

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА МАЛОМОЩНОГО АНОМАЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

© 2024 г. С. Т. Суржиков^{a,*}

^aИнститут проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

*e-mail: surg@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 18.09.2024 г.

После доработки 11.10.2024 г.

Принята к публикации 11.10.2024 г.

На основе двухмерной системы уравнений Навье–Стокса и диффузионно-дрейфовой модели газоразрядной плазмы представлена расчетная сопряженная модель тлеющего в сверхзвуковом потоке газа. Рассчитана электродинамическая структура аномального тлеющего разряда между двумя электродами конечной протяженности, расположенными на противоположных поверхностях плоского канала высотой 2 см со сверхзвуковым потоком молекулярного азота при давлении 5 Торр. Изучен процесс горения маломощного аномального тлеющего разряда с суммарным током 10–20 мА при напряжении между электродами порядка 1000 В. Особенностью построенной вычислительной модели является учет внешнего магнитного поля, вектор магнитной индукции которого направлен поперек газовому потоку. Показано, что в зависимости от поляризации вектора индукции магнитного поля заметно изменяется электродинамическая структура тлеющего разряда в потоке газа, что, в свою очередь, влияет на распределение давления вдоль поверхностей канала в окрестности расположения электродов.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение в плоском канале, аномальный тлеющий разряд, тлеющий разряд в магнитном поле

DOI: 10.31857/S1024708424060159, **EDN:** FDAHEP

Экспериментальные исследования аномального тлеющего разряда между двумя диско-образными электродами [1], расположенными на противоположных поверхностях плоского канала, с расстоянием между ними 2 см, показали возможность устойчивого горения токового столба тлеющего разряда в поперечном сверхзвуковом потоке воздуха при скоростях, отвечающих числам Маха $M \sim 3$. Эксперименты выполнены в измерительной секции ударной аэродинамической трубы.

Давление в газе в области горения разряда изменялось в пределах 3–5 Торр, напряжение между электродами изменялось незначительно $V \sim 500$ В при изменении тока через разряд в диапазоне $I \sim 1.2\text{--}6.7$ мА (э.д.с. источника питания изменялось в диапазоне $\varepsilon = 0.4\text{--}2$ кВ). Это означает, что энергию, вкладываемую в тлеющий разряд, можно оценить величиной $W \sim 0.6\text{--}3.35$ Вт.

Расчетные исследования нормального [2] и аномального [3, 4] тлеющих разрядов в условиях, близких к упомянутым экспериментальным условиям [1], показали близость параметров вольтамперных характеристик разрядов, что позволяет надеяться на адекватность численного описания изучаемого явления, при этом позволили получить представление об электродинамической структуре токовых столбов тлеющих разрядов.

Использовались две расчетные модели газоразрядной плазмы: амбиполярная [3, 4] и диффузионно-дрейфовая [2, 5]. Вторая из упомянутых моделей является более трудоемкой, поскольку приходится интегрировать уравнение Пуассона для нахождения электрического потенциала во всей расчетной области. Однако, главным преимуществом диффузионно-дрейфовой модели является достаточно подробное описание структуры приэлектродных областей пространственно-го заряда и положительного столба, а также возможность расчета вольтамперных характеристик тлеющего разряда.

Еще одно достоинство диффузионно-дрейфовой модели было продемонстрировано в [2], где решалась задача динамики нормального тлеющего разряда в плоском канале со сверхзвуковым потоком газа. Использованием амбиполярной модели такую задачу не решить без введения дополнительных упрощений.

В работе [5] с использованием диффузионно-дрейфовой модели изучался аномальный тлеющий разряд постоянного тока между двумя электродами, расположенными на поверхности острой пластины в сверхзвуковом потоке молекулярного азота. В указанном случае токовый столб газоразрядной плазмы стелился вдоль обтекаемой поверхности между электродами. Исследовался маломощный тлеющий разряд в поперечном магнитном поле. Удалось установить, что в зависимости от поляризации вектора индукции магнитного поля тлеющий разряд оказывает разное влияние на распределение давления вдоль обтекаемой поверхности.

В настоящей работе диффузионно-дрейфовая модель применяется для изучения электродинамической структуры аномального тлеющего разряда между двумя электродами, расположенными на противоположных поверхностях плоского канала, как это показано на рис. 1.

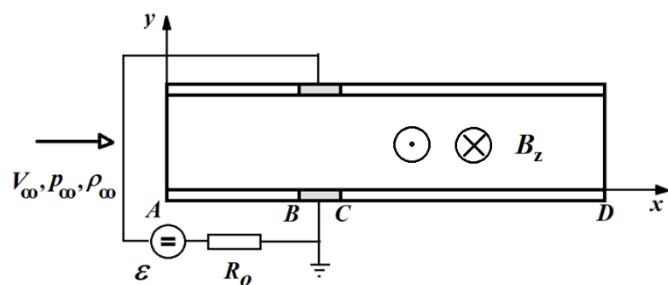


Рис. 1. Расчетная схема аномального тлеющего разряда в плоском канале с потоком газа. Длина канала $x_D = 10$ см, расстояние между поверхностями $H_y = 2$ см, протяженность электродов вдоль газового потока $x_C - x_B = 1$ см.

Скорость V_∞ молекулярного азота на входе в канал соответствует числу Maxa $M = 5$ при давлении $p_\infty = 5$ Торр и температуре $T_\infty = 250$ К. Главной целью численного исследования данной работы является изучение влияния величины э.д.с. источника питания во внешней цепи и поляризации вектора индукции магнитного поля B_z , направленного в положительном или отрицательном направлении оси z (см. рис. 1), на электродинамическую структуру аномального тлеющего разряда. Расчеты для двух поляризаций вектора индукции магнитного поля сравниваются с его отсутствием. Рассматривается маломощный аномальный тлеющий разряд с мощностью, вкладываемой в разряд порядка нескольких ватт.

