

---

---

**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<sup>1,2, \*</sup>, Д. А. Ягодников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет  
им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

<sup>2</sup>Центральный 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  $\Phi$  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;  $\epsilon_0$  – 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  $n_{\infty}$  – 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)  $\alpha$  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 $R_D > r_s$			
$2 \times 10^{-5}$	$1 \times 10^{-5}$	$2.27 \times 10^{14}$	$2.25 \times 10^{-4}$
$3 \times 10^{-5}$	$1.5 \times 10^{-5}$	$2.71 \times 10^{13}$	$6.09 \times 10^{-4}$
$4 \times 10^{-5}$	$2 \times 10^{-5}$	$4.03 \times 10^{12}$	$14.94 \times 10^{-4}$
$5 \times 10^{-5}$	$2.5 \times 10^{-5}$	$5.19 \times 10^{11}$	$39.59 \times 10^{-4}$
$6 \times 10^{-5}$	$3 \times 10^{-5}$	$2.47 \times 10^{10}$	0.018
$7 \times 10^{-5}$	$3.5 \times 10^{-5}$	$1.11 \times 10^9$	0.083
$8 \times 10^{-5}$	$4 \times 10^{-5}$	$5.68 \times 10^7$	0.365
$9 \times 10^{-5}$	$4.5 \times 10^{-5}$	$8.72 \times 10^6$	0.899
$10 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-5}$	$1.10 \times 10^5$	2.765
$\alpha = 0.6$ при $R_D > r_s$			
$2 \times 10^{-5}$	$1 \times 10^{-5}$	$19.46 \times 10^{15}$	$2.58 \times 10^{-5}$
$3 \times 10^{-5}$	$1.5 \times 10^{-5}$	$5.18 \times 10^{15}$	$4.69 \times 10^{-5}$
$4 \times 10^{-5}$	$2 \times 10^{-5}$	$5.04 \times 10^{14}$	$1.42 \times 10^{-4}$
$5 \times 10^{-5}$	$2.5 \times 10^{-5}$	$1.72 \times 10^{14}$	$2.31 \times 10^{-4}$
$6 \times 10^{-5}$	$3 \times 10^{-5}$	$1.55 \times 10^{14}$	$2.29 \times 10^{-4}$
$7 \times 10^{-5}$	$3.5 \times 10^{-5}$	$6.12 \times 10^{13}$	$3.79 \times 10^{-4}$
$8 \times 10^{-5}$	$4 \times 10^{-5}$	$2.26 \times 10^{13}$	$6.16 \times 10^{-4}$
$9 \times 10^{-5}$	$4.5 \times 10^{-5}$	$8.61 \times 10^{12}$	$9.94 \times 10^{-4}$
$10 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-5}$	$1.02 \times 10^{12}$	$9.79 \times 10^{-4}$
$\alpha = 1$ при $R_D < r_s$			
$2 \times 10^{-5}$	$1 \times 10^{-5}$	$2.30 \times 10^{17}$	$3.20 \times 10^{-7}$
$3 \times 10^{-5}$	$1.5 \times 10^{-5}$	$6.62 \times 10^{16}$	$1.32 \times 10^{-6}$
$4 \times 10^{-5}$	$2 \times 10^{-5}$	$5.89 \times 10^{16}$	$2.57 \times 10^{-6}$
$5 \times 10^{-5}$	$2.5 \times 10^{-5}$	$4.06 \times 10^{16}$	$5.07 \times 10^{-6}$
$6 \times 10^{-5}$	$3 \times 10^{-5}$	$2.62 \times 10^{16}$	$7.49 \times 10^{-6}$
$7 \times 10^{-5}$	$3.5 \times 10^{-5}$	$1.77 \times 10^{16}$	$11.11 \times 10^{-6}$
$8 \times 10^{-5}$	$4 \times 10^{-5}$	$1.23 \times 10^{16}$	$12.56 \times 10^{-6}$
$9 \times 10^{-5}$	$4.5 \times 10^{-5}$	$8.79 \times 10^{15}$	$23.91 \times 10^{-6}$
$10 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-5}$	$7.99 \times 10^{15}$	$45.23 \times 10^{-6}$
$\alpha = 1.6$ при $R_D < r_s$			
$2 \times 10^{-5}$	$1 \times 10^{-5}$	$1.03 \times 10^{16}$	$3.55 \times 10^{-5}$
$3 \times 10^{-5}$	$1.5 \times 10^{-5}$	$8.99 \times 10^{15}$	$3.60 \times 10^{-5}$
$4 \times 10^{-5}$	$2 \times 10^{-5}$	$6.36 \times 10^{15}$	$4.01 \times 10^{-5}$
$5 \times 10^{-5}$	$2.5 \times 10^{-5}$	$4.36 \times 10^{15}$	$4.67 \times 10^{-5}$
$6 \times 10^{-5}$	$3 \times 10^{-5}$	$3.30 \times 10^{15}$	$5.18 \times 10^{-5}$
$7 \times 10^{-5}$	$3.5 \times 10^{-5}$	$2.09 \times 10^{15}$	$6.49 \times 10^{-5}$
$8 \times 10^{-5}$	$4 \times 10^{-5}$	$1.01 \times 10^{15}$	$8.88 \times 10^{-5}$
$9 \times 10^{-5}$	$4.5 \times 10^{-5}$	$0.80 \times 10^{15}$	$10.34 \times 10^{-5}$
$10 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-5}$	$0.60 \times 10^{15}$	$11.74 \times 10^{-5}$

