

УДК 537.523:538.4

А.А. ТРОПИНА*Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, Украина***ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ В КАНАЛЕ ПЛАЗМОТРОНА**

На основе предложенной трехтемпературной четырехжидкостной модели неравновесной плазмы воздуха проведен численный анализ процесса нестационарного горения разряда в канале плазмотрона, работающего на малых силах тока. Для учета колебательно-поступательной неравновесности введено дополнительное уравнение для колебательной энергии молекул азота. Показано, что турбулентное течение газа существенно влияет на поведение разряда, формируя как миграцию анодного пятна по поверхности анода, так и значительный отрыв электронной температуры от колебательной и поступательной температур. Получено, что стационарный режим горения разряда при классической конструкции плазмотрона невозможен, поскольку в процессе накопления отрицательных ионов резко возрастает проводимость плазмы, что приводит к пробое межэлектродного промежутка.

неравновесная плазма, колебательно-поступательная релаксация, температура электронов, колебательная температура, трехтемпературная модель

Введение

Объектом исследования является плазменный воспламенитель, базирующийся на классической конструкции плазмотрона, однако работающий на малых силах тока (до 1А). Несмотря на относительно малую потребляемую мощность (до 100 Вт) такие устройства обеспечивают эффективное воспламенение и поддержание стабильного горения обедненных газозвуковых смесей, как в условиях звуковых, так и сверхзвуковых течений, характерных для различных аэрокосмических приложений. Экспериментальное определение параметров неравновесной плазмы, формирующейся в таких устройствах, является достаточно сложной задачей, что связано с большими погрешностями измерений и трудностями их оценки. В таких условиях численное моделирование на основе физико-математической модели плазмы является незаменимым инструментом при совершенствовании и создании новых конструкций плазменных устройств. В данной работе проводится исследование нестационарного горения разряда в канале плазмотрона с целью определения основных параметров его устойчивой работы на

малых силах тока в качестве воспламенителя.

Анализ последних публикаций. В связи с развитием энергосберегающих технологий все большее развитие получают высокоэффективные плазменные устройства контроля процесса горения и обеспечения стабильного горения обедненных смесей [1]. Общепринятым подходом к моделированию процессов в неравновесной плазме, формирующейся в таких устройствах, является двухтемпературное приближение [2 – 4], при котором плазма рассматривается как среда, состоящая из холодных тяжелых частиц с поступательной температурой и горячих электронов с отличной от поступательной электронной температурой. Плазма молекулярных газов, в связи с наличием дополнительного канала передачи энергии электромагнитного поля плазме через колебательные уровни молекул, в математическом описании представляется четырехжидкостной средой, состоящей из нейтральных частиц и ионов с поступательной температурой, электронов с электронной температурой и колебательно-возбужденных молекул с колебательной температурой. Тестирование предложенной автором трехтемпературной четырехжидкостной модели неравновесной плазмы воз-

духа проведено в работе [5] для случая поперечного разряда в потоке газа. В настоящей работе на основе предложенной модели неравновесной плазмы проводится анализ основных характеристик нестационарного горения разряда в канале плазменного воспламенителя.

Постановка задачи. Основная система уравнений, описывающая нестационарное горение разряда постоянного тока с учетом колебательно-поступательной релаксации молекул образующейся неравновесной плазмы, в рамках трехтемпературного приближения имеет вид:

$$c_{pe} n_e \frac{dT_e}{dt} + p_e \nabla \cdot \bar{v}_e = \nabla \cdot \lambda_e \nabla T_e + \bar{j} \cdot \bar{E} - \frac{3}{2} \delta_{\dot{y}\dot{o}\dot{o}} v_{\dot{y}\dot{o}\dot{o}} k_B n_e (T_e - T) - Q_e; \quad (1)$$

$$c_p n \frac{dT}{dt} + p \nabla \cdot \bar{v} = \nabla \cdot \lambda \nabla T + \frac{\varepsilon_V - \varepsilon_0}{\tau_{VT}} + \frac{3}{2} \delta_{\dot{y}\dot{o}\dot{o}} v_{\dot{y}\dot{o}\dot{o}} k_B n_e (T_e - T) + Q_T; \quad (2)$$

$$\frac{d\varepsilon_V}{dt} = \nabla \cdot D_\varepsilon \nabla \varepsilon_V - \frac{\varepsilon_V - \varepsilon_0}{\tau_{VT}} + k_{eV} n_e h\nu; \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \varepsilon \bar{E} = 4\pi e(n_+ - n_e - n_-); \quad (4)$$

$$\bar{E} = -\nabla \phi; \quad (5)$$

$$Q_T = q_{ei} + q_{ii} + q_{at} + q_r; \quad Q_e = q_e + q_i + q_{ex},$$

где $\varepsilon_V(T_V)$ – колебательная энергия;