1. УРАВНЕНИЯ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ ГАЗА

Подробно формулировка двухмерной сопряженной расчетной модели тлеющего разряда в магнитном поле и в сверхзвуковом потоке газа изложена в работах [2–5]. Указанная расчетная модель включает в себя систему уравнений Навье–Стокса, диффузионно-дрейфовой модели тлеющего разряда и замыкающие соотношения, характеризующие термофизические и электрофизические свойства газа и газоразрядной плазмы. Здесь приведем эти уравнения без дополнительных обсуждений. Система нестационарных уравнений неразрывности, Навье–Стокса и сохранения энергии (в форме уравнения теплопроводности Фурье–Кирхгофа)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + F_{B,x}, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + F_{B,y}, \quad (1.3)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \operatorname{grad} T = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \operatorname{grad} p + \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} T) + Q_J + \\ + \mu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right], \quad (1.4)$$

где u, v — проекции вектора скорости \mathbf{V} на оси прямоугольной декартовой системы координат x и y ; ρ, p — плотность и давление; μ, λ — динамический коэффициент вязкости и коэффициент теплопроводности; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; T — температура; $F_{B,x}, F_{B,y}$ — компоненты вектора магнитной силы $\mathbf{F}_B = [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$; \mathbf{j}, \mathbf{B} — векторы плотности тока и магнитной индукции; $Q_J = \eta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})$ — объемная мощность джоулева тепловыделения в газе ($\eta = 0.2$ — эффективность преобразования энергии электрического поля в нагрев газа.); $\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi$ — вектор напряженности электрического поля; φ — электрический потенциал.

Система уравнений диффузионно-дрейфовой модели

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma_{e,x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\Gamma_{e,y}) = \dot{\omega}_i = \alpha \Gamma_e - \beta n_e n_i, \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma_{i,x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\Gamma_{i,y}) = \dot{\omega}_i = \alpha \Gamma_e - \beta n_e n_i, \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 y} = 4\pi e(n_e - n_i), \quad (1.7)$$

где n_e, n_i — объемная концентрация электронов и ионов; e — заряд электрона; α, β — коэффициенты ионизации и рекомбинации; $\Gamma_{e,x}, \Gamma_{e,y}, \Gamma_{i,x}, \Gamma_{i,y}$ — проекции векторов плотностей электронов Γ_e и ионов Γ_i на координатные оси;

$$\Gamma_{e,x} = -n_e \mu_{e,B} E_{e,x} - D_{e,B} \frac{\partial n_e}{\partial x}, \quad \Gamma_{e,y} = -n_e \mu_{e,B} E_{e,y} - D_{e,B} \frac{\partial n_e}{\partial y},$$

$$\Gamma_{i,x} = \frac{u + b_i v}{1 + b_i^2} + n_i \mu_{i,B} E_{i,x} - D_{i,B} \frac{\partial n_i}{\partial x}, \quad \Gamma_{i,y} = \frac{v - b_i u}{1 + b_i^2} + n_i \mu_{i,B} E_{i,y} - D_{i,B} \frac{\partial n_i}{\partial y},$$

$$E_{e,x} = E_x - b_e E_y, \quad E_{e,y} = E_y + b_e E_x, \quad E_{i,x} = E_x + b_i E_y, \quad E_{i,y} = E_y - b_i E_x$$

есть компоненты эффективной напряженности электрического поля в магнитном поле с индукцией $\mathbf{B} = \mathbf{e}_z B_z$; $D_{e,B} = \frac{D_e}{1+b_e^2}$, $D_{i,B} = \frac{D_i}{1+b_i^2}$ — эффективные коэффициенты диффузии электронов и ионов в магнитном поле; $\mu_{e,B} = \frac{\mu_e}{1+b_e^2}$, $\mu_{i,B} = \frac{\mu_i}{1+b_i^2}$ — эффективные коэффициенты подвижности электронов и ионов в магнитном поле; $b_e = \frac{\mu_e B_z}{c} = \frac{\omega_e}{v_{en}}$, $b_i = \frac{\mu_i B_z}{c} = \frac{\omega_i}{v_{in}}$ — параметры Холла электронов и ионов; $\omega_e = \frac{e B_z}{m_e c}$, $\omega_i = \frac{e B_z}{m_i c}$ — ларморовские частоты электронов и ионов; m_e, m_i — масса электрона и иона; c — скорость света; v_{en}, v_{in} — частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными частицами. К замыкающим термодинамическим, теплофизическим и электрофизическим уравнениям и соотношениям относятся:

— термическое и калорическое уравнения состояния совершенного газа

$$p = \rho \frac{R_0}{M_\Sigma} T = (\gamma - 1)e, \quad e = c_v T = \frac{c_p}{\gamma} T, \quad (1.8)$$

где $R_0 = 8.314 \times 10^7$ эрг/(моль · К) — универсальная газовая постоянная; $M_\Sigma = 28$ г/моль — молекулярный вес газа; e, c_v — внутренняя энергия совершенного газа и удельная теплоемкость при постоянном объеме; $\gamma = 1.4$;

— температурная зависимость коэффициента динамической вязкости и теплопроводности

$$\mu = \mu_0 \frac{114 + T_0}{114 + T} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2}, \quad T_0 = 273 \text{ K}, \quad \mu_0 = 1.667 \cdot 10^{-4} \text{ г/см} \cdot \text{с}, \quad \lambda = \frac{\mu c_p}{\Pr}, \quad \Pr = 0.7;$$

— подвижности электронов и ионов

$$\mu_e = 4.5 \times 10^5 \frac{1}{p}, \quad \mu_i \approx 1.45 \times 10^3 \frac{1}{p} \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}};$$

— коэффициента ионизации

$$\alpha(E) = pA \exp \left[-\frac{B}{(E/p)} \right] \frac{1}{\text{см}},$$

где $A = 12 \frac{1}{\text{см} \cdot \text{Торр}}$, $B = 342 \frac{\text{В}}{\text{см} \cdot \text{Торр}}$, $E = |\mathbf{E}|$.

