

**ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ
АППАРАТЫ И КОНСТРУКЦИИ**

УДК 532.5:536.461:537.5

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ ЧАСТИЦ
КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗЫ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ПОТОКЕ
ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ**

© 2019 г. А. В. Рудинский^{1,2, *}, Д. А. Ягодников¹

¹Московский государственный технический университет
им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

²Центральный институт авиационного моторостроения
им. П.И. Баранова, Москва, Россия

*E-mail: alex_rudinskiy@mail.ru

Поступила в редакцию 31.10.2018 г.

После доработки 20.02.2019 г.

Принята к публикации 27.03.2019 г.

Разработана математическая модель и рассчитаны электрофизические характеристики продуктов сгорания в проточном тракте жидкостного ракетного двигателя с учетом электризации продуктов сгорания и твердых частиц металла, образующихся в результате разгорания элементов конструкции двигателя. Численными методами получены расчетные траектории частиц металла, их скорости, температуры и суммарного электрического заряда, приобретаемого частицами вследствие взаимодействия с электронами, присутствующими в продуктах сгорания. Проанализировано влияние размера частицы на величину электрического заряда. Полученные результаты могут быть использованы для разработки системы ранней диагностики разгорания теплонапряженных элементов конструкции энергосиловых установок.

DOI: 10.1134/S0040364419050132

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что началу разрушения газодинамического тракта реактивного двигателя предшествует появление в газовом потоке продуктов сгорания множества микрочастиц [1, 2]. В работах [3–5] показано, что такие частицы имеют электрический заряд, генерируют электрическое поле и могут быть зарегистрированы. Полученные экспериментально-теоретические результаты легли в основу бесконтактной электростатической диагностики авиационных двигателей [6]. Однако проведенные фундаментальные исследования ограничивались низкими температурами газового потока (~1200 К) и вводом уже электрически заряженных конденсированных частиц (капель, частиц металла и т.д.), например электризованных с помощью коронного разряда [7]. Применение такого подхода в условиях высокоэнтальпийных потоков продуктов сгорания ракетных и перспективных реактивных двигателей может быть некорректно по причине неучета при высоких температурах в камере сгорания (2500–3500 К), например, термоэлектронной эмиссии с поверхности конденсированных частиц, являющихся продуктами сгорания углеводородного горючего (УВГ) или образованных вследствие эрозион-

ного разрушения элементов конструкции проточного тракта.

Цель данной статьи заключается в разработке математической модели электризации частиц конденсированной фазы в высокоэнтальпийном потоке продуктов сгорания УВГ ракетного двигателя и верификации расчетных данных с использованием опубликованных ранее результатов экспериментальных исследований.

**ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ТВЕРДЫХ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ
В ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОМ
ИОНИЗИРОВАННОМ ПОТОКЕ
ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ УВГ**

Рассмотрим частицу металла, которая может образоваться в процессе эрозионного разрушения камеры жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) и вносится во внутрикамерный объем газовым потоком продуктов сгорания (ПС) с температурой $T_k = 1900–3600$ К. Допуская, что в целом продукты сгорания электрически нейтральны, т.е. концентрации электронов и положительно заряженных ионов равны ($n_{e\infty} = n_{i\infty}$), оценим заряд твердой частицы, приобретенный в газовом потоке.

Электростатический потенциал частицы Φ в зависимости от расстояния от ее центра определяется уравнением Пуассона [8]

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e), \quad (1)$$

где e – заряд электрона; ϵ_0 – электрическая постоянная; n_e , n_i – концентрации ионов и электронов.

Концентрации заряженных частиц в высокотемпературных продуктах сгорания рассчитывались с использованием распределений Больцмана

$$n_e = n_{\infty} \exp\left(\frac{e\Phi}{kT_k}\right), \quad (2)$$

$$n_i = n_{\infty} \exp\left(-\frac{e\Phi}{kT_k}\right), \quad (3)$$

где n_{∞} – концентрация электронов в продуктах сгорания, T_k – температура газа в определенном сечении сопла двигателя, k – постоянная Больцмана.

Введем безразмерный потенциал твердой частицы в виде

$$\bar{\Phi} = \frac{e\Phi}{kT_k}. \quad (4)$$

Подставляя выражения (2), (3) в (1), с учетом (4) получим уравнение Пуассона для потенциала частицы в безразмерной форме в сферических координатах

$$\nabla^2 \bar{\Phi}(r) = \frac{e^2 n_{\infty}}{\epsilon_0 k T_k} \left[\exp(\bar{\Phi}(r)) - \exp(-\bar{\Phi}(r)) \right]. \quad (5)$$

Преобразуем выражение (5) к виду

$$\nabla^2 \bar{\Phi}(r) = \frac{1}{R_D^2} \left[\exp(\bar{\Phi}(r)) - \exp(-\bar{\Phi}(r)) \right],$$

где R_D – радиус Дебая, определяемый следующей зависимостью:

$$R_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_k}{e^2 n_{\infty}}}.$$

Полагая, что металлическая частица приобретает в газовом потоке малый заряд, и вводя безразмерную координату $\bar{r} = r/R_D$, получим

$$\frac{d^2 \bar{\Phi}(\bar{r})}{d\bar{r}^2} + \frac{2}{\bar{r}} \frac{d\bar{\Phi}(\bar{r})}{d\bar{r}} = \bar{\Phi}(\bar{r}). \quad (6)$$

