УДК 629.7.036.224

# Расчетное исследование инжекции двухфазного потока горючего в цилиндрическую камеру дожигания с несимметричным подводом воздуха<sup>\*</sup>

А.В. Воронецкий<sup>1</sup>, К.Ю. Арефьев<sup>1,2,3</sup>, М.А. Абрамов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва <sup>2</sup>ЦИАМ им. П.И. Баранова, Москва <sup>3</sup>МФТИ, Долгопрудный, Московская область

E-mail: maabramov@ciam.ru

Предложена методика вторичной обработки результатов расчета двухфазного течения в камерах дожигания (КД) сложной геометрии. Данная методика позволяет спрогнозировать эффективность (оценить качество) процессов смешения и полноту сгорания в КД энергосиловых установок. Продемонстрированы возможности разработанной методики на примере моделирования процессов смешения потока двухфазного горючего с воздухом в КД модельной энергосиловой установки газогенераторной схемы. Представлена математическая модель исследуемых процессов и результаты моделирования. В качестве горючего рассмотрены продукты газификации (ПГ) высокоэнергетического конденсированного состава, представляющие собой смесь газовой и конденсированной фаз. Разработан и реализован алгоритм обработки результатов математического моделирования, позволяющий оценить особенности смешения конденсированной фазы ПГ с воздушным потоком. Проведены параметрические исследования, в результате которых получены закономерности изменения характеристик распределения частиц конденсированной фазы ПГ в сечениях КД. Выполнены оценки предельного значения коэффициента полноты сгорания ПГ в КД на основе анализа особенностей смешения газовой и конденсированной фазы ПГ с воздухом. Приведены данные по влиянию конфигурации системы инжекции и дисперсного состава частиц конденсированной фазы ПГ на эффективности смешения в КД. Результаты исследований могут быть использованы для разработки рекомендаций по повышению эффективности рабочего процесса в перспективных энергосиловых установках.

Ключевые слова: математическое моделирование, конденсированная фаза, энергосиловая установка, камера дожигания, продукты газификации, инжекция горючего.

## Введение

На сегодняшний день создание высокоэффективных энергетических установок (ЭУ) с прямоточным газовоздушным контуром, использующих в качестве горючего продукты газификации (ПГ) энергоемких конденсированных составов (ЭКС), является важной задачей. Анализ представленных в работах [1–4] материалов показывает, что наиболее характерным для ЭУ на ЭКС является цилиндрический проточный тракт диаметром ≈ 200–300 мм с несимметричным подводом воздуха.

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup> Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 19-49-02031).

<sup>©</sup> Воронецкий А.В., Арефьев К.Ю., Абрамов М.А., 2020

## Воронецкий А.В., Арефьев К.Ю., Абрамов М.А.

Использование ЭКС в качестве горючих и топлив представляет собой сложную проблему, что необходимо учитывать при разработке ЭУ нового поколения [5]. Следует отметить, что в ЭКС повышение энергетических характеристик достигается посредством увеличения содержания в них компонентов на основе бора, магния, алюминия и углерода. Массовая доля этих компонентов может достигать 50÷70 % [6, 7]. В настоящее время в качестве основного энергоемкого химического элемента перспективных ЭКС рассматривается бор. Это связано, в первую очередь, с высокими значениями объемной и массовой теплоты сгорания соединений на основе бора [7].

При использовании ЭКС рабочий процесс в энергосиловых установках газогенераторной схемы разделяется на две стадии [5]. На начальной стадии имеет место первичное горение (газификация) ЭКС в газогенераторе (ГГ), на следующей стадии происходит смешение и горение продуктов газификации (ПГ) с воздушным потоком в камере дожигания (КД). Для большинства современных составов ПГ ЭКС являются двухфазной смесью, состоящей из многокомпонентного газа и частиц конденсированной фазы. Для исключения неоднозначности трактовки результатов исследования введем следующие обозначения: ГПГ — газообразные продукты газификации, КПГ — конденсированные продукты газификации. Отметим, что КПГ представляет собой смесь частиц сложного химического состава с высоким содержанием горючих элементов и обладает значительной теплотой сгорания (до 85 % относительно теплоты сгорания ЭКС).

Использование ЭКС в перспективных энергосиловых установках требует решения множества научно-технических задач. Одна из них заключается в организации эффективного сгорания КПГ в цилиндрических КД различной конфигурации [1]. Следует отметить, что на сегодняшний день разработчикам для создания высокоэффективной ЭУ все чаще приходится переходить к сложным геометрическим формам всех ее элементов. Поэтому, несмотря на накопленный десятилетиями научно-технический задел в области разработки прямоточных ЭУ на ЭКС, возникает необходимость в решении экспериментальным путем ресурсоёмкой оптимизационной задачи.

Альтернативой комплексным экспериментальным исследованиям является численное моделирование рабочего процесса в КД. Однако расчеты с применением современных моделей горения двухфазных ЭКС в прямоточных КД очень трудоемки и требуют больших затрат машинного времени. К тому же, данный подход не исключает необходимости проведения испытаний как таковых, так как встает вопрос о достоверности результатов моделирования. На практике зачастую требуется в короткие сроки сравнить достаточно много вариантов конструктивного исполнения КД. Поэтому крайне важно иметь в наличии технологию экспресс-анализа эффективности процессов смешения и полноты сгорания в наличии двухфазных ПГ с воздухом в проточном тракте КД без непосредственного расчета процессов горения.

Вопросам изучения течений сплошных сред, содержащих дисперсную примесь в виде твердых частиц, посвящено большое количество исследований, обзор которых представлен в работе [8]. Следует отметить, что определение траекторий движения твердых частиц в несущем потоке газа на сегодняшний день проводится как в экспериментальных условиях с применением бесконтактных оптических методов [9–11], так и с помощью методов численного моделирования [12–15]. Однако вопросы последующего анализа распределения траекторий частиц в сечении проточного тракта, а именно получения непрерывной функции расходонапряженности потока частиц в сечении и количественных значений параметра эффективности смешения частиц с потоком газа, практически не рассматривались.

В настоящей работе предложена методика вторичной обработки результатов расчета двухфазного течения в КД сложной геометрии, которая позволяет спрогнозировать эффективность (оценить качество) процессов смешения и полноту сгорания в КД энергосиловых установок без прямого моделирования самого процесса горения.

