

УДК 621.455

Д. А. Я год н и ко в, А. В. Р у д и н с к и й

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГАЗОВЫХ ТРАКТАХ ЭНЕРГОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

Разработана теоретическая модель электрофизических процессов, протекающих в камере жидкостного ракетного двигателя. Представлены закономерности изменения электрофизических характеристик продуктов сгорания топлив в зависимости от режимных параметров жидкостного ракетного двигателя. Проведены сравнения полученных численных результатов с результатами эксперимента.

E-mail: daj@bmstu.ru

Ключевые слова: *энергосиловая установка, жидкостный ракетный двигатель, концентрация заряженных частиц, плотность электрического тока, напряженность магнитного поля.*

Критерием эффективности любой энергосиловой установки (ЭСУ) является правильная организация рабочих процессов, отвечающих за ее надежную, экономичную и безотказную работу. Наличие методов контроля этих процессов, а также математических моделей их описания позволяет следить за изменениями всех необходимых параметров такой установки в масштабе реального времени, обеспечить ее эффективную работу, а также предотвратить развитие аномалий и исключить появление неисправностей.

Среди современных методов диагностики внутрикамерных физико-химических процессов, протекающих в газовых трактах энергосиловых установок, наиболее перспективными и поэтому интенсивно развиваемыми являются бесконтактные методы, основанные, например, на регистрации электрофизических характеристик продуктов сгорания (ПС) топлив [1]. Продукты сгорания ЭСУ, в частности реактивных и ракетных двигателей, можно считать низкотемпературной плазмой, которая представляет собой положительно и отрицательно заряженные ионы, в том числе и электронный газ. Упорядоченное движение заряженных частиц в газодинамическом тракте создает электрический ток уноса с плотностью j и напряженностью электрического поля E . Электрическое поле перемещающихся ионов и электронов порождает магнитное поле напряженностью H .

Перечисленные параметры характеризуют электрофизические процессы и представляют интерес с точки зрения влияния на них режим-

ных параметров ЭСУ, отвечающих за ее работоспособность и регулирование. Для ракетных и реактивных двигателей, таких как жидкостные ракетные двигатели (ЖРД), прямоточные воздушно-реактивные двигатели (ПВРД), наиболее важными характеристиками являются давление в камере сгорания p_k и коэффициент избытка окислителя α или соотношение компонентов топлива K_m .

Регулирование тяги двигателя, соотношения компонентов, ввод в камеру сгорания присадок, увеличивающих энергетические характеристики двигателя, – все эти процессы, являющиеся неотъемлемой частью эксплуатации двигателя, влияют непосредственно на физико-химический состав ПС. Изменение концентраций заряженных частиц может дать полную информацию об электрофизических параметрах, по которым, в свою очередь, можно судить о качестве внутрикамерных рабочих процессов.

Цель настоящей работы – разработка математической модели и проведение численных расчетов электрофизических характеристик процессов, протекающих в газовых трактах ЭСУ.

Математическая модель основывается на рассмотрении ПС как слабо ионизированной классической низкотемпературной трехкомпонентной плазмы, включающей в себя ионы, электроны и нейтральные атомы [2].

Напряженность электрического поля, создаваемого заряженными частицами, определяется из уравнения Пуассона:

$$\operatorname{div} E = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_i), \quad (1)$$

где e – заряд электрона; ε_0 – электрическая постоянная; n_e, n_i – концентрации электронов и ионов, которые определяются из термодинамического расчета, выполненного с помощью универсальной программы “Астра”. Результаты расчетов равновесных концентраций преобладающих ионов для различных топлив приведены в табл. 1–3. Выбор этих компонентов обусловлен их широким применением в современном ракетостроении. Носителями положительных зарядов в углеводородных ПС являются ионы: CHO^+ , $\text{C}_2\text{H}_2\text{O}^+$, C_3H_3^+ , CH_3^+ , O^+ , CO^+ , OH^+ , H_2O^+ , H_3O^+ , H_5O_2^+ , H_3O_3^+ , среди которых преобладают ионы H_3O^+ , а носителями отрицательных зарядов являются свободные электроны.