$\varepsilon_0(T)$ – равновесное значение колебательной энергии, соответствующее температуре газа T ;

$\delta_{\dot{y}\dot{o}\dot{o}}$ – эффективный коэффициент рассеяния электронов на молекулах;

$v_{\dot{y}\dot{o}\dot{o}}$ – сечение упругих столкновений электронов;

T_e – электронная температура;

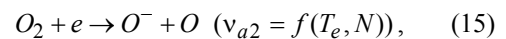
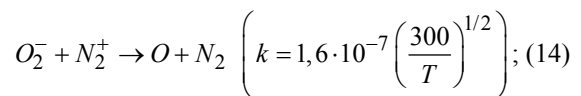
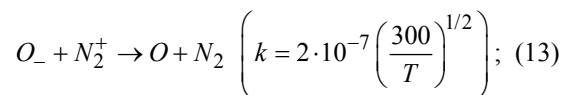
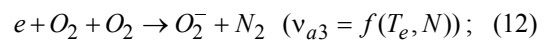
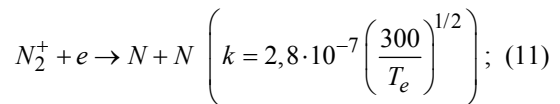
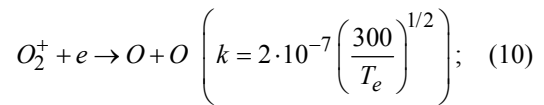
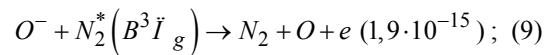
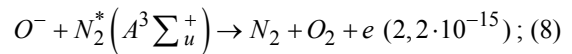
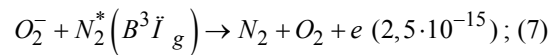
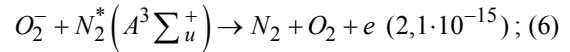
c_{pe} – коэффициент электронной теплоемкости;

λ_e – коэффициент электронной теплопроводности.

В уравнениях (1) – (3) дополнительно к источнику нагрева газа за счет упругих соударений электронов с ионами и нейтральными молекулами учтен

вклад релаксации колебательно-возбужденных молекул (член обратно пропорциональный τ_{VT}), а также тепловыделение в реакциях электрон-ионной (q_{ei}), ион-ионной (q_{ii}) рекомбинаций, диссоциативного прилипания (q_{at}) и возбуждения вращательных степеней свободы (q_r). В уравнении переноса колебательной энергии учтены как потери энергии в ходе VT -релаксации, так и удельная мощность возбуждения колебательных степеней свободы в результате электронного удара. Предполагалось, что колебательная температура молекул кислорода и оксидов азота вследствие быстрой колебательно-поступательной релаксации этих компонент близка к поступательной температуре газа.

Были проанализированы основные химические реакции в ионизированном воздухе, и составлена редуцированная кинетическая схема, включающая в себя следующие реакции (в скобках указаны константы скоростей реакций в $l^3 / \tilde{n}, l^6 / \tilde{n}$):



где реакции (6) – (9) – реакции отлипания электронов при столкновении отрицательных ионов с колебательно-возбужденными молекулами;

реакции (10), (11) – реакции диссоциативной рекомбинации;

реакция (12) – реакция трехчастичного прилипания электронов;

реакции (13) – (14) – реакции ион-ионной рекомбинации;

реакция (15) – реакция двухчастичного прилипания электронов.

Константы скоростей реакций были взяты из работ [6, 7]. В силу громоздкости выражений для частот двухчастичного ν_{a2} и трехчастичного прилипания электронов ν_{a3} их значения в данной работе не приводятся.

Система уравнений (1) – (5) дополняется стандартными уравнениями Навье-Стокса. В качестве модели турбулентности была выбрана двухпараметрическая RNG $k-\varepsilon$ модель. Излучением плазмы и вкладом колебательной моды в изменение давления газа пренебрегали. Кроме того, возбуждением большого количества колебательных уровней пренебрегали вследствие малого значения параметра $\xi = \frac{T - T_V}{T} = 1 \div 2$, определяющего уровень возбуждения колебательной моды. Уравнения (1) – (5) замыкаются уравнением состояния газа (16) и системой уравнений переноса для компонент плазмы следующего вида:

$$p = k_B(n_+ + n_- + N)T + n_e k_B T_e; \quad (16)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{I}_e = \nu_i n_e - \nu_a n_e - k_{ei} n_e n_+ + \nu_d n_- n^*; \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_-}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{I}_- = \nu_a n_e - k_{ei} n_e n_+ - \\ - k_{ii} n_+ n_- - \nu_d n_- n^*; \end{aligned} \quad (18)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{I}_+ = \nu_i n_e - k_{ii} n_+ n_- - k_{ei} n_e n_+; \quad (19)$$

