

УДК 533.17

**А.Б. Ворожцов, А.А. Глазунов, Л. Делюка,  
Н.Е. Кувшинов, И.В. Еремин, И.М. Тырышкин, М. Фассина**

## **ВЛИЯНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ НАНОАЛЮМИНИЯ НА ГАЗОДИНАМИКУ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК<sup>1</sup>**

На основе математического моделирования двухфазного течения в энергетических установках проанализированы газодинамическая картина двухфазного течения и уровень потерь удельного импульса на двухфазность в зависимости от вида функции распределения частиц по размерам во входном сечении сопла.

**Ключевые слова:** *газовая динамика, двухфазное течение, наноалюминий, коагуляция, дробление, двухфазные потери.*

Широкое применение различных силовых установок космических систем обуславливает проведение работ по их совершенствованию. Они связаны, в частности, с повышением удельного импульса тяги за счет повышения энергетических характеристик топлива. В настоящее время для увеличения энергетики смесевых твердых топлив в их состав добавляют порошки легких металлов. На практике это обычно порошок алюминия. Хотя отмечено, что можно для улучшения характеристик применять бериллий или гидриды алюминия или бериллия [1]. В последнее время, в связи с определенными достижениями в порошковой технологии, появилась возможность получать порошки алюминия с меньшей дисперсностью, вплоть до наноразмеров. Разработаны технологии, позволяющие ввести их в состав смесевого топлива. Такие составы топлив с мелкодисперсными частицами в настоящее время интенсивно изучаются [2–4]. Так, рассматриваются вопросы по определению скорости их горения и по спектру образующихся окислов металлов. Эта информация важна для изучения газодинамической картины течения продуктов сгорания в сопле и определения уровня двухфазных потерь удельного импульса. Некоторые аспекты газодинамической картины течений при сгорании таких топлив отражены в работах [5–7]. При численном исследовании двухфазных течений в соплах необходимо задавать распределение частиц окислов на входе в сопло. К настоящему времени пока таких данных явно недостаточно. Поэтому применяют различные упрощенные подходы. Так, в работе [5] в квазиодномерном приближении выполнено численное исследование течения продуктов сгорания с ультрадисперсными частицами окиси алюминия на основе одномодальной функции распределения с уменьшенным средним размером частиц. Отмечено, что в этом случае процессы коагуляции частиц значительно ниже по сравнению с топливами с обычным порошком алюминия, что в итоге приводит к уменьшению потерь удельного импульса на двухфазность. Экспериментальные данные по горению смесевого твердого топлива с добавками наноалюминия показывают, что

<sup>1</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания № 2014/223 (код проекта 2382).

функция распределения частиц по размерам имеет двухмодальный вид. В работе [6] рассмотрена газодинамическая картина течения в модельном сопле при различных двухмодальных формах функций распределений в трехмерных соплах. Показано, что картина течения сильно зависит от начальной функции распределения что приводит к существенной неравномерности течения и трансформации дисперсности конденсата в газодинамическом тракте сопла.

Цель настоящей работы состояла в изучении картины двухфазного течения и потерь удельного импульса на двухфазность в соплах с учетом экспериментальной информации по горению прорабатываемых составов с частичной заменой дисперсного алюминия на нанодисперсный алюминий.

### Постановка задачи

Для описания двухфазного течения в соплах использовалась многожидкостная модель сплошной среды. В соответствии с ней все уравнения, описывающие двухфазное течение, условно можно разделить на подсистему уравнений для газовой фазы и  $N$  подсистем для фракций частиц. Учёт взаимного влияния выделенных «сплошных» сред осуществляется записью соответствующих «свободных» членов уравнений. Подсистема трёхмерных стационарных уравнений для газовой фазы в форме законов сохранения записанная в декартовой  $(x, y, z)$  системе координат имеет вид [6]

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} = \mathbf{S}, \quad (1)$$

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ \rho uH \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ \rho vH \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ \rho wH \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ \sum_{i=1}^N \rho_i \varphi_{Ri} (u_i - u) \\ \sum_{i=1}^N \rho_i \varphi_{Ri} (v_i - v) \\ \sum_{i=1}^N \rho_i \varphi_{Ri} (w_i - w) \\ \sum_{i=1}^N \rho_i \{ \varphi_{\alpha i} c_p (T_i - T) + \varphi_{Ri} V_i (V_i - V) \} \end{bmatrix}.$$

Эта подсистема замыкается уравнением состояния

$$p = \rho \frac{R}{c_p} \left( H - \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right). \quad (2)$$

Подсистемы, описывающие пространственное течение фракций частиц, записываются следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_i}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}_i}{\partial z} = \mathbf{R}_i, \quad i = 1, \dots, N, \quad (3)$$

$$E_i = \begin{bmatrix} \rho_i u_i \\ \rho_i u_i u_i \\ \rho_i u_i v_i \\ \rho_i u_i w_i \\ \rho_i u_i T_i \\ n_i u_i \\ n_i u_i M_i^2 \end{bmatrix}, \quad F_i = \begin{bmatrix} \rho_i v_i \\ \rho_i v_i u_i \\ \rho_i v_i v_i \\ \rho_i v_i w_i \\ \rho_i v_i T_i \\ n_i v_i \\ n_i v_i M_i^2 \end{bmatrix}, \quad G_i = \begin{bmatrix} \rho_i w_i \\ \rho_i w_i u_i \\ \rho_i w_i v_i \\ \rho_i w_i w_i \\ \rho_i w_i T_i \\ n_i w_i \\ n_i w_i M_i^2 \end{bmatrix}, \quad R_i = \begin{bmatrix} Q_{1i} \\ \rho_i \Phi_{Ri} (u - u_i) + Q_{2i} \\ \rho_i \Phi_{Ri} (v - v_i) + Q_{3i} \\ \rho_i \Phi_{Ri} (w - w_i) + Q_{4i} \\ \rho_i \Phi_{\alpha i} (T - T_i) c_p / c_\varepsilon + Q_{5i} \\ Q_{6i} \\ -n_i \Phi_{Mi} M_i^2 + Q_{7i} \end{bmatrix}.$$

