

Численный анализ динамики нагрева воздуха межэлектродным разрядом*

М. Е. Ренев, Ю. В. Добров, В. А. Лашков, И. Ч. Машек

Санкт-Петербургский государственный университет,
Российская Федерация, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9

Для цитирования: Ренев М. Е., Добров Ю. В., Лашков В. А., Машек И. Ч. Численный анализ динамики нагрева воздуха межэлектродным разрядом // Вестник Санкт-Петербургского университета. Математика. Механика. Астрономия. 2021. Т. 8 (66). Вып. 4. С. 683–694. <https://doi.org/10.21638/spbu01.2021.414>

В работе рассматривается воздушный импульсный межэлектродный разряд с учетом газодинамики в первые 200 нс. Именно этот начальный этап является наиболее интересным для выяснения особенности вкладываемой мощности нагрева в межэлектродный промежуток. В работе представлены данные о нагреве прикатодного, прианодного слоев, промежутка к моменту завершения переходной стадии развития разряда. Вблизи катода образуется расходящаяся сферическая ударная волна.

Ключевые слова: импульсный межэлектродный разряд, плазма, моделирование, воздух, теплофизика.

1. Введение. Сверхзвуковые летательные аппараты (ЛА) испытывают существенные тепловые и механические нагрузки. Такие нагрузки могут быть снижены изменением геометрии ЛА (например, стреловидности крыла). Однако это усложняет конструкцию, а также управление ЛА при взлете и посадке. Последние два десятилетия активно разрабатываются новые методы управления потоком без подвижных элементов конструкции. Условия обтекания изменяются локальным увеличением скорости звука путем нагрева или снижением плотности среды перед ЛА [1–4]. Для выполнения быстрого и локального нагрева можно использовать электрические разряды различной природы.

В работах [2, 4, 5] рассматривается только тепловой эффект, возникающий от разряда в заданной области при использовании модели газодинамического приближения, и не рассматривается физика разряда. При таком подходе невозможно получить информацию о том, каким видом разряда можно нагреть заданную область и с какой эффективностью это произойдет (соотношение вложенной тепловой энергии в среду и потраченной электрической). Недостаточно информации для дальнейших улучшений разрядной системы.

Импульсный разряд, нагревающий небольшую область перед плохообтекаемым телом, локально понижает плотность газа, и образуется неустойчивость Рихтмайера — Мешкова [4, 5]. Благодаря такой неустойчивости поток может оставаться длительное время возмущенным, а аэродинамическое сопротивление пониженным после прекращения горения разряда.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-31-90071). Исследования проведены с использованием оборудования ресурсного центра Научного парка СПбГУ «Вычислительный центр».

© Санкт-Петербургский государственный университет, 2021

Кроме теплового эффекта разряд в потоке в общем случае сопровождается электродинамическим и химическим эффектами. Первый — это воздействие силы Кулона или Лоренца на ионы в потоке, которые в свою очередь подействуют и на сам поток. Для заметности сил Кулона требуется наличие большого полного объемного заряда в сильном электрическом поле; для силы Лоренца — внешнее магнитное поле и высокая плотность ионного тока. Второй эффект — это изменение химического состава в потоке с сопутствующим изменением плотности, теплоемкости, вязкости и теплопроводности движущегося газа.

Проблема моделирования и анализа электрического разряда одновременно с сопутствующими термическими, силовыми и химическими эффектами, примененными к сверхзвуковому обтеканию, актуальна и сложна. Ее решение может привести к возможности оптимизации коэффициента сопротивления тела, обтекаемого потоком, при заданной геометрии системы и подаваемой электрической мощности.

В работе [3] рассматривается модель плазмы в потоке и оценивается показатель адиабаты. Показано, что высокая степень ионизации (количество зарядов в единице объема) и большая степень неравновесности (соотношение температуры электронной и газовой компонент) приводят к заметному изменению показателя адиабаты и в теории к сильному изменению структур ударных волн.

В работе [6] исследовался сверхвысокочастотный (СВЧ) разряд и динамика его формирования. Показано, что могут образовываться отдельные друг от друга плазмойды, которые повышают температуру газа на 200 К за 3 микросекунды. В работе [7] рассматривается нагрев азота СВЧ-разрядом. При горении плазмы молекулярный азот эффективно преобразовывает энергию электронов в энергию колебательных состояний, и за счет этого среда нагревается быстрее. Подобный механизм срабатывает с некоторой задержкой, необходимой для образования достаточного количества возбужденного азота и для выравнивания температур возбужденного азота с остальной частью среды. Н. Попов в работе [8] сообщает, что время задержки эффекта нагрева среды возбужденным азотом составляет от 1 до 30 мкс. Если рассматривать смесь газов, содержащую кислород, то важно будет также рассмотреть и реакцию диссоциации кислорода за счет энергии среды.

СВЧ-разряд является наиболее эффективным безэлектродным способом нагрева газа, так как переменное электрическое поле высокой частоты может проникать в ионизированную среду, свободные заряды не успевают его экранировать. Электрическое поле с высоким значением напряженности, проникшее в проводящую область, сможет ее дополнительно нагреть, повысить степень ионизации, стимулировать плазмохимические реакции.

