

УДК 533.9.01

ЭЛЕКТРОФИЗИКА ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНОГО ГОРЮЧЕГО В КАМЕРЕ ЖИДКОСТНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

© 2021 г. А. В. Рудинский*, Д. А. Ягодников

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: alex_rudinskiy@mail.ru

Поступила в редакцию 06.05.2020 г.

После доработки 06.07.2020 г.

Принята к публикации 14.10.2020 г.

Разработана математическая модель генерации собственного электрического поля в системе “высокоэнтальпийный ионизированный поток – стенка сопла”, и проведены численные расчеты применительно к камере маршевого жидкостного ракетного двигателя. Определена электропроводность слабоионизированной плазмы продуктов сгорания топлива кислород + керосин. Проведены численные расчеты электрического тока на заземленную стенку сопла, которые верифицировались по экспериментальным данным других авторов. Установлено, что при заданном потенциале стенки сопла 20–250 мВ интегральное значение тока на стенку составило 800–7500 мА в зависимости от режима истечения. Полученные расчетные значения напряженности и тока могут быть использованы при проведении диагностики рабочего процесса бесконтактным способом и построении алгоритма системы аварийной защиты двигателя нового поколения при испытаниях на стенде.

DOI: 10.31857/S0040364421030108

ВВЕДЕНИЕ

В основу генерации собственного электрического поля ионизированного высокоэнтальпийного потока, протекающего в каналах реактивных и ракетных двигателей, положен следующий механизм. В случае если сопло изолировано от земли и других элементов конструкции, то в момент появления плазмы у стенки электроны, как частицы, обладающие большей подвижностью по сравнению с ионами, заряжают ее отрицательным зарядом и создают отрицательный потенциал относительно потока. Этот потенциал – потенциал “плавающего” тела – притормаживает поток электронов, ускоряет ионы и стабилизируется, когда потоки электронов и ионов компенсируются, т.е. имеет место амбиполярная диффузия [1, 2]. Вблизи стенки образуется возмущенная зона, которая включает в себя слой объемного заряда. В этом слое имеется распределение ионов и электронов, которое однозначно связано с распределением потенциала. Соответствующее самосогласованное электрическое поле связано с концентрациями ионов и электронов уравнением Пуассона. В данном случае тока на стенку сопла нет, так как потоки ионов и электронов одинаковы, а их знаки противоположны. Однако ток на стенку сопла при истечении ионизированного потока может быть зарегистрирован при наличии заземления в конструкции двигателя, например сопла или камеры сгорания.

Эксперименты по определению параметров электризации элементов конструкций ракетных и реактивных двигателей, обтекаемых высокоэнтальпийными потоками, проведены в работах [3–8]. В [6] при стендовых испытаниях модельного жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) с электрически изолированным соплом максимальный потенциал составил –180 мВ.

Ток на стенку сопла зарегистрирован в работе [8], где экспериментальная установка с ракетным двигателем имела электрическую цепь системы измерения, замыкающуюся на землю, что приводило к нарушению условия изолированности сопла. Плотность тока на единицу длины канала двигателя была зарегистрирована в [8] в диапазоне 120–2000 мА/м.

Также существуют режимы, при которых нарушается электрическая квазинейтральность потока. Фундаментальные исследования слабоионизированных продуктов сгорания проведены в работе [9], где рассматривались пристеночные области течения, в которых возникает отличная от нуля нормальная компонента электрического тока, а в канале – продольный ток. Исследования тока в [9] выполнены на модельных задачах, с помощью которых, наряду с теорией подобия и методами размерного анализа, оценивался ток натурного реактивного двигателя.

Работы по исследованию электрической проводимости продуктов сгорания ракетных двигателей немногочисленны. Так, в [10] получены

экспериментальные значения электропроводности зоны горения пороха с добавкой 1% окиси свинца. Электропроводность составила $(1.6-6.3) \times 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ в зависимости от давления 2–8 МПа. В [11] даны теоретические оценки проводимости продуктов сгорания топлива ЖРД кислород + керосин, которая в зависимости от коэффициента избытка окислителя составила $\sim 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$.

В работе [12] экспериментально исследована электропроводность плазмы продуктов сгорания в камере реактивного двигателя, которая составила $\sim 6 \times 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ и соответствовала коэффициенту избытка окислителя $\alpha = 1$ при давлении в камере сгорания 0.4 МПа.

В [13–15] выполнены экспериментальные исследования плазмы зондовым методом, в том числе применительно к продуктам сгорания ракетных двигателей на топливах с добавкой легкоионизируемого металла. Например, при огневом испытании [15] модельного ЖРД на топливе метан + кислород зарегистрированы концентрации ионов $\approx 10^{17} \text{ м}^{-3}$. Добавки, содержащие нитраты легкоионизируемых металлов (калий, цезий, рубидий) с массовым содержанием не более 1%, позволяли повысить концентрацию положительных ионов до 10^{20} м^{-3} .

Анализ экспериментально-теоретических работ показал, что основными параметрами, определяющими собственное электрическое поле системы “ионизированная струя – стенка” в тепловых ракетных и реактивных двигателях на химическом топливе, являются концентрации электронов и ионов в потоке, которые в свою очередь определяют коэффициент электрической проводимости продуктов сгорания и плотность электрического тока на заземленную стенку сопла. Распределение заряженных частиц (электронов и ионов) зависит от диффузионных процессов в пристеночном слое, которые определяются газодинамическими параметрами потока и распределением электрического потенциала на стенке сопла.