#### Методика анализа

Для оценки эффективности рабочего процесса в КД будем применять коэффициент полноты сгорания  $\eta$  [16], который в случае использования ЭКС условно можно представить в виде двух составляющих, а именно: коэффициентов полноты сгорания газовой  $\eta_{r}$ и конденсированной  $\eta_{\kappa}$  фаз [17]. Значения коэффициента полноты сгорания газовой фазы ПГ  $\eta_{r}$  в большинстве случаев лежат в диапазоне 0,85÷1 [18, 19]. Коэффициент полноты сгорания конденсированных частиц, напротив, имеет больший диапазон реальных значений —  $\eta_{\kappa} = 0,4\div1$ , поэтому наибольший интерес представляет значение коэффициента  $\eta_{\kappa}$ .

Следует отметить, что горение борсодержащих соединений в воздушном потоке носит диффузионно-кинетический характер [17]. В этом случае коэффициент полноты сгорания КПГ  $\eta_{\kappa}$  можно интерпретировать как функцию двух переменных:

$$\eta_{\mathbf{k}} = f(D_{\mathbf{k}}, K_{\mathbf{k}}),\tag{1}$$

где  $D_k$  — диффузионный коэффициент, характеризующий длину смешения КПГ с потоком воздуха,  $K_k$  — кинетический коэффициент, характеризующий распределение величины константы скорости горения частиц конденсированной фазы вдоль их траекторий. Коэффициент  $K_k$  зависит, в первую очередь, от распределения температуры в КД. В настоящем исследовании проводится сравнительный анализ эффективности процессов смешения в КД при постоянстве массовых расходов и энтальпий воздуха и ПГ. В этом случае можно принять, что  $K_k$  изменяется незначительно и коэффициент полноты сгорания  $\eta_k$  зависит только от  $D_k$ . Следует отметить, что увеличение  $D_k$  приводит к повышению  $\eta_k$ . С учетом последнего в качестве критерия при оптимизации конфигурации системы инжекции ПГ можно принять максимальное значение коэффициента  $D_k$ .

Для определения значения коэффициента  $D_k$  необходимо знать, какое количество частиц КПГ может прореагировать с воздухом в каждом сечении КД. С целью формализации вычисления этого параметра введем коэффициент  $h_u$ , характеризующий максимально возможное значение полноты сгорания КПГ с воздухом в данном сечении КД:

$$h_{u} = \begin{cases} \frac{G_{B} - \sum_{i=1}^{n} (\rho w_{i} \cdot F_{i} \cdot g_{i} - L_{0} \cdot G_{u_{i}})}{G_{B}}, & \alpha \leq 1, \\ \frac{G_{u} - \sum_{i=1}^{n} (G_{u_{i}} - \frac{\rho w_{i} \cdot F_{i}}{L_{0}} g_{i})}{G_{u}}, & \alpha > 1, \end{cases}$$

$$(2)$$

здесь  $\alpha$  — коэффициент избытка воздуха,  $L_0$  — стехиометрический коэффициент для пары КПГ + воздух,  $G_{\rm B}$  — суммарный расход воздуха в сечении,  $G_{\rm q}$  — суммарный расход частиц в сечении, n — количество элементарных областей в сечении КД с избытком горючего для режимов с  $\alpha > 1$  и с избытком воздуха для режимов с  $\alpha \le 1$ ;  $G_{\rm u_i}$  — расход частиц в *i* - ой элементарной области,  $\rho_{W_i}$  — расходонапряженность газа в *i* - ой элементарной области,  $F_i$  — площадь *i* -ой элементарной области,  $g_i$  — массовое содержание воздуха в *i* -ой элементарной области, оставшееся после реакции ГПГ с воздухом.

Коэффициент  $D_k$  показывает, насколько процесс в КД приближен к режиму горения равномерно перемешанной смеси ПГ с воздухом. При этом значение самого коэффициента  $D_k$  характеризует отношение длины рассматриваемого участка КД к длине КД с постоянным значением  $h_u = 1$ . Так как под эквивалентной длиной смешения воздуха с КПГ понимается длина, для которой в каждом сечении  $h_u = 1$  (то есть в каждом сечении поток не имеет зон с избытком горючего для режимов с  $\alpha > 1$  и с избытком воздуха для режимов с  $\alpha \le 1$ ), то для определения значения коэффициента  $D_k$  в сечении КД с произвольной координатой  $x_1$  применяется следующая зависимость:

$$D_{k}(x_{1}) = \int_{x_{0}}^{x_{1}} h_{u}(x) dx / (x_{1} - x_{0}), \qquad (3)$$

где  $x_0$  — координата, соответствующая входу в зону КД,  $x_1$  — координата, рассматриваемого сечения КД. Отметим, что в предельном случае (когда  $h_u(x) = 1$ ) значение  $D_k(x_1) = 1$ .

Качество диффузионного процесса в КД определяется в первую очередь равномерностью распределения горючего и воздуха в каждом сечении. Поэтому для проведения комплексного анализа смешения КПГ с воздухом необходимо ввести ряд параметров, которые позволят получить количественную оценку равномерности данного распределения.

Для большей наглядности при сравнении полученных результатов введем понятие относительной расходонапряженности частиц КПГ, которая в каждой элементарной области вычисляется по следующей зависимости:

$$p_i = f_i / f_{\rm cp} \,, \tag{4}$$

где  $f_{cp} = G_{q_i} / F$  — среднее значение расходонапряженности частиц КПГ в сечении,  $f_i = G_{q_i} / F_i$  — значение расходонапряженности частиц КПГ в *i* -й элементарной области, F — площадь сечения КД,  $F_i$  — площадь *i* -й элементарной области.

В качестве интегральной характеристики равномерности распределения частиц используем среднеквадратичное отклонение расходонапряженности частиц в сечении КД:

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} (f_i - f_{\rm cp})^2 / n} , \qquad (5)$$

где *n* — количество элементарных областей в сечении.

Достоинством описанной методики является, в первую очередь, ее универсальность (под универсальностью понимается возможность ее применения для КД различных конфигураций и размеров и, кроме того, при различных режимах работы ЭУ в целом) и возможность с ее помощью провести предварительную расчетную оценку эффективности рабочего процесса в КД существенно быстрее, чем с применением каких-либо моделей горения.

## Демонстрация возможностей предложенной методики на модельной КД

Для демонстрации возможностей представленной методики рассмотрим в качестве примера модельную цилиндрическую КД (рис. 1), габаритные размеры и геометрические характеристики которой соответствуют требованиям современных ЭУ на ВКС [1–4]. Принцип функционирования такой КД заключается в следующем. В ГГ 2 происходит газификация ЭКС и ПГ через сопловой блок газогенератора 3 попадают в КД 4, где реализуется дожигание ПГ с воздухом. Воздух, в свою очередь, поступает в КД 4 через два несимметрично расположенных патрубка 1. Образовавшиеся в результаты дожигания высокотемпературные продукты ускоряются в реактивном сопле 5 и создают тягу.



