

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ И ГОРЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ В КАНАЛЕ С ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ

В. А. Архипов^{1,2}, А. Г. Егоров³, С. В. Иванин⁴, Е. А. Маслов⁵,
О. В. Матвиенко⁶

¹НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета, 634050 Томск
leva@niipmm.tsu.ru

² Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН, 659322 Бийск

³ Тольяттинский государственный университет, 445667 Тольятти

⁴ Тольяттинский военный технический институт, 445025 Тольятти

⁵ Томский политехнический университет, 634050 Томск

⁶ Томский государственный архитектурно-строительный университет, 634003 Томск

Представлены физико-математическая модель и результаты численного исследования аэродинамики и горения закрученного потока алюминивно-воздушной смеси в осесимметричном канале с внезапным расширением.

Ключевые слова: канал с внезапным расширением, газовзвесь, аэродинамика, горение, закрученное течение, численное исследование.

ВВЕДЕНИЕ

В современных энергетических и технологических установках в качестве перспективных источников энергии могут быть использованы газовзвеси порошков легких металлов в потоке газообразного окислителя. Применение порошков алюминия, как одного из наиболее доступных высокоэнергетических материалов, в качестве металлического горючего псевдожидких топлив требует исследования закономерностей процессов подготовки и подачи газовзвеси, смешения компонентов, газодинамической структуры потока, воспламенения, стабилизации горения, полноты сгорания рассматриваемых топливных композиций [1].

В качестве объекта исследования рассмотрим двухфазное течение смеси воздуха с горящими частицами алюминия в цилиндрическом канале с внезапным расширением. Камеры сгорания такой конфигурации применяются в авиационных и ракетных двигателях, а также в теплоэнергетических установках.

Расчету течений смеси газа и горящих конденсированных (твердых или жидких) ча-

стиц в каналах и струях посвящен целый ряд работ в рамках разных постановок (см., например, [2–5]). В большинстве из них рассматривались двухфазные течения с полностью газообразными продуктами сгорания твердых или жидких частиц. Моделированию течений с горящими частицами металлов, в частности алюминия, продуктами полного сгорания которого являются конденсированные частицы оксида алюминия Al_2O_3 , посвящено значительно меньше публикаций [6–9].

Результаты экспериментальных исследований процессов горения алюминивно-воздушной смеси в каналах и камерах сгорания представлены в [1, 10–12]. Методом визуализации с применением высокоскоростной киносъемки был обнаружен эффект спонтанной закрутки в камере сгорания первоначально прямолинейного двухфазного потока [1]. Этот эффект может быть обусловлен силой Магнуса, зависящей от скорости поступательного движения и угловой скорости вращения частиц, спонтанно возникающей в подводящем патрубке за счет взаимодействия частиц с твердыми поверхностями и поперечного градиента скорости [13]. В ряде экспериментов алюминивно-воздушная смесь подавалась в камеру сгорания через кольцевой лопаточный завихритель в виде предварительно закрученного потока [14].

В настоящей работе представлены физико-

Работа выполнена в рамках реализации федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы», а также при поддержке государственного контракта П474 от 04.08.2009 «Создание и переработка высокоэнергетических наполненных полимерных композиций».

математическая модель и результаты численного исследования характеристик течения и горения двухфазного турбулентного закрученного потока алюминиево-воздушной смеси в канале с внезапным расширением. Проведен сравнительный анализ результатов расчетов с экспериментальными данными для рассмотренной конфигурации камеры сгорания.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим аэродинамику и горение газовой смеси в цилиндрическом канале с внезапным расширением, схема которого представлена на рис. 1. Равномерно перемешанная смесь воздуха и полидисперсного порошка алюминия поступает через входной патрубок радиусом R_1 , в котором установлен кольцевой лопаточный завихритель, в камеру сгорания радиусом R_2 и длиной L_2 . После зажигания газовой смеси электрической свечой в камере сгорания устанавливается стационарный режим горения закрученного потока алюминиево-воздушной смеси.

Моделирование аэродинамики и процесса горения проводили при следующих допущениях:

- течение газа и конденсированных частиц продуктов сгорания предполагали стационарным и осесимметричным;
- турбулентные напряжения определяли в рамках k - ϵ -модели, влиянием частиц алюминия на структуру турбулентности пренебрегали;
- теплообменом между стенками канала и

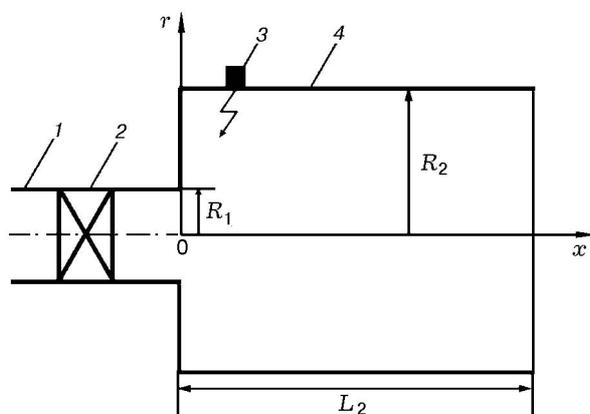


Рис. 1. Схема камеры сгорания с внезапным расширением:

1 — входной патрубок, 2 — кольцевой лопаточный завихритель, 3 — электрическая свеча, 4 — камера сгорания

