

## ВЛИЯНИЕ РЕЗКОГО ИЗМЕНЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ПРОТОЧНОГО ТРАКТА РДТТ НА КОАГУЛЯЦИЮ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

В. С. Аверин\*, В. А. Архипов, И. М. Васенин\*\*, Н. Н. Дьяченко,  
В. Ф. Трофимов\*\*

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете, 634050  
Томск, leva@niipmm.tsu.ru

\*Федеральный научно-производственный центр «Алтай», 659322 Бийск Алтайского края

\*\*Томский государственный университет, 634050 Томск

Представлены результаты численного моделирования двухфазных течений с учетом коагуляции и дробления частиц полидисперсного конденсата в проточном тракте камеры сгорания РДТТ с резким изменением площади поперечного сечения, характерным для твердотопливных зарядов сложной формы. Показано, что резкое изменение сечения может привести к существенному (кратному) коагуляционному росту среднего размера частиц. Результаты расчетов подтверждены серией экспериментов на модельном РДТТ с использованием лазерной системы диагностики дисперсности частиц.

Ключевые слова: проточный тракт РДТТ, резкое изменение сечения, конденсированные продукты сгорания, коагуляция, математическое моделирование, лазерная диагностика.

Теоретические и экспериментальные исследования двухфазных течений в соплах РДТТ показали, что дисперсность частиц оксидов металла, являющаяся одним из основных параметров, определяющих уровень двухфазных потерь, сложным образом зависит от взаимосвязанных процессов коагуляции и дробления частиц при течении по тракту камеры сгорания и соплового блока двигателя. На разных участках газового тракта РДТТ могут превалировать либо процессы коагуляции, приводящие к росту среднего размера частиц, либо процессы дробления, приводящие к обратному эффекту. Исследование влияния геометрических характеристик двигателя на дисперсность конденсата в продуктах сгорания представляет практический интерес в плане выбора оптимальной конфигурации газового тракта, обеспечивающей минимальный размер частиц.

В настоящее время известен целый ряд работ, посвященных теоретическому и экспериментальному изучению влияния характеристик сопла на размеры частиц в двухфазном течении [1–3]. Значительно меньше исследовано влияние геометрии тракта камеры сгорания [4–6]. В целях обеспечения требуемых внутрибаллистических характеристик заряды современных РДТТ имеют, как правило, сложную форму: трубчато-щелевые (часто с горящим торцом, обращенным к соплу), звездооб-

разные и т. д. При этом в газовом тракте камеры сгорания (например, в четырехсопловом двигателе) возможны резкие изменения поперечного сечения и поворот потока. Эти факторы могут привести к интенсификации процессов взаимодействия частиц в дозвуковом потоке и к коагуляционному росту размеров частиц.

В настоящей работе представлены результаты численного и экспериментального исследования эволюции размеров частиц оксида алюминия при течении двухфазных продуктов сгорания по каналу твердотопливного заряда с резким изменением сечения проточного тракта.

Рассматривается неравновесное двухфаз-

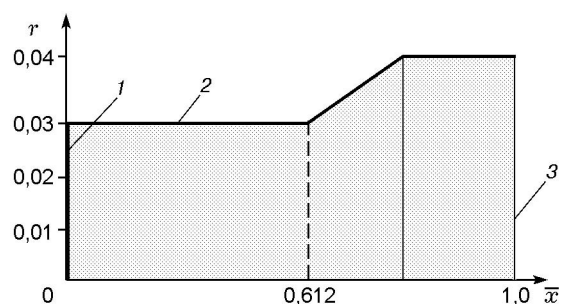


Рис. 1. Схема расчетной области:

1 — непроницаемая стенка, 2 — поверхность горения, 3 — граница, через которую вытекает поток,  $\bar{x} = x/L$

ное течение смеси газа и полидисперсных жидких частиц конденсата с учетом процессов коагуляции и дробления в канале заряда крупногабаритного РДТТ. В начальный момент времени  $t_0$  (до начала горения) в канале имеется цилиндрический участок, переходящий в сложную звездообразную форму. На рис. 1 показана область, моделирующая канал. Поверхность горения состоит из двух цилиндрических участков разного диаметра. Сечение проточного тракта увеличивается либо мгновенно, либо постепенно (в случае соединения цилиндрических участков конической поверхностью). В процессе горения при  $t > t_0$  поверхность деформируется за счет выгорания заряда; при этом начальное различие сечений будет сглаживаться.