Для описания процессов коагуляции и дробления частиц конденсата используется непрерывный подход, метод «меченых» частиц и «полидисперсная» модель осколков, предложенная Шрайбером А.А. В этом случае коагуляционные члены  $Q_{ji}$  имеют следующий вид [6,7]:

$$\begin{aligned} Q_{1i} &= n_i \sum_{r_j < r_i} K_{ji} \Phi_{ji} \rho_j - \rho_i \sum_{r_j > r_i} K_{ij} n_j + \sum_{r_j > r_i} n_j \sum_{n_k < r_j} \alpha_{kji} K_{kj} \rho_k (1 - \Phi_{kj}); \\ Q_{2i} &= n_i \sum_{r_j < r_i} K_{ji} \rho_j [u_j - (1 - \Phi_{ji}) u_{jik}] - \rho_i u_i \sum_{r_j > r_i} K_{ij} n_j + \\ &+ \sum_{r_j > r_i} n_j \sum_{n_k < r_j} \alpha_{kji} K_{kj} \rho_k (1 - \Phi_{kj}) u_{kji}; \\ Q_{3i} &= n_i \sum_{r_j < r_i} K_{ji} \rho_j [v_j - (1 - \Phi_{ji}) v_{jik}] - \rho_i v_i \sum_{r_j > r_i} K_{ij} n_j + \\ &+ \sum_{r_j > r_i} n_j \sum_{n_k < r_j} \alpha_{kji} K_{kj} \rho_k (1 - \Phi_{kj}) v_{kji}; \\ Q_{4i} &= n_i \sum_{r_j < r_i} K_{ji} \rho_j [w_j - (1 - \Phi_{ji}) w_{jik}] - \rho_i w_i \sum_{r_j > r_i} K_{ij} n_j + \\ &+ \sum_{r_j > r_i} n_j \sum_{n_k < r_j} \alpha_{kji} K_{kj} \rho_k (1 - \Phi_{kj}) w_{kji}; \\ Q_{5i} &= \left[ n_i \sum_{r_j < r_i} K_{ji} \rho_j [E_j - (1 - \Phi_{ji}) E_{jik}] - \rho_i E_i \sum_{r_j > r_i} K_{ij} n_j + \right. \\ &+ \left. \sum_{r_j > r_i} n_j \sum_{n_k < r_j} \alpha_{kji} K_{kj} \rho_k (1 - \Phi_{kj}) E_{kji} + \frac{q_i^2}{2} Q_{1i} - u_i Q_{2i} - v_i Q_{3i} - w_i Q_{4i} \right] \frac{1}{c_\varepsilon}; \\ Q_{6i} &= -n_i \sum_{r_j > r_i} K_{ij} n_j + \frac{n_i}{\rho_i} \sum_{r_j > r_i} n_j \sum_{n_k < r_j} \alpha_{kji} K_{kj} \rho_k (1 - \Phi_{kj}); \\ Q_{7i} &= n_i \left( \sum_{r_j < r_i} 0,058 M_{ij}^2 K_{ij} n_j - \sum_{r_j > r_i} K_{ij} n_j \Phi_{ij} M_i^2 \right). \end{aligned} \tag{4}$$

Массовая функция распределения имеет вид

$$\alpha_{kji} = \frac{\alpha'_{ki}}{\sum_{n_l < r_j} \alpha'_{li}}, \quad \alpha'_{ki} = 0,5 (\operatorname{erf} x_{k(i+1)} - \operatorname{erf} x_{ki}), \quad x_{ki} = 1,16 \ln \varepsilon_{ki} + 0,07.$$

$$\text{Здесь } E_i = c_v T_i + V_i^2 / 2, E_{kji} = c_v T_{kji} + V_{kji}^2 / 2, T_{kji} = T_j + \gamma (T_k - T_j), \\ V_{kji} = V_j + \beta (V_k - V_j), M_{ij} = |V_i - V_j| (r_i + r_j) m_i m_j / (m_i + m_j),$$

$u, v, w$  – проекции вектора скорости. Индексы  $i, j, k$  относятся к номерам фракций частиц,  $v$  – к веществу частиц, величины без индексов относятся к газу.  $T, p, \rho$  – температура, давление и плотность,  $H$  – энтальпия торможения,  $c_p$  – теплоёмкость газа при постоянном давлении,  $n_i$  – количество частиц  $i$ -й фракции в единице объёма,  $m$  – масса частицы,  $E$  – полная энергия,  $K_{ji}$  – константа взаимодействия,  $\mathcal{E}_{ji}$  – коэффициент осаждения,  $\Phi_{ji}$  – математическое ожидание отношения изменения массы крупной частицы к общей массе столкнувшихся с ней мелких частиц,  $\alpha_{kji}$  – массовая нормированная функция распределения по размерам осколков  $i$ , образовавшихся при столкновении частицы  $k$ -й фракции с  $j$ -й.  $V_{kji}, E_{kji}, T_{kji}$  – начальные значения скорости, полной энергии и температуры осколков.  $V_{ji}, E_{ji}$  – начальные скорости и энергия той части массы частиц фракции  $i$ , которая приходит в неё из более мелкой фракции  $j$ .  $\phi_{Ri}$  и  $\phi_{oi}$  – параметры динамического и теплового взаимодействия частиц с газом. Эмпирические величины  $\beta = 0,08, \gamma = 0,01$ .