продуктами сгорания газовой смеси пренебрегали; — промежуточные продукты сгорания с очень коротким временем существования (AlO , Al_2O , Al_2O_2) не рассматривали [15–19]. Предполагали, что продуктами сгорания алюминия являются конденсированные монодисперсные частицы оксида алюминия Al_2O_3 диаметром $D_c = 0.2$ мкм [19–22].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для определения аэродинамических и термодинамических характеристик горячей газовой смеси необходимо рассматривать в поле течения две фазы с учетом обмена между ними массой, импульсом и теплом. Задачу расчета локальных характеристик течения и горения в канале с внезапным расширением решали аналогично [4]. Для газовой фазы записывали уравнения движения в форме Эйлера в предположении, что влияние локальных разрывов в потоке, вызванных присутствием в газе конденсированных частиц алюминия, незначительно. Для частиц алюминия конечного числа фракций записывали уравнения движения в форме Лагранжа, уравнения для изменения диаметра частиц за счет горения и уравнения теплового баланса. Для учета взаимодействия между фазами в правые части уравнений для газовой фазы включали дополнительные члены, обусловленные взаимодействием частиц с газовой средой.

В качестве газовой фазы рассматривали трехкомпонентную смесь плотностью ρ , состоящую из окислителя (кислород атмосферного воздуха), инертного разбавителя (азот атмосферного воздуха) и континуума частиц оксида алюминия. Массовые доли соответствующих компонентов находятся в соотношении

$$m_{ox} + m_{in} + m_c = 1. \quad (1)$$

Оценки характерных времен динамической и тепловой релаксации, а также времени выравнивания температуры в объеме частицы [23], проведенные для частиц Al_2O_3 субмикронных размеров, показали возможность описания двухфазного течения смеси воздуха и частиц оксида алюминия в рамках равновесной модели (отсутствие динамического и теплового запаздывания частиц относительно газовой фазы) [24].

Уравнения баланса массы для равновесной смеси, окислителя (кислорода воздуха) и континуума частиц Al_2O_3 имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r}{\partial r} &= -\frac{\pi \rho_p}{2} \sum_i D_i^2 \frac{dD_i}{dt} N_i, \\ \frac{\partial m_{ox} \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial m_{ox} \rho v r}{\partial r} &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_{eff} \frac{\partial m_{ox}}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho D_{eff} r \frac{\partial m_{ox}}{\partial r} \right) + \\ &+ (\nu_{23} - 1) \frac{\pi \rho_p}{2} \sum_i D_i^2 \frac{dD_i}{dt} N_i, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_c \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial m_c \rho v r}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_{eff} \frac{\partial m_c}{\partial x} \right) + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho D_{eff} r \frac{\partial m_c}{\partial r} \right) - \nu_{23} \frac{\pi \rho_p}{2} \sum_i D_i^2 \frac{dD_i}{dt} N_i. \end{aligned}$$

Здесь x, r — аксиальная и радиальная координаты, u, v — аксиальная и радиальная компоненты вектора скорости газа соответственно, ρ_p — плотность частиц алюминия, D_i — диаметр частиц i -й фракции, N_i — счетная концентрация частиц алюминия (количество частиц i -й фракции в единице объема), ν_{23} — массовый стехиометрический коэффициент, D_{eff} — эффективное значение коэффициента диффузии.

Массовый стехиометрический коэффициент определяли по соответствующим коэффициентам реакции горения алюминия



где $Q = 31$ МДж/кг — тепловой эффект реакции (на 1 кг алюминия). При этом

$$\nu_{23} = \frac{0.5 M_{\text{Al}_2\text{O}_3}}{M_{\text{Al}}},$$

где $M_{\text{Al}}, M_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ — относительные молекулярные массы веществ.

Для описания турбулентного закрученного течения газовой фазы использовали уравнения Рейнольдса в цилиндрической системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu_{eff} \left[2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right] \right\} + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{eff} r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - \end{aligned}$$

$$- \frac{\pi \rho_p}{2} \sum_i \left(D_i^2 \frac{dD_i}{dt} u_{p,i} + \frac{D_i^3}{3} \frac{du_{p,i}}{dt} \right) N_i,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v^2 r}{\partial r} &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \mu_{eff} r \left[2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right] \right\} - \\ &- 2 \mu_{eff} \frac{v}{r^2} + \frac{\rho w^2}{r} - \end{aligned} \quad (4)$$

$$- \frac{\pi \rho_p}{2} \sum_i \left(D_i^2 \frac{dD_i}{dt} v_{p,i} + \frac{D_i^3}{3} \frac{dv_{p,i}}{dt} \right) N_i,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u w}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v w r}{\partial r} &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{eff} r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right] - \\ &- \frac{\rho v w}{r} - \frac{\pi \rho_p}{2} \sum_i \left(D_i^2 \frac{dD_i}{dt} w_{p,i} + \frac{D_i^3}{3} \frac{dw_{p,i}}{dt} \right) N_i. \end{aligned}$$

Здесь μ_{eff} — эффективное значение коэффициента динамической вязкости, равное сумме молекулярной (μ) и турбулентной ($\mu_t = C_4 \rho k^2 / \varepsilon$) составляющих, k — кинетическая энергия турбулентности, ε — скорость ее диссипации, w — тангенциальная компонента вектора скорости газовой фазы, $u_{p,i}, v_{p,i}, w_{p,i}$ — аксиальная, радиальная и тангенциальная компоненты вектора скорости частиц алюминия i -й фракции, p — давление.