Рис. 1. Схема модельной КД. 1 — патрубки подвода воздуха, 2 — ГГ, 3 — сопловой блок, 4 — КД, 5 — реактивное сопло.

Для демонстрационных возможностей предлагаемой вторичной обработки с применением разработанной методики выполняются следующие действия:

— осуществляется математическое моделирование двухфазного течения в модельной КД, направленное на оптимизацию конфигурации системы инжекции ПГ в КД;

— проводится оценка показателей эффективности диффузионных процессов в КД при различных режимах подачи ПГ;

— выполняется анализ влияния размеров частиц конденсированной фазы на эффективность смешения КПГ с воздухом.

## Описание математической модели

Для применения методики, изложенной выше, необходимо проведение предварительного расчета газодинамических полей течения и траекторий движения частиц КПГ в проточном тракте КД. Для получения указанных данных разработаны различные программные комплексы, которые позволяют моделировать двухфазные потоки. В представленном исследовании использовался программный комплекс ANSYS Fluent.

Для описания двухфазного течения в КД применяется комбинированный подход Лагранжа–Эйлера (DPM model) [20]. При моделировании характеристик газовой фазы решается система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, записанная для вязкой сжимаемой неразрывной среды [21], которая замыкается уравнением состояния идеального газа и дополняется двухпараметрической моделью турбулентности k- $\omega$  SST [22]. Выбор модели турбулентности k- $\omega$  SST обусловлен ее более широкими возможностями (в частности, возможностью плавного перехода от k- $\omega$  модели в пристеночной области с низкими числами Re к k- $\varepsilon$  модели при течении в свободном потоке). Отметим, что данная модель широко применяется авторами многочисленных работ в области вычислительной газодинамики. При дискретизации уравнений используется второй порядок точности.

Частицы КПГ при моделировании течения рассматриваются как дискретная фаза. В расчетах принято, что состав КПГ является монодисперсным, а частицы, находящиеся в начальный момент времени в одной расчетной ячейке, объединяются в кластер. Частицы одного кластера имеют одинаковые характеристики и общую траекторию движения. Следует отметить, что при описании движения частиц взаимодействие отдельных кластеров между собой не учитывается.

Коэффициент газодинамического сопротивления частиц вычисляется по формуле

$$C_x = a_1 + \frac{a_2}{\text{Re}} + \frac{a_3}{\text{Re}^2},$$
(6)

где  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  — константы, определяющиеся на отдельных диапазонах относительных чисел Рейнольдаса Re [23].

Математическая модель, используемая в настоящей работе, предполагает принятие следующих допущений:

— анализ рабочего процесса в КД проводится на основе расчета в квазистационарной постановке;

скорость горения ГПГ существенно выше скорости горения КПГ [24–27];

— массовый расход частиц для каждого кластера принимается одинаковым.

С целью имитации тепловыделения в результате дожигания ПГ с воздухом в уравнение энергии вводится источниковый член  $S_e$  [28]. Для области, где происходит дожигание ПГ с воздухом, значение  $S_e$  соответствует объемному тепловыделению  $Q_V$ , в остальной части проточного тракта  $S_e = 0$ . Для вычисления объемного тепловыделения используется зависимость

$$Q_V = \frac{\eta \cdot H_{\rm u} \cdot m_{\rm \Pi\Gamma}}{V},\tag{7}$$

где  $H_u$  — массовая теплота дожигания ПГ,  $m_{\Pi\Gamma}$  — массовый расход ПГ, V — характерный объем, в котором происходит дожигание ПГ.

В расчетах учитывалось, что теплофизические свойства воздуха и ГПГ (удельная теплоемкость, коэффициенты вязкости и теплопроводности) зависят от температуры. Указанные теплофизические параметры определялись путем интерполяции значений, полученных с помощью программного комплекса Терра [29].

Схема расчетной области представлена на рис. 2. Принимая во внимание, что модельная КД имеет плоскость симметрии, с целью оптимизации вычислительных ресурсов расчеты проводились для половины проточного тракта. При этом задавались следующие граничные условия.

1. На границе 1 (предсопловая область ГГ): полное давление и температура торможения потока ГПГ.



*I* — входное сечение предсопловой области ГГ, 2 — входное сечение патрубка подвода воздуха, 3 — выходные сечения расчетной области,
 4 — стенки проточного тракта, 5 — критическое сечение соплового блока ГГ,
 6, 7 — входное и выходное сечения КД.

2. На границе 2 (входное сечение патрубка подвода воздуха): массовый расход и температура торможения воздуха.

3. На границе 3 (выходные сечения расчетной области): условия окружающей среды.

4. На стенках проточного тракта: непроницаемость и отсутствие проскальзывания газа. Стенки считаются адиабатными.

Подача частиц осуществляется в плоскости критического сечения сопла ГГ 5, причем распределение кластеров частиц соответствует распределению центров всех расчетных ячеек сетки в этом сечении (см. рис. 3). Для частиц задаются начальная скорость ( $\approx 1000 \text{ м/c}$ ), соответствующая скорости ГПГ в критическом сечении, и их диаметр. Анализ характеристик двухфазного потока проводится на основе траекторий движения  $\approx 400$  кластеров. Анализ эффективности диффузионных процессов в КД выполняется для зоны наиболее активного горения частиц КПГ, ограниченной сечениями 6 и 7 (см. рис. 2). Условно будем считать, что сечение 6 соответствует входу в КД (начальное сечение КД), а сечение 7 — выходу из КД (конечное сечение КД). Изменение параметров  $h_u$ ,  $D_k$  и  $\sigma$  по длине данной зоны определяется на основе обработки газодинамических характеристик потока смеси ГПГ и воздуха, а также траекторных параметров частиц КПГ, полученных в сечение *I* и сечение *2* соответственно.

Для численного моделирования двухфазного течения использовались неструктурированные расчетные сетки. Общее количество элементарных ячеек в применяемых расчетных сетках составляло около 1,5 млн (пример расчетной сетки в сечение КД представлен на рис. 3). Размерная шкала на рис. 3 (и в дальнейшем) приведена в относительных величинах x/D, где D — диаметр КД (для рассматриваемой конфигурации D < 200 мм). Высота пристеночных ячеек расчетной области была принята равной 50 мкм.



*Рис. 3.* Схема КД (*a*) и примеры расчетной сетки в контрольных сечениях (*b*, *c*), b — критическое сечение сопла ГГ, *c* — сечения 1 и 2.

По результатам предварительных расчетов было установлено, что толщина пограничного слоя на входе в сопло КД составляет  $\approx 4$  мм. Между сечениями 1 и 2 расположена зона, где реализуется объемное тепловыделение. При построении расчетных сеток было выполнено сгущение вблизи стенок и в областях с наиболее высоким уровнем градиентов газодинамических параметров течения.