Электродный разряд на частотах более 1 ГГц технически очень сложно реализовать. При попытке реализации разряда на более низких частотах вблизи катода образуется область, где выделяется существенная часть мощности. В задаче нагрева достаточно большого объема газа разрядом такая ситуация неприемлема.

Целью данной работы является моделирование начальной стадии импульсного межэлектродного разряда на протяжении первых 200 нс для выяснения его энерговложения в среду. Указанный начальный этап является определяющим для механизмов нагрева газа. Создание модели и расчет проводится в Comsol Multiphysics.

2. Постановка задачи. Производится самосогласованный численный расчет в 2D-осесимметричной постановке разряда в покоящемся воздухе (40 торр, 293 К, массовые доли азота — 0.8, кислорода — 0.2). Система электродов: две медные иглы.

Импульсный источник напряжения (20 кВ, передний фронт 200 нс) подключен к системе через сопротивление 800 Ом и индуктивность 100 нГн.

Система уравнений представлена ниже. Закон Кирхгофа для учета падения напряжения на элементах внешней цепи питания описан уравнением:

$$U = U_0(t) - IR - L \frac{\partial I}{\partial t}, \quad (1)$$

где U — напряжение в системе, а $U_0(t)$ — источника, I — сила тока разряда, R — сопротивление, L — индуктивность.

Для расчета электрического поля в присутствии объемного заряда используются уравнение Пуассона и определение напряженности электрического поля:

$$-\varepsilon_0 \Delta \varphi = \rho_{ch}, \quad \rho_{ch} = |\bar{e}|(n_+ - n_{\bar{e}} - n_-), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad (2)$$

где ε_0 — электрическая постоянная, φ — электрический потенциал, ρ_{ch} — плотность электрического заряда, $|\bar{e}|$ — элементарный заряд, n_+ , n_- , $n_{\bar{e}}$ — концентрации всех положительных, всех отрицательных ионов и электронов, \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля.

Для расчета концентрации электронов берется уравнение неразрывности в виде

$$\frac{\partial n_{\bar{e}}}{\partial t} + (\nabla, \mathbf{J}_{\bar{e}}) + (\mathbf{V}_g, \nabla) n_{\bar{e}} = S_{\bar{e}}, \quad \mathbf{J}_{\bar{e}} = -b_{\bar{e}} \mathbf{E} n_{\bar{e}} - \nabla D_{\bar{e}} n_{\bar{e}}, \quad (3)$$

где $\mathbf{J}_{\bar{e}}$ — вектор потока электронов, \mathbf{V}_g — скорость движения среды, $S_{\bar{e}}$ — источник электронов, $b_{\bar{e}}$, $D_{\bar{e}}$ — коэффициенты подвижности и диффузии электронов.

Для расчета скоростей реакций с электронами, коэффициентов подвижности и диффузии электронов необходимо уравнение переноса энергии электронов:

$$\frac{\partial n_{\bar{e}} \psi}{\partial t} + (\nabla, \mathbf{J}_{\psi}) + (\mathbf{E}, \mathbf{J}_{\bar{e}}) + (\mathbf{V}_g, \nabla) n_{\bar{e}} \psi = I_{pot}^i S_{in}^i - Q_{\bar{e}}, \quad \mathbf{J}_{\psi} = -b_{\bar{e}} \mathbf{E} n_{\bar{e}} \psi - \nabla D_{\bar{e}} n_{\bar{e}} \psi, \quad (4)$$

где \mathbf{J}_{ψ} — вектор потока энергии электронного газа, ψ — средняя энергия электронов, I_{pot}^i — потенциал реакции i , S_{in}^i — скорость реакции неупругих взаимодействий, $Q_{\bar{e}}$ — мощность нагрева среды за счет упругих столкновений с электронами.

Для расчета массовых долей тяжелых частиц учтены уравнения Максвелла — Стефана

$$\rho_g \left(\frac{\partial w_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_g, \nabla) w_i \right) = (\nabla, \rho_g w_i \mathbf{V}_i) + S_i, \quad (5)$$

$$\mathbf{V}_i = D_i \nabla (\ln w_i + \ln M_n) - z_i b_i \mathbf{E}, \quad (6)$$

где ρ_g — плотность среды, w_i — массовая доля i -го сорта частиц, \mathbf{V}_i — скорость движения частиц i -го сорта, S_i — источник частиц i -го сорта, D_i , b_i , z_i — коэффициенты диффузии, подвижности в электрическом поле и зарядовое число частиц i -го сорта, M_n — средняя молярная масса.

Для учета фотоионизации добавляется уравнение переноса фотонов [9]

$$-\frac{c}{\lambda_{13.6}} \Delta n_{ph-13.6} + \lambda_{13.6} c = S_{N2_{13.6}^*} \quad (7)$$

и определение скорости реакции фотоионизации [9]

$$S_i^{ph_{13.6}} = \frac{\lambda_{13.6} c n_{ph-13.6} n_i}{n_{O_2} + n_{NO} + n_{O_2(\alpha^1 \Delta)} + n_{NO}}, \quad i = (O_2, O, O_2(\alpha^1 \Delta), NO), \quad (8)$$

где c — скорость света, $\lambda_{13.6}$ — коэффициент поглощения фотонов чистым кислородом, $n_{ph-13.6}$ — концентрация фотонов с энергией 13.6 эВ, $S_{N_2^*_{13.6}}$ — источник возбужденной (13.6 эВ) молекулы азота, $S_i^{ph_{13.6}}$ — фотоионизация.