Границные условия для газодинамической части задачи

$$\begin{aligned} x = x_A : u &= u_\infty, \quad v = 0, \quad T = T_\infty, \quad p = p_\infty, \quad \rho = \rho_\infty, \\ x = x_D : \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0, \\ y = 0, \quad y = H_y : u &= v = 0, \quad T = T_w = 300 \text{ K}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Границные условия для задачи о тлеющем разряде

$$\begin{aligned} x = x_A, \quad x = x_D : \left(\frac{\partial n_e}{\partial x} \right) &= \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right) = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = 0, \\ y = 0, \quad y = H_y, \quad x < x_B, \quad x > x_C : n_e &= n_i = n_w, \quad \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) = 0, \\ y = 0, \quad x_B < x < x_C : \left(\frac{\partial n_i}{\partial y} \right) &= 0, \quad n_e = \chi n_i \mu_i \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \varphi = 0 \quad (\text{поверхность катода}), \\ y = H_y, \quad x_B < x < x_C : \left(\frac{\partial n_e}{\partial y} \right) &= 0, \quad n_i = 0, \quad \varphi_{1,j} = V \quad (\text{поверхность анода}), \\ y = L_y, \quad \left(\frac{\partial n_e}{\partial y} \right) &= \left(\frac{\partial n_i}{\partial y} \right) = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) = 0. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Здесь: $\chi = 0.1$ — коэффициент вторичной электронной эмиссии; $n_w = 10^2 \text{ см}^{-3}$; x_A, x_B, x_C, x_D — координаты соответствующих точек на рис. 1; H_y — высота расчетной области. Учет внешней электрической цепи посредством уравнения

$$\varepsilon = V + IR_0. \quad (1.11)$$

Позволяет найти падение напряжения между электродами. Здесь: V — падение напряжения на электродах; I — разрядный ток; ε — э.д.с. источника питания; $R_0 = 12 \text{ кОм}$ — внешнее балластное сопротивление. Полный ток через разряд рассчитывается по формуле $I = \int_{x_B}^{x_C} (\mathbf{j} \mathbf{n})_e dx$, где: \mathbf{n} — единичный вектор нормали к поверхности катода; \mathbf{j} — плотность тока, $\mathbf{j} = e(\mathbf{\Gamma}_i - \mathbf{\Gamma}_e)$.

Система уравнений (1.1)–(1.8), (1.11) с граничными условиями (1.9) и (1.10) составляют замкнутую постановку решаемой задачи. В качестве начальных условий задавалось решение газодинамической задачи без разряда и установившееся решение электроразрядной задачи без магнитного поля и без потока газа.

Из представленной постановки задачи становится понятным как моделируется сопряженная термогазодинамическая и электродинамическая задачи об аномальном тлеющем разряде в сверхзвуковом потоке газа. Уравнения Навье–Стокса (1.2), (1.3) содержат в правой части функции, задающие силовое воздействие токового столба тлеющего разряда в магнитном поле на газовый поток. В уравнении сохранения энергии (1.4) присутствует источникое слагаемое Q_J , отвечающее джоулеву нагреву газа протекающим в разряде током. Вариации температуры и давления в потоке газа оказывают влияние на электрофизические свойства газоразрядной плазмы. Решение электродинамической части задачи оказывает, в свою очередь, непосредственное влияние на распределение давления и температуры.

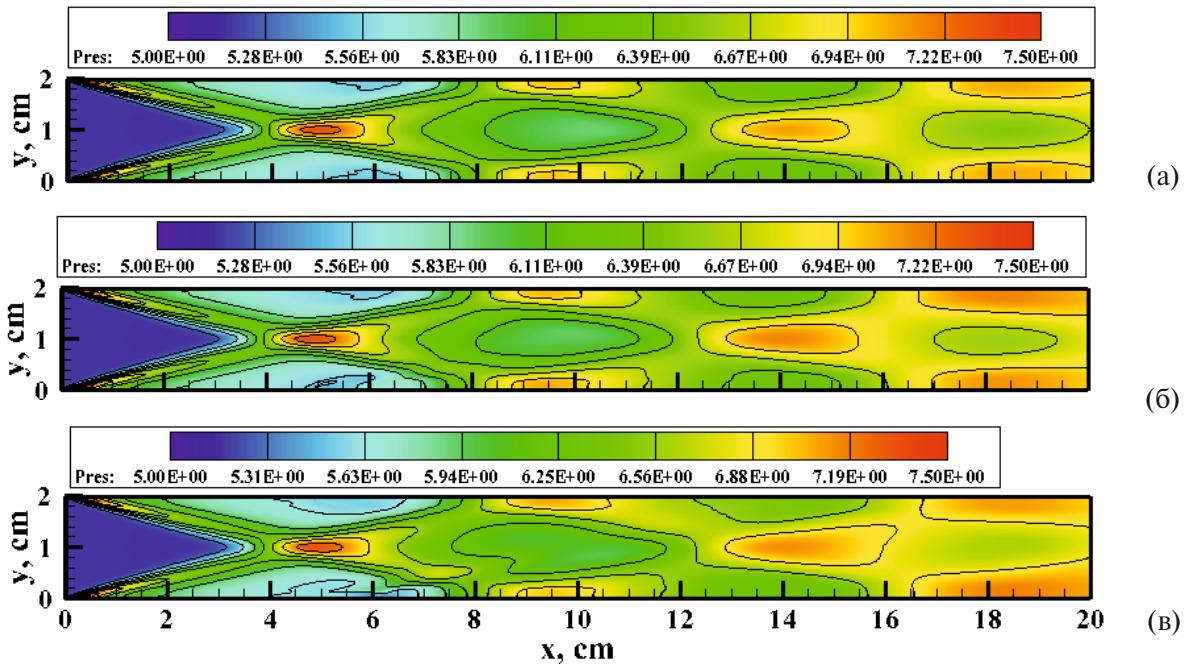


Рис. 2. Давление газа в плоском канале при $M = 5$ и $p_\infty = 5$ Торр без разряда (а) и с разрядом при $\epsilon = 1500$ В, $B_z = +0.1$ Тл (б) и $B_z = -0.1$ Тл (в).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчеты электродинамики аномального тлеющего разряда в плоском канале проводились при скорости потока молекулярного азота на входе в канал $V_\infty = 1.576 \cdot 10^5$ см/с. Давление $p_\infty = 5$ Торр (6580 эрг/см 3) и температура $T_\infty = 250$ К полагались неизменными для всех расчетных вариантов. В указанных условиях плотность газа на входе в канал равна $\rho_\infty = 9.18 \cdot 10^{-6}$ г/см 3 .