Характеристики турбулентности рассчитывали на основе двухпараметрической модели с использованием балансных уравнений для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε [25]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u k}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v k r}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{eff} r \frac{\partial k}{\partial r} \right) + G_k - \rho \varepsilon, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u \varepsilon}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v \varepsilon r}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_{eff}}{C_3} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{eff}}{C_3} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G_k - C_2 \rho \varepsilon), \end{aligned}$$

где

$$G_k = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right]^2 \right\}$$

— диссипативная функция. Для входящих в уравнения констант взяты рекомендованные в [26] значения: $C_1 = 1.44$, $C_2 = 1.92$, $C_3 = 1.3$, $C_4 = 0.09$.

Уравнение сохранения энергии с учетом горения частиц алюминия и их теплообмена с газовой фазой имеет вид

$$c_p \left(\frac{\partial \rho u T}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r T}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_{eff} r \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{\pi \rho_p}{2} \sum_i \left[D_i^2 \frac{dD_i}{dt} (c_{T_p,i} + Q - q) \right] N_i. \quad (6)$$

Здесь T , $T_{p,i}$ — температуры газа и частиц алюминия i -й фракции, c_p , λ_{eff} — удельная изобарическая теплоемкость и эффективное значение коэффициента теплопроводности равновесной газовой смеси, c — удельная теплоемкость частиц алюминия, q — теплота испарения алюминия. Значения c_p и λ принимали аддитивными по массам компонентов [24]:

$$c_p = \sum_k m_k c_{p,k}, \quad \lambda = \sum_k m_k \lambda_k.$$

Уравнение состояния для смеси идеальных газов имеет вид

$$(1 - m_c) \rho = \frac{p}{RT} \left(\sum_k \frac{m_k}{M_k} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где R — универсальная газовая постоянная, M_k , m_k — молекулярная масса и массовая доля k -го компонента (кислорода и азота воздуха).

Для каждой частицы алюминия, представляющей фракцию, уравнение сохранения импульса записывали в виде

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = C_D S_M \frac{\rho \mathbf{u}_r |\mathbf{u}_r|}{2},$$

где m_p — масса частицы, C_D — коэффициент аэродинамического сопротивления, S_M — площадь миделева сечения частицы, $\mathbf{u}_r = \mathbf{u} - \mathbf{u}_p$ — разностный вектор скоростей газа \mathbf{u} и частиц \mathbf{u}_p .

Уравнения движения частицы алюминия в цилиндрической системе координат имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{du_p}{dt} &= C_D \frac{3\rho |\mathbf{v}_r|}{4\rho_p D} (u - u_p), \\ \frac{dv_p}{dt} &= C_D \frac{3\rho |\mathbf{v}_r|}{4\rho_p D} (v - v_p) + \frac{w_p^2}{r_p}, \\ \frac{dw_p}{dt} &= C_D \frac{3\rho |\mathbf{v}_r|}{4\rho_p D} (w - w_p) - \frac{v_p w_p}{r_p}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь

$$|\mathbf{v}_r| = \sqrt{(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2 + (w - w_p)^2} —$$

модуль разностного вектора \mathbf{v}_r .

Закон сопротивления задавался в виде формулы, учитывающей снижение сопротивления за счет вдува продуктов испарения частицы алюминия [27]:

$$C_D = \begin{cases} C_{D0} \frac{1 - (1 + \text{Re}_{vap}) \exp(-\text{Re}_{vap})}{(1 + \text{Re}_{vap}) \exp(-\text{Re}_{vap}) - 1 + 0.5 \text{Re}_{vap}^2}, & \text{Re}_{vap} > 1, \\ C_{D0} (1 - 0.29 \text{Re}_{vap}), & \text{Re}_{vap} < 1, \end{cases}$$

где $\text{Re}_{vap} = \rho u_{vap} D / \mu$ — число Рейнольдса, определяемое по скорости вдуваемого через поверхность горячей частицы потока паров алюминия (u_{vap}). Значение u_{vap} приближенно оценивалось из уравнения баланса массы на поверхности частицы алюминия с учетом закона выгорания частицы (13).

В качестве зависимости для C_{D0} использовали формулу Л. С. Клячко [27]

$$C_{D0} = \frac{24}{\text{Re}_r} + \frac{4}{\sqrt[3]{\text{Re}_r}},$$

где $\text{Re}_r = \rho |\mathbf{u}_r| D / \mu$ — число Рейнольдса относительного движения частиц в потоке газа.

Для расчета траекторий движения частиц алюминия систему уравнений дополняли кинематическими соотношениями

$$\frac{dx_p}{dt} = u_p, \quad \frac{dr_p}{dt} = v_p, \quad r \frac{d\varphi_p}{dt} = w_p, \quad (9)$$

где x_p , r_p , φ_p — координаты частиц в цилиндрической системе координат.