Граничные условия для решения уравнения (6) зададим следующим образом:

$$\bar{\Phi} = 0 \quad \text{при} \quad \bar{r} = \infty, \quad (7)$$

$$\bar{\Phi} = \ln\left(\frac{n_{es}}{n_{\infty}}\right) \quad \text{при} \quad \bar{r} = \frac{d_s}{2}, \quad (8)$$

где d_s – диаметр металлической частицы; n_{es} – концентрация электронов вблизи частицы, которая в предположении реализации термоэлектронной эмиссии в высокотемпературном газовом потоке определялась формулой Ричардсона–Дешмана

$$n_{es} = 2 \left(\frac{m_e k T_s}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E}{k T_s}\right),$$

где E – работа выхода электрона из металла, m_e – масса электрона, T_s – температура металлической частицы, h – постоянная Планка.

Таким образом, решение уравнения (6) с граничными условиями (7) и (8) имеет следующий вид:

$$\bar{\Phi}(\bar{r}) = \frac{r_s}{R_D} \ln\left(\frac{n_{es}}{n_{\infty}}\right) \frac{\exp(r_s/R_D - \bar{r})}{\bar{r}},$$

где $r_s = \frac{d_s}{2}$ – радиус твердой частицы.

Электрический заряд частицы рассчитывался в предположении электронейтральности системы “газ–частица”:

$$q_s = -2en_{\infty}R_D^3 \int_V \nabla^2 \bar{\Phi}(\bar{r}) d^3\bar{r}. \quad (9)$$

Интегрируя уравнение (9) по объему частицы, получим выражение для определения электрического заряда, приобретаемого металлической частицей в высокоэнтальпийном газовом потоке:

$$q_s = 8\pi en_{\infty}R_D^3 \frac{r_s}{R_D} \ln\left(\frac{n_{es}}{n_{\infty}}\right) \left(1 + \frac{r_s}{R_D}\right). \quad (10)$$

Зависимость (10) применима при условии $r_s < R_D$. При выполнении противоположного условия ($r_s > R_D$) электрический заряд частицы определялся зависимостью [8]

$$q_s = 4er_s^2 R_{DS} (n_{es} - n_{\infty}), \quad (11)$$

где $R_{DS} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_k}{e^2 n_{es}}}$.

Движение твердых заряженных частиц в реактивной струе продуктов сгорания двигателя носит нестационарный характер, что обусловлено колебаниями коэффициента избытка окислителя, динамическим взаимодействием фаз, а также

возможным механическим повреждением проточного тракта ЖРД [9, 10]. Нестационарное движение твердых заряженных частиц порождает индуцированное магнитное поле [11], амплитуда напряженности H_i которого может быть оценена из следующей зависимости:

$$H_i \approx \max(Q_{sV} v_a D_a; f_m D_a^2 Q_{sV}). \quad (12)$$

Здесь Q_{sV} – суммарный объемный электрический заряд в струе продуктов сгорания, обусловленный наличием заряженных частиц, v_a – скорость движения заряженных частиц, D_a – диаметр выходного сечения сопла двигателя, f_m – частота пульсаций электрического заряда в струе.

Следует отметить, что эмпирическая величина f_m может быть определена экспериментально при анализе спектра сигнала индукционного датчика, при работе конкретного двигателя. В этом случае экспериментальное значение f_m должно соответствовать максимальному значению плотности энергии, отнесенной к единице времени.

**РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ
АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ И ЭМИССИОННЫХ
СВОЙСТВ ЧАСТИЦ ПОРОШКОВОГО
МЕТАЛЛА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ
ПОТОКЕ**

С целью имитации разгорания [12] газодинамическое течение высокотемпературных продуктов сгорания кислорода и керосина моделировалось численными методами в геометрии камеры модельного ЖРД с каналом ввода металлических частиц. Концентрации электронов $n_{e\infty}$ в продуктах сгорания определялись термодинамическим расчетом в зависимости от коэффициента избытка окислителя (газообразного кислорода) α и, соответственно, температуры в камере сгорания (табл. 1).

Стоит отметить, что одной и той же температуре газа в камере сгорания ($T_k \approx 3360$ К), а следовательно, и температуре частиц соответствуют два значения коэффициента избытка окислителя $\alpha = 0.6$ и 1.6 . Данные значения рассмотрены для оценки влияния на электрический заряд твердых частиц только концентраций электронов в продуктах сгорания.