Концентрации компонентов плазмы, описывающей состояние ПС в камере сгорания, связывались условием ионизационного равновесия – уравнением Саха–Ленгмюра:

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = 2 \frac{\Sigma^+}{\Sigma} \left(\frac{m_e k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{\varepsilon}{k_B T_a} \right), \quad (2)$$

где n_a – концентрация нейтральных атомов; m_e – масса электрона; ε –

Концентрация заряженных частиц, содержащихся в ПС ЖРД

Коэффициент избытка окислителя α	Концентрация заряженных частиц, моль/кг	
	H_3O^+	свободные электроны e^-
0,58	$0,23 \cdot 10^{-5}$	$0,19 \cdot 10^{-5}$
0,835	$0,31 \cdot 10^{-5}$	$0,21 \cdot 10^{-5}$

Примечание: $p_k = 3$ МПа; в составе топлива окислитель — жидкий кислород, горючее — этиловый спирт.

Таблица 2

Концентрация заряженных частиц, содержащихся в ПС ЖРД

Коэффициент избытка окислителя α	Концентрация заряженных частиц, моль/кг	
	H_3O^+	свободные электроны e^-
0,5	$0,160 \cdot 10^{-5}$	$0,108 \cdot 10^{-5}$
0,8	$0,267 \cdot 10^{-5}$	$0,201 \cdot 10^{-5}$

Примечание: $p_k = 3$ МПа; в составе топлива окислитель — жидкий кислород, горючее — керосин.

Таблица 3

Концентрация заряженных частиц, содержащихся в ПС ПВРД

Коэффициент избытка окислителя α	Концентрация заряженных частиц, моль/кг	
	NO^+	свободные электроны e^-
0,5	$0,30 \cdot 10^{-5}$	$0,31 \cdot 10^{-5}$
0,8	$0,52 \cdot 10^{-5}$	$0,50 \cdot 10^{-5}$

Примечание: $p_k = 0,5$ МПа; в составе топлива окислитель — воздух, горючее — керосин.

энергия ионизации нейтрального атома ПС; k_B — постоянная Больцмана; h — постоянная Планка; Σ^+ , Σ — внутренние статистические суммы иона и атома. Концентрация нейтральных атомов в уравнении Саха–Ленгмюра находится из уравнения состояния Ван-дер-Ваальса:

$$(p + n_a^2 a) = \frac{n_a k_B T}{1 - n_a b}, \quad (3)$$

где p , T — давление и температура в i -м сечении газового тракта, например сопла, a , b — параметры уравнения Ван-дер-Ваальса.

Плотность тока заряженных частиц, выносимых из сопла реактивного двигателя, можно описать уравнением

$$j = e (n_i W_i - n_e W_e), \quad (4)$$

где W_i — скорость дрейфа ионов, которая может быть принята приблизительно равной скорости истечения ПС. Учитывая, что движение электрона происходит в электрическом поле иона [3], его скорость W_e находим из уравнения:

$$W_e \frac{dW_e}{dx} + \frac{e}{m_e \mu_e} (W_e - W_i) + \frac{1}{m_e n_e} \operatorname{div} (p_e) - \frac{e}{m_e} E(r, x, \theta) = 0, \quad (5)$$

где E — напряженность электрического поля, создаваемого ионами; p_e — парциальное давление электронного газа; μ_e — подвижность электрона, которая может быть найдена из уравнения Лоренца:

$$\mu_e = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{e}{m_e (k_B T)^{5/2}} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right) d\varepsilon. \quad (6)$$

Значение потенциала в низкотемпературной плазме, обусловленного взаимодействием каждой частицы с окружающими ее заряженными частицами, определялось из уравнения:

$$\varphi = \frac{e\sqrt{n_e r_D}}{4\pi\varepsilon_0}, \quad (7)$$

где $r_D = 39 \left(\frac{T}{n_e}\right)^{1/2}$ — дебаевский радиус, равный расстоянию, на котором поле точечного заряда в идеальной плазме убывает в $e \approx 2,7$ раз.

Напряженность магнитного поля, генерируемая заряженными частицами, определяется из системы уравнений Максвелла при отсутствии внешнего электрического и магнитного полей [4] для стационарного режима:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} E &= 0; \\ \operatorname{rot} H &= \frac{4\pi}{c} j, \end{aligned} \quad (8)$$

где c — скорость света в вакууме.

На рис. 1 приведены результаты численного интегрирования системы дифференциальных уравнений (1)–(8) в цилиндрической системе координат. Интегрирование проводилось при следующих начальных условиях:

$$\begin{aligned} x = x_k = 0 : \quad W_i = W_e = 0, \quad T = T_k, \quad p = p_k, \quad j = 0, \quad E = 0, \quad \varphi = 0, \\ r = 0 : \quad T = T_y = T_k; \quad r = r_k : \quad T = T_{пр}, \end{aligned}$$

где T_y , $T_{пр}$ — температура ядра потока и температура пристеночного слоя соответственно.