Хорошо известно [6], что сверхзвуковое движение газа в канале имеет ряд особенностей, связанных с возникновением ударно-волновой структуры вдоль канала и нарастающих вдоль поверхностей пограничных слоев. На рис. 2а показано распределение давления в канале при указанных выше условиях. Хорошо видна периодическая структура поля давления как в центре канала, где происходит периодическое пересечение ударных волн, отраженных от стенок канала с постепенным увеличением давления вдоль канала. Аналогичная картина наблюдается вблизи стенок канала, где происходит взаимодействие ударных волн с развивающимися вдоль поверхностей пограничными слоями. Указанные газодинамические эффекты активно изучаются в термогазодинамике каналов со сверхзвуковым потоком.

В электродинамике газовых разрядов переменность таких параметров, как давление и температуры является чрезвычайно важной, поскольку эти параметры во многом определяют сам факт зажигания и устойчивого горения разрядной плазмы [7].

На рис. 3 показана электродинамическая структура аномального тлеющего разряда в канале без потока и магнитного поля при $p = 5$ Торр и $\epsilon = 750$ В. Белыми прямоугольниками на поле рисунков обозначено расположение начального приближения квазинейтральной газоразрядной плазмы с концентрацией заряженных частиц $n_0 = 10^9$ см $^{-3}$.

Рассматриваемые расчетные данные близки к условиям погасания разряда, поэтому наблюдается некоторое нарушение классической конфигурации столба нормального тлеющего разряда. Фактически в данном случае разряд горит в поднормальном режиме. Наибольшая концентрация ионов $n_i \approx 60 \cdot 10^9$ см $^{-3}$, хотя и достигается вблизи катодного слоя на расстоянии от поверхности катода около 0.1 см, но в положительном столбе она также весьма высока $n_i \approx (40 \div 50) \cdot 10^9$ см $^{-3}$. Концентрация электронов в большей части токового столба $n_e \approx 35 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ уступает концентрации ионов. И только близи анодного слоя концентрации заряженных частиц сближаются, после чего концентрация ионов падает до нуля. Так, что строго центральную часть токового столба нельзя назвать положительным

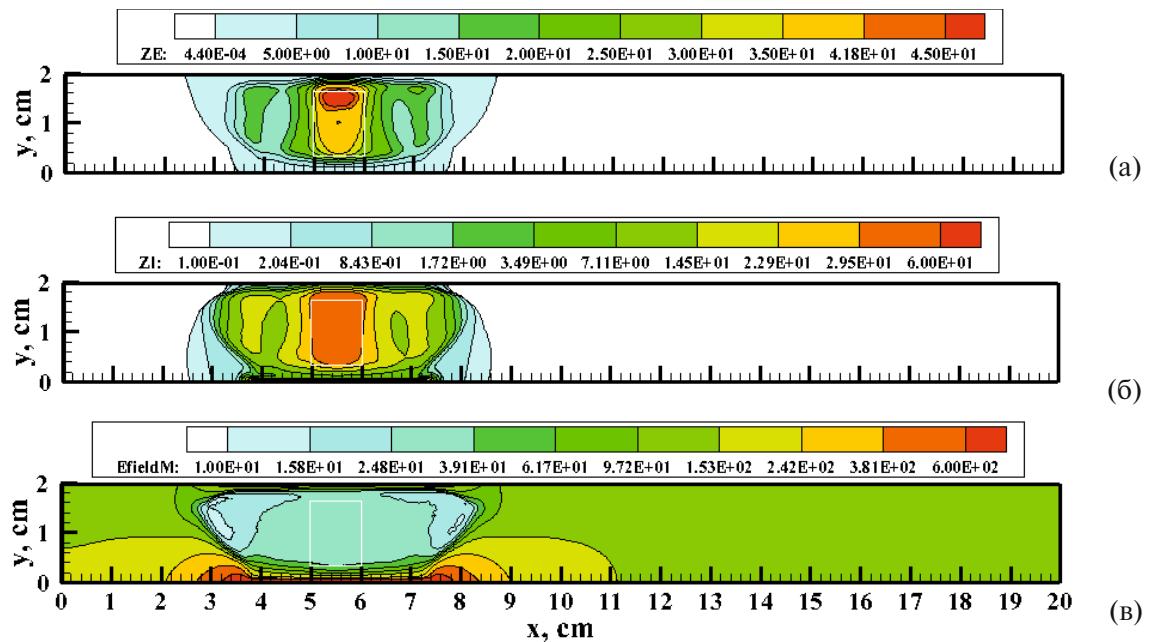


Рис. 3. Распределение концентраций электронов ($ZE = n_e/n_0$) (а), ионов ($ZI = n_i/n_0$) (б) и модуля напряженности электрического поля ($|E|$ в В/см) (в) при $M = 0$, $p_\infty = 5$ Торр, $B_z = 0$ и $\epsilon = 750$ В.

квазинейтральным столбом, поскольку она носит положительный объемный заряд. Наибольшая напряженность электрического поля $|E| \sim 600$ В/см локализована близи катода (рис. 3в). В центре токового столба ее величина изменяется в пределах $|E| \sim 20$ – 100 В/см.

На рис. 4 представлены поля концентраций заряженных частиц в отсутствие магнитного поля при двух значениях э.д.с. источника питания $\epsilon = 750$ В и 1500 В. Эти расчетные данные иллюстрируют взаимодействие газового потока с входной скоростью $M = 5$ с аномальным тлеющим разрядом.

Обратим внимание на подобный характер поведения объемных концентраций электронов и ионов при $\epsilon = 750$ В (рис. 4а, в) и 1500 В (рис. 4б, г). Здесь и далее $n_0 = 10^9$ см $^{-3}$. На рис. 4б, г прямоугольником показано местоположение начального приближения облака концентраций ионов и электронов.