Все выражения для требуемых коэффициентов и параметров взяты из [8].

### Метод решения

Вся область течения разбивается на две подобласти: до-трансзвуковую и сверхзвуковую. В первой подобласти для решения используется метод квазиустановления. Во второй подобласти осуществляется совместное решение стационарных уравнений для газовой фазы и фракций частиц маршевым методом.

Для решения нестационарных уравнений для газовой фазы на входе в сопло задаются четыре граничных условия, на стенке – одно, на выходе из первой подобласти, где течение уже сверхзвуковое, граничные условия не выставляются. Если есть плоскость симметрии, то задаются условия симметрии.

Для подсистем фракций частиц на входе в сопло задается число условий, совпадающее с числом уравнений. Здесь течение полагается равновесным, и поэтому такие параметры частиц, как скорости и температуры, полагаются равным соответствующим параметрам газовой фазы. Кроме того, задаются плотность, число и квадраты моментов вращения частиц. На стенке сопла выставляется условие прилипания. На входе в сверхзвуковую часть сопла задаются 5 условий для газовой фазы и аналогичные параметры для фракций частиц, которые выбираются из решения в первой подобласти.

Как частный случай эта методика позволяет проводить расчеты для осесимметричного течения с учетом изменения соответствующих граничных условий. Квазиодномерное приближение осуществляется на основе решения обратной задачи теории сопла Лавала. В этом случае для заданного контура сопла задается распределение давления вдоль сопла, соответствующее «равновесному» двухфазному течению.

### Результаты расчётов

Расчёты проводились в косинусо-коническом сопле Лавала (рис. 1). Контур профиля сопла в до-трансзвуковой области описывается косинусом, в сверхзвуковой – конусом с углом наклона образующей  $20^\circ$ . Радиус минимального сечения  $r_* = 0,082$  м. Все линейные размеры нормировались к  $r_*$ . В безразмерном виде радиус входного сечения сопла равнялся  $r_{\text{вх}} = 2,2, r_{\text{вых}} = 7,85$ , длина сопла  $l = 20,9$ .

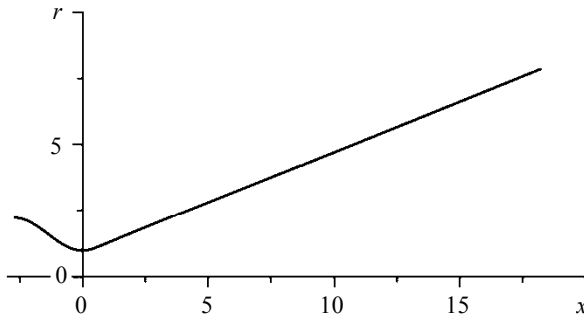


Рис. 1. Профиль сопла

Параметры газовой фазы для модельного состава принимались следующими: давление и температура в камере сгорания  $P_0 = 7,4$  МПа,  $T_0 = 3336$  К; молекулярный вес и показатель адиабаты газообразных продуктов сгорания  $M = 23,883$  кг/кмоль,  $\gamma = 1,205$ . Весовая доля частиц конденсированной фазы  $z = 0,3$ .

В ходе численных расчетов исследовалось влияние вида двухмодальной функции распределения частиц по размерам на величину двухфазных потерь импульса тяги в зависимости от весовой доли конденсированной фазы  $z = 0,2, 0,3, 0,4$  и радиуса минимального сечения сопла  $r^* = 0,05, 0,082, 0,1$  м. При выборе вида двухмодальной функции распределения предполагалось, что увеличение количества ультрадисперсного порошка алюминия, вводимого в качестве частичной замены обычного порошка алюминия, приводит к увеличению первой моды. Ширина диапазонов первой и второй мод оставались постоянными. Это означает что введение ультрадисперсного порошка алюминия приводит к увеличению максимума первой моды. Вторая мода обусловлена наличием в потоке частиц конденсированной фазы, образовавшихся в результате окисления обычного порошка алюминия.

Двухмодальная функция распределения частиц оксида алюминия по размерам имеет вид

$$g(x) = Ax^\alpha \exp(-bx^\beta) + B \exp(-p(x-q)),$$

где  $A, B, b, \alpha, \beta, p, q$  – постоянные коэффициенты.

Для проведения расчетов использовалось шесть вариантов функции распределения, отличающихся  $d_{43} = 2,82, 3,23, 3,69, 4,18, 4,64, 4,84$  мкм. Варьировалась доля частиц мелких (первая мода) и крупных (вторая мода) фракций. Во всех вариантах максимум первой моды приходится на 1,0 мкм, второй моды на – 4,8 мкм. Число фракций  $N = 15$ . Минимальный и максимальный радиусы частиц во входном сечении  $r_{\min} = 0,25$  мкм,  $r_{\max} = 7,25$  мкм.

Вид полученных распределений показан на рис. 2 – 7, где представлены гistogramмы начальных распределений частиц по фракциям.