Следует отметить, что температура газового потока определяет его термодинамический состав, т.е. наличие частиц ионизованных газов и электронов, что, в свою очередь, определяет электрофизические характеристики ПС.

Распределения электрофизических характеристик ПС построены для лабораторного ЖРД с компонентами топлива спирт–жидкий кислород. Выбор такой пары компонентов топлива продиктован требова-

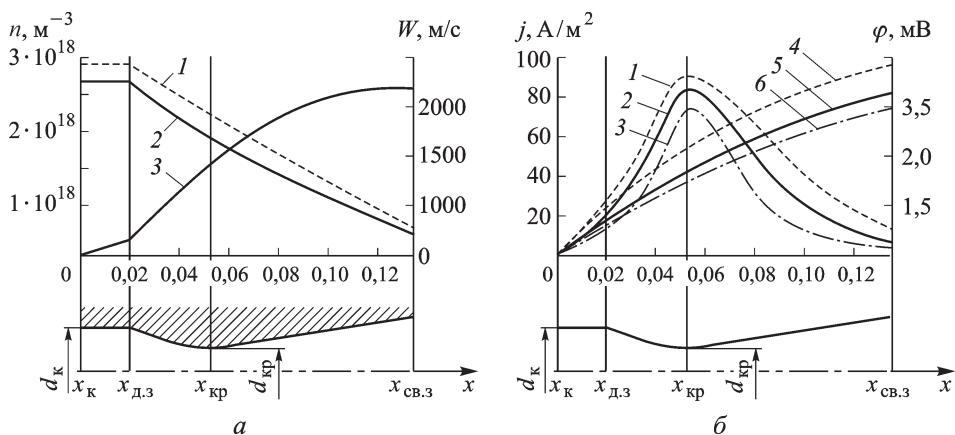


Рис. 1. Изменение параметров в камере сгорания ЖРД:

a – 1 и 2 – концентрации ионов H_3O^+ и электронов; 3 – скорость истечения заряженных частиц; $\alpha = 0,580$; b – 1, 2, 3 – плотность тока j при $\alpha = 1$, $\alpha = 0,835$, $\alpha = 0,580$ соответственно; 4, 5, 6 – потенциал ϕ при $\alpha = 1$, $\alpha = 0,835$, $\alpha = 0,580$ соответственно

ниями безопасности работы стенда и значительным опытом эксплуатации кислородно-спиртовых ЖРД. Кроме того, высокая температура горения указанной топливной композиции обуславливает достаточную ионизацию продуктов сгорания для проведения электрофизических исследований.

Как следует из рис. 1, b , плотность тока увеличивается по мере движения ПС и достигает максимального значения в области критического сечения камеры двигателя. Хотя концентрация заряженных частиц падает в этой области, произведение скорости потока на концентрацию заряженных частиц достигает наибольшего значения, что объясняет максимум плотности тока j . Скорость движения заряженных частиц в камере сгорания ЖРД подчиняется законам электрогазодинамического взаимодействия [5] и носит возрастающий характер. При дальнейшем движении ПС по соплу вследствие понижения температуры и наличия реакций рекомбинации концентрация заряженных частиц падает (рис. 1, a), это вызывает снижение плотности тока.

Зависимости распределения плотности тока и электрического потенциала ПС по радиусу камеры двигателя в i -м сечении (рис. 2) имеют убывающий характер. Это объясняется снижением температуры газового потока в области холодного пристеночного слоя при завесном охлаждении стенок камеры ЖРД. Значение температуры в области пристеночного слоя существенно ниже значения температуры в ядре потока, поэтому снижение температуры замедляет протекание реакций ионизации ПС, что, в свою очередь, уменьшает генерацию заряженных частиц – носителей электрического тока.