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{I}_* = \nu_{ex} n_e - \nu_d n_- n^*; \quad (20)$$

$$\bar{I}_e = -b_e n_e \bar{E} - D_e \nabla n_e + n_e \bar{v};$$

$$\bar{I}_+ = b_+ n_+ \bar{E} - D_+ \nabla n_+ + n_+ \bar{v};$$

$$\bar{I}_- = -b_- n_- \bar{E} - D_- \nabla n_- + n_- \bar{v};$$

$$\bar{I}_* = -D_* \nabla n^* + n^* \bar{v},$$

где $\bar{I}_-, \bar{I}_e, \bar{I}_*$ – потоки отрицательных ионов, электронов и колебательно-возбужденных молекул;

ν_i – частота ионизации электронным ударом;

$\nu_a = \nu_{a2} + \nu_{a3}$ – частота прилипания;

α_{ei} – константа скорости электрон-ионной рекомбинации;

α_{ii} – константа скорости ион-ионной рекомбинации;

ν_{ex} – частота возбуждения электронных уровней молекул.

При записи системы уравнений (16) – (20) предполагалось, что отлипание электронов происходит при столкновении отрицательных ионов с колебательно-возбужденными молекулами, концентрация которых n^* определяется из дополнительного уравнения (20). Частота ионизации электронным ударом $\nu_i = \nu_i(E/N)$ при предположении о том, что процесс идет из основного состояния, определялась согласно выражениям, приведенным в монографии [8].

Дополнительно был учтен эффект усиления процесса ионизации за счет колебательного возбуждения [9] с помощью умножения частоты ионизации на эмпирический множитель k_V , определяемый следующим образом:

$$k_V = 10^{\frac{28,3 \cdot Z}{\theta^2}}; Z = \exp\left(-\frac{hw_0}{k_B T_V}\right); \theta = \frac{E}{N},$$

где T_V – колебательная температура;

hw_0 – энергия колебательного кванта;

E – напряженность электрического поля;

N – концентрация нейтральных молекул.

Решение уравнений осуществлялось итерационным методом с использованием нижней релаксации и процедуры SIMPLE на основе авторского модуля NON-EQU-PLASMA. Предлагалась следующая процедура расчета. На первой стадии проводился расчет турбулентного течения в канале плазмотрона при отсутствии разряда. При этом расчетная область включала в себя как область, занятую плазмой и нейтральным газом, так и твердые тела-электроды. Инициации разряда осуществлялась путем инъекции электронов в зону разряда. Так как процессы релаксации энергии являются очень быстрыми по сравнению с процессами движения газа и химическими процессами, все источниковые члены в уравнениях переноса были линеаризованы и разделены на явную и неявную части для увеличения скорости сходимости и улучшения устойчивости решения. Вследствие наличия больших градиентов заряженных компонент применялась процедура перестройки сетки с ее сгущением в области максимальных градиентов. Значение шага по времени выбиралось равным $\Delta t = 10^{-7} \text{ с}$.

Результаты расчетов

Расчетная область включает в себя электроды, анодную полость плазмотрона, а также область вне плазмотрона (рис. 1). Граничные условия для поступательной температуры газа T и потенциала электрического поля ϕ формулировались на внешней границе расчетной области (ABCDEF), а граничные значения всех остальных зависимых переменных задавались по внутренней границе области (ABOSRPCDEF).

Граничные условия для температуры тяжелых частиц и потенциала электрического тока на поверхности электродов определялись автоматически в ходе решения сопряженной задачи. Сформулированные таким образом граничные условия имеют вид (рис. 1):