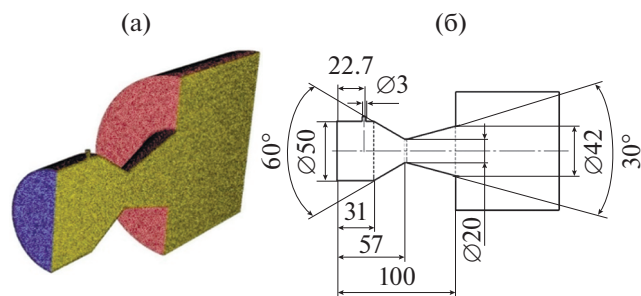


Рис. 1. Конечно-элементная модель (а) и размеры (б) проточного тракта модельного ЖРД с каналом ввода порошкового металла.

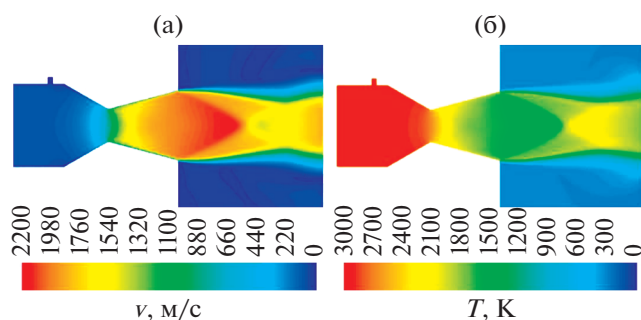


Рис. 2. Поля скорости (а) и температуры (б) газа.

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  $k$ - $\epsilon$ -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  $1.5 \times 10^6$  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

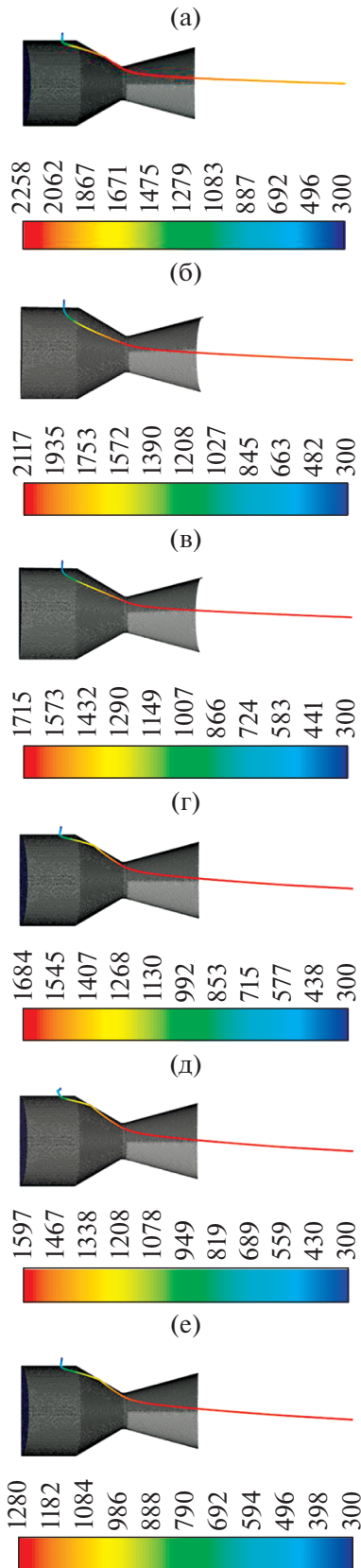
$$m_s \frac{dv_s}{dt} = -Bf \frac{(v_s - v)\rho_s}{\tau_r},$$