Перед входом в сужающуюся часть сопла формировался инжектор твердых частиц. Граничными условиями являлись скорость твердых частиц, вектор направления движения частиц в канале ввода и диаметр частиц. Указанные параметры варьировались в диапазонах изменения значе-

Таблица 1. Электрофизические параметры газа (продуктов сгорания)

d_s , м	r_s , м	$n_{e\infty}$, M^{-3}	R_D , м
$\alpha = 0.5$ при $R_D > r_s$			
2×10^{-5}	1×10^{-5}	2.27×10^{14}	2.25×10^{-4}
3×10^{-5}	1.5×10^{-5}	2.71×10^{13}	6.09×10^{-4}
4×10^{-5}	2×10^{-5}	4.03×10^{12}	14.94×10^{-4}
5×10^{-5}	2.5×10^{-5}	5.19×10^{11}	39.59×10^{-4}
6×10^{-5}	3×10^{-5}	2.47×10^{10}	0.018
7×10^{-5}	3.5×10^{-5}	1.11×10^9	0.083
8×10^{-5}	4×10^{-5}	5.68×10^7	0.365
9×10^{-5}	4.5×10^{-5}	8.72×10^6	0.899
10×10^{-5}	5×10^{-5}	1.10×10^5	2.765
$\alpha = 0.6$ при $R_D > r_s$			
2×10^{-5}	1×10^{-5}	19.46×10^{15}	2.58×10^{-5}
3×10^{-5}	1.5×10^{-5}	5.18×10^{15}	4.69×10^{-5}
4×10^{-5}	2×10^{-5}	5.04×10^{14}	1.42×10^{-4}
5×10^{-5}	2.5×10^{-5}	1.72×10^{14}	2.31×10^{-4}
6×10^{-5}	3×10^{-5}	1.55×10^{14}	2.29×10^{-4}
7×10^{-5}	3.5×10^{-5}	6.12×10^{13}	3.79×10^{-4}
8×10^{-5}	4×10^{-5}	2.26×10^{13}	6.16×10^{-4}
9×10^{-5}	4.5×10^{-5}	8.61×10^{12}	9.94×10^{-4}
10×10^{-5}	5×10^{-5}	1.02×10^{12}	9.79×10^{-4}
$\alpha = 1$ при $R_D < r_s$			
2×10^{-5}	1×10^{-5}	2.30×10^{17}	3.20×10^{-7}
3×10^{-5}	1.5×10^{-5}	6.62×10^{16}	1.32×10^{-6}
4×10^{-5}	2×10^{-5}	5.89×10^{16}	2.57×10^{-6}
5×10^{-5}	2.5×10^{-5}	4.06×10^{16}	5.07×10^{-6}
6×10^{-5}	3×10^{-5}	2.62×10^{16}	7.49×10^{-6}
7×10^{-5}	3.5×10^{-5}	1.77×10^{16}	11.11×10^{-6}
8×10^{-5}	4×10^{-5}	1.23×10^{16}	12.56×10^{-6}
9×10^{-5}	4.5×10^{-5}	8.79×10^{15}	23.91×10^{-6}
10×10^{-5}	5×10^{-5}	7.99×10^{15}	45.23×10^{-6}
$\alpha = 1.6$ при $R_D < r_s$			
2×10^{-5}	1×10^{-5}	1.03×10^{16}	3.55×10^{-5}
3×10^{-5}	1.5×10^{-5}	8.99×10^{15}	3.60×10^{-5}
4×10^{-5}	2×10^{-5}	6.36×10^{15}	4.01×10^{-5}
5×10^{-5}	2.5×10^{-5}	4.36×10^{15}	4.67×10^{-5}
6×10^{-5}	3×10^{-5}	3.30×10^{15}	5.18×10^{-5}
7×10^{-5}	3.5×10^{-5}	2.09×10^{15}	6.49×10^{-5}
8×10^{-5}	4×10^{-5}	1.01×10^{15}	8.88×10^{-5}
9×10^{-5}	4.5×10^{-5}	0.80×10^{15}	10.34×10^{-5}
10×10^{-5}	5×10^{-5}	0.60×10^{15}	11.74×10^{-5}

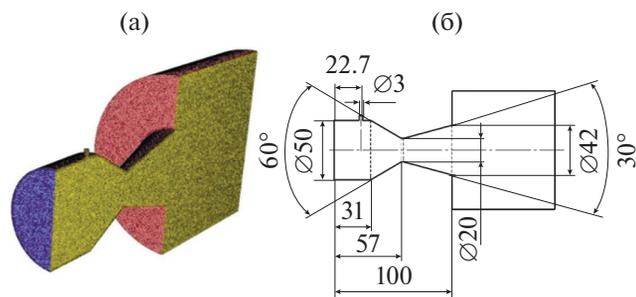


Рис. 1. Конечно-элементная модель (а) и размеры (б) проточного тракта модельного ЖРД с каналом ввода порошкового металла.

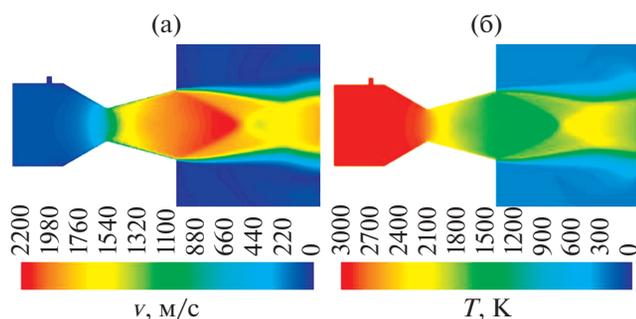


Рис. 2. Поля скорости (а) и температуры (б) газа.