Для пересчета давления, температуры воздуха при нагреве плазмой задаются уравнения Навье — Стокса

$$\rho_g \left(\frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial t} + (\mathbf{V}_g, \nabla) \mathbf{V}_g \right) = -\nabla p_g + \mu_g \Delta \mathbf{V}_g + \frac{\mu_g}{3} \nabla (\nabla, \mathbf{V}_g) + \rho_{ch} \mathbf{E} \quad (9)$$

и уравнения переноса тепловой энергии

$$\rho_g C_p \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + (\mathbf{V}_g, \nabla) T_g \right) - \nabla (k_g \nabla T_g) = Q_+ + Q_{reac} + Q_{\bar{e}}, \quad (10)$$

где p_g — давление воздуха, μ_g — вязкость газа, C_p — удельная теплоемкость среды при постоянном давлении, T_g — температура газа, k_g — теплопроводность среды, Q_+ , Q_{reac} — мощности нагрева среды за счет дрейфового движения ионов и реакций (рекомбинации, релаксации, диссоциации и др.).

Вводятся определения мощностей джоулева нагрева ионным током:

$$Q_+ = \sum_i |z_i| b_i \rho_g w_i |\mathbf{E}|^2, \quad (11)$$

плазменными реакциями:

$$Q_{reac} = \sum_i I^i S_{in}^i, \quad (12)$$

обменом импульсом между электронами и тяжелыми частицами при упругих столкновениях:

$$Q_{\bar{e}} = 4 \sum_i \left(\psi - \frac{3}{2} k_B T_g \right) S_{el}^i \frac{m_e}{m_i}, \quad (13)$$

где I^i — энергия, выделяемая в ходе реакции (отрицательна для эндотермической реакции), S_{el}^i — скорость i -й реакции упругого столкновения электрона с мишенью, k_B — постоянная Больцмана, m_e — масса электрона, m_i — масса мишени.

Для пересчета плотности газа при изменении давления и температуры среды используется уравнение состояния идеального газа

$$p_g = N_g k_B T_g, \quad N_g = \rho_g \sum_i \frac{w_i N_A}{M_i}, \quad (14)$$

где N_g — количественная плотность всех тяжелых частиц, N_A — постоянная Авогадро, M_i — молярная масса частицы i -го сорта.

Концентрации положительных и отрицательных ионов рассчитываются согласно формулам

$$n_+ = \sum_{i: z_i > 0} \frac{w_i N_A}{M_i}, \quad n_- = \sum_{i: z_i < 0} \frac{w_i N_A}{M_i}. \quad (15)$$

В модели рассматриваются следующие сорта частиц: \bar{e} , O_2 , O_2^+ , $O_2(a1d)$, O , O^+ , O^- , N_2 , N_2^+ , N_2a , N_2A , N , N^+ , NO , NO^+ и фотоны с энергией 13.6 эВ.

Все частицы могут диффундировать и переноситься внешним потоком газа, если он возникнет под действием разряда. Заряженные частицы дрейфуют в электрическом поле, образуя электрический ток, и своим зарядом искажают внешнее электрическое поле. Рассматриваются плазмохимические реакции. Электроны накапливают тепловую энергию, дрейфуя в электрическом поле, расходуют ее на реакции ионизации, возбуждения, диссоциации тяжелых частиц. Возможна и фотоионизация частиц, содержащих кислород рассматриваемого сорта, фотоном с энергией 13.6 эВ. Электроны могут прилипнуть к молекуле кислорода, после чего она диссоциирует. Возбужденные частицы со временем релаксируют. Ионы рекомбинируют между собой или с электронами. Ожидается сильный нагрев в первую очередь прикатодного слоя, поэтому дополнительно рассматриваются реакции диссоциации и ассоциативной ионизации в воздухе при высокой температуре.

Опишем, как плазма нагревает среду. Электрическое поле переносит заряженные частицы: ионы и электроны, над ними совершается работа. Среда достаточно плотная при заданных температуре и давлении, поэтому такие частицы будут сталкиваться с другими частицами газа. Ионы, обладая массой, близкой к массе частиц, с которыми сталкиваются, эффективно обмениваются энергией и импульсом с ними. Фактически среда нагревается непосредственно ионным током. С электронным током все иначе. Электроны слишком легкие, чтобы при ударе о тяжелую частицу ее разогнать. Теплообмен электронов и среды упругими столкновениями ожидается пренебрежимо малым. Однако электроны могут обладать достаточной энергией, чтобы начали протекать неупругие реакции с расходом электронной энергии (ионизация, возбуждение). Назовем их реакциями первого типа. Частицы, образованные при таких реакциях, вступают уже в другие реакции второго типа, стремящиеся вернуть плазму в исходное состояние непроводящей среды. Энергия, затраченная на первый тип реакций, выделяется в среду с ее нагревом в ходе второго типа реакций.