где

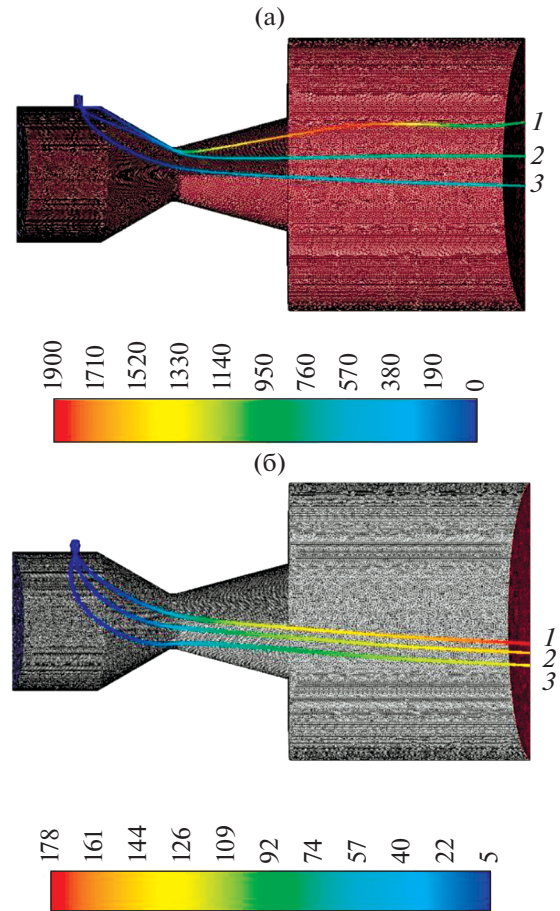
$$f = 1 + 0.179 \text{Re}_r^{0.5} + 0.013 \text{Re}_r,$$

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

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;  $\rho$ ,  $\rho_s$  – плотность газа и частицы;  $T$ ,  $T_s$  – температуры газа и частицы;  $\mu$  – вязкость газа;  $C$  – теплоемкость газа;  $\lambda$  – 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  $\alpha_{s-g}$  – 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-

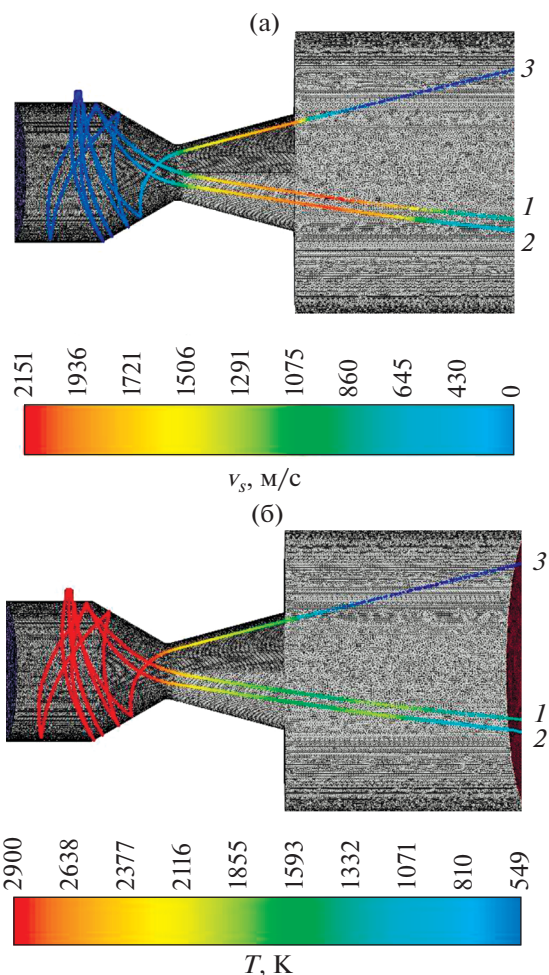


Рис. 5. Распределения скорости (а) и температуры (б) при большой инерции частиц  $k$ -фазы:  $v_{0s} = 15$  м/с;  $1 - d_s = 400$  мкм,  $2 - 600$ ,  $3 - 800$ .