ний, соответствующих реальным условиям эксплуатации ЖРД.

Граничными условиями для газовой фазы являлись давление (до 3 МПа) и температура (до 3600 К) в начальном сечении тракта модельного ЖРД (в камере сгорания).

Постановка задачи состояла в определении вклада электрического заряда, генерируемого частицей k -фазы в общий заряд струи продуктов сгорания. Оценивая электрический заряд частиц по формулам (10), (11), можно судить о превышении характеристик электромагнитного поля струи с частицами над характеристиками “чистой” струи, что может быть положено в основу параметрической системы диагностики (по превышению значения параметра).

На первом этапе моделирования общей электрогазодинамической задачи электризации частиц k -фазы рассчитывалось стационарное течение вязкого газа по соплу в ANSYS Fluent с k - ϵ -моделью турбулентности. Теплоемкость и теплопроводность газа задавались полиномиальной зависимостью от температуры в конкретном сечении. Значения теплофизических свойств получены в результате термодинамического расчета в программе “Terra”. Данный подход позволяет упростить модель с точки зрения кинетики горения

керосина в кислороде и учитывать ионизацию продуктов сгорания путем соответствия термодинамической температуры конкретному значению концентрации электронов.

На втором этапе в ANSYS Fluent определены скоростные и температурные характеристики твердых частиц металла, необходимые для оценки электрофизических параметров электризации k -фазы. Прогнозирование траекторий движения отдельных частиц выполнялось алгоритмами модели “Discrete phase model”. Обмен импульсом, теплотой и массой между газом и частицами включался в расчет последовательно с вычислением траекторий частиц согласно уравнениям непрерывной газовой фазы. Для этого была сгенерирована неструктурированная сеточная модель проточного тракта модельного ракетного двигателя с каналом ввода частиц.

Эмиссия электронов для частиц сажи считается отдельной задачей и не учитывается в модели.

Расчетная трехмерная сетка, содержащая примерно 1.5×10^6 элементов (ячеек), показана на рис. 1. Геометрия камеры двигателя с каналом ввода частиц плоско-симметрична. Конечно-элементная модель включала в себя половину от объема камеры ракетного двигателя. При этом составляющая скорости твердых частиц, перпендикулярная плоскости симметрии, равна нулю. Данное допущение не вносит существенных изменений в траекторию частиц, так как при малом расходе несущего газа (до 5% от расхода в камеру) растекание инжектируемого потока минимально и траектория твердых частиц лежит в плоскости симметрии. На рис. 2 приведены распределения скорости и температуры продуктов сгорания по соплу, которые определяли теплофизические свойства частиц k -фазы, вносимых в газовый поток. Траектория частиц находилась путем интегрирования уравнения баланса сил, действующих на частицу в газовом потоке, которое в лагранжевых координатах и в предположении справедливости закона сопротивления Стокса описывается выражением

$$m_s \frac{dv_s}{dt} = -Bf \frac{(v_s - v)\rho_s}{\tau_r},$$

где

$$f = 1 + 0.179 \text{Re}_r^{0.5} + 0.013 \text{Re}_r,$$

$$B = 1 + 0.03 \frac{|T - T_s|}{T} \left(\frac{T_s}{T} \right)^{2.38} \frac{\text{Nu}}{\text{PrRe}_r}.$$

Здесь $\text{Nu} = 2 + 0.6 \text{Pr}^{0.33} \text{Re}_r^{0.5}$ – число Нуссельта; $\text{Pr} = \frac{\mu C}{\lambda}$ – число Прандтля; $\text{Re}_r = \frac{2r_s \rho |v - v_s|}{\mu}$ –

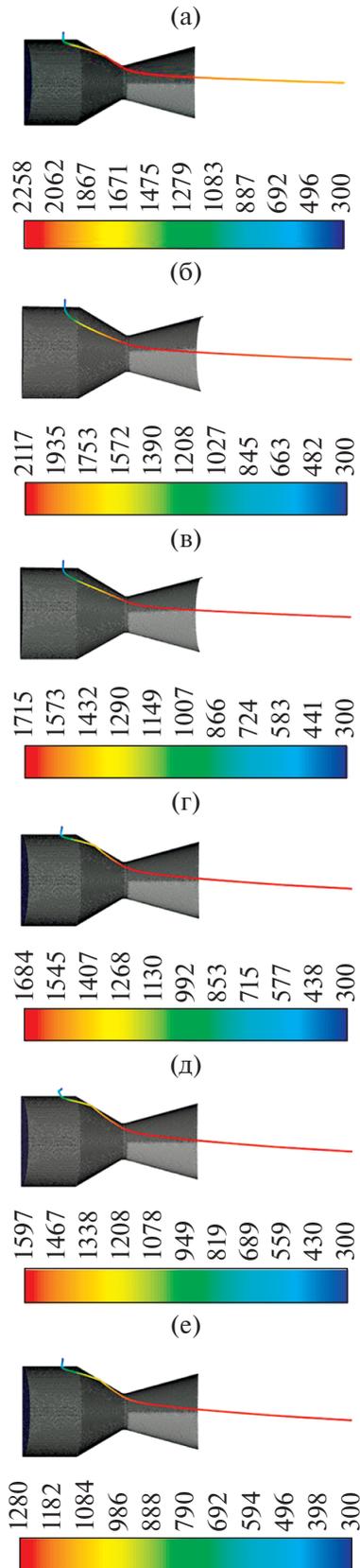


Рис. 3. Распределение температуры частицы k -фазы при нагреве продуктами сгорания УВГ при $\alpha = 0.5$: (а) $d_s = 20$ мкм, (б) – 30, (в) – 50, (г) – 60, (д) – 80, (е) – 100.