В модели используются следующие приближения.

1. При протекании реакции второго типа выделяется столько же энергии, сколько нужно потратить на обратную по отношению к ней реакцию первого типа. Согласно закону сохранения энергии, заданное выделение энергии является максимально возможным. Не учитывается образование фотонов в ходе реакций второго типа, забирающего часть выделяемой в реакциях энергии.

2. Рассматривается лишь один сорт фотонов, испускаемых определенным сортом возбужденной молекулы азота. Считается, что она испускает фотон сразу после возбуждения, поэтому уравнение на ее концентрацию не рассматривается. В качестве источника фотонов записана скорость реакции возбуждения с энергетическим порогом 13.6 эВ данной молекулы азота. Фотоионизация отвечает за возможность роста плазменного образования, возникшего вблизи анода, в направлении к катоду. Фотоионизация может проходить вдали от области повышенной энергии электронного газа; как правило, она менее интенсивная по сравнению с ударной ионизацией в сильных электрических полях, поэтому предполагается достаточным рассмотрение одного сорта фотонов.

3. Распределение электронов по энергиям максвелловское, в таком приближении рассчитываются коэффициенты подвижности и диффузии электронов по заданным реакциям упругого соударения, а также скорости реакций с участием электронов по заданным сечениям реакций из базы данных [10].

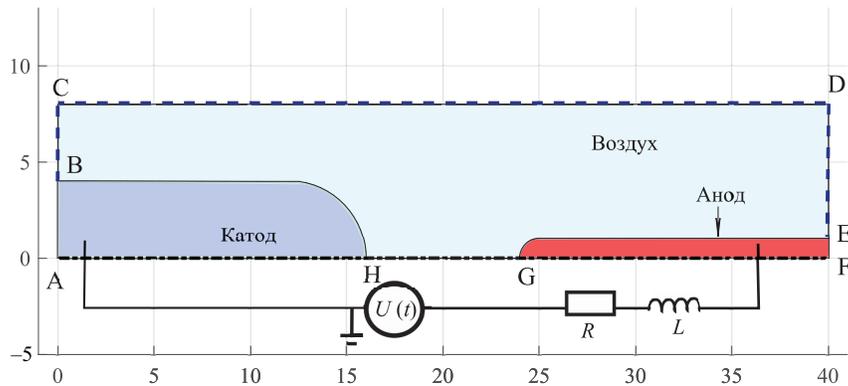


Рис. 1. Геометрия расчетной области и граничные условия, размеры в мм.

4. Модель двухтемпературная. Рассматриваются тепловые энергии электронов и компоненты всех тяжелых частиц. Предполагается, что в среде тяжелые частицы находятся при одной температуре.

5. Отсутствует химическая кинетика молекул азота в возбужденных состояниях. Предполагается, что процесс нагрева среды возбужденными при столкновении с электронами молекулами азота незначителен на интервалах времени не более нескольких микросекунд [7, 8].

6. Среда — калориметрически совершенный газ: используется уравнение состояния идеального газа. Не заложены в модель фазовые переходы газ — жидкость и межмолекулярные силы притяжения, уменьшающие объем, занимаемый воздухом.

Реакции диссоциации и ассоциативной ионизации в воздухе при высокой температуре взяты из работы [11]. Реакции рекомбинации, релаксации описаны в работах [6, 12].

Коэффициенты диффузии тяжелых частиц для уравнений Стефана — Максвелла вычисляются в Comsol Multiphysics в модуле Plasma. По соотношению Эйнштейна вычисляются их коэффициенты подвижности.

Теплоемкость, теплопроводность, вязкость, плотность среды вычисляются по известным распределениям плотностей частиц, температуры, давления среды и заданным параметрам тяжелых частиц: параметры потенциала Леннарда — Джонса, молярной массы и т. д. Вышеуказанные параметры взяты стандартными для Comsol, модуль Plasma, индивидуальные для каждого сорта, усредняются для получения свойств среды как целого.

Геометрия расчетной области изображена на рис. 1. Ось Oz направлена горизонтально. Ось Or направлена вертикально. Точка отсчета — самая крайняя точка катода, которая ближе всего к аноду.

Укажем граничные и начальные условия. В начальный момент времени, когда

$$p_g(0) = p_0, T_g(0) = T_0, \mathbf{V}_g(0) = \mathbf{0}, n_{e^-}(0) = n_{O_2^+} = n_0, \omega_{O_2} = 0.2, \omega_{N_2} = 0.8, \quad (16)$$

между электродами имеется однородная естественная концентрация затравочных электронов и ионов кислорода 10^{13} 1/м^3 .

На внешней границе BCDE заданы граничные условия для покоящегося воздуха в невозмущенном состоянии (скорость, давление, температура и состав):

$$\begin{aligned}(\mathbf{E}, \mathbf{n}) &= 0, \quad n_{\bar{e}} = n_0, \quad \psi = \psi_0, \\ \omega_{\text{O}_2} &= 0.2, \quad \omega_{\text{N}_2} = 0.8, \quad \omega_{i \neq \text{N}_2, \text{O}_2} = 10^{-10}, \quad n_{ph-13.6} = 0, \\ p_g &= p_0, \quad T_g = T_0,\end{aligned}\tag{17}$$

где \mathbf{n} — внешняя нормаль для области «воздух».