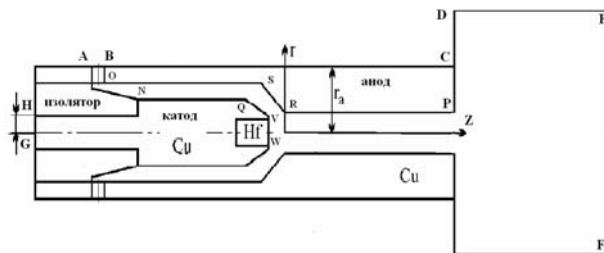


Рис. 1. Расчетная область

$$\mathbf{AB}: n_e = n^* = n_- = 0, T = T_e = T_V = 300 \text{ K};$$

$$\mathbf{AB}: G = G_0; \mathbf{GH}: \phi = 0, T = 300 \text{ K}.$$

$$\text{Стенки: } u = v = w = k = 0, \frac{dT_e}{dn} = \frac{dT_V}{dn} = 0;$$

$$n_e = n^* = n_- = 0;$$

$$\mathbf{BC}: \phi = \phi_0, T = 300^\circ \text{ K}, \quad \mathbf{EF}: \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial n^2} = 0;$$

$$\mathbf{OSRP}: \left(-D_a \frac{dn_e}{dn} \right) = \frac{1}{4} en_e \left[\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right]^{1/2};$$

$$\mathbf{OSRP}: \frac{dT_e}{dn} = \frac{dT_V}{dn} = 0;$$

$$\mathbf{NQVW}: I_{en} = \gamma j_0 / e, n_- = 0, \frac{dT_e}{dn} = \frac{dT_V}{dn} = 0,$$

где G_0 – расход газа на входе в плазмотрон;

j_0 – значение плотности тока;

γ – коэффициент вторичной эмиссии;

e – заряд электрона;

I_{en} – проекция потока электронов I_e на нормаль к поверхности электрода.

В качестве начального приближения задавалось значение концентрации электронов $n_{e0} = 2 \cdot 10^{20} \text{ 1/м}^3$ и начальный радиус токопроводящего канала $0,0003 \text{ м}$, что соответствует данным для пробоя в воздухе, приведенным в работе [10].

Расчеты проводились для силы тока $I = 0,2 \text{ А}$ и расхода газа на входе в плазмотрон $G = 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-4} \text{ кг/с}$. Для всех расходов газа было получено, что основной вклад в образование электронов и ионов вносят области, непосредственно

примыкающие к электродам. В большей части положительного столба разряда роль процесса ионизации мала, поскольку процессы ионизации уравниваются процессами прилипания и рекомбинации электронов. Таким образом, центральная часть анодной полости плазмотрона оказывается обедненной электронами, а в основном объеме положительного столба преобладают положительные ионы и отрицательные ионы, образующиеся в процессе отлипания.

Распределение характеристик разряда существенно неоднородно, как в радиальном, так и в аксиальном направлении. Максимум концентрации электронов, который на начальных стадиях горения разряда фиксировался в самом узком месте межэлектродного промежутка, по мере горения разряда перемещается по внутренней стороне анода (рис. 2).

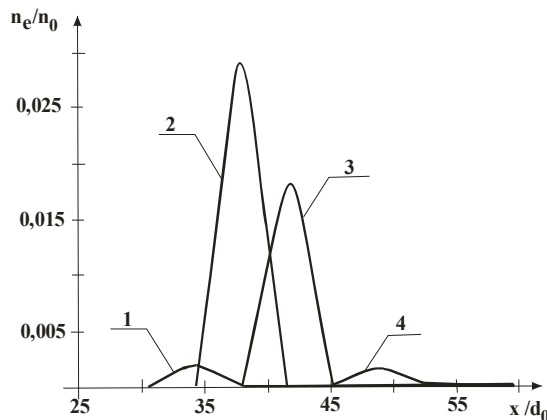


Рис. 2. Профили концентрации электронов вдоль поверхности анода в различные моменты времени:

$$1 - t = 10^{-3} \text{ с}, 2 - t = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ с}, 3 - t = 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}, \\ 4 - t = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$$

При этом можно отметить, что на движение анодного пятна (места контакта разряда с анодом) непосредственно влияет турбулентное течение плазмообразующего газа, так как при увеличении расхода газа G скорость перемещения максимума n_e возрастает.

В процессе распространения разряда проводимость и ток первоначального канала уменьшается.

При этом температура электронов падает, а ее максимум сдвигается в направлении выхода из плазмотрона (рис. 3). При достижении времени $t = 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ вблизи катодной вставки плотность тока и проводимость плазмы начинают снова возрастать, что приводит к новому пробое. Причиной этого является кинетический механизм, связанный с накоплением отрицательных ионов и колебательно-возбужденных молекул и с изменением баланса между скоростью генерации и потерями электронов.