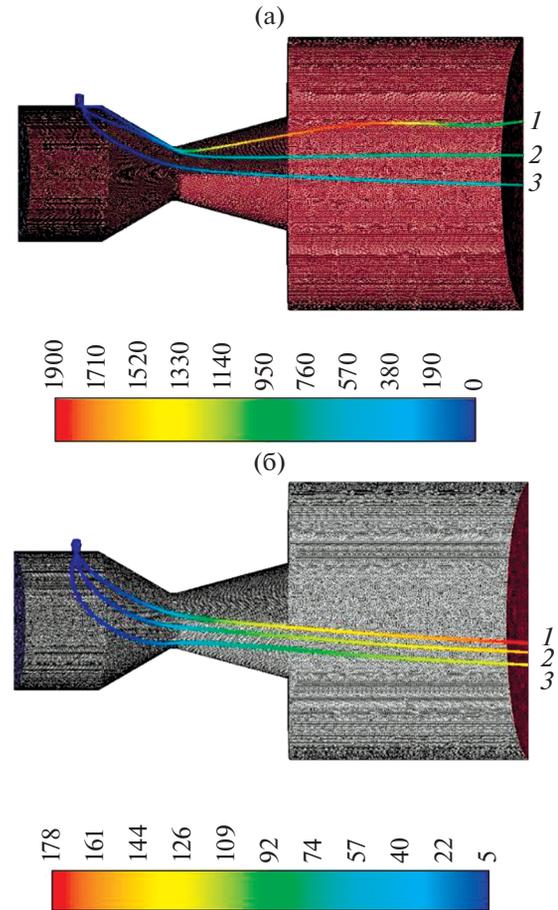


Рис. 4. Распределение скорости частицы k -фазы при движении по соплу: $v_{0s} = 5$ м/с; (а): 1 – $d_s = 20$ мкм, 2 – 30, 3 – 50; (б): 1 – 80 мкм, 2 – 90, 3 – 100.

число Рейнольдса; $\tau_r = \frac{\rho_s d_s^2}{4.5\mu}$ – время релаксации скорости частицы [13]; v , v_s – скорости газа и твердой частицы; ρ , ρ_s – плотность газа и частицы; T , T_s – температуры газа и частицы; μ – вязкость газа; C – теплоемкость газа; λ – теплопроводность газа.

Температура нагрева частицы до температуры газового потока определялась из условия теплового баланса газ–частица

$$m_s C_s \frac{dT_s}{dt} = \alpha_{s-g} \pi d_s^2 (T - T_s),$$

где α_{s-g} – коэффициент теплоотдачи от газа к частице.

Далее приведем основные расчетные скоростные и теплофизические свойства частиц k -фазы (рис. 3–5), с помощью которых определялись параметры электризации частиц по выражениям (10) и (11). В пределах одного расчета рассматрива-

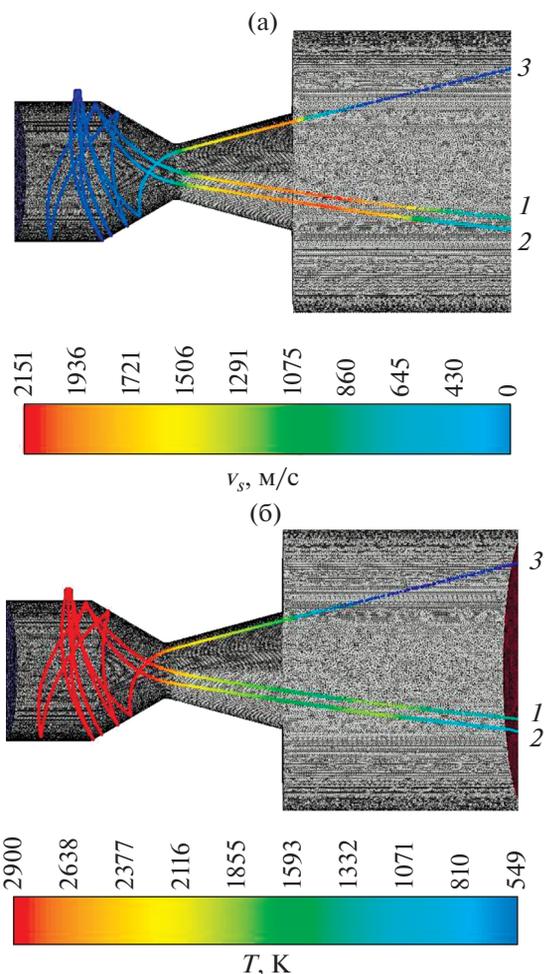


Рис. 5. Распределения скорости (а) и температуры (б) при большой инерции частиц k -фазы: $v_{0s} = 15$ м/с; $1 - d_s = 400$ мкм, $2 - 600$, $3 - 800$.