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

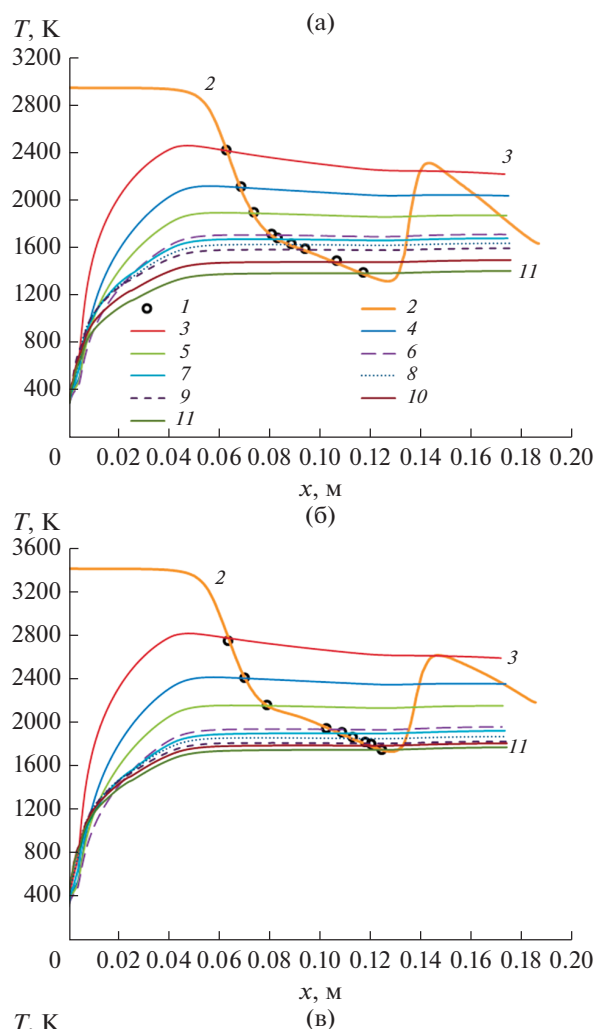


Рис. 6. Распределения скорости и температуры газа и твердых частиц в зависимости от координаты  $x$  камеры модельного ЖРД при различном значении избытка окислителя при  $\alpha = 0.5$  (а),  $0.6$  и  $1.6$  (б), 1 (в): 1 – точки теплового баланса, 2 –  $T_g(\alpha)$ , 3 –  $T_s$  при  $d = 20, 4 -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

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 ( $\sim 2000$  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  $\sim 3360$  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],

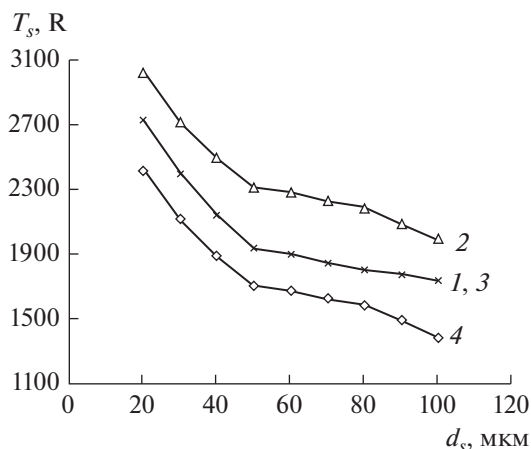


Рис. 7. Температура частиц  $k$ -фазы в момент наступления теплового баланса  $T_s = T_g$  в зависимости от  $d_s$  при различных  $\alpha$ : 1 – 0.6, 2 – 1, 3 – 1.6, 4 – 0.5.

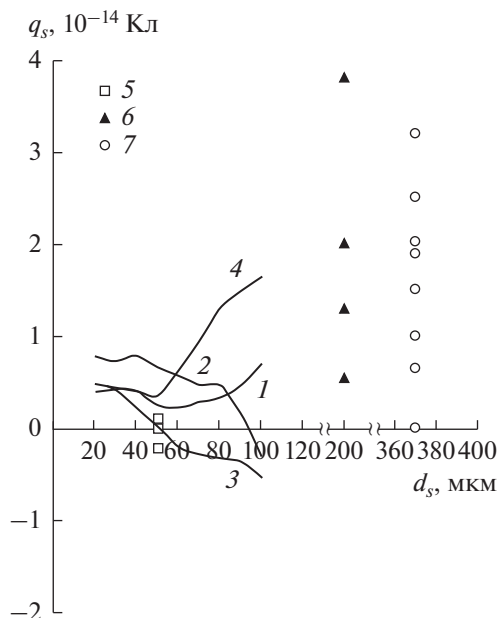


Рис. 8. Зависимость электрического заряда  $q_s$  от  $d_s$  при различных  $\alpha$ : 1 – 0.6, 2 – 1, 3 – 1.6, 4 – 0.5; экспериментальные данные: 5 – для водяной капли [5], 6 – частицы корунда [5], 7 – частицы тантала [18].

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  $V \approx 6 \times 10^{-5}$  м<sup>3</sup> отношение  $H_i/Q_{vs} \approx 1.5$  м<sup>2</sup>/с, что совпадает по порядку величины со значением ( $\sim 5$  м<sup>2</sup>/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 высокоэнтропийном потоке ПС УВГ ( $T_k = 1900$ –3600 К) электрический заряд  $q_s \approx 1.8 \times 10^{-14}$ ... $-0.5 \times 10^{-14}$  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.