На этой же границе заданы нулевой поток напряженности электрического поля (граничное условие Неймана для электрического потенциала), фиксированная концентрация электронов 10^{13} 1/м³, энергия электронного газа 0.5 эВ, нулевая концентрация фотонов.

На оси симметрии HG задается равенство нулю потоков искомых величин вдоль нормали, а именно нормальных компонент скорости газа, отдельных сортов ионов, теплового потока, потоков фотонов, электронов и энергии электронного газа, напряженности электрического поля:

$$\begin{aligned}(\mathbf{E}, \mathbf{n}) &= 0, \quad (\mathbf{J}_{\bar{e}}, \mathbf{n}) = 0, \quad (\mathbf{J}_{\psi}, \mathbf{n}) = 0, \\ (\mathbf{J}_i, \mathbf{n}) &= 0, \quad (-\nabla n_{ph-13.6}, \mathbf{n}) = 0, \\ (\mathbf{V}_g, \mathbf{n}) &= 0, \quad (-\nabla T_g, \mathbf{n}) = 0.\end{aligned}\tag{18}$$

На границе воздуха и анода GE задаются свободные потоки электронов и энергии электронов, если они направлены из воздуха в металл:

$$\begin{aligned}\varphi &= U, \quad \mathbf{J}_{\bar{e}} = -b_e n_e \mathbf{E} \theta((\mathbf{E}, \mathbf{n})), \quad \mathbf{J}_{\psi} = -b_e n_e \psi \mathbf{E} \theta((\mathbf{E}, \mathbf{n})), \\ -(\mathbf{J}_i, \mathbf{n}) &= S_i^{Surf}, \quad n_{ph-13.6} = 0, \\ \mathbf{V}_g &= \mathbf{0}, \quad T_g = T_0,\end{aligned}\tag{19}$$

где $\theta(x)$ — функция Хевисайда, равная нулю при $x < 0$, единице при $x > 0$, S_i^{surf} — скорости поверхностных реакций. На анод подается напряжение питания.

На границе воздуха и катода ВН задаются свободные потоки электронов и энергии электронов аналогично граничным условиям для анода, к ним добавляются эмиссионные потоки: фотоэффект рассмотренным сортом фотонов и вторичная ион-электронная эмиссия в виде потоков электронов и электронной энергии:

$$\begin{aligned}\varphi &= 0, \\ \mathbf{J}_{\bar{e}} &= -0.01 \frac{c}{\lambda_{13.6}} \Delta n_{ph-13.6} - \sum_i \gamma_i S_i^{surf} \mathbf{n} - b_e n_e \mathbf{E} \theta((\mathbf{E}, \mathbf{n})), \\ \mathbf{J}_{\psi} &= -0.01 \frac{c}{\lambda_{13.6}} (P_{ph-13.6} - W) \Delta n_{ph-13.6} - \sum_i \gamma_i (P_i - 2W) S_i^{surf} \mathbf{n} - b_e n_e \psi \mathbf{E} \theta((\mathbf{E}, \mathbf{n})), \\ -(\mathbf{J}_i, \mathbf{n}) &= S_i^{Surf}, \quad n_{ph-13.6} = 0, \\ \mathbf{V}_g &= \mathbf{0}, \quad T_g = T_0,\end{aligned}\tag{20}$$

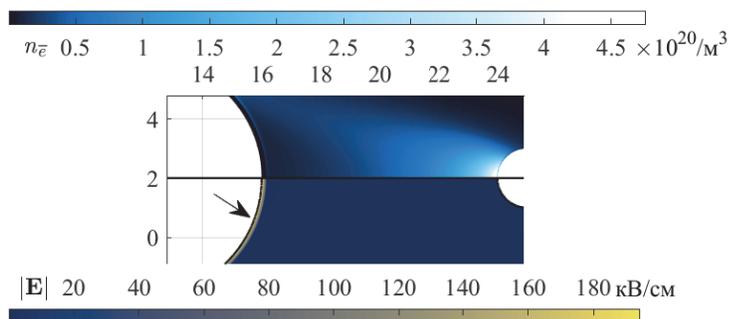


Рис. 2. Распределение электронов (сверху) и напряженности поля (снизу). Момент времени 200 нс.

где γ_i — коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии, $P_{ph-13.6}$ — энергия фотонов, равная 13.6 эВ, W — работа выхода электронов из металла, равная 4.5 эВ (медь), P_i — энергия, выделяемая ионом i -го сорта при нейтрализации.

Коэффициент 0.01 в потоке фотоэмиссии отвечает за эффективность данного процесса [12]. Катод заземлен.

На электродах заданы поверхностные реакции нейтрализации ионов, температура электродов зафиксирована, скорость среды как целого равна нулю (условие прилипания) в граничных условиях (19), (20).