лись траектории нескольких частиц, различных по диаметру. Частицы принимались сферическими с диаметрами 20–100 мкм, значения которых в процессе движения в газе не изменялись. Начальная температура ($T_{s0} = 300$ К) и скорость ($v_{s0} = 5$ м/с) для частиц всех диаметров принимались одинаковыми. Основными варьируемыми параметрами являлись диаметры частиц, их скорости и температуры продуктов сгорания, соответствующих $\alpha = 0.5, 0.6, 1$ и 1.6 . Задание начальной скорости частиц освобождает от необходимости моделирования процесса вноса частиц несущим газом высокого давления в коллекторе и существенно упрощает сходимость задачи.

Как следует из полученных результатов, при увеличении диаметра частицы, вносимой в газовый поток, ее температура и скорость падают. Так, например, для частицы с диаметром 20 мкм температура при наступлении теплового баланса

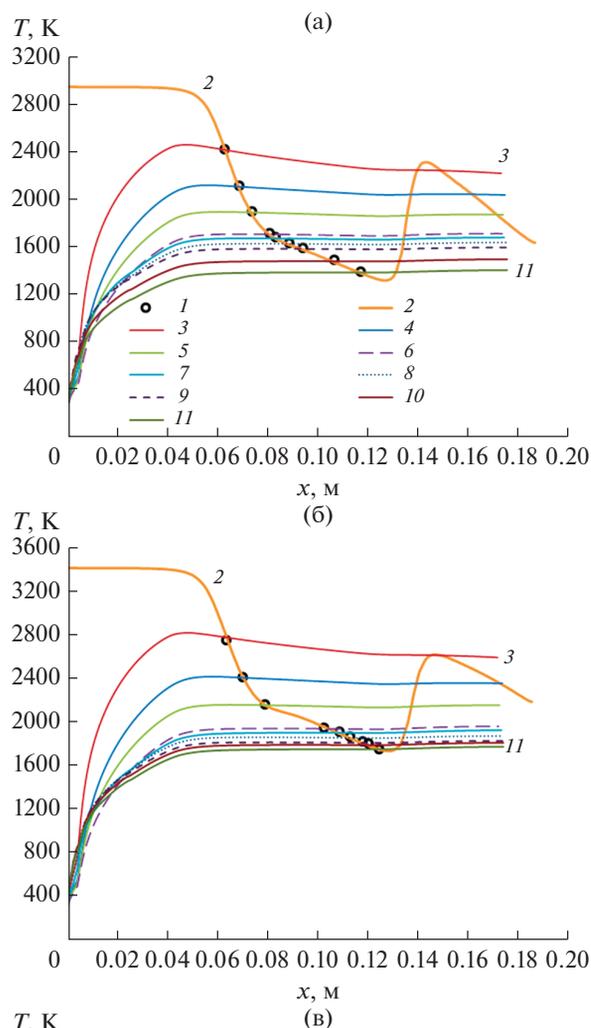


Рис. 6. Распределения скорости и температуры газа и твердых частиц в зависимости от координаты x камеры модельного ЖРД при различном значении избытка окислителя при $\alpha = 0.5$ (а), 0.6 и 1.6 (б), 1 (в): 1 – точки теплового баланса, 2 – $T_g(\alpha)$, 3 – T_s при $d = 20, 4 - 30, 5 - 40, 6 - 50, 7 - 60, 8 - 70, 9 - 80, 10 - 90, 11 - 100$.

с газом составила $T_s \approx 2700$ К при $\alpha = 0.6$ (рис. 6). Скорость частицы в выходном сечении сопла $v_s \approx 516$ м/с (рис. 4). При увеличении диаметра вносимой в поток частицы в 5 раз ($d_s = 100$ мкм) температура теплового баланса и скорость частицы соответствуют $T_s \approx 1700$ К ($\alpha = 0.6$) и $v_s \approx 230$ м/с. Увеличение начальной скорости вводимой в поток частицы до 15 м/с и диаметра до 800 мкм приводит к тому, что частица k -фазы не сносится сразу газовым потоком (рис. 5), а ударяется о стенки камеры и затем выносится из газового тракта и внутрикамерного пространства. При этом в предположении абсолютно упругого удара достаточно большие частицы успевают прогреться до высоких температур (~ 2000 К), что позволяет им приобретать большой электрический заряд вследствие термоэлектронной эмиссии.

Для определения параметров электризации k -фазы, согласно выражениям (10)–(12), значения газодинамических и теплофизических свойств частиц, в частности температуры (рис. 7), принимались в сечении потока равными значениям при наступлении термодинамического равновесия ($T_s = T_k$) в системе “газ–частица” (рис. 6).