В качестве базового варианта для расчетов выбрано сопло с радиусом минимального сечения  $r^* = 0,082$  м и весовой долей конденсированной фазы  $z = 0,3$ . На рис. 8 представлено изменение среднемассового диаметра частиц конденсированной фазы оксида алюминия вдоль сопла в квазиодномерном приближении для шести вариантов функции распределения. Видно, что в до-трансзвуковой части сопла идет интенсивное взаимодействие частиц различных фракций и за счет коагуляции происходит значительное увеличение среднемассового диаметра.

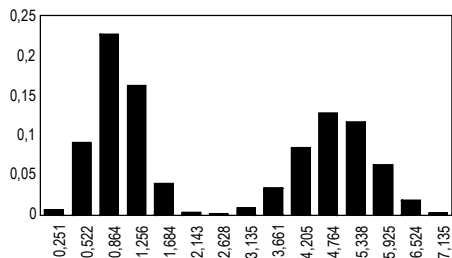


Рис. 2. Двухмодальная функция распределения,  $d_{43} = 2,82$  мкм

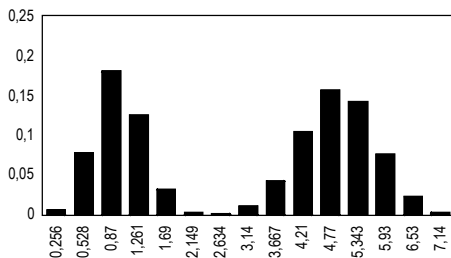


Рис. 3. Двухмодальная функция распределения,  $d_{43} = 3,23$  мкм

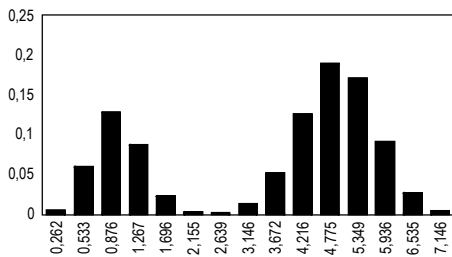


Рис. 4. Двухмодальная функция распределения,  $d_{43} = 3,69$  мкм

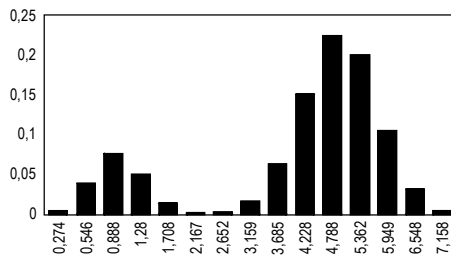


Рис. 5. Двухмодальная функция распределения,  $d_{43} = 4,18$  мкм

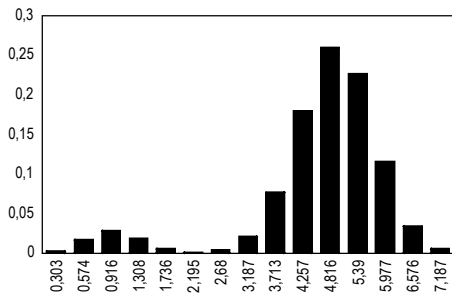


Рис. 6. Двухмодальная функция распределения,  $d_{43} = 4,64$  мкм

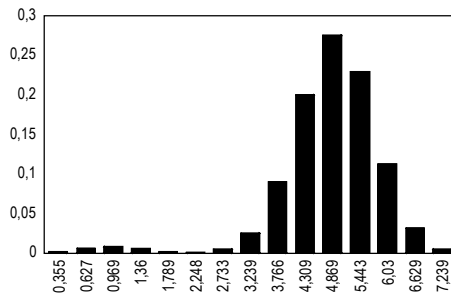


Рис. 7. Двухмодальная функция распределения,  $d_{43} = 4,84$  мкм

При этом процессы коагуляции протекают интенсивнее в случае меньших  $d_{43}$  на входе в сопло. За минимальным сечением происходит дробление частиц во всех вариантах расчетов. Далее также преобладают процессы коагуляции, а, начиная с сечения на расстоянии двух радиусов от минимального сечения, определенную роль играет дробление частиц за счет столкновений. В результате  $d_{43}$  незначительно уменьшается до среза сопла. Несколько иначе протекают процессы взаимодействия в первом варианте ( $d_{43}$  на входе равно 2,82 мкм), где коагуляция за счет большого количества мелких фракций происходит наиболее интенсивно. Далее на расстоянии калибра от минимального сечения происходит еще один цикл дробления. Дальнейшее взаимодействие частиц в этом варианте не приводит к существенному изменению  $d_{43}$ . Анализ данных, представленных на рис. 8, показывает, что большое количество частиц мелких фракций приводит к более интенсивному росту  $d_{43}$ .