Цель настоящей работы состоит в разработке математической модели генерации электрического поля при взаимодействии ионизированного высокоэнтальпийного потока со стенкой канала (камеры сгорания и сопла) при заданном потенциале на стенке и верификации полученных результатов численного моделирования по значениям тока с экспериментальными данными других авторов.

Электризация частиц сажи, образующихся при горении углеводородного топлива, является самостоятельным научным исследованием и в работе не рассматривается.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В СИСТЕМЕ “ИОНИЗИРОВАННАЯ СТРУЯ–ДВИГАТЕЛЬ”

Электрофизические свойства газа, как и последующая электризация камеры и приобретение заряда струей, определяются коэффициентом электропроводности, который выражается известным произведением [16]

$$\sigma = e\mu_e N_e, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, N_e – объемная концентрация электронов в продуктах сгорания, μ_e – подвижность электрона.

Численная оценка электрической проводимости продуктов сгорания топлива кислород + керосин проводилась в предположении, что рабочее тело ЖРД представляет собой слабоионизированную плазму, состоящую из электронов, нейтральных атомов и одного типа положительных ионов.

В уравнении (1) концентрация электронов в газе продуктов сгорания находилась в результате термодинамического расчета [17], когда при условии химического равновесия определялся молекулярный состав смеси продуктов сгорания (тип и концентрации нейтральных молекул). Объемная концентрация электронов и ионов определялась по уравнению Саха

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = \frac{2\Sigma^+}{\Sigma} \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{I}{kT}\right),$$

где N_i , N_a – концентрации ионов и нейтральных молекул; Σ^+ , Σ – внутренние статистические суммы иона и молекулы; m – масса электрона; k – постоянная Больцмана; T – температура продуктов сгорания; h – постоянная Планка; I – энергия ионизации молекулы.

Термодинамический расчет состава продуктов сгорания проводился при варьировании давления и температуры при заданном коэффициенте избытка окислителя в соответствии с данными [18]. Подвижность электрона в уравнении (1) определялась с помощью кинетической теории: максвелловской функцией распределения электронов по скоростям. С учетом формулы Лоренца [16] для подвижности электронов электрическая проводимость представляется выражением

$$\sigma = \frac{4e^2 N_e}{3\sqrt{\pi} m (kT)^{2.5} N_a} \int_0^\infty \frac{E^{1.5}}{Q(E) \sqrt{2E}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \quad (2)$$

где E – энергия электрона, $Q(E)$ – функция транспортного сечения рассеяния электрона от энергии.

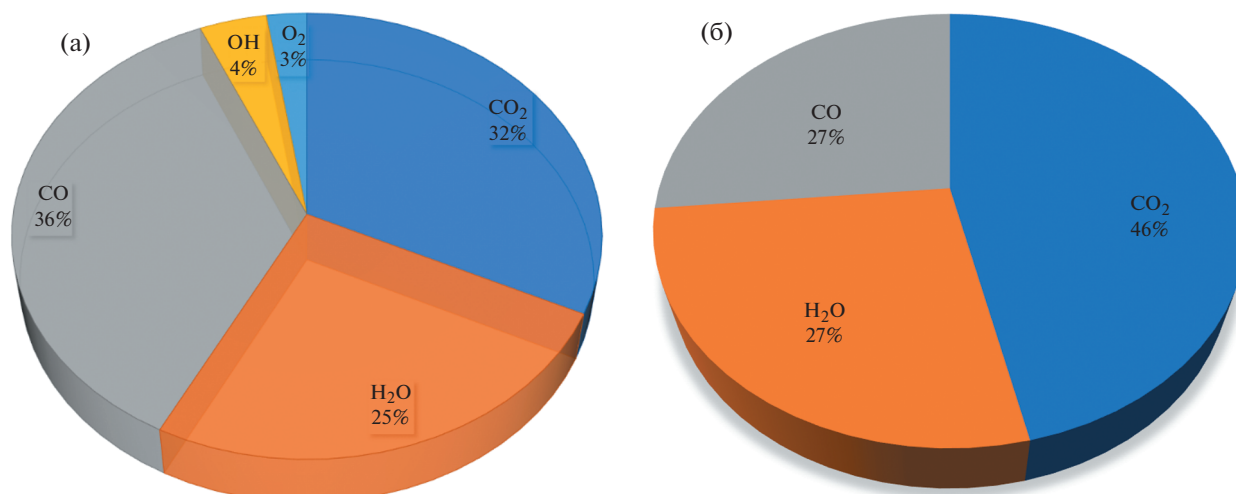


Рис. 1. Массовые доли электронейтральных атомов в продуктах сгорания топлива кислород + керосин: (а) – в камере сгорания, (б) – в срезе сопла.

Выражение (2) для оценки электропроводности может быть применено для продуктов сгорания в случае выполнения следующих условий:

– выполнение “парных” столкновений электронов, т.е. газ нейтральных атомов должен быть относительно разрежен:

$$N_a Q_{en}^{3/2} \ll 1, \quad (3)$$

где Q_{en} – сечение столкновения нейтральных атомов с электронами;

– низкотемпературная плазма продуктов сгорания невырождена, т.е.

$$\frac{h^2 N_e^{2/3}}{kT} \approx 1. \quad (4)$$

Условия (3) и (4) проверялись для температур и давлений в характерных сечениях камеры двигателя.

В результате проведенных термодинамических расчетов установлено, что в продуктах сгорания топлива кислород + керосин доминирующими нейтральными молекулами являются CO, CO₂ и H₂O (рис. 1).

