международного Российско-Итальянского проекта РФФИ № 09-08-92422-КЭа (разработка компьютерных радиационно-столкновительных моделей) и программы сотрудничества РАН и CNR, а также в рамках Про-

граммы фундаментальных исследований РАН (создание моделей физико-химической кинетики высокотемпературных газовых потоков).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- P, ρ, T – давление, плотность и температура;
 M – число Маха;
 q_1, q_2, q_3 – система криволинейных координат;
 g – фундаментальный определитель.

Индексы:

- i – порядковый номер орта системы координат.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жаринов М.Н., Камруков А.С., Кожевников И.В., Козлов Н.П., Росляков И.А. Генерация крупномасштабных излучающих вихревых структур при торможении импульсных плазменных струй в воздухе. // ЖТФ, 2008, т.78, вып.5, с.38–46.
2. Кузенов В.В. Численное моделирование плазодинамических процессов и внутренней структуры лазерной плазмы, создаваемой вблизи металлической преграды. Препринт № 864 ИПМех РАН, 53 с.
3. 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; 8-10 October 2003, Lisbon, Portugal. ESA- 533, December 2003. Pp. 111–118.
4. Суржиков С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. М.: Изд-во , 2004, 543 с.
5. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука.1966. 686 с.