Установлено, что с ростом давления значения плотности электрического тока j и потенциала $\Delta\phi$ возрастают вследствие увеличения

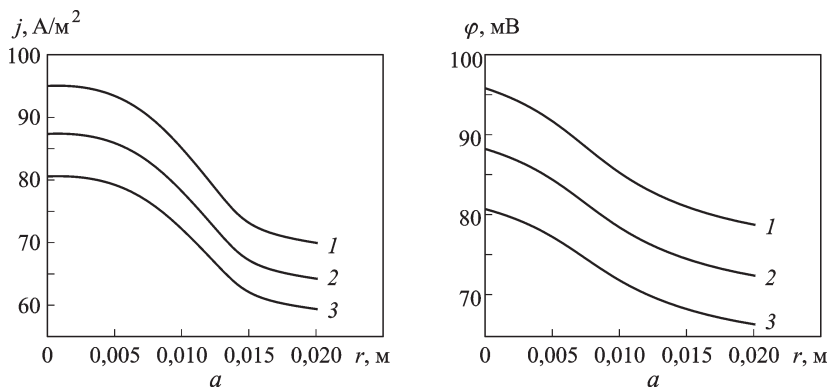


Рис. 2. Распределение плотности электрического тока (*а*) и потенциала (*б*) ПС по радиусу камеры сгорания ЖРД на углеводородном топливе при $p_k = 3$ МПа, $p_a = 0,1$ МПа, $\alpha = 0,835$:

1 – $p = 3$ МПа; 2 – $p = 2,5$ МПа; 3 – $p = 2$ МПа

концентрации заряженных частиц, поскольку интенсивность электрофизических процессов зависит, главным образом, от их доли в ПС.

Изменение концентраций заряженных частиц в зависимости от давления в камере сгорания ЖРД при различных значениях коэффициента избытка окислителя показано на рис. 3.

Напряженность магнитного поля H , порождаемого дрейфующими ионами и электронами, — важная электрофизическая характеристика ПС топлив, изменение которой можно определить с помощью датчиков.

Изменение напряженности магнитного поля в зависимости от давления в камере сгорания при различных значениях коэффициента избытка окислителя представлено на рис. 4. Как следует из рисунка, теоретическая зависимость напряженности магнитного поля от давления в камере сгорания удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями, измеренными датчиком магнитного поля на модельном ЖРД [6].

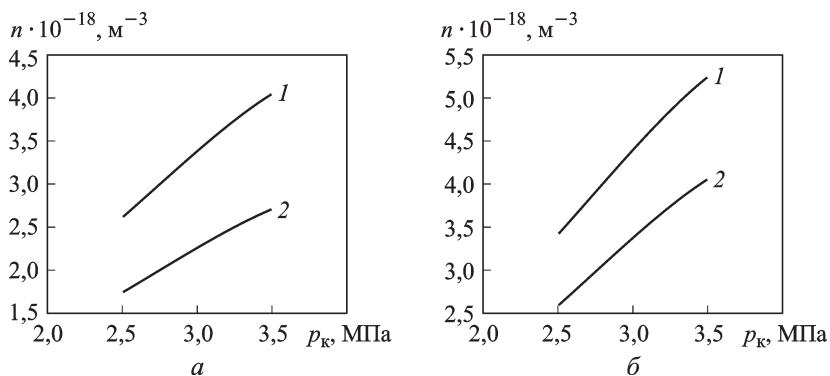
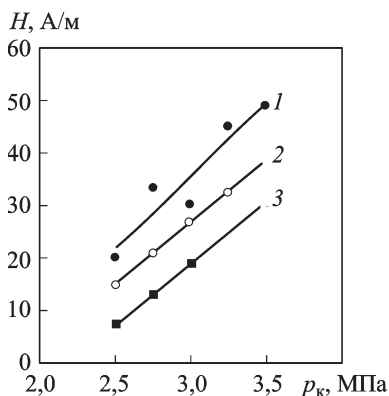


Рис. 3. Изменение концентрации заряженных частиц в зависимости от давления в камере сгорания p_k при $\alpha = 0,58$ (*а*) и $\alpha = 0,835$ (*б*):

1 — концентрация ионов H_3O^+ , 2 — концентрация электронов

Рис. 4. Зависимость изменения напряженности магнитного H поля от давления в камере сгорания p_k :

1 и 2 — экспериментальная и теоретическая напряженности при $\alpha = 0,835$; 3 — при $\alpha = 0,58$



В результате отметим, что с увеличением значения α в диапазоне $\alpha = 0,58 \dots 0,835$ растет значение напряженности магнитного поля; это можно объяснить ростом концентраций заряженных частиц из-за увеличения температуры ПС при $\alpha \rightarrow 1$.

Среди электрофизических свойств ионизованных ПС, легко определяемых экспериментально, а также характеризующих рабочий процесс при физико-химическом изменении ПС, рассмотрим коэффициент удельной электропроводности σ , который рассчитывается по зависимости

$$\sigma = e\mu_e n_e. \quad (9)$$

Коэффициент удельной электропроводности также может быть определен с достаточной точностью при использовании модели движения электронов в среде тяжелых ионов и атомов [7]:

$$\sigma = \frac{e^2 C_e}{m_e \nu_{\text{эф}}}, \quad (10)$$

где C_e — мольная концентрация электронов; $\nu_{\text{эф}}$ — эффективная частота соударений электронов с нейтральными и заряженными частицами.