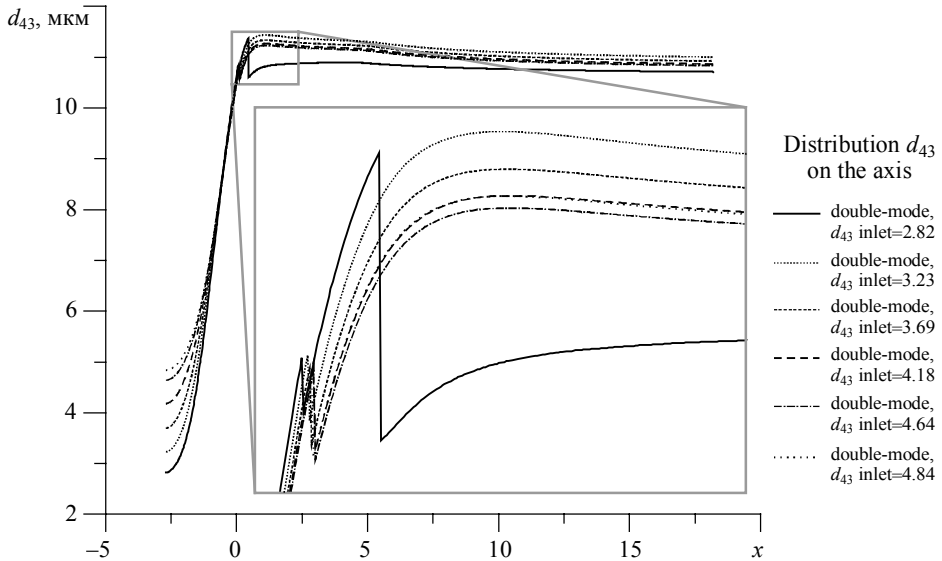


Рис. 8. Распределение среднемассового диаметра частиц конденсированной фазы вдоль оси сопла

Описанные выше процессы обуславливают отличие изменения величины двухфазных потерь по сравнению с одномодальными функциями распределения частиц по фракциям с одинаковыми  $d_{43}$  на входе. В табл. 1 и 2 приведены значения среднемассовых диаметров частиц на входе и выходе из сопла, а также величины двухфазных потерь  $\xi$  для  $z = 0,3$  в рассмотренных вариантах. Для одномодальной функции распределения двухфазные потери растут с увеличением среднемассового диаметра частиц (табл. 2). В случае двухмодальных функций распределения двухфазные потери имеют одинаковый уровень для всех вариантов расчетов, что

Таблица 1

**Двухфазные потери для вариантов с добавками частиц ультрадисперсного алюминия (двухмодальные функции распределения)**

№	1	2	3	4	5	6
$d_{43in}$ , МКМ	2,82	3,23	3,69	4,18	4,64	4,84
$d_{43out}$ , МКМ	10,71	11,00	10,92	10,87	10,83	10,85
$\xi$ , %	1,769	1,777	1,769	1,763	1,756	1,753

Таблица 2

**Двухфазные потери для вариантов с добавками частиц обычного алюминия (одномодальные функции распределения)**

№	1	2	3	4	5	6
$d_{43in}$ , МКМ	2,82	3,23	3,69	4,18	4,64	4,84
$d_{43out}$ , МКМ	10,97	11,00	11,68	11,45	11,35	11,19
$\xi$ , %	1,487	1,636	1,828	1,927	1,984	1,988

обусловлено интенсивным взаимодействием большого количества мелких частиц с более крупными. При этом в большинстве вариантов двухфазные потери в топливах с добавками ультрадисперсного алюминия ниже, чем в топливах с добавками обычного алюминия (см. табл. 1 и 2).

Из табл. 1 видно, что среднемассовый размер конденсированной фазы к срезу сопла сопла увеличивается, особенно в вариантах 1 – 3. Это происходит в основном за счет процессов коагуляции и, следовательно, уменьшения доли мелких фракций. В подтверждение этому на рис. 9 – 14 показан спектр распределения частиц конденсированной фазы оксида алюминия на срезе сопла для рассмотренных выше вариантов расчета. Следует отметить, что в вариантах 1 – 5 самая мелкая фракция полностью уходит, в варианте 6 – исчезают частицы первых 6 фракций.