Сравнивая распределения концентраций электронов (рис. 4а, в) и ионов (рис. 4в, г) со случаем отсутствия газового потока (рис. 3), видим, что разрядный канал практически сдувается с области расположения электродов и он существует за счет повышенной напряженности электрического поля вблизи нижней по потоку границы электродов. Области максимальных концентраций электронов и ионов вытягиваются вдоль поверхностей электродов, а их устойчивость во многом обеспечивается относительно низкой скоростью газового потока в пограничных слоях.

Увеличение э.д.с. источника питания качественно изменяет электродинамическую структуру разряда (рис. 4б, г). При $\epsilon = 1500$ В напряженность электрического поля между электродами возрастает настолько, что обеспечивает устойчивое горение тлеющего разряда между противоположно расположенными катодом и анодом. Примечательно также, что шлейф заряженных частиц ниже по потоку имеет меньшую протяженность, чем при $\epsilon = 750$ В. Это связано с большими дрейфовыми потерями заряженных частиц из области разряда в области с большей напряженностью электрического поля. Роль пограничного слоя, как и прежде, проявляется в стабилизации областей наибольших концентраций зарядов вблизи электродов. Обратим внимание на то, что на рисунках, отвечающих разным э.д.с., цена деления цветовой палитры отличается примерно в 50 раз.

На рис. 5 и 6 представлены поля концентраций электронов и ионов в газовом потоке со скоростью $M = 5$ при двух значениях э.д.с. и противоположных поляризациях вектора индукции магнитного поля. Сравнивая представленные расчетные распределения с предыдущими результатами без магнитного поля, отметим весьма сильное влияние внешнего магнитного поля и поляризации вектора индукции магнитного поля.

Если при $B_z = +0.1$ Тл и $\epsilon = 750$ В токовый столб разряда локализован между электродами (рис. 5а и 6а), то при $B_z = -0.1$ Тл и $\epsilon = 750$ В в центральной области канала наблюдается снос газоразрядной

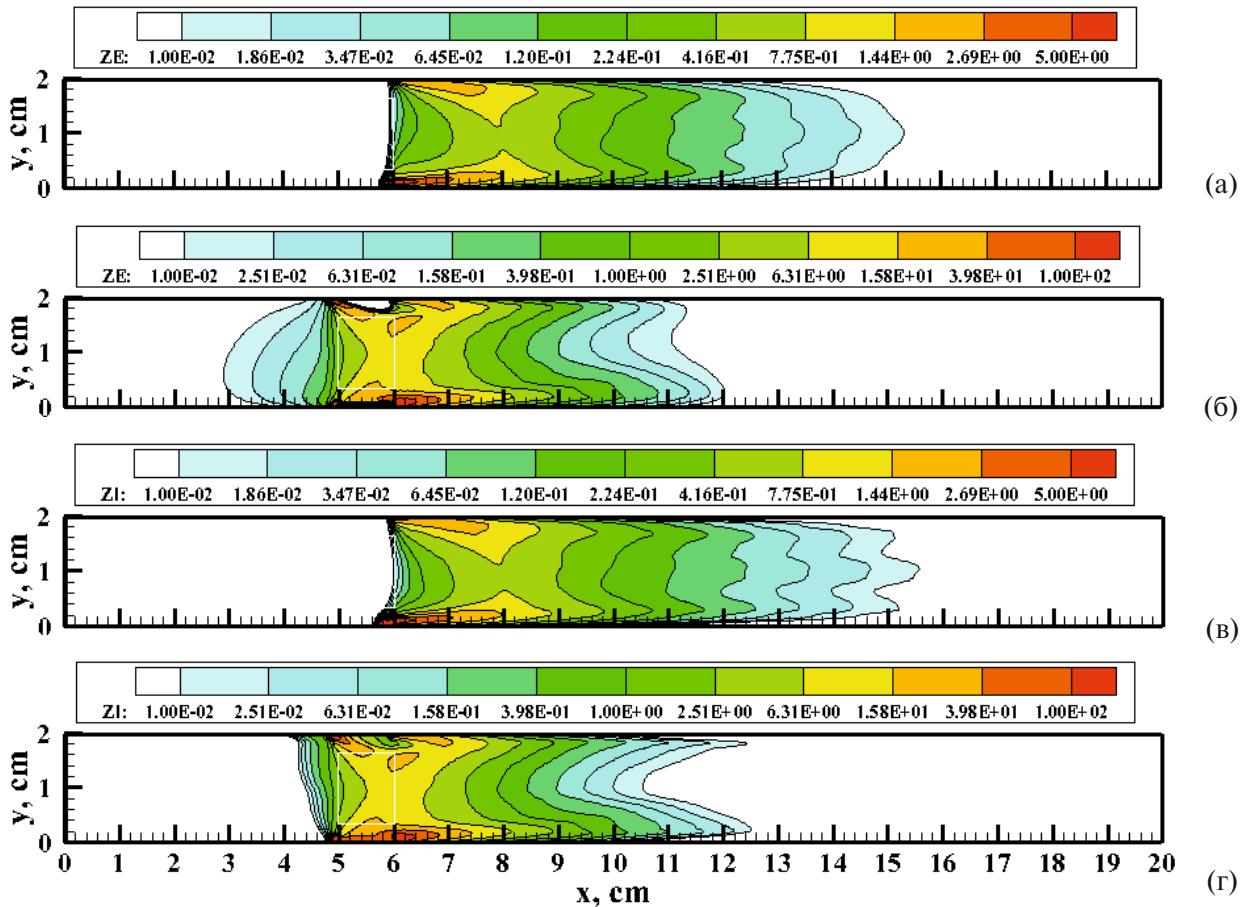


Рис. 4. Распределение концентраций электронов ($ZE = n_e/n_0$) (а, б) и ионов ($ZI = n_i/n_0$) (в, г) в отсутствие магнитного поля при $M = 5$, $p_\infty = 5$ Торр, $\epsilon = 750$ В (а, в) и $\epsilon = 1500$ В (б, г).