Расчетная сетка вручную адаптировалась по результатам расчета с целью получения достаточно гладких распределений и сеточной сходимости. Выяснено, что толщина прикатодного слоя плазмы с низкой проводимостью, где наблюдается сильный скачок электрического поля, составляет порядка 180 мкм. Для получения точных результатов в этом слое задавался размер элемента сетки в нем порядка 2 мкм, но при приближении к боковой поверхности размер увеличивался до 30 мкм. В объеме вдали от поверхностей вблизи оси задавался размер элемента порядка 15 мкм. Вдали от плазменного образования размер элемента сетки имеет значением порядка 200 мкм. Общее число элементов 186 тыс. единиц, общее число степеней свободы 2100 тыс.

3. Результаты. Расчеты показали, что после подачи напряжения на межэлектродный промежуток к 26 нс возникают волны ионизации, приводящие к появлению сильного тока, достигающего к моменту времени 200 нс величины 21.4 А. Напряжение горения разряда на электродах устанавливается на уровне 2.8 кВ.

Рассмотрим рис. 2. Имеется существенная напряженность поля до 180 кВ/см в тонком прикатодном слое порядка 180 мкм. Вне слоя среда квазинейтральна. Форма распределения мощностей энергозложения вне прикатодного слоя совпадает с распределением электронов вне прикатодного слоя. Достигается степень ионизации $4.5 \times 10^{20} \text{ 1/м}^3$, что означает большие скорости реакций рекомбинации с сопутствующим нагревом.

Проанализируем пространственное распределение носителей заряда, напряженности поля, энергии электронов (рис. 3). Имеется существенная напряженность поля (линия 1) в тонком прикатодном слое порядка 180 мкм. В этом слое концентрация электронов (линия 2) сильно понижена, поскольку плотность тока эмиссии электронов с катода по величине гораздо меньше плотности электронного тока вдали от

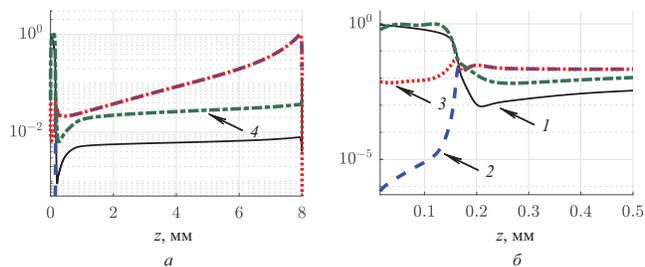


Рис. 3. Нормированные распределения $-z$ -компоненты напряженности электрического поля (1), концентрации электронов (2) и ионов (3), энергии электронов (4) для момента времени 200 нс. Нормы — 187.8 кВ/см, 475×10^{18} 1/м³, 114 эВ соответственно: *a* — весь промежуток, *б* — вблизи катода.

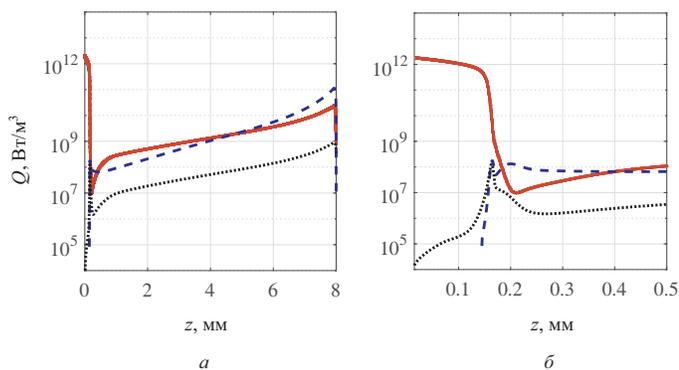


Рис. 4. Распределения мощностей нагрева в момент времени 200 нс: джоулева нагрева ионным током (сплошные линии), плазменными реакциями (штриховые линии), электронными упругими соударениями (пунктирные линии): *a* — весь промежуток, *б* — вблизи катода.

катода. Значение концентрации положительных ионов показано линией 3. Положительные ионы обеспечивают закон сохранения заряда, их ток повышен в прикатодном слое. Ионы имеют скорость дрейфа в электрическом поле на несколько порядков меньшую, чем электроны. Следовательно, повышение плотности ионного тока должно сопровождаться ростом напряженности электрического поля в рассматриваемой области. Небольшое количество электронов, эмиттированных катодом, в сильном электрическом поле накапливают энергию (4). Накопленную энергию электроны расходуют на неупругие реакции, происходит ионизация и повышение концентрации ионов, электронов. Вне прикатодного слоя среда квазинейтральна (линии 2, 3). Форма распределения мощностей энерговыделения вне прикатодного слоя совпадает с распределением электронов вне прикатодного слоя.