Стоит отметить, что температуре в КС ~ 3360 К, при которой получены результаты расчетов (рис. 7), соответствуют два значения избытка окислителя $\alpha_1 = 0.6$ и $\alpha_2 = 1.6$, однако частицы приобретают различные заряды согласно данным на рис. 8. Полученный результат объясняется различными концентрациями электронов в продуктах сгорания. Так, концентрация электронов в продуктах сгорания УВГ при $\alpha_1 = 0.6$ примерно в два раза выше, чем при $\alpha_2 = 1.6$ (см. табл. 1), что обуславливает электрический заряд частиц с диаметром 20 мкм выше почти на 25%, а частиц диаметром 100 мкм – на $\sim 45\%$ по абсолютному значению.

При нахождении в потоке продуктов сгорания с $\alpha = 1.6$ частицы диаметром $d_s > 50$ мкм приобретают отрицательный заряд (рис. 8). Это объясняется тем, что для более крупных частиц ($d_s > 50$ мкм) температура теплового баланса в системе “газ–частица” в условиях истечения газа по соплу меньше, чем для частиц с диаметрами $d_s < 50$. Это приводит к уменьшению концентраций эмитируемых электронов n_{es} с поверхности частиц. Когда концентрация n_{es} меньше, чем концентрация электронов в продуктах сгорания ($n_{es} < n_{e\infty}$), логарифм отношения концентраций становится отрицательным, что, согласно выражению (10), приводит к изменению знака заряда на отрицательный при выполнении условия $R_D > r_s$. Результаты, приведенные на рис. 8, не противоречат известным механизмам электризации частиц [14–18],

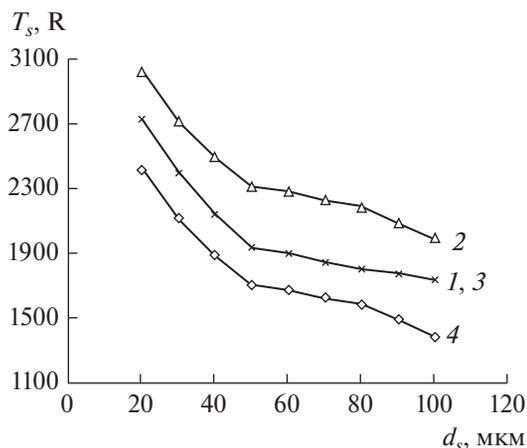


Рис. 7. Температура частиц k -фазы в момент наступления теплового баланса $T_s = T_g$ в зависимости от d_s при различных α : 1 – 0.6, 2 – 1, 3 – 1.6, 4 – 0.5.

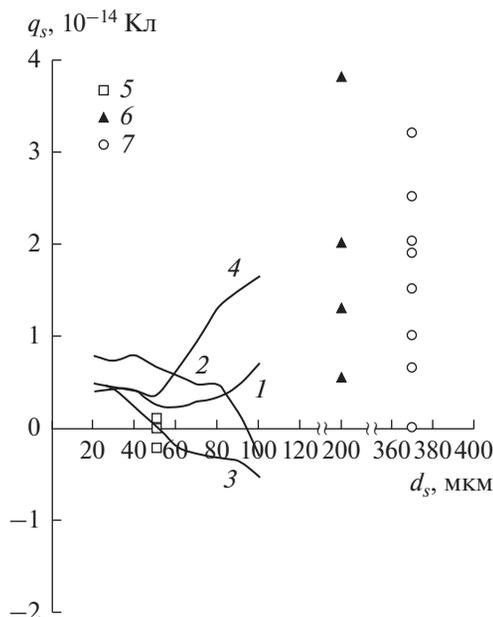


Рис. 8. Зависимость электрического заряда q_s от d_s при различных α : 1 – 0.6, 2 – 1, 3 – 1.6, 4 – 0.5; экспериментальные данные: 5 – для водяной капли [5], 6 – частицы корунда [5], 7 – частицы тантала [18].

согласно которым изменение знака заряда частицы k -фазы обуславливается преобладанием захвата электронов частицей над ее ионизацией в результате термоэлектронной эмиссии.

Согласно полученным расчетным данным, металлическая частица, например, алюминиево-магниевого сплава АМг-6 с $d_s = 80$ мкм, которая попадает в камеру сгорания с жидкими компонентами, приобретает в высокотемпературном потоке продуктов сгорания электрический заряд

$\sim 10^{-14}$ Кл ($\alpha = 0.5$). Двигаясь по проточному тракту, частица разгоняется потоком и вылетает из сопла со скоростью $v_s \approx 260$ м/с. Вне газовой струи, т.е. если рассматривать частицу как точечный заряд, движущийся с указанной скоростью, генерируемая напряженность магнитного поля составляет $\sim 10^{-7}$ мА/м, что является малой величиной. Однако нестационарные процессы колебания твердых заряженных частиц при нарушении квазинейтральности потока продуктов сгорания могут быть зарегистрированы средствами электромагнитной диагностики. Так, в экспериментальной работе [17] отмечено значительное возрастание амплитуды сигнала, регистрируемой датчиком магнитного поля на соответствующей частоте $f_m \approx 4600$ Гц при пролете горящих частиц в ионизированном газовом потоке. Производя оценку амплитуды напряженности магнитного поля, отнесенной к объемному заряду, согласно выражению (12) получим для камеры двигателя, описанного в настоящей работе, при объеме $V \approx 6 \times 10^{-5}$ м³ отношение $H_i/Q_{vs} \approx 1.5$ м²/с, что совпадает по порядку величины со значением (~ 5 м²/с), полученным в [17], где исследовался процесс разгорания моделей лопаток турбины ТНА двигателя РД-191.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана математическая модель на основе электризации частиц k -фазы в высокотемпературном потоке продуктов сгорания углеводородного топлива ЖРД за счет термоэлектронной эмиссии.