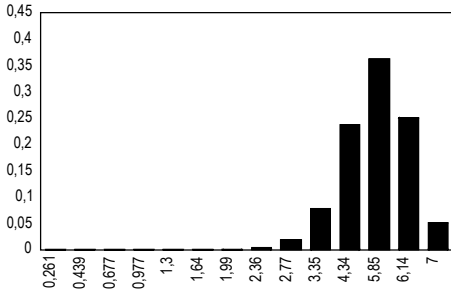


Рис. 9. Спектр частиц на срезе сопла,  
 $d_{43in} = 2,82$  мкм

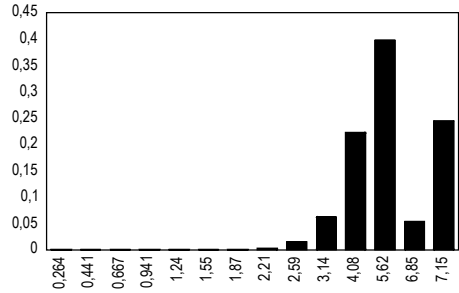


Рис. 10. Спектр частиц на срезе сопла,  
 $d_{43in} = 3,23$  мкм

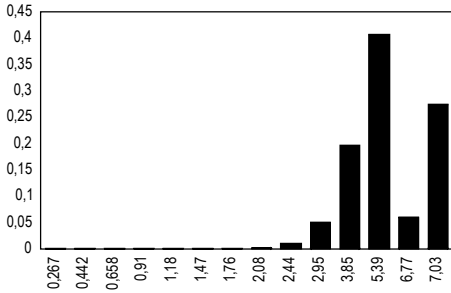


Рис. 11. Спектр частиц на срезе сопла,  
 $d_{43in} = 3,69$  мкм

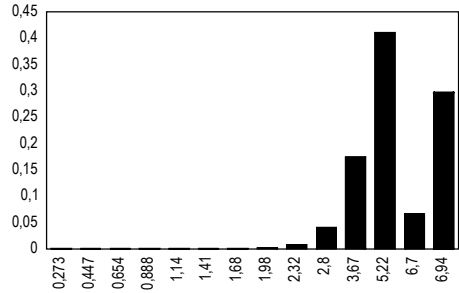


Рис. 12. Спектр частиц на срезе сопла,  
 $d_{43in} = 4,18$  мкм

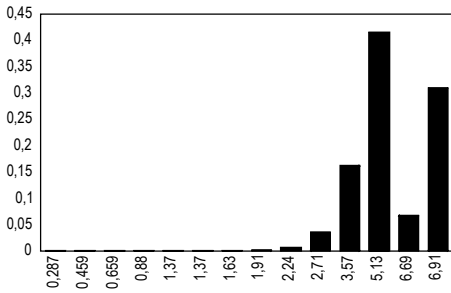


Рис. 13. Спектр частиц на срезе сопла,  
 $d_{43in} = 4,64$  мкм

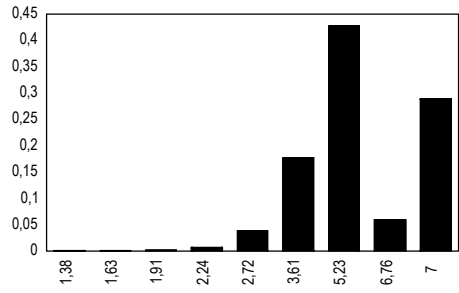


Рис. 14. Спектр частиц на срезе сопла,  
 $d_{43in} = 4,84$  мкм



В табл. 3 и 4 представлены результаты численных исследований по определению двухфазных потерь удельного импульса для рассмотренных вариантов в случае  $z = 0,2$  и  $0,4$ . Анализ результатов показывает, что процессы коагуляции также играют значительную роль в случае большого количества мелких частиц на входе в сопло. Это также приводит к возрастанию  $d_{43}$  и выравниванию двухфазных потерь. В вариантах расчета с  $z = 0,2$  не наблюдается дробление частиц оксида алюминия. В вариантах расчета с  $z = 0,4$  за счет большего расхода частиц среднemasовый размер в результате процессов коагуляции растет быстрее, затем последовательно происходит несколько циклов дробления.

Таблица 3

**Двухфазные потери (двухмодальные функции распределения),  $z = 0,2$**

№	1	2	3	4	5	6
$d_{43in}$ , МКМ	2,82	3,23	3,69	4,18	4,64	4,84
$d_{43out}$ , МКМ	9,24	9,10	8,99	8,92	8,87	8,85
$\xi$ , %	0,850	0,856	0,860	0,861	0,863	0,862

Таблица 4

**Двухфазные потери (двухмодальные функции распределения),  $z = 0,4$**

№	1	2	3	4	5	6
$d_{43in}$ , МКМ	2,82	3,23	3,69	4,18	4,64	4,84
$d_{43out}$ , МКМ	11,75	11,43	12,16	12,00	11,96	12,04
$\xi$ , %	3,056	2,980	3,148	3,103	3,085	3,108

Результаты расчетов по оценке влияния на двухфазные потери изменения радиуса минимального сечения сопла приведены в табл. 5 и 6. Видно, что двухфазные потери, аналогично случаю с одномодальной функцией распределения, возрастают с уменьшением радиуса минимального сечения сопла (табл. 1, 5), и уменьшаются с его увеличением (табл. 1, 6). Следует отметить, что для сопла с

Таблица 5

**Двухфазные потери (двухмодальные функции распределения),  $z = 0,3, r_* = 0,05$  м**

№	1	2	3	4	5	6
$d_{43in}$ , МКМ	2,82	3,23	3,69	4,18	4,64	4,84
$d_{43out}$ , МКМ	9,37	9,22	9,80	8,97	8,89	8,92
$\xi$ , %	2,295	2,278	2,249	2,224	2,207	2,213

Таблица 6

**Двухфазные потери (двухмодальные функции распределения),  $z = 0,3, r_* = 0,1$  м**

№	1	2	3	4	5	6
$d_{43in}$ , МКМ	2,82	3,23	3,69	4,18	4,64	4,84
$d_{43out}$ , МКМ	11,81	11,72	11,65	11,60	11,58	11,60
$\xi$ , %	1,600	1,593	1,589	1,585	1,579	1,577

$r^* = 0,05$  м  $d_{43}$  на срезе сопла меньше, чем для сопел с большим радиусом минимального сечения. Анализ распределения  $d_{43}$  вдоль сопла показывает, что в соплах с относительно малыми  $r^*$  в окрестности трансзвукового сечения сопла интенсивно протекают процессы коагуляции частиц, а вниз по потоку – их дробление.

На рис. 15 – 17 приведены результаты расчетов в осесимметричном профилированном сопле с двухмодальными функциями распределения частиц. На рис. 15 показано распределение чисел Маха для  $z = 0,3$  и  $r^* = 0,082$  м, на рис. 16 – распределение среднемассового диаметра частиц конденсированной фазы и на рис. 17 – плотность «газа» частиц. В области до-трансзвуковой части сопла за счет процессов коагуляции наблюдается рост  $d_{43}$ , наиболее сильно это происходит в окрестности стенки сопла (рис. 16). Плотность «газа» частиц в окрестности стенки при этом уменьшается (рис. 17).