В камере сгорания суммарная массовая доля OH и O₂ не превышает 7%. В дальнейших вычислениях концентраций нейтральных молекул, сечений столкновения и непосредственно проводимости принималось, что электронейтральные продукты сгорания топлива кислород + керосин представлены только молекулами CO, CO₂ и H₂O.

Сечение столкновения электронов с нейтральными молекулами Q_{en} , составляющими продукты сгорания (рис. 1), рассчитывалось по эмпирическим зависимостям от температуры газа (м²):

для столкновений электронов с атомами H₂O

$$Q_{en_H_2O}(T) = 1.53 \times 10^{-15} T^{-1},$$

для столкновений электронов с атомами CO₂

$$Q_{en_CO_2}(T) = 7.56 \times 10^{-18} T^{-0.5}$$

и для столкновений электронов с атомами CO

$$Q_{en_CO}(T) = 1.29 \times 10^{-21} T^{0.5} + 2.46 \times 10^{-20}.$$

Интеграл в уравнении (2) может быть вычислен в первом приближении, если принять значение функции $Q(E)$ постоянной величиной [16]. В этом случае интеграл в выражении (2) преобразуется к следующему виду:

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \frac{E^{1.5}}{Q(E) \sqrt{\frac{2E}{m}}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE = \\ & = \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{1}{Q} kT \int_0^{\infty} E \exp(-E) dE. \end{aligned}$$

Отметим, что увеличить точность расчета интеграла, входящего в определение подвижности электронов, а значит, и проводимости, возможно, если учесть распределение транспортного сечения рассеяния электрона в зависимости от энергии в соответствии с данными работы [19].

С учетом интеграла

$$\int_0^{\infty} E \exp(-E) dE = 1$$

Таблица 1. Объемные концентрации электронов (m^{-3}) в продуктах сгорания топлива кислород + керосин

T, K	p, МПа							
	0.1	1	5	10	15	20	25	30
3800	0.211×10^{18}	0.192×10^{19}	0.639×10^{19}	0.100×10^{20}	0.129×10^{20}	0.153×10^{20}	0.175×10^{20}	0.194×10^{20}
3500	0.930×10^{18}	0.674×10^{18}	0.208×10^{19}	0.324×10^{19}	0.416×10^{19}	0.495×10^{19}	0.566×10^{19}	0.630×10^{19}
3000	0.117×10^{17}	0.649×10^{17}	0.197×10^{18}	0.310×10^{18}	0.402×10^{18}	0.481×10^{18}	0.553×10^{18}	0.618×10^{18}
2500	0.439×10^{15}	0.238×10^{16}	0.741×10^{16}	0.119×10^{17}	0.156×10^{17}	0.188×10^{17}	0.217×10^{17}	0.244×10^{17}
2000	0.296×10^{13}	0.163×10^{14}	0.527×10^{14}	0.866×10^{14}	0.115×10^{15}	0.141×10^{15}	0.165×10^{15}	0.187×10^{15}

Таблица 2. Объемные концентрации ионов H_3O^+ (m^{-3}) в продуктах сгорания топлива кислород + керосин

T, K	p, МПа							
	0.1	1	5	10	15	20	25	30
3800	0.886×10^{17}	0.183×10^{19}	0.908×10^{19}	0.177×10^{20}	0.261×10^{20}	0.345×10^{20}	0.428×10^{20}	0.265×10^{18}
3500	0.732×10^{17}	0.753×10^{18}	0.322×10^{19}	0.604×10^{19}	0.875×10^{19}	0.114×10^{20}	0.140×10^{20}	0.973×10^{17}
3000	0.119×10^{17}	0.782×10^{17}	0.298×10^{18}	0.539×10^{18}	0.768×10^{18}	0.990×10^{18}	0.121×10^{19}	0.123×10^{17}
2500	0.455×10^{15}	0.271×10^{16}	0.977×10^{16}	0.173×10^{17}	0.243×10^{17}	0.309×10^{17}	0.374×10^{17}	0.149×10^{16}
2000	0.300×10^{13}	0.172×10^{14}	0.596×10^{14}	0.103×10^{15}	0.142×10^{15}	0.178×10^{15}	0.214×10^{15}	0.420×10^{14}

и значений физических констант выражение (2) для электропроводности продуктов сгорания топлива кислород + керосин преобразуется к виду

$$\sigma \approx 3.85 \times 10^{-12} \frac{N_e}{N_a Q_{en} \sqrt{T}} \quad (5)$$

В соответствии с допущением о составе нейтральных молекул CO , CO_2 и H_2O зависимость для электропроводности слабо ионизированных продуктов сгорания топлива ЖРД кислород + керосин представляется следующим выражением:

$$\sigma \approx 3.85 \times 10^{-12} \times \frac{N_e}{\sqrt{T} [N_{H_2O} Q_{H_2O}(T) + N_{CO_2} Q_{CO_2}(T) + N_{CO} Q_{CO}(T)]} \quad (6)$$

где N_{H_2O} , N_{CO_2} , N_{CO} – объемные концентрации нейтральных молекул в продуктах сгорания.

Концентрации электронов, положительных ионов H_3O^+ и нейтральных молекул CO , CO_2 , H_2O находились из термодинамического расчета и в зависимости от статического давления и температуры приведены в табл. 1–5.