Следует отметить, что известные математические модели воспламенения и горения конденсированных частиц, описанные в работах [21, 30-32], применительно к рассматриваемой задаче имеют ряд ограничений. В частности, их использование предполагает интеграцию дополнительной системы уравнений, описывающей процессы воспламенения и горения конденсированных частиц, в итерационный цикл расчета, что существенно увеличивает требуемые вычислительные ресурсы. Разработанная математическая модель дает возможность исследовать особенности смешения ГПГ и КПГ с воздухом в проточном тракте модельной КД и позволяет оценивать влияние конфигурации системы инжекции ПГ на эффективность рабочего процесса на основе математической обработки результатов газодинамического расчета течения двухкомпонентной нереагирующей смеси и наложенных траекторий конденсированных частиц в квазистационарной постановке. При этом остается возможность расчета значения коэффициента полноты сгорания для конкретной конфигурации КД при наличии заранее известного распределения коэффициента K<sub>k</sub>, который характеризует распределение величины показателя скорости горения частиц конденсированной фазы вдоль их траекторий. Как отмечалось ранее, значение коэффициента Кк в большей степени зависит от распределения температуры в КД, поэтому при постоянных массовых расходах и энтальпиях воздуха можно принять, что распределение коэффициента Kk для различных конфигураций проточного тракта КД меняется незначительно. Значения этого коэффициента могут быть получены в результате эксперимента или расчета с использованием одной из моделей, описанных в работах [21, 30-32].

## Результаты математического моделирования

Данные расчетные исследования проведены для КД с относительным удлинением проточного тракта L/D = 12 (здесь L - длина КД). Температура торможения воздуха во входном сечении патрубков подвода воздуха соответствовала условиям работы энергосиловой установки и составляла ~ 700 К. Рассматривался режим горения при коэффициенте избытка воздуха в КД  $\alpha = 2$ . Температура торможения потока ГПГ в предсопловой области ГГ принималась равной 1900 К. Диаметр частиц варьировался от 5 до 50 мкм. Выбранный диапазон соответствует результатам дисперсного анализа КПГ существующих ЭКС для энергосиловых установок газогенераторной схемы [19].

Одним из основных параметров, определяющих особенности процесса смешения в КД, является отношение скоростных напоров струи ГПГ и подаваемого в КД потока воздуха:

$$k = \frac{F_{\text{B3y}} \cdot w_{\text{kp}} \cdot G_{\Gamma\Gamma}}{F_{\text{kp}} \cdot w_{\text{B03}} \cdot G_{\text{B03}}},\tag{8}$$

где  $w_{\rm kp}$  — скорость ГПГ в критическом сечении соплового блока ГГ,  $w_{\rm возд}$  — скорость потока на выходе из патрубка подвода воздуха,  $G_{\Gamma\Gamma}$  — массовый расход ГПГ,  $G_{\rm возд}$  — массовый расход воздуха,  $F_{\rm B3y}$  — площадь выходного сечения патрубка подвода воздуха,  $x, F_{\rm kp}$  — площадь критического сечения соплового блока ГГ.

Расчетное исследование состоит из двух частей. В первой части устанавливаются закономерности влияния на процессы смешения режима инжекции ПГ, определяемого величиной отношения скоростных напоров смешиваемых потоков *k*. При этом рассматриваются частицы КПГ базового диаметра, равного 5 мкм. Выбор базового диаметра

Таблица

частиц объясняется статистическими результатами морфологических исследований КПГ современных ЭКС [33]. Во второй части исследования изучается влияние дисперсности частиц КПГ на процессы смешения при постоянном значении *k*.

#### Влияние режима инжекции ПГ на процессы смешения в КД

Рассмотрим результаты первой части исследования. Изменение k осуществлялось путем одновременного варьирования величины площади критического сечения соплового блока ГГ  $F_{\rm kp} = (1 \div 2) F_{\rm min}$  ( $F_{\rm min}$  — минимальная площадь критического сечения соплового блока) и давления в ГГ. Моделирование проводилось для трех режимов, параметры которых представлены в таблице. Следует отметить, что массовый расход ПГ на всех режимах был одинаковым и соответствовал коэффициенту избытка воздуха  $\alpha = 2$ . Поскольку увеличение  $F_{\rm kp}$  сопровождается уменьшением давления в ГГ, значение относительного скоростного напора падает. Данные режимы выбирались исходя из ограничений по минимальному и максимальному давлениям в ГГ  $p_{\Gamma\Gamma}$ , возможным для рассматриваемого ЭКС.

Ha	рамет	ры р	ежим	OB

№ режима	$F_{\rm kp}/F_{\rm min}$	$p_{\Gamma\Gamma},$ МПа	k
1	1	4,0	50
2	1,5	2,7	33
3	2	2,0	25

Проведенные расчеты для вышеуказанных режимов позволили выявить особенности процесса смешения ГПГ с воздухом. Наиболее значимые различия течения в КД при различных k зафиксированы вблизи соплового блока ГГ, где имеет место наиболее интенсивное взаимодействие струи ГПГ с потоком воздуха. Поскольку сопло ГГ не имеет сверхзвуковой части, наблюдается «свободное» расширение и ускорение струи ГПГ в КД. В частности, для режима k = 50 максимальная скорость ГПГ достигает 2500 м/с. При взаимодействии с потоком воздуха струя ГПГ отклоняется в сторону верхней стенки КД. При уменьшении относительного скоростного напора k наблюдается снижение степени расширения струи, приводящее к изменению максимальных значений скорости потока до 2000 и 1500 м/с для k = 33 и k = 25 соответственно. Снижение k также приводит к более значительному отклонению струи ГПГ. Стоит отметить, что скорость воздушного потока на входе в КД составляет  $\approx 120$  м/с, а средняя скорость потока газа в цилиндрической части КД (между сечениями 1 и 2) в среднем не превышает 250 м/с.

Наибольший интерес для анализа процесса смешения представляет пространственное положение траекторий движения частиц КПГ. На рис. 4 представлены траектории Абсолютная скорость, м/с



Рис. 4. Поле распределения скорости частиц (м/с) на выходе из ГГ.

движения частиц КПГ размером 5 мкм в зоне инжекции ПГ. Цвет траекторий соответствует скорости частиц. Из-за относительно невысокой массы частиц траектории их движения практически совпадают с линями тока инжектируемых ГПГ. Скорость частиц имеет неравновесность относительно скорости газа и достигает 1800 м/с для k = 50. При снижении параметра k скорость частиц уменьшается вместе со скоростью газа до значений порядка 1500 м/с и 1300 м/с для k = 33 и k = 25 соответственно. В цилиндрической части КД (между сечениями 1 и 2) скорость частиц КПГ равна средней скорости газового потока и составляет ≈ 250 м/с. Следует отметить, что по мере удаления от сопла ГГ площадь поперечного сечения зоны, занятой частицами КПГ, увеличивается за счет расширения струи инжектируемых ГПГ и ее смешения с воздушным потоком.