Экспериментально показано [19], что процесс воспламенения частиц алюминия в высокотемпературной окислительной среде носит гетерогенный характер. До некоторой температуры T_p^* частица нагревается практически только за счет теплообмена с окружающей газообразной средой. Начиная с T_p^* и выше становится существенным тепловыделение за счет химической реакции окисления на поверхности частицы. На данной стадии предпламенного окисления предполагается, что оксид алюминия накапливается в виде равномерной пленки на поверхности частицы алюминия. На границе раздела оксидной пленки и поверхности частицы протекает экзотермическая реакция (3).

При разогреве частицы до температуры воспламенения T_{ign} стадия воспламенения переходит в стадию горения. Температуру частиц каждой фракции T_p определяли из уравнения теплового баланса

$$\frac{m_p c dT_p}{S dt} = -[\alpha(T_p - T) + \varepsilon_r \sigma (T_p^4 - T^4)] + \frac{(Q - q)\rho_c dh}{\nu_{23} dt}, \quad (10)$$

где S — площадь поверхности частицы, $\alpha = \lambda Nu/D$ — коэффициент теплоотдачи, ρ_c — плотность оксида алюминия, h — толщина оксидной пленки, Nu — число Нуссельта, σ — постоянная Стефана — Больцмана, $\varepsilon_r = 0.4$ — коэффициент излучения поверхности частицы.

Уравнение теплового баланса частицы алюминия (10) применяли только для расчета стадии нагрева частицы до температуры плавления оксида алюминия, которая близка к температуре воспламенения частиц алюминия $T_{ign} = 2323$ К.

В качестве зависимости для числа Нуссельта использовали формулу [2, 4]

$$Nu = 2 + 0.16 Re_r^{2/3}.$$

Проведенные оценки показали, что для частиц диаметром менее 3 мкм вклад радиационной составляющей в уравнение теплового баланса не превышает 1 %, что согласуется с оценками [19].

Уравнение кинетики окисления алюминия имеет вид [28–30]

$$\frac{dh}{dt} = \frac{z m_{ox}}{h} \exp\left(-\frac{E}{RT_p}\right) \times \max[0, \operatorname{sgn}(T_{ign} - T_p)], \quad (11)$$

где $z = 0.6 \cdot 10^{-8}$ м²/с — предэкспоненциальный множитель, $E = 70$ МДж/кмоль — энергия активации реакции окисления. Начальная толщина оксидной пленки принималась равной $h_0 = 2 \cdot 10^{-8}$ м [30].

Уравнения (10), (11) определяют период индукции воспламенения. Процесс горения частицы начинается при $T_p > T_{ign}$. В соответствии с данными [19] температура воспламенения частиц алюминия $T_{ign} = 2323$ К близка к температуре плавления оксида алюминия. Расчет изменения во времени текущего значения диаметра частиц алюминия $D(t)$ при квазистационарном режиме горения проводили с использованием эмпирической зависимости для времени горения t частицы диаметром D [16, 19]

$$t = K D^n, \quad (12)$$

где K , n — эмпирические константы.

При этом подходе из формулы, аналогичной [19]:

$$\left[\frac{D(t)}{D_0}\right]^n = 1 - \frac{t}{t_0},$$

где t_0 — время горения исходной частицы начального диаметра D_0 , следует уравнение для расчета линейной скорости горения частицы алюминия

$$u_g = \left|\frac{dD(t)}{dt}\right| > 0, \quad (13)$$

$$\frac{dD(t)}{dt} = -[K n D^{n-1}(t)]^{-1}.$$

При горении сферических частиц алюминия в области давлений $p \approx 0.1$ МПа зависимость (12) близка к «закону D^2 » [16, 19], для которого $n = 2$ и преобладает диффузионный режим горения. Для конкретизации уравнения (13) использовалась аппроксимация, предложенная в [16] на основе обобщения многочисленных результатов измерений времени горения частиц алюминия, опубликованных в разных работах:

$$t = \frac{3 \cdot 10^{-3} \cdot D^{1.99}}{m_{ox}} \quad (14)$$

([t] = мс, [D] = мкм).

С учетом (12), (14) уравнение (13) для расчета $dD(t)/dt$ записывается в виде

$$\frac{dD(t)}{dt} = -\frac{m_{ox}}{5.97D(t)} \quad (15)$$

([t] = с, [D] = мкм).

Граничные условия задавали, предполагая, что в камеру сгорания поступает закрученный поток равномерно перемешанной равновесной стехиометрической смеси воздуха и порошка алюминия.

Во входном сечении ($x = 0$) рассматривали течение с постоянным углом закрутки $\varphi = \arctg(w/u)$:

$$u = u_0, \quad v = 0, \quad w = w_0 = u_0 \operatorname{tg} \varphi_0,$$

$$m_{ox} = 0.21, \quad m_c = 0, \quad k = k_0 = \varepsilon_{t0}(u_0)^2,$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{t0} = \frac{200(k_0)^{1.5}}{R_2}, \quad T = T_0,$$

где ε_{t0} — начальная степень турбулентности.

Предполагалось, что в выходном сечении ($x = L_2$)

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial m_{ox}}{\partial x} = \frac{\partial m_c}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial k}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0.$$

На оси канала ($r = 0$) задавали условия симметрии:

$$v = w = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial m_{ox}}{\partial r} = \frac{\partial m_c}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial k}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0,$$

на стенке канала ($r = R_2$) — следующие условия:

$$u = v = w = 0, \quad \frac{\partial m_{ox}}{\partial r} = \frac{\partial m_c}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0.$$

Параметры турбулентности на входе в камеру сгорания и на стенке определяли аналогично [26], взаимодействие частиц алюминия со стенкой канала описывали в рамках модели не абсолютно упругого соударения.