Вследствие притока в канал продуктов с поверхности горения и переменности площади сечения канала скорость газа зависит от координаты  $x$  и времени  $t$ . При этом конденсированные частицы расплавленного оксида алюминия разных размеров движутся с различными скоростями, что приводит к их столкновениям и эволюции спектра размеров частиц за счет процессов коагуляции и дробления. Так как время горения заряда на несколько порядков превышает время установления газодинамических параметров потока, то для каждой формы разгорающегося канала, соответствующей моментам времени  $t_i$ , решалась квазистационарная задача.

Рассмотрим непрерывную модель коагуляции частиц [3], записав ее уравнения для стационарного течения и дискретной функции распределения частиц по массам  $n_i(m_i)$ . При этом распределение частиц конденсата по размерам аппроксимируется распределением сферических частиц на  $N$  фракций, в каждой из которых содержатся одинаковые частицы радиусом  $r_i$  и массой  $m_i$  (индекс  $i = 1, 2, \dots, N$  присваивается фракциям, расположенным по возрастанию размеров частиц).

Пусть поперечное сечение канала описывается функцией  $S = S(x)$ , а его периметр — функцией  $\Pi = \Pi(x)$ , тогда соответствующие уравнения можно записать в виде, аналогичном [3], дополнив их членами, обусловленными притоком двухфазных продуктов сгорания от поверхности горения.

Уравнения сохранения для  $i$ -й фракции частиц имеют вид

$$\frac{dg_i}{dx} = \frac{1}{W\rho u} \left( \frac{1}{S} m_i n_{i,0} \Pi u_f + n_i \sum_{j=1}^i k_{ij} \alpha_{ij} \Phi_{ij} m_j n_j - n_i m_i \sum_{j=i}^N k_{ij} \alpha_{ij} \Phi_{ij} n_j \right), \quad (1)$$

$$u_{s,i} \frac{du_{s,i}}{dx} = \varphi_{R,i} (u - u_{s,i}) + \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^i k_{ij} \alpha_{ij} m_j n_j (u_{s,i} - u_{s,j}) + \sum_{j=i}^N k_{ij} \alpha_{ij} n_j (1 - \Phi_{ij}) (u_{s,j} - u_{s,i}), \quad (2)$$

$$u_{s,i} \frac{dT_{s,i}}{dx} = \varphi_{L,i} (T - T_{s,i}) + \frac{1}{c_s m_i} \sum_{j=1}^i k_{ij} \alpha_{ij} m_j n_j h_{ij} + \frac{1}{c_s} \sum_{j=i}^N k_{ij} \alpha_{ij} (1 - \Phi_{ij}) h_{ij} n_j. \quad (3)$$