Таблица 3. Объемные концентрации H_2O (m^{-3}) в продуктах сгорания топлива кислород + керосин

T, K	p, МПа							
	0.1	1	5	10	15	20	25	30
3800	0.657×10^{23}	0.331×10^{25}	0.265×10^{26}	0.599×10^{26}	0.949×10^{26}	0.131×10^{27}	0.167×10^{27}	0.204×10^{28}
3500	0.224×10^{24}	0.552×10^{25}	0.357×10^{26}	0.760×10^{26}	0.117×10^{27}	0.159×10^{27}	0.201×10^{27}	0.243×10^{27}
3000	0.732×10^{24}	0.923×10^{25}	0.487×10^{26}	0.984×10^{26}	0.148×10^{27}	0.198×10^{27}	0.248×10^{27}	0.299×10^{27}
2500	0.116×10^{25}	0.1181×10^{26}	0.593×10^{26}	0.119×10^{27}	0.1782×10^{27}	0.2376×10^{27}	0.2971×10^{27}	0.3566×10^{27}
2000	0.144×10^{25}	0.144×10^{26}	0.721×10^{26}	0.144×10^{27}	0.216×10^{27}	0.288×10^{27}	0.360×10^{27}	0.432×10^{27}

Таблица 4. Объемные концентрации CO_2 (см^{-3}) в продуктах сгорания топлива кислород + керосин

T, K	$p, \text{МПа}$							
	0.1	1	5	10	15	20	25	30
3800	0.327×10^{23}	0.136×10^{25}	0.124×10^{26}	0.297×10^{26}	0.485×10^{26}	0.682×10^{26}	0.884×10^{26}	0.109×10^{27}
3500	0.952×10^{23}	0.261×10^{25}	0.190×10^{26}	0.418×10^{26}	0.654×10^{26}	0.894×10^{26}	0.114×10^{27}	0.138×10^{27}
3000	0.388×10^{24}	0.539×10^{25}	0.289×10^{26}	0.585×10^{26}	0.882×10^{26}	0.118×10^{27}	0.148×10^{27}	0.177×10^{27}
2500	0.722×10^{24}	0.734×10^{25}	0.368×10^{26}	0.737×10^{26}	0.111×10^{27}	0.148×10^{27}	0.184×10^{27}	0.221×10^{27}
2000	0.969×10^{24}	0.969×10^{25}	0.484×10^{26}	0.969×10^{26}	0.145×10^{27}	0.194×10^{27}	0.242×10^{27}	0.291×10^{27}

Таблица 5. Объемные концентрации CO (м^{-3}) в продуктах сгорания топлива кислород + керосин

T, K	$p, \text{МПа}$							
	0.1	1	5	10	15	20	25	30
3800	0.554×10^{24}	0.634×10^{25}	0.311×10^{26}	0.605×10^{26}	0.891×10^{26}	0.117×10^{27}	0.145×10^{27}	0.173×10^{27}
3500	0.659×10^{24}	0.672×10^{25}	0.315×10^{26}	0.612×10^{26}	0.905×10^{26}	0.120×10^{27}	0.149×10^{27}	0.178×10^{27}
3000	0.744×10^{24}	0.682×10^{25}	0.333×10^{26}	0.662×10^{26}	0.992×10^{26}	0.132×10^{27}	0.165×10^{27}	0.198×10^{27}
2500	0.772×10^{24}	0.770×10^{25}	0.385×10^{26}	0.770×10^{26}	0.115×10^{27}	0.154×10^{27}	0.192×10^{27}	0.231×10^{27}
2000	0.915×10^{24}	0.916×10^{25}	0.458×10^{26}	0.916×10^{26}	0.137×10^{27}	0.183×10^{27}	0.229×10^{27}	0.275×10^{27}

На рис. 2 представлены зависимости электропроводности продуктов сгорания, определенных по выражению (6), от температуры при различных давлениях.

Из зависимости электропроводности на рис. 2, полученной в представлении продуктов сгорания как слабоионизированной плазмы в интервале температур 3800–1500 К, видно, что электропро-

водность при одной и той же температуре выше при меньшем статическом давлении. В интервале температур 3000–2000 К электропроводность уменьшается почти в 10^4 раз.

Уровень проводимости, полученный по результатам представленной модели, сравним с результатами экспериментов, проведенных в работе [12]. Электропроводность, соответствующая $T = 3500$ К и давлению $p = 30$ МПа, при коэффициенте избытка окислителя $\alpha = 0.78$ составила $\sigma = 2.89 \times 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. Экспериментальное значение проводимости, полученное с помощью положительно заряженного зонда в струе продуктов сгорания топлива в камере модельного реактивного двигателя в [12], составило $\sigma = 1.75 \times 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ при $p = 1.96$ МПа и $\alpha = 1$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В качестве объекта исследования была выбрана камера маршевого ЖРД РД-171 с тягой более 7000 кН. Основными причинами исследования электрофизических характеристик применительно к горению топлива и истечению продуктов сгорания в сопле именно этого ЖРД являлись вы-

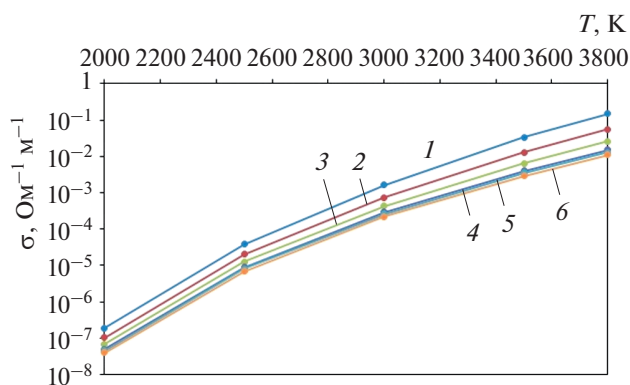


Рис. 2. Электропроводность продуктов сгорания кислород + керосин в зависимости от температуры: 1 – 0.1 МПа, 2 – 1, 3 – 5, 4 – 15, 5 – 20, 6 – 30.