Расчеты показали, что для рассматриваемой геометрии КД и всех трех заданных режимов инжекции частицы двигаются в достаточно узкой зоне, которую будем в дальнейшем описании называть «жгутом» потока КПГ. Для всех режимов прослеживается значительное влияние поступающего воздуха на поток частиц КПГ, за счет которого форма поперечного сечения «жгута» потока КПГ претерпевает достаточно сильную деформацию по мере приближения частиц к выходному сечению КД. Для анализа закономерностей этой деформации будем сравнивать форму поперечного сечения жгута частиц в начальном и конечном сечениях КД (сечения 1 и 2, см. рис. 3).

На рис. 5 показано распределение траекторий частиц и относительная расходонапряженность *p* в начальном сечении КД. Видно, что поперечное сечение «жгута» потока КПГ приобретает подковообразную форму. Наблюдаемое явление объясняется следующим образом. Значения скоростей частиц КПГ в ядре «жгута» и в его периферийных зонах существенно отличаются. В результате частицы, находящиеся на периферии «жгута» и имеющие меньшее значение скорости относительно его ядра, отклоняются от своего первоначального направления сильнее.

Важной характеристикой процесса смешения в КД является форма сечения «жгута» потока КПГ. В качестве геометрического параметра, характеризующего степень деформации формы сечения потока КПГ, введем коэффициент эквивалентной площади  $c_3 = 4 \cdot S_{\text{КПГ}} / (\pi h^2)$ , где  $S_{\text{КПГ}}$  — площадь сечения «жгута» потока КПГ, h — ширина потока КПГ на оси симметрии КД. Параметр  $c_3$  показывает, насколько сильно форма сечения «жгута» потока КПГ отличается от начальной круглой. Для характеристики выгнутости подковообразной формы потока частиц введем параметр  $\beta = 180^\circ - \varphi$ , где  $\varphi$  — характерный угол серединной линии сечения потока КПГ (см. рис. 5). Для упрощения описания процесса смешения параметры  $c_3$  и  $\beta$  будем называть форм-факторами сечения потока частиц.

Рассмотрим особенности распределения частиц в начальном сечении КД для различных режимов (рис. 5). При k = 50 значения форм-факторов в начальном сечении КД составляют  $c_3 = 3,1$  и  $\beta = 72^{\circ}$ . В правой части рис. 5 представлены поля распределения относительной расходонапряженности потока частиц. Как видно, при k = 50 имеет место значительная неравномерность распределения p с образованием трех локальных максимумов. Наблюдаемая картина обусловлена расположением патрубков подвода воздуха на нижней стенке КД и возникающей по этой причине несимметричностью потока воздуха, а также неравномерностью в распределении расходонапряженности в струе ПГ.

При снижении относительного скоростного напора струи ГПГ наблюдается более существенное искривление сечения потока частиц. Так, если при k = 50 угол  $\beta$  составлял 72°, то при k = 33 и k = 25 он соответственно увеличился до 75° и 78°. Степень деформации сечения потока частиц также немного растет, при этом  $c_3$  снижается от значения 3,1 (при k = 50) до 2,9 (при k = 33) и 2,8 (при k = 25). Таким образом, в рассмотренном диапазоне варьирования k изменения  $c_3$  и  $\beta$  не превышают 8÷10%. Наиболее сильное влияние изменение k оказывает на распределение относительной расходонапряженности потока частиц, что отчетливо видно на трехмерных диаграммах в правой части рис. 5.



*Рис. 5.* Распределение траекторий частиц (справа на левой части рисунка) и относительной расходонапряженности *p* (слева на левой части рисунка и на правой его части) в сечении 1.

Следует подчеркнуть, что при k = 50 максимальное значение относительной расходонапряженности составляет p = 113, а при k = 25 не превышает p = 56. То есть уменьшение относительного скоростного напора ГПГ позволяет несколько увеличить диаметр «жгута» потока КПГ в начальном сечении КД и повысить равномерность распределения частиц в нем.

Распределение траекторий частиц и относительной расходонапряженности p в конечном сечении КД представлены на рис. 6. Для всех рассмотренных режимов характерно, что поток КПГ продолжает деформироваться по длине зоны смешения и смещаться к верхней стенке КД. На режиме k = 50 форм-факторы сечения «жгута» потока КПГ принимают значения  $c_3 = 20,8$  и  $\beta = 42^{\circ}$ . При снижении k изогнутость сечения «жгута» потока КПГ постепенно уменьшается и составляет  $\beta = 37^{\circ}$  при k = 33 и  $\beta = 33^{\circ}$  при k = 25. То есть изогнутость сечения «жгута» потока КПГ уменьшается примерно в два раза относительно начального сечения КД. Следует также отметить, что значения степени деформации «жгута» потока КПГ к концу КД достигают уровня  $c_3 = 20 \div 25$ , что в 6÷8 раз превышает значения  $c_3$  в се начале.



*Рис. 6.* Распределение траекторий частиц (справа на левой части рисунка) и относительной расходонапряженности *p* (слева на левой части рисунка и на правой его части) в сечении 2.

Для анализа особенностей процесса трансформации распределения частиц в «жгуте» будем использовать среднеквадратичное отклонение расходонапряженности частиц  $\sigma$  (рис. 7). Как видно, характер кривых  $\sigma = f(x)$  аналогичен: наибольшие уровни  $\sigma$  наблюдаются в начале КД, затем в интервале  $x = 0,3\div0,55$  м имеет место резкое снижение  $\sigma$ , после  $\sigma$ , кг/(с·м<sup>2</sup>) чего величины  $\sigma$  остаются примерно



н: наибольшие уровни  $\sigma$  наблюдаются имеет место резкое снижение  $\sigma$ , после чего величины  $\sigma$  остаются примерно постоянными. Максимальные значения  $\sigma$ для различных k составили: 480 кг/(с·м<sup>2</sup>) для k = 50, 350 кг/(с·м<sup>2</sup>) для k = 33 и 230 кг/(с·м<sup>2</sup>) для k = 25. Таким образом, уменьшение k существенно повышает равномерность распределения частиц по сечению «жгута» в начальной зоне КД.

*Рис.* 7. Изменение параметра  $\sigma$  по длине КД для режимов k = 50 (1), 33 (2), 25 (3).