Здесь  $k_{ij} = \pi(r_i + r_j)^2 |u_{s,i} - u_{s,j}|$  — константа коагуляции;  $\alpha_{ij}$  — коэффициент захвата;  $\Phi_{ij}$  — параметр коагуляции и дробления;  $g_i = m_i n_i u_{s,i} / W\rho u$  — расходная относительная концентрация  $i$ -й фракции;  $W = C_s u_s / \rho u$  — отношение расходов частиц и газа;  $u, u_{s,i}$  — скорости газа и частиц  $i$ -й фракции;  $C_s$  — массовая концентрация частиц;  $T_{s,i}$  — температура частиц  $i$ -й фракции;  $c_s$  — удельная теплоемкость вещества частиц;  $h_{ij} = c_s (T_j - T_i) + \frac{(u_{s,i} + u_{s,j})^2}{2}$ ;  $n_i(m_i)$  — количество частиц  $i$ -й фракции в единице объема (счетная концентрация частиц);  $n_{i,0}(m_i)$  — начальная функция распределения частиц, поступающих с поверхности горения;  $\varphi_{R,i} = \frac{9}{2} f_D \frac{\mu}{\rho_s r_i^2}$ ,  $\varphi_{L,i} = \frac{3}{2} \frac{\text{Nu}}{\text{Pr}} \frac{c_p \mu}{\rho_s c_s r_i^2}$  — функции соответственно динамического и теплового взаимодействия между газом и частицами [3], где  $f_D$  — функция сопротивления,  $\mu$  — динамическая вязкость газа,

$\rho_s$  — плотность вещества частиц,  $c_p$  — удельная изобарическая теплоемкость газа,  $Nu$ ,  $Pr$  — числа Нуссельта и Прандтля.

Система уравнений (1)–(3) решались совместно с подсистемой для газовой фазы

$$\frac{d}{dx}(\rho u S) = \Pi \rho_f u_f (1 - z), \quad (4)$$

$$\rho u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{dx} = \sum_{i=1}^N m_i n_i \varphi_{R,i} (u_{s,i} - u), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \rho u \frac{dh}{dx} = & \sum_{i=1}^N m_i n_i [\varphi_{R,i} u_{s,i} (u_{s,i} - u) + \\ & + c_s \varphi_{L,i} (T_{s,i} - T) + \\ & + \frac{\Pi \rho_f u_f T_f \chi}{S} [c_s z + c_p (1 - z)], \quad (6) \end{aligned}$$

$$p = \rho R T. \quad (7)$$

Здесь  $z = C_s / (\rho + C_s)$  — массовая доля конденсированных частиц в продуктах сгорания;  $u_f$ ,  $T_f$ ,  $\rho_f$  — линейная скорость горения, температура горения и плотность твердого топлива;  $h = c_p T + \frac{u^2}{2} \equiv \frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2}$  — полная энтальпия единицы массы газа;  $\chi$  — средний по объему и времени коэффициент теплопотерь в камере сгорания;  $k$ ,  $R$  — показатель адиабаты и газовая постоянная продуктов сгорания;  $p$ ,  $\rho$ ,  $T$  — давление, плотность и температура газа.

Для расчета скорости горения топлива использовался степенной закон горения

$$u_f = a \left( \frac{p}{p_a} \right)^\nu, \quad (8)$$

где  $p_a$  — атмосферное давление;  $a$ ,  $\nu$  — эмпирические параметры.

Граничные условия на левой границе 1 (см. рис. 1) следующие:

$$\begin{aligned} u|_{x=0} = u_{s,i}(m_i)|_{x=0} &= 0, \\ T|_{x=0} = T_{s,i}(m_i)|_{x=0} &= T^*, \\ n_i(m_i)|_{x=0} &= n_{i,0}(m_i), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $T^*$  — температура торможения потока. На правой границе 3 задавалось давление газа на выходе из канала  $p_{exit}$ .