сокие значения давления и температуры в камере сгорания, которые, согласно техническим характеристикам, составляют $T_k = 3676$ К и $p_k = 24.5$ МПа соответственно [18]. Данные параметры обуславливают необходимый уровень объемных концентраций электронов и ионов в высокоэнтальпийном потоке для проявления электрофизических свойств. Эти параметры в совокупности с течением ионизированного газа в профилированном сопле позволяют провести оценку и численное моделирование электрического поля высокоэнтальпийного ионизированного газового потока с заряженной стенкой.

Течение продуктов сгорания по камере сгорания и профилированному сверхзвуковому соплу Лавала с последующим истечением в затопленное пространство моделировалось в осесимметричной постановке в программе “Ansys Fluent”. Система уравнений газодинамики включала в себя уравнения неразрывности, сохранения количества движения в форме Навье–Стокса, энергии (энтальпии) и уравнение состояния. Диссипация энергии в камере сгорания и сопле определялась в рамках стандартной двухпараметрической $k-\epsilon$ модели турбулентности.

Геометрия проточной части камеры ЖРД включала в себя камеру сгорания и сопло (рис. 3), а также область истекающей струи.

Для геометрии камеры построена конечно-элементная модель в виде структурированной сетки с числом ячеек более 30000. Для корректного описания взаимодействия сверхзвуковой струи с окружающей атмосферой на срезе сопла выделялась область за выходным сечением (срезом сопла).

Моделирование электрического поля в системе “ионизированная струя – стенка камеры двигателя” проводилось с использованием дополнительного модуля Magnetohydrodynamics module с заданием граничных условий в виде электрического потенциала стенки сопла ϕ_w . Ионизация продуктов сгорания учитывалась методом задания дополнительного свойства рабочего потока – электрической проводимостью в зависимости от температуры газа в соответствии с выражением (6) и данными рис. 2.

Целью моделирования сопряженной электрогазодинамической (ЭГД) задачи являлось определение возможных плотностей электрического тока и напряженности электрического поля в области стенки, в струе и окружающем пространстве на срезе. Потенциал стенки в численных расчетах варьировался в диапазоне $\phi_w = 50-250$ мВ. Нижний предел диапазона потенциала стенки соп-

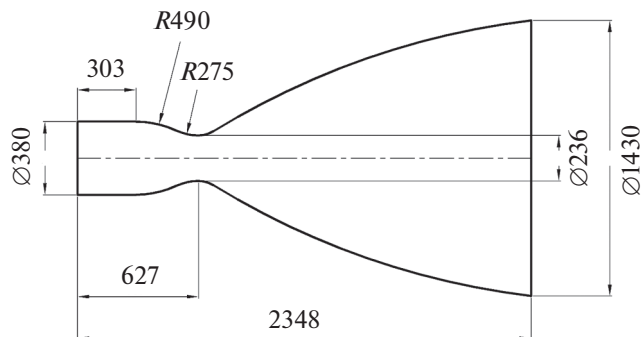


Рис. 3. Геометрия камеры ЖРД.

ла, выбранного для численного исследования, задавался исходя из значений, сравнимых по порядку величины с экспериментальными данными [6]. Верхний предел ϕ_w устанавливался из соображения не превышения значения напряженности, соответствующего пробойному $E < E_{max} \approx 10^7$ В/м [20].

Стенка осесимметричного сопла задавалась в граничных условиях как полностью проводящая, что соответствовало задаче заземленной конструкции двигателя и протеканию тока на стенку. Заданные граничные условия по потенциалам в совокупности с электрической проводимостью для составленной сопряженной ЭГД-задачи однозначно определяли электрический ток на стенку камеры и напряженность электрического поля в соответствии со схемой рис. 4 [21].

Суммарное значение тока на стенку сопла определялось в модели интегрированием распределения плотности тока на стенку по всей поверхности камеры двигателя, включая камеру сгора-

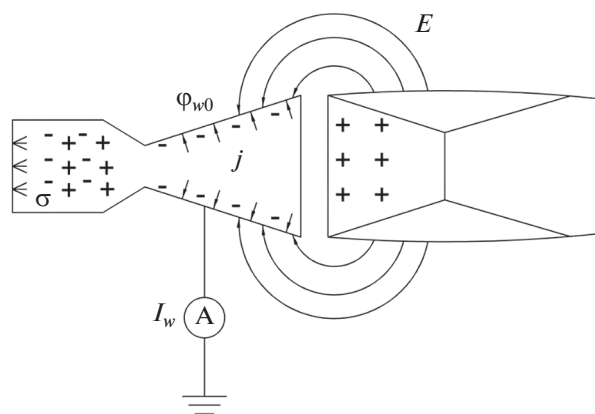


Рис. 4. Расчетная схема и ГУ для сопряженной ЭГД-задачи определения собственного электрического поля системы “двигатель – реактивная струя”.