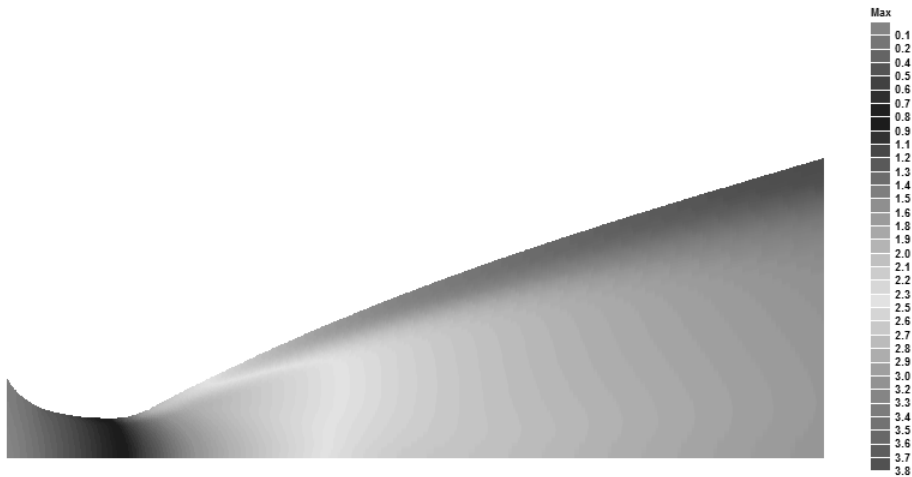


Рис. 15. Распределение чисел Маха



Рис. 16. Распределение среднемассового диаметра частиц

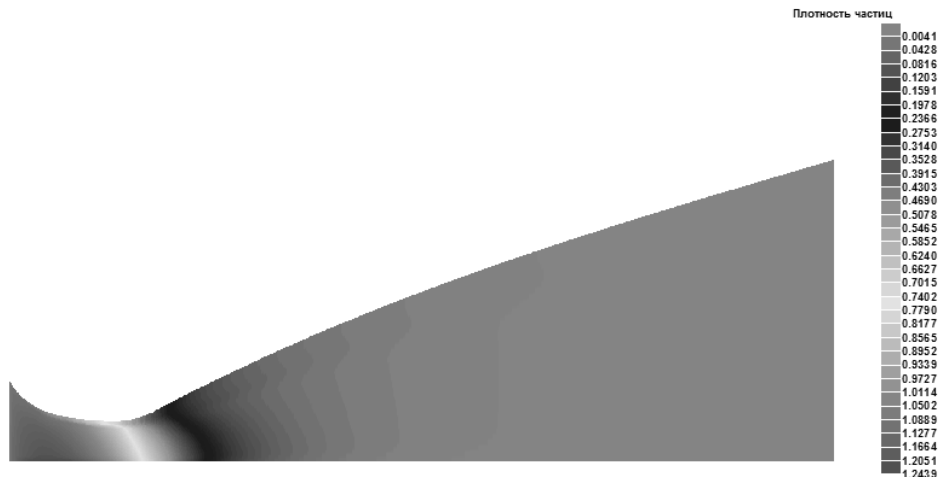


Рис. 17. Распределение плотности «газа» частиц конденсированной фазы

### Заключение

В случае частичной замены обычного алюминия ультрадисперсным, с одной стороны, уменьшается среднемассовый размер частиц конденсированной фазы во входном сечении сопла, а с другой – возрастают процессы коагуляции между частицами. Для исследованных составов это приводит к большему уровню  $d_{43}$  вдоль сопла и практически одинаковому уровню двухфазных потерь удельного импульса (табл. 1, 3 – 6). Но эти потери интегрально несколько ниже потерь на двухфазность по сравнению с составами топлив, включающих только обычный алюминий (табл. 1 и 2).

Для дальнейшего изучения возможности использования составов с ультрадисперсными порошками алюминия необходимо проведение дополнительных исследований по горению таких составов и получению информации о «реальных» спектрах частиц срываемых с поверхности горения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е., Ткаченко А.С. Математическое моделирование двухфазных течений в эллиптических соплах Лавалья // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики*. Томск, 2000. С. 105–106.
2. Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е., Ткаченко А.С. Исследование трёхмерных двухфазных течений в соплах сложных форм // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики*. Томск, 1998. С. 147–148.
3. Vasenin I.M., Narimanov R.K., Glazuнов A., et al. Two-phase flows in the nozzles of solid rocket motors // *J. Propulsion and Power*. 1995. V. 11. No. 4. P. 583–592. doi: 10.2514/3.23884.
4. Стернин Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. 212 с.
5. Стернин Л.Е., Маслов Б.Н., Шрайбер А.А., Подвысоцкий А.М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980. 172 с.
6. Васенин И.М., Архипов В.А., Бутов В.Г. и др. Газовая динамика двухфазных течений в соплах. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1986. 262 с.
7. Рычков А.Д. Математическое моделирование газодинамических процессов в каналах и соплах. Новосибирск: Наука, 1988. 222 с.

8. Стернин Л.Е., Шрайбер А.А. Многофазные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1994. 320 с.
9. Рычков А.Д., Шрайбер А.А. Осесимметричное полидисперсное двухфазное течение с коагуляцией и дроблением частиц при произвольном распределении осколков по массам и скоростям // МЖГ. 1985. № 3. С. 73–79.
10. Васенина Т.Н., Глазунов А.А. Двухфазное осесимметричное течение с учётом коагуляции, дробления и вращения частиц при произвольном распределении вторичных частиц по массам и скоростям // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск, 1998. С. 143, 144.