плазмы вниз по потоку (рис. 5в и 6в). Качественно представленные расчетные данные подтверждаются электродинамическим правилом “левой руки”. По определению, электрический ток направлен от анода (сверху) к катоду. При положительной поляризации вектора магнитной индукции объемная магнитная сила направлена в отрицательном направлении оси x , то есть способствует смещению токового столба справа налево. При отрицательной поляризации вектора магнитной индукции объемная магнитная сила способствует сносу газоразрядной плазмы вниз по потоку. Это и наблюдается на указанных рисунках. При двухкратном увеличении э.д.с. источника питания отмеченные закономерности остаются в силе, но числовые значения концентраций электронов и ионов значительно возрастают (рис. 5б, г и 6б, г).

Анализ распределений концентраций электронов и ионов показал, что в потоке газа вблизи электродов наблюдается снос заряженных частиц вдоль потока. Это означает, что при формировании объемной магнитной силы в этих областях появляется нормальная к поверхности составляющая, что проявляется в изменении распределения давления вдоль поверхности канала. На рис. 7 показано распределение коэффициента давления

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\rho_\infty V_\infty^2}$$

вдоль нижней поверхности катодной секции в сравнении с расчетным случаем отсутствия магнитного поля. Весьма сильное влияние магнитного поля наблюдается при $\epsilon = 1500$ В. Причем, наибольшие изменения в коэффициенте давления наблюдаются вблизи нижней по потоку границы катодной секции. Закономерно, что противоположная поляризация вектора индукции магнитного поля приводит либо к разрежению, либо к увеличению давления.

На рис. 8 показаны поля проекции магнитной силы на ось z , откуда хорошо видно, что вблизи нижней по потоку границы катодной секции при $B_z = +0.1$ Тл наблюдаются отрицательные значения $F_{B,y}$,

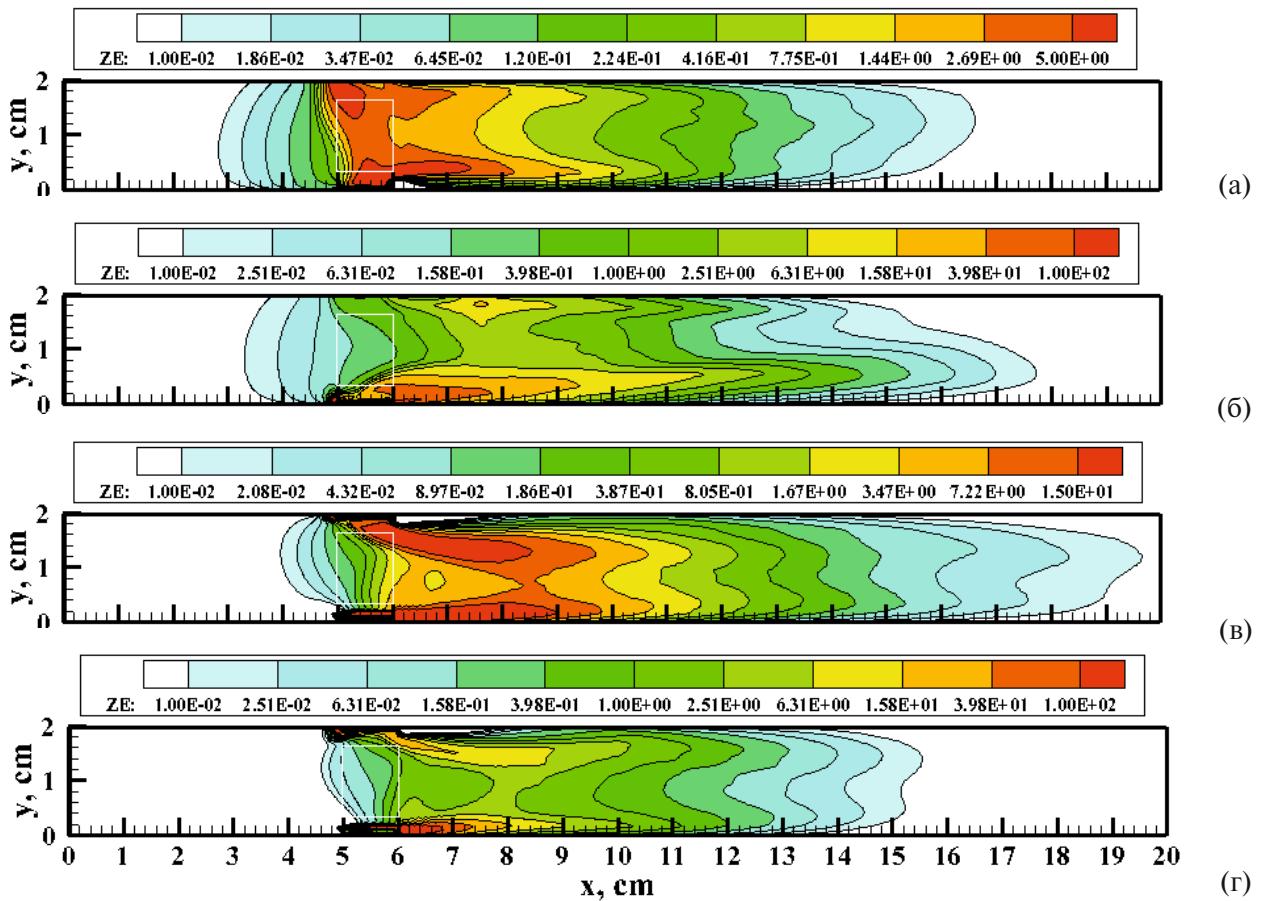


Рис. 5. Распределение концентраций электронов ($ZE = n_e/n_0$) при $M = 5$, $p_\infty = 5$ Торр, $B_z = +0.1$ Тл (а, б), $B_z = -0.1$ Тл (в, г), $\epsilon = 750$ В (а, в), $\epsilon = 1500$ В (б, г).