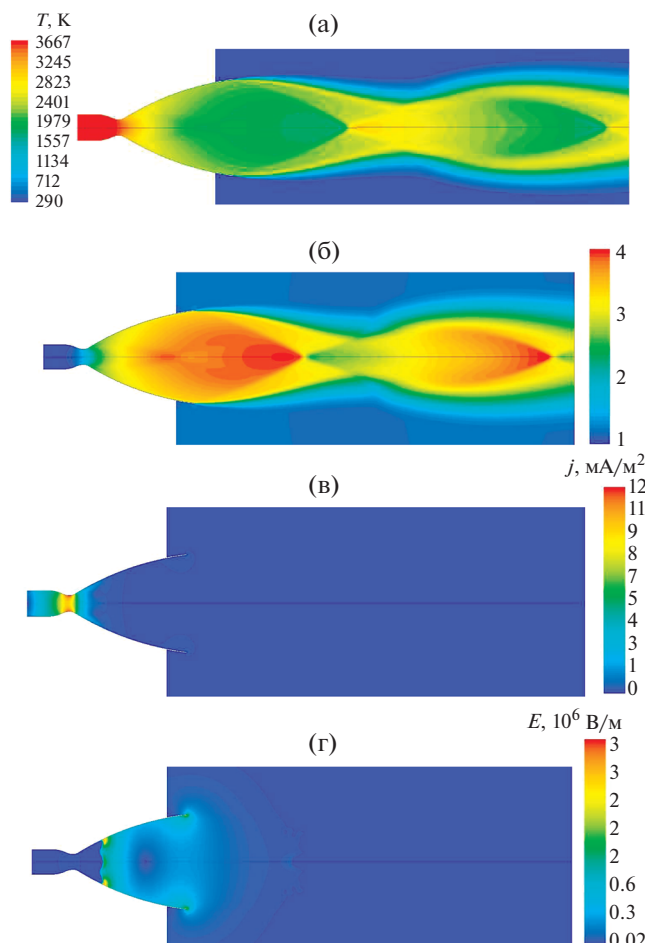


Рис. 5. Распределения параметров потока при давлении окружающей среды $p_h = 0.1$ МПа: (а) – статической температуры, (б) – чисел Маха, (в) – плотности тока в сверхзвуковой части сопла, (г) – напряженности в сверхзвуковой части сопла.

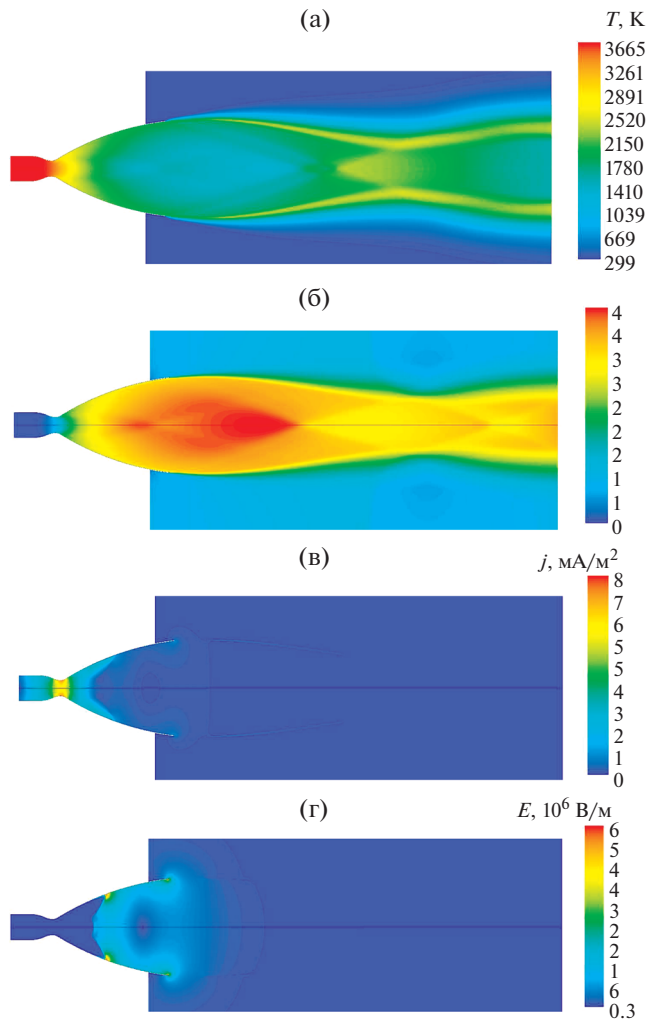


Рис. 6. Распределения параметров потока при отсутствии давления окружающей среды ($p_h = 0$ МПа): (а) – статической температуры, (б) – чисел Маха, (в) – плотности тока, (г) – напряженности.

ния, сужающуюся и сверхзвуковую части сопла, в соответствии с выражением

$$I_w = \int_{F_w} j(F) dF,$$

где F_w – площадь боковой поверхности камеры ЖРД, включая сопло.

Теплоемкость смеси продуктов сгорания для соотношения компонентов топлива при соответствующем коэффициенте избытка окислителя в топливе аппроксимировалась полиномиальной зависимостью в интервале статических температур 200–3800 К:

$$C_p = -3279 + 7.12T - 0.00193T^2 - 1.27 \times 10^{-6}T^3 + 7.46 \times 10^{-10}T^4 - 9.68 \times 10^{-14}T^5$$

при $T = 1500\text{--}3800$ К и

$$C_p = 1814.8$$

при $T = 200\text{--}1500$ К.

Граничные условия для газодинамической задачи определялись следующими параметрами: температура стенки (камеры сгорания и сопла) $T_w = 1000$ К, давление окружающей среды $p_h = 0\text{--}0.1$ МПа, полная температура и полное давление в начальном сечении камеры сгорания $T_k^* = 3650$ К и $p_k^* = 24.5$ МПа.