Статья поступила 16.01.2014 г.

*Vorozhtsov A.B., Glazunov A.A., DeLuca L., Kuvshinov N.E., Eremin I.V., Tyryshkin I.M., Fassina M.* GAS DYNAMICS ASPECTS OF NANOALUMINUM USE FOR HIGH ENERGY SYSTEMS. In the paper, based on mathematical modeling of the two-phase flow in high energy systems, the gas-dynamic two-phase flow pattern and levels of losses of specific impulse for the biphasity has been analyzed depending on the particle size distribution function at the nozzle inlet. The function was specified using experimental information on the combustion of the studied compositions with partial replacement of the dispersed aluminum by nanodispersed aluminum. The calculations were performed under different conditions (pressure in the combustion chamber, weight fraction of condensate, and minimum diameter of the nozzle) in the quasi-one-dimensional and axisymmetric approximations and taking into account coagulation, crushing, and rotation of the condensate particles. To describe the processes of coagulation, the model of "tagged" particles and polydisperse fragment model was used. It is shown that the flow pattern and the level of loss in the specific impulse for biphasity are different in the cases of two-modal and one-modal particle size distribution functions at the nozzle inlet. The processes of coagulation for the two-modal function occur more rapidly, and the level of two-phase losses upon varying the proportion of nanodispersed aluminum, all other things being equal, remains almost at the same level.

Keywords: gas dynamics, two-phase flow, nanoaluminum, coagulation, fragmentation of particles, loss of two-phase specific impulse

*VOROZHTSOV Alexander Borisovich* (Doctor of Physics and Mathematics, Prof., Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation)  
E-mail: abv@mail.tomsknet.ru

*GLAZUNOV Anatoly Alekseevich* (Doctor of Physics and Mathematics, Prof., Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation)  
E-mail: gla@niipmm.tsu.ru

*DeLUCA Luigi T.* (PhD, Prof, Polytechnic Institute of Milan, Department of Aerospace Science and Technology, Milan, Italy)  
E-mail: luigi.deluca@polimi.it

*KUVSHINOV Evgeny Nikolaevich* (Candidate of Physics and Mathematics, Senior Researcher, Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation)  
E-mail: kvshn@niipmm.tsu.ru

*EREMIN Ivan Vladimirovich* (M.Sc., Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation)  
E-mail: iveremin@niipmm.tsu.ru

*TYRYSHKIN Ilia Mikhailovich* (M.Sc., Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation)  
E-mail: tyryshkin@niipmm.tsu.ru

*FASSINA Marco* (PhD, Polytechnic Institute of Milan, Department of Aerospace Science and Technology, Milan, Italy)  
E-mail: fassina.marco@gmail.com

REFERENCES

1. Glazunov A.A., Kuvshinov N.E., Tkachenko A.S. Matematicheskoe modelirovanie dvukhfaznykh techeniy v ellipticheskikh soplakh Lavalya (2000) Fundamental'nye i prikladnye problemy sovremennoy mekhaniki. Tomsk, pp.105–106. (in Russian)
2. Glazunov A.A., Kuvshinov N.E. Tkachenko A.S. Issledovanie trekhmernykh dvukhfaznykh techeniy v soplakh slozhnykh form (1998) Fundamental'nye i prikladnye problemy sovremennoy mekhaniki. Tomsk, pp. 147–148. (in Russian)
3. Vasenin I.M., Narimanov R.K., Glazunov A.A., Kuvshinov N.E., and Ivanov V.A. Two-phase flows in the nozzles of solid rocket motors (1995) Journal of Propulsion and Power. V. 11. No. 4, pp. 583–592. doi: 10.2514/3.23884.
4. Sternin L.E. Osnovy gazodinamiki dvukhfaznykh techeniy v soplakh. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1974. 212 p. (in Russian)
5. Sternin L.E., Maslov B.N., Shrayber A.A., Podvysotskiy A.M. Dvukhfaznye mono- i polidispersnye techeniya gaza s chastitsami. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1980. 172 p. (in Russian)
6. Vasenin I.M., Arkhipov V.A., Butov V.G., Glazunov A.A., Trofimov V.F. Gazovaya dinamika dvukhfaznykh techeniy v soplakh. Tomsk, Izdatel'stvo Tomskogo universiteta, 1986. 262 p. (in Russian)
7. Rychkov A.D. Matematicheskoe modelirovanie gazodinamicheskikh protsessov v kanalakh i soplakh. Novosibirsk, Nauka Publ., 1988. 222 p. (in Russian)
8. Sternin L.E., Shrayber A.A. Mnogofaznye techeniya gaza s chastitsami. Moscow, Mashinostroenie Publ., 1994. 320 p. (in Russian)
9. Rychkov A.D., Shraiber A.A. Axisymmetric polydisperse two-phase flow with particle coagulation and fragmentation for an arbitrary distribution of the fragments by masses and velocities (1985) Fluid Dynamics. V. 20. No. 3, pp. 398–404.
10. Vasenina T.N., Glazunov A.A. Dvukhfaznoe osesimmetrichnoe techenie s uchetom koagulyatsii, drobeniya i vrashcheniya chastits pri proizvol'nom raspredelenii vtorichnykh chastits po massam i skorostyam (1998) Fundamental'nye i prikladnye problemy sovremennoy mekhaniki. Tomsk, pp. 143, 144. (in Russian)