Изменение коэффициента удельной электропроводности ПС в зависимости от давления в камере сгорания ЖРД и коэффициента избытка окислителя показано на рис. 5.

Максимальное значение коэффициента удельной электропроводности σ соответствует стехиометрическому соотношению компонентов топлива $\alpha = 1$ (рис. 5, а), что подтверждает наибольшие значения концентраций заряженных частиц в этой области. Изменение σ в зависимости от давления в КС носит возрастающий характер, что может быть объяснено увеличением концентрации ионов и свободных электронов в ПС в данном диапазоне давлений.

Таким образом, выявлены явные зависимости электрофизических и электромагнитных характеристик ПС от режимных параметров ЭСУ, что может быть использовано для диагностики как самого рабочего процесса, так и энергосиловой установки в целом.

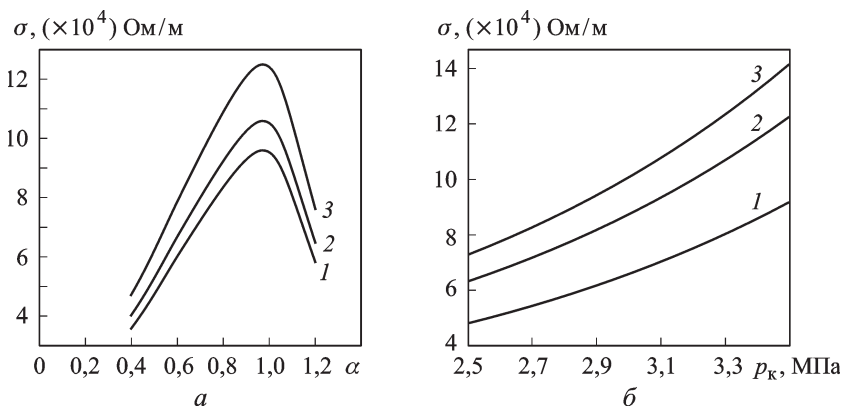


Рис. 5. Зависимость изменения коэффициента удельной электропроводности σ от коэффициента избытка окислителя α (а) и давления p_k в камере сгорания ЖРД (б):

1 – $p_k = 2$ МПа, $\alpha = 0,58$; 2 – $p_k = 2,5$ МПа, $\alpha = 0,835$; 3 – $p_k = 3$ МПа, $\alpha = 1$

Работа выполнена при поддержке гранта (РФФИ проект № 08-08-00624).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гафуров Р. А., Соловьев В. В. Диагностика внутрикамерных процессов в энергетических установках. – М.: Машиностроение, 1991. – 271 с.
2. Фортков В. Е., Храпак А. Г., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 528 с.
3. Пинчук В. А. Двигательная электризация как явление, отображающее развитие зарядовой неустойчивости в среде продуктов сгорания при истечении // Журнал технической физики. – 1997. – Т. 67, № 8. – С. 21–24.
4. Электрогазодинамические течения / А.Б. Ватажин, В.И. Грабовский, В.А. Лихтер и др. – М.: Наука, 1983. – 344 с
5. Ватажин А. Б., Лихтер В. А., Рушайло А. М. Электрические пульсации в турбулентных электрогазодинамических потоках. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 720 с.
6. Ягодников Д. А. Бобров А. Н., Аникеев В. М., Филимонов Л. А. Экспериментально-теоретическое исследование и разработка электрофизических методов контроля и диагностики жидкостных ракетных двигателей // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. – 2009. – № 3. – С. 66–76.
7. Алемасов В. Е., Дрегалин А. Ф., Тишин А. П. Теория ракетных двигателей. – М.: Машиностроение, 1989. – 464 с.

Статья поступила в редакцию 28.09.2009

Александр Викторович Рудинский – студент МГТУ им. Н.Э. Баумана.

A.V. Rudinskii – student of the Bauman Moscow State Technical University.

Дмитрий Алексеевич Ягодников – д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой “Ракетные двигатели” МГТУ им. Н.Э. Баумана.

D.A. Yagodnikov – D. Sc. (Eng.), professor, head of “Rocket Engines” department of the Bauman Moscow State Technical University.