На рис. 5, 6 приведены распределения чисел Маха и статической температуры потока при давлениях окружающей среды 0.1 и 0 МПа. Суммарный расход газа через сопло в обоих случаях со-

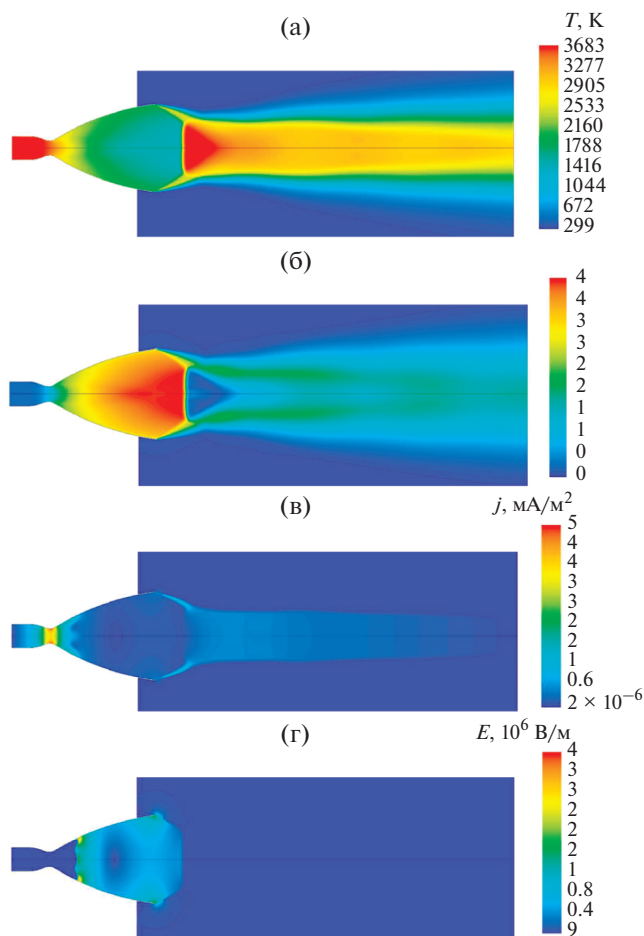


Рис. 7. Распределения параметров потока при $p_k = 5.7$ МПа и $p_h = 0$: (а)–(г) – см. рис. 6.

ставил 612 кг/с. Газодинамическая картина течения высокоэнтальпийного потока за срезом сопла при наличии противодавления $p_h = 0.1$ бар

(рис. 5) характеризуется интенсивным скачком уплотнения на расстоянии ~ 1740 мм от среза сопла и повышением статической температуры до значения ~ 3000 К в этой области. Это в свою очередь приводит к “ударной ионизации” продуктов сгорания [14] и обуславливает повышенные уровни объемных концентраций электронов в области скачка. Хотя статическое давление в струе в этой области невелико (до ~ 1.5 МПа), объемные концентрации электронов при данных значениях температуры и давления в соответствии с результатами термодинамического расчета (табл. 1) могут составлять до $0.4 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Из полученных распределений напряженности электрического поля и плотности тока (рис. 5–7) видно, что максимальные значения напряженности реализуются в области среза сопла, а максимальные значения плотности тока – в области критического сечения. Интегральные значения тока при варьировании потенциала на стенку сопла приведены на рис. 8. При наличии давления окружающей среды значение тока на стенку и напряженность собственного поля увеличиваются по сравнению с режимом истечения “в пустоту”. Так, при $\phi_w = 120$ мВ ток на стенку сопла составил $I_{w1} = 3646$ мА при $p_h = 0.1$ МПа и $I_{w2} = 2955$ мА при $p_h = 0$ МПа. Среднеинтегральные значения плотности тока и напряженности в выходном сечении сопла при $p_h = 0.1$ МПа составили $\langle j_{a1} \rangle = 183 \text{ мА/м}^2$ и $\langle E_{a1} \rangle = 0.79 \times 10^6 \text{ В/м}$, а при $p_h = 0$ МПа $\langle j_{a2} \rangle = 145 \text{ мА/м}^2$ и $\langle E_{a2} \rangle = 0.62 \times 10^6 \text{ В/м}$. Электропроводность, осредненная по радиусу выходного сечения, при этом остается постоянной $\langle \sigma_a \rangle = 2.3 \times 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, поскольку температура потока на срезе сопла не изменяется вследствие отсутствия скачка уплотнения

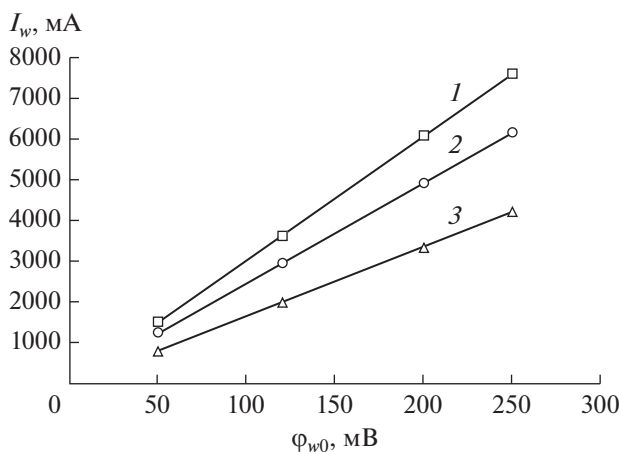


Рис. 8. Интегральные значения тока на стенку сопла в зависимости от потенциала стенки: 1 – $p_k = 24$ МПа, $p_h = 0.1$ МПа; 2 – 24, 0; 3 – 5.7, 0 [8].

внутри сопла при данном режиме истечения ($p_n = 0.1$ МПа).