Для определения эффективных значений коэффициентов теплопроводности и диффузии использовали зависимости

$$\lambda_{eff} = c_p \mu_{eff} \operatorname{Pr}_{eff}^{-1}, \quad D_{eff} = \mu_{eff} (\rho \operatorname{Sc}_{eff})^{-1}.$$

Значения турбулентных чисел Прандтля и Шмидта полагали равными:

$$\operatorname{Pr}_{eff} = \operatorname{Sc}_{eff} = 0.7.$$

Зависимости коэффициентов молекулярной диффузии, теплопроводности, вязкости и удельной теплоемкости компонентов от температуры определены в соответствии с данными, приведенными в [31].

Для численного решения системы уравнений (1), (2), (4)–(11), (15) использовали методы, рассмотренные в [4]. Расчеты проводили на сетке с 210 узлами в аксиальном направлении и 176 узлами — в радиальном. Для оценки точности вычислений была выполнена серия расчетов на последовательностях сгущающихся сеток. Результаты тестирования показали, что уменьшение шага базовой сетки, на которой проводились основные расчеты, в два раза по аксиальной и радиальной координатам приводит к изменению полученных значений основных переменных не более чем на 3 %.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Описанная выше математическая модель была применена для расчета характеристик течения и горения стехиометрической алюминиево-воздушной смеси в рассматриваемой камере сгорания (см. рис. 1) при следующих значениях параметров: $R_1 = 0.05$ м, $R_2 = 0.1$ м, $L_2 = 0.4$ м, $u_0 = 30$ м/с, $\varphi_0 = 55^\circ$, $T_0 = 293$ К, $\varepsilon_{t0} = 0.03$, $c_{m0} = 0.3$ кг/м³.

Основная серия расчетов проведена для смеси воздуха и порошка алюминия АСД-4, дифференциальную функцию массового распределения частиц по размерам которого задавали в виде гамма-распределения [32, 33]:

$$g(D) = 0.064 D^{1.213} \exp(-0.303 D) \quad (16)$$

([D] = мкм, [$g(D)$] = мкм⁻¹).

Средний объемно-поверхностный диаметр частиц порошка алюминия АСД-4 $D_{32} = 7.4$ мкм. В расчетах распределение (16) аппроксимировали $n = 10$ фракциями, диаметры D_i и массовые доли $z_i = c_{m,i}/c_m$ которых приведены в таблице ($c_{m,i}$, c_m — массовые концентрации частиц i -й фракции алюминия и порошка

Распределение по размерам частиц порошка алюминия АСД-4

Номер фракции	D_i , мкм	z_i , %
1	1.5	18.1
2	4.5	29.8
3	7.5	22.8
4	10.5	14.0
5	13.5	7.7
6	16.5	4.0
7	19.5	2.0
8	22.5	0.9
9	25.5	0.5
10	28.5	0.2

алюминия в газозвеси). Счетную концентрацию частиц алюминия i -й фракции определяли по формуле

$$N_i = \frac{z_i c m}{m_{p,i}} = \frac{c m_i}{m_{p,i}},$$

где $m_{p,i} = \rho_p \pi D_i^3 / 6$ — масса частицы алюминия i -й фракции.

Результаты тестовых расчетов показали, что увеличение количества фракций до $n = 15 \div 20$ не приводит к существенному повышению точности расчетов.

На рис. 2, 3 для смеси воздуха и порошка алюминия АСД-4 приведены радиальные распределения аксиальной $u(r)$ и тангенциальной $w(r)$ компонент вектора скорости газа в разных сечениях камеры сгорания ($x = 0, 0.03, 0.2, 0.3$ м) при указанных выше значениях начальных параметров.

Для распределения аксиальной компоненты вектора скорости $u(r)$ характерно образование центральной зоны возвратных течений радиусом $r_k \sim 0.25R_1$, которая формируется непосредственно после входного патрубка (см. рис. 2). По мере удаления от входа в камеру сгорания эта зона исчезает, и уже при $x = 0.3$ м течение направлено в положительном направлении оси Ox во всем объеме камеры сгорания. Образование зоны возвратных течений в закрученном потоке связано с разрежением в окрестности оси, возникающим за счет интенсификации движения газа в радиальном направлении в поле центробежных сил, и характерно для те-