Как уже отмечалось, наиболее заметное снижение  $\sigma$  наблюдается в интервале  $x = 0,3\div0,55$  м. В зоне x > 0,55 м значения  $\sigma$  становятся практически постоянными и составляют 110 кг/(с·м<sup>2</sup>) для k = 50, 90 кг/(с·м<sup>2</sup>) для k = 33 и 75 кг/(с·м<sup>2</sup>) для k = 25. Такое изменение  $\sigma$  по длине КД происходит в силу значительной скоростной неравновесности между конденсированной и газовой фазами в начале КД и последующего постепенного выравнивания скоростей частиц КПГ и воздушного потока.

Рассмотрим особенности изменения  $h_u$  по длине КД. Зависимости  $h_u = f(x)$  (рис. 8*a*) имеют достаточно сложный характер. Принимая во внимание, что h<sub>u</sub> характеризует максимально возможное значение полноты сгорания КПГ с воздухом в данном сечении КД, полученный вид кривых можно объяснить следующим образом. Из распределения видно, что на начальном участке КД ( $x = 0.3 \div 55$  м) значение параметра  $h_{\rm u}$  увеличивается, после чего с незначительным отклонением остается неизменным на оставшейся длине. Данный эффект обусловлен прежде всего тем, что на начальном участке КД происходит активное перемешивание составляющих потока ПГ с воздухом, и, как следствие, осреднение параметров газового потока и распределения траекторий потока частиц по сечению камеры. Поэтому по мере удаления частиц от входа в КД содержание воздуха в области вокруг них начинает увеличиваться, а значит повышается параметр  $h_{u}$ . При этом для режимов с малыми значениями k характерен более существенный прирост параметра  $h_{\mu}$ по длине КД (приблизительно в 6 раз для режима k = 25 и в 2 раза для режима k = 50). Следует отметить, что при снижении относительного скоростного напора с k = 50до k = 25 коэффициент  $h_u$  в начальном сечении 1 (x = 0,3) уменьшается на 70 %. Это связано с тем, что высоким значениям k соответствует увеличение начальной скорости частиц и их кинетической энергии становится достаточно для преодоления вихревого течения в области взаимодействия потоков ГПГ с воздухом. В результате траектории частиц КПГ выходят за пределы потока ГПГ. Вследствие этого частицы проходят через зоны с более высоким содержанием воздуха, что способствует интенсификации их горения.

При x > 0,55 м частицы движутся в зонах с пониженным содержанием окислителя, поэтому концентрация воздуха, окружающего частицы, и степень деформации «жгута» потока КПГ остаются постоянными и, таким образом, значение параметра  $h_u$  практически не изменяется.

Полученное распределение  $h_u$  по длине КД приводит к тому, что зависимость  $D_k = f(x)$  имеет возрастающий характер в интервале  $x = 0,3\div0,55$  м. Далее по тракту значение  $D_k = f(x)$  остается практически постоянным (рис. 8*b*).

Зависимость коэффициента  $D_k$  в конечном сечении КД от относительного скоростного напора k представлена на рис. 9. Из анализа полученных данных можно сделать вывод, что, несмотря на более равномерное распределение частиц по сечению при низких



*Рис.* 9. Зависимость  $D_k$  от k в сечении 2.

значениях относительного скоростного напора, двукратное увеличение последнего приводит к повышению коэффициента *D*<sub>k</sub> примерно на 20 %.

При рассмотрении результатов количественного анализа диффузионных процессов в КД можно сделать вывод, что увеличение относительного

скоростного напора k струи ПГ для исследуемой конфигурации КД приводит к улучшению качества смешения КПГ с воздухом и впоследствии может оказать положительное влияние на процессы горения КПГ в воздушном потоке.

## Влияние дисперсности частиц КПГ на процесс смешения в КД

Во второй части исследования проводился анализ влияния дисперсности частиц КПГ на особенности процесса смесеобразования в КД при постоянном значении относительного скоростного напора k = 50. Указанное значение относительного скоростного напора было выбрано на основе результатов первой части исследования. Расчеты выполнялись для частиц КПГ диаметром  $d_y = 5$ , 10, 25 и 50 мкм.

Анализ распределения траекторий частиц в начальном сечении КД (рис. 10) показывает, что с ростом  $d_{\rm q}$  наблюдается снижение деформации формы сечения «жгута» частиц. Так, для  $d_{\rm q} = 10$  мкм форма сечения имеет подковообразный вид ( $c_3 = 2,4, \beta = 67^{\circ}$ ), но менее деформированной по сравнению с потоком частиц с  $d_{\rm q} = 5$  мкм ( $c_3 = 3,1, \beta = 72^{\circ}$ ). Для частиц диаметром 25 мкм форма сечения близка к эллиптической ( $c_3 = 1,2$ ), а для  $d_{\rm q} = 50$  мкм является практически круглой ( $c_3 \approx 1$ ). Подобные особенности формы «жгута» потока КПГ на входе в КД связаны с различной инертностью частиц. Воздушный поток в КД оказывает меньшее воздействие на траектории частиц с большим диаметром, а соответственно и массой.

Из анализа распределений относительной расходонапряженности частиц в начальном сечении камеры дожигания (правая часть рис. 10) следует, что при увеличении  $d_{\rm q}$ наблюдается рост максимального значения параметра *p*. Для частиц диаметром  $d_{\rm q} = 5 \div 10$  мкм максимальные значения *p* не превышают 140, при дальнейшем увеличении диаметра частиц в районе плоскости симметрии КД максимальное значение *p* начинает расти и достигает *p* = 185 для  $d_{\rm q} = 25$  мкм и *p* = 190 для  $d_{\rm q} = 50$  мкм.

Форма поперечного сечения потока КПГ претерпевает значительную трансформацию по мере приближения к выходной части КД (рис. 11). При этом максимальная степень деформации сечения наблюдается для частиц размером  $d_q = 5$  мкм ( $c_3 = 20,8$ ), а минимальная — для частиц размером  $d_q = 50$  мкм ( $c_3 = 4$ ). Анализ показывает, что для частиц размером  $d_q = 5$  мкм коэффициент эквивалентной площади по длине КД увеличивается почти в семь раз. Для более крупных частиц размером ( $d_q = 50$  мкм) форма сечения из практически круглой трансформируется в вытянутую. Степень выгнутости подковообразного сечения потока КПГ ( $\beta$ ) также существенно меняется. Максимальные значения  $\beta$  наблюдается для частиц  $d_q = 5$  мкм ( $\beta = 42^\circ$ ), а минимальные — для частиц  $d_q = 50$  мкм ( $\beta = 6^\circ$ ). В частности, по длине КД для частиц  $d_q = 5$  мкм угол  $\beta$  уменьшается от 72° до 42° (в 1,7 раза). При этом поток КПГ постепенно смещается в верхнюю часть КД. Смещение и деформация потока КПГ приводят к тому, что частицы оказываются в зонах КД с более высокой концентрацией воздуха. Последнее обстоятельство положительно влияет на коэффициент полноты сгорания КПГ. В конечном сечении КД распределение p становится более равномерным для частиц всех рассмотренных размеров (рис. 11). Максимальные значения p в этом сечении не превышает 60 для частиц  $d_q = 5 \div 10$  мкм и 96 для  $d_q = 25 \div 50$  мкм.