что приводит к возрастанию давления. При $B_z = -0.1$ Тл величина $F_{B,y}$ положительна и на границе катодной секции наблюдается значительное разрежение.

Отмеченные локальные силовые воздействия на поверхность находят свое отражение в распределении давления во всей расчетной области. На рис. 2б, в показаны установившиеся распределения давления в канале с газовым разрядом и с магнитным полем. Очевидно, что даже изученное маломощное воздействие газового разряда оказывает заметное влияние на газовый поток.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численное моделирование сопряженной газодинамической и электродинамической задачи об аномальном тлеющем разряде в плоском канале со сверхзвуковым потоком газа при скорости на входе в канал $M = 5$ и давлении = 5 Торр подтвердило экспериментально установленный факт устойчивого существования тлеющего разряда между двумя электродами, расположенными напротив друг друга на расстоянии 2 см. Для численного решения использовалась двухмерная система уравнений Навье–Стокса и диффузионно-дрейфовой модели газоразрядной плазмы.

Получены данные по электродинамической структуре аномального тлеющего разряда без внешнего магнитного поля, а также в поперечном к потоку магнитном поле с индукцией $B_z = \pm 0.1$ Тл: при электродным слоям, положительном столбе, а также по локальным областям повышенной напряженности электрического поля вблизи границ электродов. Исследован маломощный тлеющий разряд с суммарным током 10–20 мА при напряжении между электродами порядка 1000 В.

Показано, что в зависимости от поляризации вектора индукции магнитного поля заметно изменяется электродинамическая структура тлеющего разряда в потоке газа, что, в свою очередь, влияет на распределение давления вдоль поверхностей канала в окрестности расположения электродов.

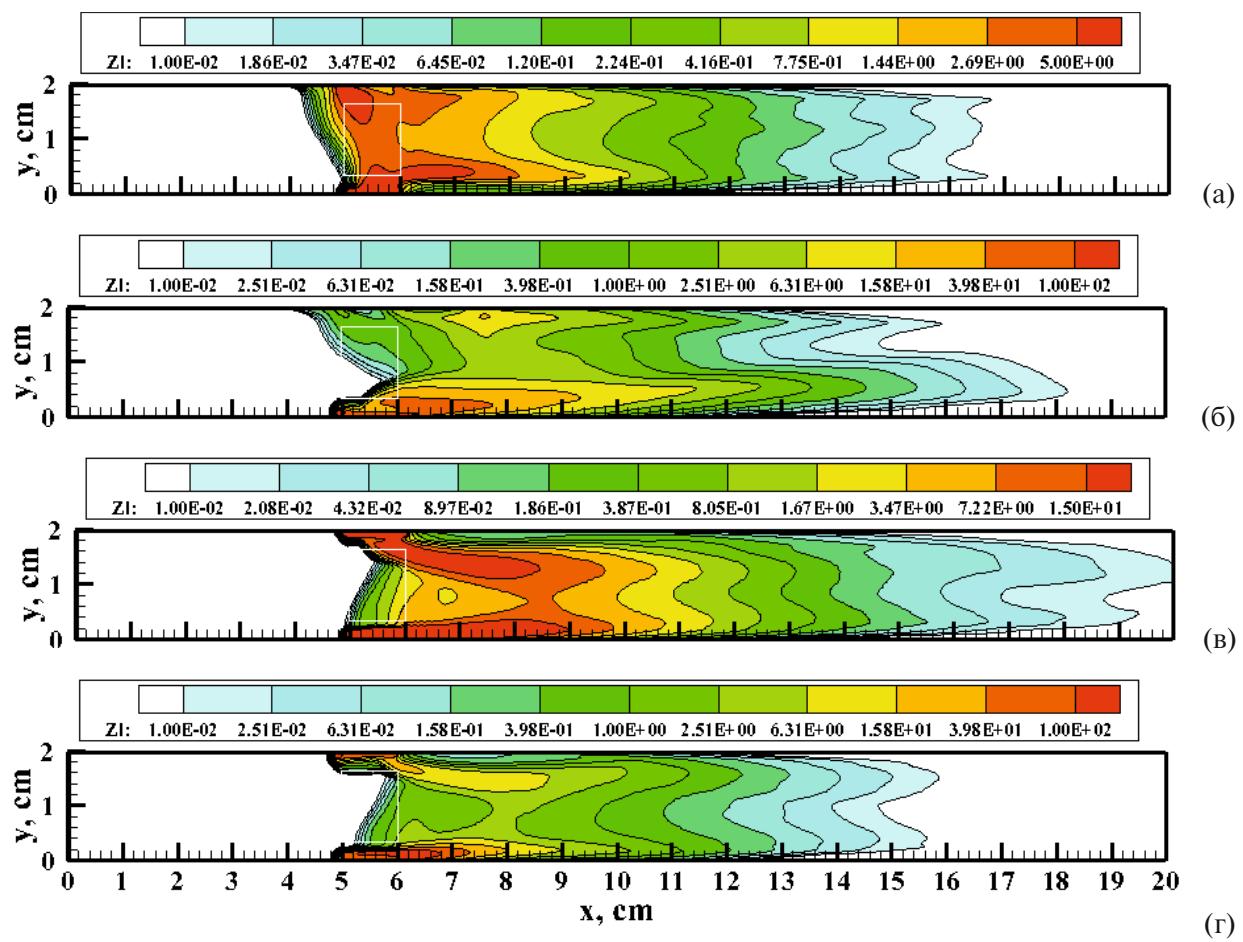


Рис. 6. Распределение концентраций ионов ($ZI = n_i/n_0$) при $M = 5$, $p_\infty = 5$ Торр, $B_z = +0.1$ Тл (а, б), $B_z = -0.1$ Тл (в, г), $\varepsilon = 750$ В (а, в), $\varepsilon = 1500$ В (б, г).