На рис. 4 изображены пространственные распределения объемных мощностей джоулева (сплошная линия) и плазмохимического механизмов нагрева (штриховая линия), дополнительно присутствует незначительный нагрев за счет упругих столк-

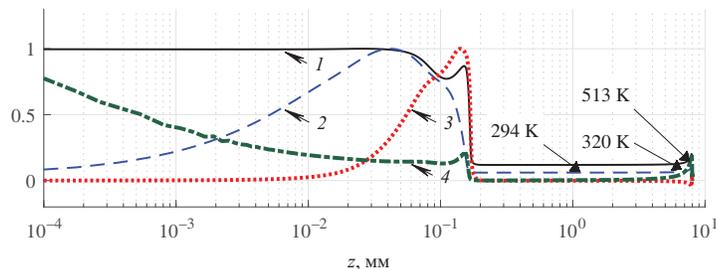


Рис. 5. Нормированные распределения давления (1) и температуры газа (2), z -компоненты скорости газа (3), $-z$ -компоненты силы Кулона для момента времени 200 нс (4). Нормы — 340 торр, 4900 К, 621 м/с, 56 МН/м³.

новений электронов с нейтральными частицами (пунктирная линия). Джоулев нагрев достигает 10^{12} Вт/м³ в прикатодном слое, вне слоя — на 2–3 порядка меньше. При этом вне указанного слоя данный нагрев меньше, чем мощность нагрева реакциями рекомбинации, релаксации, ассоциации. Джоулев нагрев и нагрев реакциями возрастают к аноду до величины 10^{11} Вт/м³. Мощность нагрева упругими столкновениями электронов пренебрежимо мала. После 170 нс рассмотренные мощности нагрева изменяются незначительно: в среднем не более, чем на 10%. Подобные величины энергозложений были получены в работе [4], посвященной механизму нагрева газа безэлектродным СВЧ-разрядом.

На рис. 5 изображены нормированные пространственные распределения температуры, давления, скорости движения среды и силы Кулона. В прикатодном слое за счет разряда к моменту времени 200 нс достигается температура 4900 К (линия 2), что приводит к возникновению сферической ударной волны, обнаруживаемой по распределению давления (линия 1) и скорости движения среды (линия 3). Возникающее движение среды не останавливается силой Кулона (линия 4).

В окрестности анода к 200 нс возникает область протяженностью до 2 мм, нагретая разрядом до 310–513 К (рис. 5, линия 2). Вдали от катода и анода температура среды не изменена и равна начальной (293 К).

4. Заключение. Представлена модель для расчета энергоклада импульсного межэлектродного разряда. После 170 нс создается примерно постоянная по времени мощность нагрева даже при условии еще растущего напряжения. Нагревается прикатодный слой (180 мкм) с мощностью 10^{12} Вт/м³, а прианодный (2 мм) — с 10^{10} – 10^{11} Вт/м³. Между указанными областями — мощность равна 10^9 Вт/м³.

Прикатодный слой перегрет (4900 К) и расширяется, вблизи анода температура составляет 350–513 К. В ходе работы выяснилось, что электрический разряд загорается на боковой поверхности катода с задержкой к моменту времени 200 нс при радиусе катода 4 мм. Увеличение радиуса приводит к замедлению развития разряда, горящего на боковой поверхности катода, и уменьшению расхода энергии на его поддержание.

Литература

1. Fomin V., Tretyakov P., Taran J.P. Flow control using various plasma and aerodynamic approaches (Short Review). *Aerospace science and technology* **8**, 411–421 (2004). <https://doi.org/10.1016/j.ast.2004.01.005>
2. Knight D. Survey of aerodynamic drag reduction at high speed by energy deposition. *J. of Propulsion and Power* **24**, 1153–1167 (2008). <https://doi.org/10.2514/1.24595>
3. Kourtzanidis K., Raja L. Numerical Simulation of DC Glow Discharges for Shock Wave Modification. *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting* (2016). <https://doi.org/10.2514/6.2016-2157>
4. Lashkov V.A., Karpenko A.G., Khoronzhuk R.S., Mashek I.Ch. Effect of Mach number on the efficiency of microwave energy deposition in supersonic flow. *Phys. Plasmas* **23**, 052305 (2016). <https://doi.org/10.1063/1.4949524>
5. Azarova O., Knight D., Kolesnichenko Y. Pulsating stochastic flows accompanying microwave filament/supersonic shock layer interaction. *Shock Waves* **21**, 439–450, 052305 (2011). <https://doi.org/10.1007/s00193-011-0319-x>
6. Сайфутдинов А.И., Кустова Е.В., Карпенко А.Г., Лашков В.А. Динамика сфокусированного импульсного микроволнового разряда в воздухе. *Физика Плазмы* **45**, 568–576 (2019). <https://doi.org/10.1134/S036729211905010X>
7. Saifutdinov A.I., Kustova E.V. Dynamics of plasma formation and gas heating in a focused-microwave discharge in nitrogen. *Journal of Applied Physics* **129**, 023301 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0031020>
8. Popov N.A. Pulsed nanosecond discharge in air at high specific deposited energy: fast gas heating and active particle production. *Plasma Sources Sci. Technol.* **25**, 044003 (2016). <https://doi.org/10.1063/5.0031020>
9. Bourdon A., Pasko V.P., Liu N.Y., Celestin S., Segur P., Marode E. Efficient models for photoionization produced by non-thermal gas discharges in air based on radiative transfer and the Helmholtz equations. *Plasma Sources Sci. Technol.* **16**, 656–678 (2007). <https://doi.org/10.1088/0963-0252/16/3/026>
10. *Morgan database*. Доступно на: www.lxcat.net (дата обращения 10.09.2021).
11. Park C., Howe J.T., Jaffe R.L., Candler G.V. Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, II: Mars Entries. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **8**, 9–23 (1994).
12. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. Долгопрудный, Интеллект (2009).