Рис. 10. Распределение траекторий частиц (справа на левой части рисунка) и относительной расходонапряженности *p* (слева на левой части рисунка и на правой его части) в сечении 1.

Распределения среднеквадратичного отклонения расходонапряженности частиц  $\sigma$  по длине КД представлены на рис. 12. Как видно, в начальном сечении КД для частиц  $d_q = 5 \div 10$  мкм значение  $\sigma$  находится в диапазоне значений 480÷1050 кг/(с·м<sup>2</sup>). Для более крупных частиц отклонение расходонапряженности от среднего значения увеличивается. Так, на входе в КД частицам диаметром 25 и 50 мкм соответствуют значения  $\sigma$ , равные 7850 и 10280 кг/(с·м<sup>2</sup>). Таким образом, по сравнению с частицами диамет-



*Рис. 11.* Распределение траекторий частиц (справа на левой части рисунка) и относительной расходонапряженности *p* (слева на левой части рисунка и на правой его части) в сечении 2.

*Рис. 12.* Изменение параметра  $\sigma$  по длине КД для диаметров частиц  $d_{\rm u} = 5$  (1), 10 (2), 25 (3), 50 (4) мкм.

ром 5 $\pm$ 10 мкм имеет место увеличение  $\sigma$  практически на порядок, что обусловлено ростом инерционности частиц.

Зависимость  $\sigma = f(d_{\rm q})$  имеет экстремальный характер, причем  $\sigma_{\rm max} = \sqrt{\left(G_{\rm q}/F_{\rm kp} - G_{\rm q}/F\right)^2}$  в произ-



вольном сечении КД площадью F может быть достигнуто в том случае, когда не происходит деформации сечения «жгута» частиц КПГ, то есть площадь его поперечного сечения соответствует  $F_{\rm kp}$ . В настоящем исследовании предельное значение среднеквадратичного отклонения расходонапряженности частиц в сечении составляло  $\sigma_{\rm max} =$ = 15280 кг/(с·м<sup>2</sup>).

При увеличении  $d_{\rm q}$  отличия в распределениях частиц и деформации сечения «жгута» имеют место не только в начальном сечении, но и по всей длине КД. Если для малых  $d_{\rm q}$  выравнивание распределения расходонапряженности частиц в потоке КПГ происходит в интервале  $x = 0,3\div0,55$  м независимо от режима (как показала первая часть исследования), то с увеличением  $d_{\rm q}$  протяженность зоны выравнивания данного распределения начинает расти. Для частиц диаметром 25 мкм она составляет приблизительно 1/2 длины КД, а для  $d_{\rm q} = 50$  мкм выравнивания не наблюдается вплоть до выходного сечения КД. Данный эффект можно объяснить тем, что с увеличением  $d_{\rm q}$  и, соответственно, инерционности частиц для деформации «жгута» потока КПГ необходимо более продолжительное воздействие со стороны газа.

На рис. 13 представлены распределения  $h_u$  и  $D_k$  по длине КД. Зависимость  $D_k$  от  $d_u$ в конечном сечении КД приведена на рис. 14. Из полученных результатов видно, что существенное влияние на значение коэффициента  $h_u$  оказывает равномерность распределения расходонапряженности частиц в сечении. Также установлено, что при варьировании параметра k, несмотря на меньшую равномерность распределения КПГ в сечении, из-за увеличения начальной скорости частиц траектории их движения проходят через зоны с высоким содержанием окислителя, и это приводит к увеличению значения  $h_u$ . Однако при увеличении  $d_u$  плотность потока КПГ возрастает и окружающего воздуха становится недостаточно для поддержания высокой скорости горения частиц. Поэтому для



*Рис. 13.* Изменение по длине КД  $h_u(a)$  и  $D_k(b)$  для диаметров частиц  $d_u = 5$  (1), 10 (2), 25 (3), 50 (4) мкм.



*Рис.* 14. Зависимость  $D_k$  от  $d_{\rm q}$  в сечении 2.

диапазона  $d_{\rm q} = 5 \div 50$  мкм наиболее эффективное смешение КПГ с воздухом в рассматриваемой КД может быть получено для частиц размером  $d_{\rm q} = 5$  мкм. При увеличении диаметра частиц до 50 мкм значения  $D_{\rm k}$  в конечном сечении КД снижаются примерно на 70 %.

#### Заключение

В качестве основных результатов настоящей работы могут быть выделены следующие положения.

1. Предложена методика вторичной обработки результатов расчета двухфазного течения в КД сложной геометрии, которая позволяет спрогнозировать эффективность (оценить качество) процессов смешения и полноту сгорания в КД энергосиловых установок без прямого моделирования самого процесса горения. Достоинством методики является ее универсальность (под универсальностью понимается возможность ее применения для КД различных конфигураций и размеров, а также при различных режимах работы ЭУ в целом) и возможность с ее помощью провести предварительную расчетную оценку эффективности рабочего процесса в КД существенно быстрее, чем с применением каких-либо моделей горения.

2. Продемонстрированы возможности методики на примере моделирования процессов смешения потока двухфазного горючего с воздухом в КД модельной энергосиловой установки газогенераторной схемы. Показаны возможности применения описанной методики для анализа влияния конфигурации системы инжекции ПГ и начального диаметра частиц КПГ на качество процессов смешения ПГ с воздухом в проточном тракте модельной КД.

Полученные результаты могут быть использованы на этапе предварительного проектирования и выбора конфигурации КД перспективных энергосиловых установок.