2. Расчетными исследованиями определены особенности электризации частиц k -фазы, попадающих в газовый поток в результате эрозии элементов газодинамического тракта ЖРД, и зависимость их характеристик от температуры в камере сгорания, коэффициента избытка окислителя, диаметра и температуры твердой частицы.

3. В частности, определено, что металлические частицы с диаметрами $d_s = 20$ –100 мкм приобретают в высокоэнтальпийном потоке ПС УВГ ($T_k = 1900$ –3600 К) электрический заряд $q_s \approx 1.8 \times 10^{-14}$... -0.5×10^{-14} Кл. При этом знак заряда зависит, главным образом, от отношения концентраций электронов в продуктах сгорания и электронов, эмитированных частицей, что определяет механизм электризации частиц.

4. Оценены характеристики электромагнитного поля, генерируемого заряженными твердыми частицами в струе продуктов сгорания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ватажин А.Б., Грабовский В.И., Лихтер В.А.* Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
2. *Голенцов Д.А., Ватажин А.Б., Улыбышев В.А. и др.* Некоторые аспекты электризации тел при их разрушении: теоретические и экспериментальные исследования // XI Всерос. съезд по фундамент. проблемам теор. и прикл. механики. Сб. докл. Казань, 2015. С. 969.
3. *Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А.* Экспериментальное исследование активной компенсации электрического заряда тел, обтекаемых потоком с ионами и заряженными каплями // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 4. С. 26.
4. *Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А. и др.* Теоретическое и экспериментальное исследование частотных характеристик отрицательного коронного разряда в горячей турбулентной струе воздуха // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 5. С. 65.
5. *Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Обтекание тел электрически заряженным аэрозольным потоком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 4. С. 71.
6. *Ватажин А.В., Голенцов Д.А., Гулин А.Г. и др.* Электростатическая диагностика состояния элементов двигательных аппаратов и энергетических устройств // Мир измерений. 2012. № 5. С. 52.
7. *Ватажин А.Б.* Частотные характеристики отрицательного коронного разряда в турбулентной струе // Вестн. Нижегородск. ун-та им. Н.И. Лобачевского. 2011. № 4 (3). С. 677.
8. *Жуховицкий Д.И., Храпак А.Г., Якубов И.Т.* Ионизационное равновесие в плазме с конденсированной дисперсной фазой // Химия плазмы / Под ред. Смирнова Б.М. М.: Энергоатомиздат, 1984. № 11. С. 130.
9. *Ковалев В.И., Кузнецов С.В., Курина В.В. и др.* Системы контроля и бесконтактной диагностики рабочих процессов при проведении огневых испытаний ЖРД // Тр. НПО "Энергомаш". № 29. М., 2012. С. 373.
10. *Пушкин Н.М., Рудинский А.В., Ягодников Д.А.* Способ бесконтактной ранней диагностики разгара камеры ракетного двигателя по напряженности собственного магнитного поля продуктов сгорания. Патент на изобретение № 2663311. Кл. МПК-F23N5/24.05.10.2017.
11. *Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А. и др.* Бесконтактная электростатическая диагностика авиационных двигателей. Теоретическое и лабораторное моделирование // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 2. С. 83.
12. *Ягодников Д.А., Бобров А.Н., Рудинский А.В.* Частотный анализ электрофизических характеристик рабочего процесса жидкостного ракетного двигателя на углеводородном топливе // Наука и образование. Науч. изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2011. № 11. <http://technomag.edu.ru/doc/250245.html>

13. *Gosman A.D., Ioannides E.* Aspects of Computer Simulation of Liquid-fueled Combustors // *J. Energy*. 1983. V. 7. № 6. P. 482.
14. *Золотко А.Н., Полетаев Н.И., Вовчук Я.И.* Газодисперсный синтез наночастиц оксидов металлов // *ФГВ*. 2015. Т. 51. № 2. С. 125.
15. *Полетаев Н.И.* Особенности кинетики коагуляции ионизированных продуктов сгорания металлов // Матер. XXV конф. стран СНГ “Дисперсные системы”. Одесса, 2012. С. 208.
16. *Полетаев Н.И.* Возникновение электрических колебаний при горении частицы магния в постоянном электрическом поле // *ФГВ*. 2012. Т. 48. № 2. С. 31.
17. *Пушкин Н.М., Бацев С.В., Иванов Т.В.* Магнитное поле ионизированного газового потока как диагностический параметр при испытаниях и эксплуатации ЖРД // *Информ.-технол. вестник*. 2015. Т. 5. № 3. С. 124.
18. *Лялин Я.А., Семенов К.И., Копыт Н.Х.* Формирование нанодисперсной к-фазы вокруг нагретой металлической частицы и кинетика электрообмена в такой системе // *Физика аэродисперсных систем. Межвед. науч. сб.* 2012. № 49. С. 112.