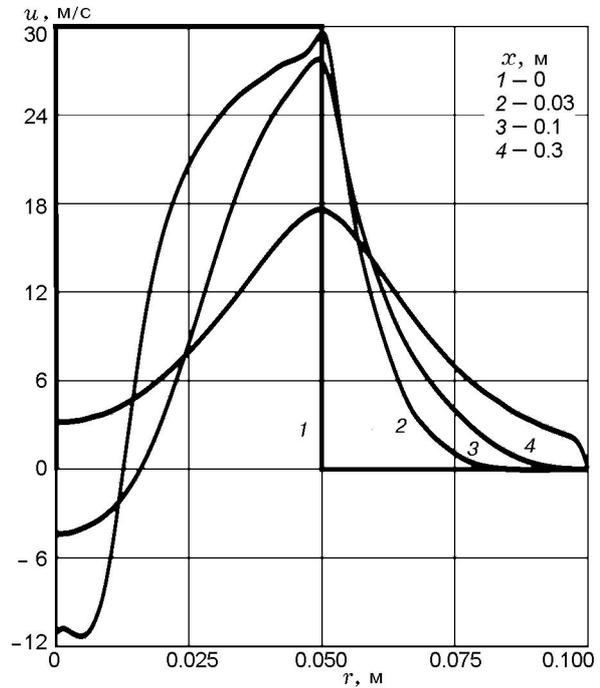


Рис. 2. Радиальные распределения аксиальной компоненты вектора скорости газа ($u_0 = 30$ м/с, $\varphi_0 = 55^\circ$, $T_0 = 293$ К, $\varepsilon_{t0} = 0.03$)

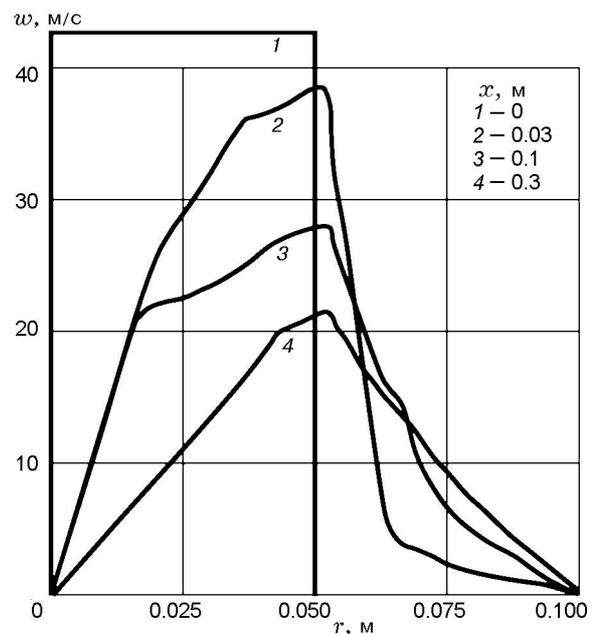


Рис. 3. Радиальные распределения тангенциальной компоненты вектора скорости газа ($u_0 = 30$ м/с, $\varphi_0 = 55^\circ$, $T_0 = 293$ К, $\varepsilon_{t0} = 0.03$)

чений с закруткой [4, 26]. Истечение газа из камеры происходит в основном в кольцевой зоне, внутренний радиус которой r_k постепенно возрастает по мере удаления от входного сечения. При $x = 0.03$ м имеем $r_k = 0.012$ м и при $x = 0.2$ м — $r_k = 0.016$ м (см. рис. 2).

Радиальное распределение тангенциальной компоненты вектора скорости газа $w(r)$ уже на незначительном расстоянии от входа ($x = 0.03$ м) трансформируется в профиль, подобный вихрю Рэнкина [4, 26], который характеризуется квазитвердым вращением в приосевой области камеры сгорания и квазипотенциальным вращением — в периферийной (см. рис. 3). Интенсивность вращательного движения монотонно уменьшается по длине камеры сгорания.

Радиальные распределения температуры газа $T(r)$ в разных сечениях камеры сгорания ($x = 0.1, 0.2, 0.3$ м) представлены на рис. 4. Расчеты проведены для условий экспериментов [1] при значении коэффициента избытка воздуха $\alpha = 0.4$ для оценки качественной картины распределения $T(r)$. Расчетные распределения температуры удовлетворительно согласуются с измеренными значениями (точки на соответствующих графиках рис. 4). Из приведенных графиков следует, что максимальные значения температуры достигаются в периферийной области камеры сгорания. Это связано с повышенной концентрацией в этой области частиц алюминия, которые под действием центробежных сил оттесняются к стенкам камеры сгорания.

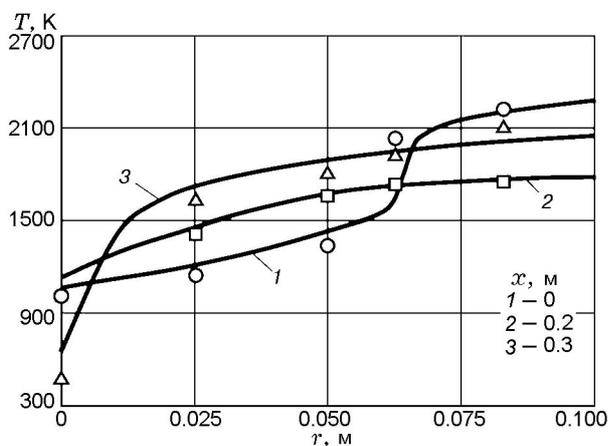


Рис. 4. Радиальные распределения температуры газа ($u_0 = 30$ м/с, $\varphi_0 = 55^\circ$, $T_0 = 293$ К, $\varepsilon_{t0} = 0.03$)

На рис. 5 приведены изотермы $T = 3200$ К [1, 11, 19], характеризующие локализацию зоны горения в объеме камеры в зависимости от начальной степени турбулентности потока ($\varepsilon_{t0} = 0.03$ и 0.2). Расчеты выполнены для указанных выше значений начальных параметров. Как следует из рис. 5, увеличение степени турбулентности приводит к смещению области горения из периферийной в приосевую область камеры сгорания и некоторому уменьшению длины зоны горения. Данный эффект связан, по-видимому, с интенсификацией процессов радиального перемешивания в турбулентном закрученном потоке и позволяет оптимизировать характеристики горелочных устройств за счет более компактной зоны горения.