# Список литературы

- Сорокин В.А., Яновский Л.С., Козлов В.А., Суриков Е.В. Ракетно-прямоточные двигатели на твердых и пастообразных топливах. Основы проектирования и экспериментальной отработки. М.: Физматлит, 2010. 320 с.
- 2. Иностранные авиационные двигатели (по материалам зарубежных публикаций) / Под общей редакцией В.А. Скибина и В.И. Солонина. М.: ЦИАМ, 2005. Вып. № 14. С. 320–322.
- 3. Hewitt P. Status of ramjet programs in the United States // AIAA paper. 2008. No. 2008–526.
- 4. Суриков Е.В. Актуальность и ключевые проблемы разработки интегральных ракетно-прямоточных двигателей на твердом топливе // Создание перспективных ракетных двигателей твердого топлива / Под ред. М.Д. Граменицкого. М.: Изд. МАИ, 2004. С. 76–83.
- Van Wie D., D'Alessio S., White M. Hypersonic airbreathing propulsion // Johns Hopkins APL Technical Digest. 2005. Vol. 26, No. 4. P. 30–437.
- 6. Ягодников Д.А. Воспламенение и горение порошкообразных металлов. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. 432 с.
- 7. Александров В.Н., Быцкевич В.М., Верхоломов В.К., Граменецкий М.Д., Дулепов Н.П. Интегральные прямоточные воздушно-реактивные двигатели на твердых топливах (Основы теории и расчета) / Под ред. Л.С. Яновского. М.: Академкнига, 2006. 343 с.
- Вараксин А.Ю. Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения (Обзор) // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51, вып. 3. С. 421–455.
- Kozul M., Koothur V., Worth N.A., Dawson J.R. A scanning particle tracking velocimetry technique for high-Reynolds number turbulent flows // Experiments in Fluids. 2019. Vol. 60, Iss. 8. Art. 137.
- Barnkob R., Kähler C.J., Rossi M. General defocusing particle tracking // Lab on a Chip. 2015. Iss. 5. P. 562–568.

- 11. Buist K.A., Jayaprakash P., Kuipers J.A.M. Magnetic particle tracking for nonspherical particles in a cylindrical fluidized bed // AIChE J. 2017. Vol. 63, No. 12. 8 p.
- 12. Ge W., Sankaran R. An adaptive particle tracking algorithm for lagrangian-eulerian simulations of dispersed multiphase flows // AIAA SciTech 2019 Forum, San Diego, California, 7-11 January 2019-0728. 14 p.
- Khare P., Wang S., Yang V. Modeling of finite-size droplets and particles in multiphase flows // Chinese J. Aeronautics. 2015. Vol. 28, No. 4. P. 974–982.
- 14. Пахомов М.А., Терехов В.И. Распространение твердых частиц в газодисперсном ограниченном закрученном потоке. Эйлерово и лагранжево описания // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 3. С. 335–348.
- 15. Макашева А.П., Найманова А.Ж. Численное моделирование многокомпонентного слоя смешения с твердыми частицами // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 26, № 4. С. 521–537.
- 16. Арефьев К.Ю., Кукшинов Н.В., Серпинский О.С. Методика экспериментального определения полноты сгорания потоков топливной смеси в каналах переменного сечения // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2017. № 5. С. 90–102.
- 17. Арефьев К.Ю., Воронецкий А.В., Прохоров А.Н., Яновский Л.С. Экспериментальное исследование полноты сгорания двухфазных продуктов газификации борсодержащих энергоемких конденсированных составов в высокоэнтальпийном воздушном потоке // Физика горения и взрыва. 2017. Т. 53, № 3. С. 42–52.
- 18. Аннушкин Ю.М. Основные закономерности выгорания турбулентных струй водорода в воздушных каналах // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 4. С. 59–71.
- 19. Александров В.Ю., Кукшинов Н.В. Модифицированная кривая выгорания для модельных высокоскоростных камер сгорания, интегрированных с воздухозаборным устройством // Физика горения и взрыва. 2016. Т. 52, № 3. С. 32–36.
- 20. Воронецкий А.В., Сучков С.А., Филимонов Л.А. Особенности течения сверхзвуковыхпотоков в узких цилиндрических каналах // Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. № 4. 29 с.
- 21. Воронецкий А.В. Метод сравнительной оценки эффективности горения мелкодисперсного конденсированного горючего в камерах РПД произвольной геометрии // Наука и образование: электронное научнотехническое издание. 2016. № 1. http://technomag.bmstu.ru/doc/830993.htm
- Langtry R.B., Menter F.R. Correlation-based transition modeling for unstructured parallelized computational fluid dynamics codes // AIAA J. 2009. Vol. 47, No. 12. P. 2894–2906.
- Morsi S.A., Alexander A.J. An Investigation of particle trajectories in two-phase flow systems // J. Fluid Mech. 1972. Vol. 55, No. 2. P. 193–208.
- Macek A., Semple J.M.K. Combustion of boron particles at atmospheric pressure // Combustion Sci. and Technology. 1969. Vol. 1, No. 3. P. 181–191.
- Li S.C. Optical measurement of size histories of boron particles in ignition and combustion stages // Combustion Sci. and Technology. 1991. Vol. 77, No. 1–3. P. 149–169.
- 26. Yeh C.L., Kuo K.K. Ignition and combustion of boron particles // Progress in Energy and Combustion Sci. 1996. Vol. 22, No. 6. P. 511–541.
- Young G., Sullivan K., Zachariah M.R., Yu K. Combustion characteristics of boron nanoparticles // Combustion and Flame. 2009. Vol. 156, No. 2. P. 322–333.
- 28. Воронецкий А.В., Токталиев П.Д., Сучков С.А., Арефьев К.Ю., Гусев А.А. Адаптация САЕ-системы ANSYS для моделирования горения частиц конденсированного горючего в камерах дожигания РПД // Мат. Всеросс. научно-техн. конф. «Ракетно-космические двигательные установки». Москва, 2015. С. 95–96.
- 29. Трусов Б.Г. Программная система TERRA для моделирования фазовых и химических равновесий при высоких температурах // III Междунар. Симп. «Горение и плазмохимия». 24–26 августа 2005, Алма-Ата, Казахстан. 2005. С. 64–69.
- 30. Папырин П.В., Сухов А.В., Ягодников Д.А. Единая математическая модель воспламенения и горения одиночных частиц диборида алюминия // Инженерный журнал: наука и инновации. 2017. № 6 (66). 9 с.
- **31. Золотко А.Н., Вовчук Я.И., Яровой Т.А.** Воспламенение дисперсных систем при стадийных процессах на их поверхности // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 3. С. 59–71.
- 32. Деревич И.В., Галдина Д.Д. Влияние временной структуры флуктуаций температуры газа на воспламенение мелкодисперосных частиц // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 6. С. 935–949.
- 33. Ягодников Д.А., Лапицкий В.И., Сухов А.В., Томак В.И. Результаты морфологического, химического и дисперсного анализа конденсированных продуктов сгорания пиротехнических составов // Инженерный вестник. 2014. № 11. С. 67–74.

Статья поступила в редакцию 29 апреля 2019 г., после доработки — 10 февраля 2020 г., принята к публикации 5 августа 2020 г.