В рамках верификации результатов численных расчетов по составленной модели практический интерес представляет сравнение с результатами эксперимента [8]. Так, для двигателя с такими параметрами, как диаметр выходного сечения сопла $d_a = 1575$ мм и критического сечения $d_{кр} = 225$ мм, давление в камере сгорания $p_k = 5.7$ МПа и температура $T_k = 3600$ К, ток на стенку сопла, зарегистрированный при огневых испытаниях, составил $I_w = 750–4500$ мА (рис. 7). Данный диапазон тока по результатам численных расчетов реализуется в исследуемом ЖРД при давлении $p_k = 5.7$ МПа и потенциале $\phi_w = 50–250$ мВ (рис. 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведено математическое моделирование собственного электрического поля, образованного в результате взаимодействия высокоэнтальпийного потока слабоионизированной плазмы продуктов сгорания топлива кислород + керосин и заземленной стенки сопла.

2. Получены значения коэффициента электропроводности продуктов сгорания кислород + керосин в зависимости от статической температуры и давления потока, которые характеризуются объемными концентрациями электронов в потоке.

3. Методами численного моделирования с заданием граничных условий в виде электропроводности высокоэнтальпийного потока и потенциала стенки определены интегральные величины тока на стенку сопла, которые при значениях $\phi_w = 50–150$ мВ составили $I_w = 800–7500$ мА в зависимости от режима истечения. Расчетные значения тока совпадают с экспериментальными данными других авторов, полученными для двигателя с близкими геометрическими размерами сопла и полными газодинамическими параметрами в камере сгорания.

4. Определены величины напряженности электрического поля в системе “ионизированный поток–стенка”, которые могут быть использованы в качестве контрольного параметра в системах диагностики рабочего процесса.

В заключение также отметим, что разработанная модель может быть использована для высокоэнтальпийных ионизированных потоков в условиях эксплуатации реактивных двигателей. При этом распределения электрофизических параметров будут зависеть от геометрии канала двигателя и типа горючего.

Работа выполнена при поддержке госпрограммы № 0705-2020-0044 фундаментальных исследований лаборатории “Внутрикамерные процессы ракетных и реактивных двигателей”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колесников А.Ф. Амбиполярная диффузия в ударной волне, распространяющейся в слабоионизованном термически неравновесном газе // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1 (доп.). С. 131.
2. Рудинский А.В., Ягодников Д.А. Диагностика ракетных и реактивных двигателей по характеристикам собственного электромагнитного поля продуктов сгорания // ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 828.
3. Черепнин С.Н. Исследование электрофизических явлений в камерах сгорания реактивных двигателей // ФГВ. 1990. Т. 26. № 2. С. 58.
4. Потапов Г.П. Электризация реактивных сопел // Изв. вузов. Авиац. техника. 1978. № 4. С. 112.
5. Потапов Г.П., Дрегалин А.Ф. Образование статического электричества при истечении из сопла ионизированного газа // Изв. вузов. Авиац. техника. 1977. № 5. С. 90.
6. Ягодников Д.А., Воронецкий А.В., Пушкин Н.М. Исследование электризации сопла жидкостного ракетного двигателя // ФГВ. 1995. Т. 31. № 4. С. 54.
7. Нагель Ю.А. К вопросу определения электрического тока струи при истечении плотного слабоионизованного газа (№ 4115-В-87 Деп. от 8.VI.1987) // ТВТ. 1987. Т. 25. № 6. С. 1246.
8. Нагель Ю.А. Электризация двигателей при истечении продуктов сгорания. Экспериментальные результаты // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 8. С. 55.
9. Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е. Модель формирования электрического тока выноса в каналах авиационных реактивных двигателей // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 139.
10. Иващенко Ю.С., Садырин А.Л. Электрические характеристики поверхности горения баллистидных композиций со свинцовым катализатором // ФГВ. 1990. № 2. С. 68.
11. Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П. Теория ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1989. 464 с.
12. Кучинский В.В., Никитенко А.Б. Аналитические методы оценки параметров плазмы продуктов сгорания и определение температуры по результатам измерений проводимости плазмы // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 8. С. 13.
13. Коновалов В.П., Сон Э.Е. Электропроводность плазмы молекулярного водорода с присадкой щелочных металлов // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 135.

14. *Pergament It.S., Calcote H.F.* Thermal and Chemi-ionization Processes in Afterburning Rocket Exhausts // Symp. (Int.) Combustion. 1967. V. 11. Iss. 1. P. 597.
15. *Balwanz W.W.* Ionization in Rocket Exhausts // 10th Int. Symp. Combustion. The Combustion Institute. 1965. P. 685.
16. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т.* Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004. 528 с.
17. *Трусов Б.Г.* Программный комплекс TERRA для расчета плазмохимических процессов // Матер. 3-го Междун. симпоз. по теор. и прикл. плазмохимии. Плес, 2002. С. 217.
18. НПО “Энергомаш” им. акад. В.П. Глушко. <http://www.npoenergomash.ru/dejatelnost/engines/rd171m/>
19. *Kieffer L.J.* Low-energy Electron-collision Cross-section Data // Atom. Data. 1971. V. 2. P. 293.
20. *Пинчук В.А.* Двигательная электризация как явление, отображающее развитие зарядовой неустойчивости в среде продуктов сгорания при истечении // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 8. С. 21.
21. *Пушкин Н.М.* Электрофизика ракетно-космического полета и электрофизические методы контроля и диагностики изделий РКТ. М.: Научный консультант, 2016. 278 с.