Для оценки влияния начальных размеров частиц алюминия на динамику их окисления в объеме камеры сгорания представляет интерес рассмотреть процесс горения не полидисперсных частиц алюминия АСД-4, а частиц одина-

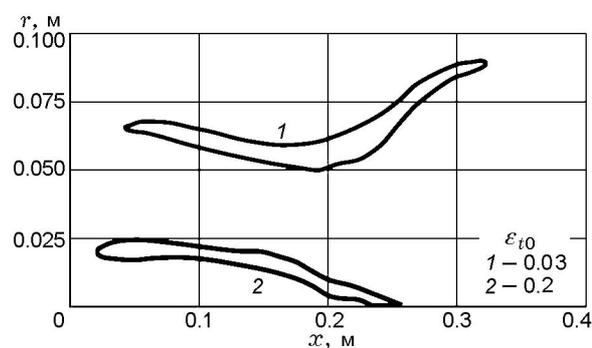


Рис. 5. Влияние начальной степени турбулентности на положение зоны горения — изотермы $T = 3200$ К ($u_0 = 30$ м/с, $\varphi_0 = 55^\circ$, $T_0 = 293$ К)

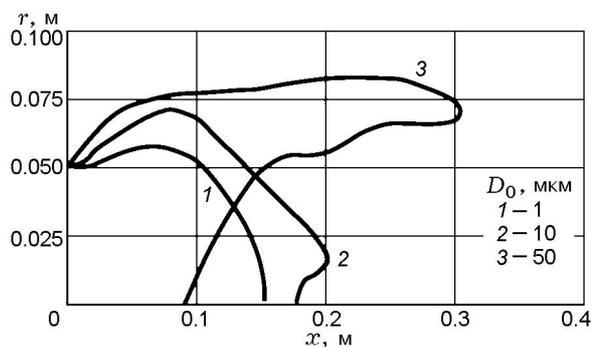


Рис. 6. Положение прореагировавших частиц алюминия ($u_0 = 30$ м/с, $\varphi_0 = 55^\circ$, $T_0 = 293$ К, $\varepsilon_{t0} = 0.03$)

кового размера. С этой целью были проведены расчеты для равновесной стехиометрической смеси воздуха и монодисперсных частиц алюминия разных размеров ($D_0 = 1, 10, 50$ мкм). На рис. 6 показаны положения прореагировавших частиц, содержащих 5 % исходного алюминия. Видно, что мелкие частицы окисляются в приосевой области камеры сгорания. С увеличением размеров частиц в результате действия центробежных сил превалирует процесс смещения частиц алюминия в периферийную область, где и происходит их окисление. Однако за счет рециркуляционных потоков, возникающих в закрученном течении, часть частиц сносится в приосевую зону канала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Представлена физико-математическая модель аэродинамики и горения турбулентного закрученного потока газозвеси полидисперсного порошка алюминия, основанная на уравнениях движения в форме Эйлера для газовой фазы и на лагранжевых уравнениях движения частиц.

- Представленная модель позволяет прогнозировать основные характеристики рассматриваемых процессов — поле вектора скорости газа, распределение температуры, локализацию зоны горения и т. д.

- Расчеты, проведенные для заданного набора исходных данных, позволили выявить ряд особенностей характеристик течения и горения аэрозвеси порошка алюминия АСД-4 в канале с внезапным расширением.

- Радиальное распределение аксиальной компоненты вектора скорости газа характеризуется образованием зоны возвратных течений радиусом $r_k \sim 0.25R_1$ в приосевой области камеры сгорания.

- Радиальное распределение тангенциальной компоненты вектора скорости газа подобно вихрю Рэнкина, интенсивность которого монотонно уменьшается по длине камеры.

- С увеличением начальной степени турбулентности зона горения становится более компактной и смещается в приосевую область канала, что, по-видимому, связано с интенсивным радиальным турбулентным переносом в закрученном потоке.