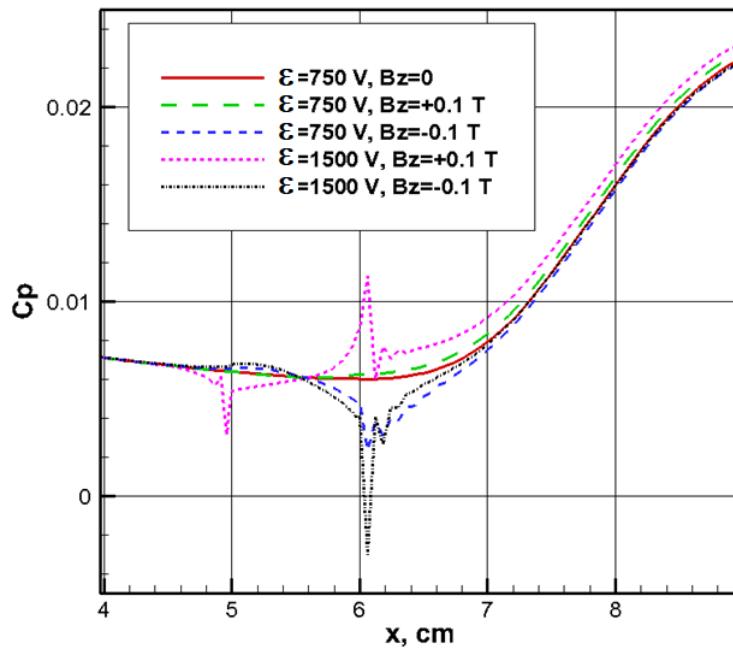


Рис. 7. Распределение коэффициента давления вдоль нижней поверхности при $M = 5$ и $p_\infty = 5$ Торр при разных э.д.с. источника питания и поляризациях вектора индукции магнитного поля.

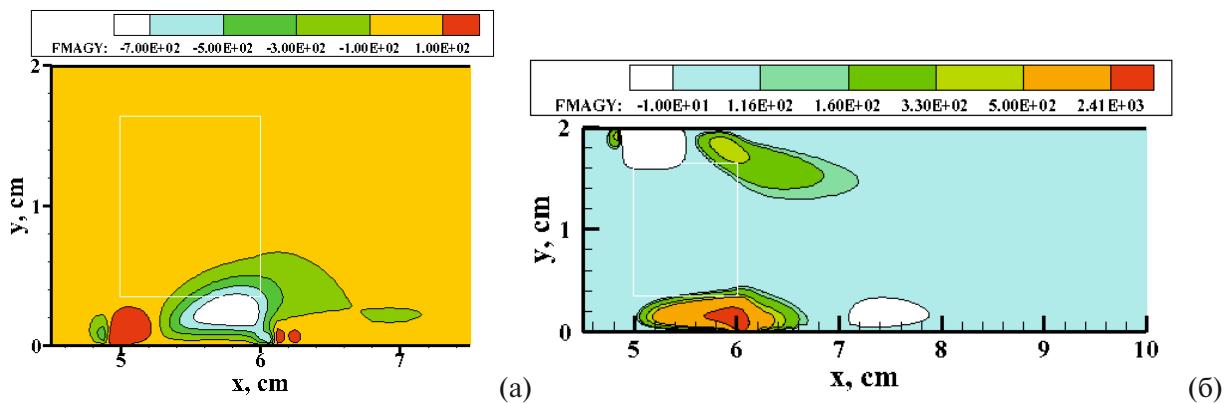


Рис. 8. Проекция вектора магнитной силы $F_{B,y} = \text{FMAGY}$ на ось y при $\epsilon = 1500 \text{ В}$, $B_z = +0.1 \text{ Тл}$ (а) и $B_z = -0.1 \text{ Тл}$ (б).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №22-11-00062).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Солодовников С. И., Руслева Л. Б. Экспериментальные исследования газоразрядной плазмы в потоке // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т. 24. Вып. 6. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-6/articles/1079/>
- Суржиков С.Т. Сверхзвуковой поток газа в плоском канале с нормальным тлеющим разрядом в магнитном поле // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2024. № 5. С.
- Суржиков С.Т. Гиперзвуковое обтекание острой пластины и двойного клина с электромагнитным актиоатором // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2020. № 6. С. 106–120.
- Суржиков С.Т. Сверхзвуковое обтекание заостренной пластины с поверхностным аномальным тлеющим разрядом в магнитном поле // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2023. № 6. С. 144–167.
- Суржиков С.Т. Диффузионно-дрейфовая модель поверхностного тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2024. № 1. С. 145–162.
- Гуськов О.В., Копченов В.И., Липатов И.И., Острась В.Н., Старухин В.П. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. М.: Физматлит, 2008. 168 с.
- Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов. Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2006. 640 с. (Перевод: Surzhikov S.T. Theoretical and Computational Physics of Gas Discharge Phenomena. A Mathematical Introduction/2nd ed. Berlin: de Gruyter, 2020, 537 p.).

ELECTRODYNAMICS OF A LOW-POWER ANOMALOUS GLOW DISCHARGE IN A PLANE CHANNEL WITH HIGH-SPEED GAS FLOW

S. T. Surzhikov^{a,*}

^a*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

*e-mail: surg@ipmnet.ru

Abstract—A computational coupled model of a glow discharge in supersonic gas flow based on the two-dimensional system of Navier-Stokes equations and the diffusion-drift model of gas discharge plasma is proposed. The electrodynamic structure of the anomalous glow discharge between two finite-length electrodes located on opposite surfaces of a 2-cm-high plane channel with supersonic flow of molecular nitrogen at the pressure of 5 Torr is calculated. The combustion process of a low-power anomalous glow discharge with the total electric current of 10–20 mA at the voltage between the electrodes of about 1000 V is studied. The specific feature of the constructed computational model is that it takes into account the external magnetic field, whose magnetic induction vector is directed transversally the gas flow. It is shown that the electrodynamic structure of the glow discharge in the gas flow modifies noticeably depending on the polarization of the magnetic field induction vector, which, in turn, affects the pressure distribution along the channel surfaces in the vicinity of the electrodes.

Keywords: supersonic flow in a plane channel, anomalous glow discharge, glow discharge in a magnetic field