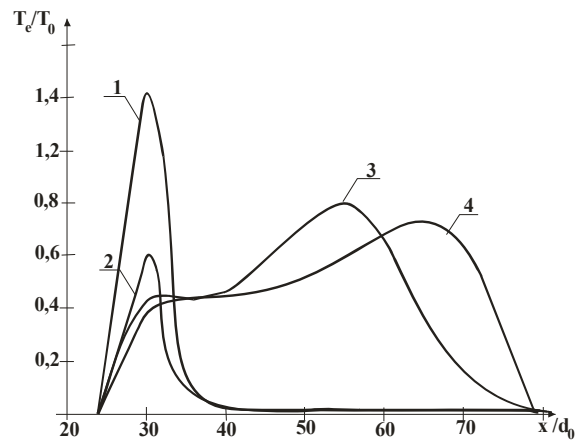


Рис. 3. Профили температуры электронов вдоль оси канала плазмотрона в различные моменты времени:

$$1 - t = 8 \cdot 10^{-5} \text{ с}, 2 - t = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ с}; \\ 3 - t = 9 \cdot 10^{-4} \text{ с}, 4 - t = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$$

Таким образом, при работе на малых силах тока в плазмотроне реализуется существенно нестационарный режим горения разряда, при котором фиксируется значительный отрыв температуры электронов ($0,4 \leq T_e \leq 2 \text{ эВ}$) от поступательной температуры газа ($0,03 \leq T \leq 0,2 \text{ эВ}$) и от колебательной температуры ($0,15 \leq T_V \leq 0,6 \text{ эВ}$).

Несмотря на нестационарный характер работы, использование плазмотрона, работающего на малых силах тока, в качестве воспламенителя является перспективным, вследствие того, что формирующаяся в анодной полости неравновесная плазма с горячими электронами и колебательно-возбужденными молекулами, а также переход разряда в искровую форму образуют среду, благоприятную для процесса вос-

пламенения. При этом более перспективным, с точки зрения автора, является подача горючего газа непосредственно в анодную полость.

Выводы

1. Проведен анализ основных характеристик нестационарного горения разряда в канале плазмотрона, работающего на малых силах тока.

2. Получено, что в большей части анодной полости формируется положительный столб разряда, в котором преобладают положительные и отрицательные ионы.

3. Турбулентное течение газа оказывает существенное влияние на перенос заряженных частиц, вызывая отрыв температуры электронов от температуры газа и колебательной температуры и вызывая движение анодного пятна по поверхности анода.

4. По мере накопления колебательно-возбужденных молекул и отрицательных ионов вблизи катодной вставки разряд переходит в искровую форму, температура и концентрация электронов резко возрастает, приводя к очередному пробое межэлектродного промежутка.

Работа проведена в рамках гранта МОН Украины 0107U001007 "Разработка теории управления процессами горения с помощью электрического поля".

Литература

1. Korolev Yu.D., Matveev I.B. Non-steady processes in a plasma pilot for ignition and flame // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2006. – V. 34, № 6. – P. 2507-2513.

2. Лелевкин В.М., Семенов В.Ф. Численный анализ характеристик дуги в ламинарном и турбулентном потоках газа // ТВТ. – 2003. – Т. 41, № 6. – С. 839-847.

3. Dvinin S.A., Ershov A.P., Timofeev I.B., Chernikov V.A., Shibkov V.M. Simulation of a DC discharge in a transverse supersonic gas flow // High Temperature. – 2001. – V.42, №2. – P. 157-167.

4. Dresvin S., Ivanov D., Amouroux J. Mathematical modeling of argon plasma in ICP torch by non-equilibrium mode // Abstracts of the 3-nd Int. Workshop and Exhibition on Plasma Assisted Combustion, 18-21 Sept., Falls Church, USA. – 2007. – P. 73-75.

5. Тропина А.А. Разработка математической трехтемпературной модели неравновесного разряда // Вестник двигателестроения. – 2007. – №3. – С. 51-55.

6. Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P. Kinetic scheme of the nonequilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures // Plasma Sources Sci. Technol. – 1992. – V.1, №3. – P. 207-220.

7. Ивановский А.В. Об установившемся лидерном пробое // Журнал технической физики. – 1998. – Т.68, №6. – С. 37-44.

8. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.

9. Macheret S.O., Shneider M.N., Miles P.B. Modeling of air plasma generation by repetitive high-voltage nanosecond pulse // IEEE Trans. on Plasma Sci. – 2002. – V.30, №3. – P. 1301-1314.

10. Starikovskaia S.M. Plasma assisted ignition and combustion // J.Phys.D.Appl.Phys. – 2006. – V.39. – P. 265-299.

Поступила в редакцию 12.12.2007

Рецензент: д-р техн. наук, проф. В.Г. Солодов, Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, Харьков.