- Увеличение размера исходных частиц алюминия приводит к преимущественному смещению зоны их окисления в периферийную область канала.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Егоров А. Г.** Горение дисперсного алюминия в потоке воздуха. — Самара: Изд-во СНЦ РАН, 2008.
2. **Гуревич М. А., Озерова Г. Е., Степанов А. М.** Расчет скорости распространения пламени с газовыми частицами твердого горючего // Горение и взрыв. — М.: Наука, 1972. — С. 199–203.
3. **Устименко Б. П., Джакупов К. Б., Кроль В. О.** Численное моделирование аэродинамики и горения в топочных и технологических устройствах. — Алма-Ата: Наука, 1986.
4. **Гавин Л. Б., Медведев В. А., Наумов В. А.** Модель двухфазной турбулентной струи с учетом гетерогенного горения частиц // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 3. — С. 12–17.
5. **Архипов В. А., Матвиенко О. В., Трофимов В. Ф.** Горение распыленного жидкого топлива в закрученном потоке // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 2. — С. 26–37.
6. **Шевчук В. Г., Горошин С. В., Клячко Л. А., Агеев Н. Д., Кондратьев Е. Н., Золотко А. Н.** Скорость распространения пламени в газозвесах частиц магния // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 16, № 1. — С. 57–63.
7. **Вилюнов В. Н., Ворожцов А. Б., Фещенко Ю. В.** Моделирование двухфазного течения смеси газа с горящими частицами металла в полузаткнутом канале // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 3. — С. 39–43.
8. **Бобрышев В. П., Лисица В. Д., Спиридонов Ф. Ф.** Физико-математическое моделирование внутрикамерной газодинамики РДТТ. — М.: ЦНИИ НТИ КПК, 1993.
9. **Малинин В. И., Коломин Е. И., Антипин И. С.** Модель горения высокоскоростного потока аэрозвеси частиц алюминия, учитывающая кинетику процессов и особенности накопления окисла // Хим. физика. — 1998. — Т. 17, № 10. — С. 80–92.
10. **Ягодников Д. А.** Организация процессов воспламенения и горения порошкообразных металлов в камерах сгорания ракетных двигательных установок: дис. ... д-ра техн. наук. — М.: МГТУ, 1997.
11. **Гуревич М. А., Озерова Г. Е., Степанов А. М.** Расчет скорости горения металлической частицы с учетом конденсации окисла // Горение и взрыв. — М.: Наука, 1972. — С. 175–181.
12. **Малинин В. И.** Организация внутрикамерных процессов в двигательных и технологических установках на металлических горючих: дис. ... д-ра техн. наук / Пермский гос. техн. ун-т. — Ижевск, 2007.

13. Губарев Ю. Г., Луговцов Б. А. О спонтанной закрутке в осесимметричных течениях // Тез. докл. IV междунар. конф. «Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике». — Новосибирск, 1995. — С. 69.
14. Егоров А. Г. Управление параметрами алюминиево-воздушного факела закруткой спутного потока воздуха // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: сб. материалов конф. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 2008. — С. 460–461.
15. Гремячкин В. М., Истратов А. Г., Лейпунский О. И. К теории горения металлических частиц // Физические процессы при горении и взрыве: сб. ст. — М.: Атомиздат, 1980. — С. 4–68.
16. Бекстед М. В. Анализ данных по времени горения частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 5. — С. 55–69.
17. Бекстед М. В., Лианг У., Паддупаккам К. В. Математическое моделирование горения одиночной алюминиевой частицы (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 6. — С. 15–33.
18. Бабук В. А. Проблемы исследования образования высокодисперсного оксида при горении алюминизированных твердых топлив // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 1. — С. 45–53.
19. Горение порошкообразных металлов в активных средах / Похил П. Ф., Беляев А. Ф., Фролов Ю. В., Логачев В. С., Коротков А. И. — М.: Наука, 1972.
20. Архипов В. А., Ермаков В. А., Раздобре-ев А. А. Дисперсность конденсированных продуктов горения капли алюминия // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18, № 2. — С. 16–19.
21. Ягодников Д. А., Гусаченко Е. И. Экспериментальное исследование дисперсности конденсированных продуктов сгорания аэрозвеси частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 2. — С. 33–41.
22. Золотко А. Н., Вовчук Я. И., Шевчук В. Г., Полетаев Н. И. Воспламенение и горение газозвесей // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 6. — С. 3–14.
23. Газовая динамика двухфазных течений в соплах / Васенин И. М., Архипов В. А., Бутов В. Г., Глазунов А. А., Трофимов В. Ф. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 1986.
24. Райзберг Б. А., Ерохин Б. Т., Самсонов К. П. Основы теории рабочих процессов в ракетных системах на твердом топливе. — М.: Машиностроение, 1972.
25. Spalding D. V. Mathematical models of turbulent flames: A review // Combust. Sci. and Technol. — 1976. — V. 13. — P. 3–25.
26. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. — М.: Мир, 1987.
27. Шрайбер А. А. Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дисперсных включений // Итоги науки и техники. Сер. Комплексные и специальные разделы механики. — Т. 3. — М.: ВИНТИ, 1988. — С. 3–80.
28. Гуревич М. А., Озеров Е. С., Юринов А. А. О влиянии пленки оксида на характеристики воспламенения алюминия // Физика горения и взрыва. — 1978. — Т. 14, № 4. — С. 50–55.
29. Федоров А. В., Харламова Ю. В. Воспламенение частицы алюминия // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 5. — С. 65–68.
30. Ягодников Д. А., Андреев Е. А., Воробьев В. С., Глотов О. Г. Воспламенение, горение и агломерация капсулированных частиц алюминия в составе смесового твердого топлива. I. Теоретическое исследование воспламенения и горения алюминия с фторсодержащими покрытиями // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 5. — С. 46–55.
31. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
32. Порошок алюминиевый высокодисперсный АСД-1, АСД-4, АСД-6: Технические условия 48-5-226-87. ООО «СУАЛ-ПМ». — Шелехов, 1987.
33. Архипов В. А., Бондарчук С. С., Коротких А. Г., Лернер М. И. Технология получения и дисперсные характеристики порошков наноалюминия // Горн. журн. Цв. металлы (Спец. вып.). — 2006. — № 4. — С. 58–64.

*Поступила в редакцию 3/ХП 2009 г.,
в окончательном варианте — 13/V 2010 г.*