Статья поступила в редакцию 22 марта 2021 г.;
после доработки 15 июня 2021 г.;
рекомендована в печать 17 июня 2021 г.

Контактная информация:

Ренев Максим Евгеньевич — аспирант; m.renev@2014.spbu.ru

Добров Юрий Владимирович — аспирант; youdobrov@gmail.com

Лашков Валерий Александрович — д-р физ.-мат. наук, проф.; valerial180150@gmail.com

Машек Игорь Чеславович — д-р физ.-мат. наук, проф.; i.mashek@spbu.ru

The numerical simulation of air heating dynamics by interelectrode discharge*

M. E. Renev, Yu. V. Dobrov, V. A. Lashkov, I. Ch. Mashek

St. Petersburg State University, 7–9, Universitetskaya nab., St. Petersburg, 199034, Russian Federation

For citation: Renev M. E., Dobrov Yu. V., Lashkov V. A., Mashek I. Ch. The numerical simulation of air heating dynamics by interelectrode discharge. *Vestnik of Saint Petersburg University. Mathematics. Mechanics. Astronomy*, 2021, vol. 8 (66), issue 4, pp. 683–694. <https://doi.org/10.21638/spbu01.2021.414> (In Russian)

*This work is supported by Russian Foundation for Basic Research (grant no.19-31-90071). The research was carried out using the equipment of the resource center of the Science Park St. Petersburg State University “Computing Center”.

In the paper the first 200 ns of the air pulsed interelectrode discharge with gasdynamics dynamics is considered. Exactly this first step of the discharge evolution is the most interesting for obtaining the properties of heat power input in the interelectrode gap. The data about heating of layers near the cathode and the anode, volume heating at the end of the first step are presented. The spherical shock wave is produced near the cathode.

Keywords: impulse interelectrode discharge, plasma, simulation, air, thermal physics.

References

1. Fomin V., Tretyakov P., Taran J.P. Flow control using various plasma and aerodynamic approaches (Short Review). *Aerospace science and technology* **8**, 411–421 (2004). <https://doi.org/10.1016/j.ast.2004.01.005>
2. Knight D. Survey of aerodynamic drag reduction at high speed by energy deposition. *J. of Propulsion and Power* **24**, 1153–1167 (2008). <https://doi.org/10.2514/1.24595>
3. Kourtzanidis K., Raja L. Numerical Simulation of DC Glow Discharges for Shock Wave Modification. *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting* (2016). <https://doi.org/10.2514/6.2016-2157>
4. Lashkov V. A., Karpenko A. G., Khoronzhuk R. S., Mashek I. Ch. Effect of Mach number on the efficiency of microwave energy deposition in supersonic flow. *Phys. Plasmas* **23**, 052305 (2016). <https://doi.org/10.1063/1.4949524>
5. Azarova O., Knight D., Kolesnichenko Y. Pulsating stochastic flows accompanying microwave filament/supersonic shock layer interaction. *Shock Waves* **21**, 439–450, 052305 (2011). <https://doi.org/10.1007/s00193-011-0319-x>
6. Saifutdinov A. I., Kustova E. V., Karpenko A. G., Lashkov V. A. Dynamics of focused pulsed microwave discharge in air. *Fizika Plazmy* **45**, 568–576 (2019). <https://doi.org/10.1134/S036729211905010X> (In Russian) [Engl. transl.: *Plasma Physics Reports* **45**, 602–609 (2019). <https://doi.org/10.1134/S1063780X19050106>].
7. Saifutdinov A. I., Kustova E. V. Dynamics of plasma formation and gas heating in a focused-microwave discharge in nitrogen. *Journal of Applied Physics* **129**, 023301 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0031020>
8. Popov N. A. Pulsed nanosecond discharge in air at high specific deposited energy: fast gas heating and active particle production. *Plasma Sources Sci. Technol.* **25**, 044003 (2016). <https://doi.org/10.1063/5.0031020>
9. Bourdon A., Pasko V. P., Liu N. Y., Celestin S., Segur P., Marode E. Efficient models for photoionization produced by non-thermal gas discharges in air based on radiative transfer and the Helmholtz equations. *Plasma Sources Sci. Technol.* **16**, 656–678 (2007). <https://doi.org/10.1088/0963-0252/16/3/026>
10. *Morgan database*. Available at: www.lxcat.net (accessed: September 10, 2021).
11. Park C., Howe J. T., Jaffe R. L., Candler G. V. Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, II: Mars Entries. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **8**, 9–23 (1994).
12. Raizer Yu. P. *Gas discharge physics*. Dolgoprudny, Intellect Publ. (2009). (In Russian)

Received: March 22, 2021

Revised: June 15, 2021

Accepted: June 17, 2021

Authors' information:

Maksim E. Renev — renev@2014.spbu.ru

Yuri V. Dobrov — youdobrov@gmail.com

Valery A. Lashkov — valerial180150@gmail.com

Igor Ch. Mashek — i.mashek@spbu.ru