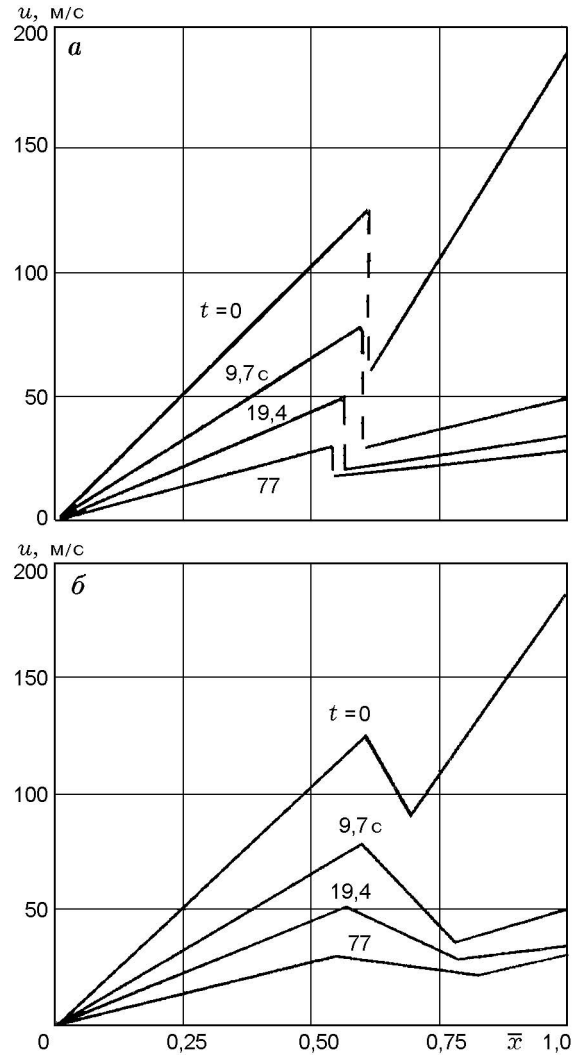


Рис. 2. Поле скоростей газа вдоль канала с резким (а) и постепенным (б) увеличением сечения

Систему уравнений (1)–(7) при условиях (8), (9) решали методом установления для фиксированных моментов времени  $t_i$ , соответствующих заданному выгоранию заряда.

Расчеты проводили при следующих значениях исходных параметров:  $p_{exit} = 4,64$  МПа,  $T^* = 3460$  К,  $\mu = 0,89 \cdot 10^{-4}$  кг · м<sup>-1</sup> · с<sup>-1</sup>,  $R = 300$  Дж · кг<sup>-1</sup> · К<sup>-1</sup>,  $\rho_f = 1800$  кг · м<sup>-3</sup>,  $\rho_s = 2400$  кг · м<sup>-3</sup>,  $L = 5,3$  м,  $z = 0,32$ ,  $a = 4,54 \cdot 10^{-3}$  м · с<sup>-1</sup>,  $\nu = 0,33$ . Начальная функция распределения частиц  $n_{i,0}$  задавалась в виде логарифмически нормального закона с параметрами  $r_0 = 0,55$  мкм,  $\sigma = 1,5$ .

Рассмотрим некоторые результаты расче-

тов процесса инерционной коагуляции частиц в канале твердотопливного заряда заданной геометрии. На рис. 2 приведены поля скоростей газа в каналах с резким и постепенным увеличением сечения в различные моменты времени работы двигателя ( $t = 0; 9,7; 19,4; 77$  с). В начальный момент  $t = 0$  конец первого цилиндрического участка соответствует координате  $\bar{x} = x/L = 0,612$ ; по мере работы двигателя канал разгорается и форма переходного участка сглаживается. При этом ход зависимости  $u(\bar{x})$  также сглаживается, а скорость газа уменьшается.

На рис. 3 приведены зависимости средне-массового диаметра частиц  $D_{43}$  от длины канала в различные моменты времени. Видно, что значение  $D_{43}$  резко увеличивается, начиная с координаты  $\bar{x} = 0,4$ , причем рост  $D_{43}$  более интенсивен для канала с резким увеличением сечения. Результаты расчетов показали, что в проточном тракте камеры сгорания РДТТ с резким изменением сечения средний размер конденсированных частиц может значительно увеличиться (для условий расчета приблизительно в восемь раз).

Скорость газа увеличивается вдоль канала, при этом частицы мелкодисперсных фракций увлекаются газом в большей степени, чем крупнодисперсные частицы, что приводит к различию скоростей частиц и их инерционной коагуляции. Большие линейные размеры двигателя и приток частиц с боковой поверхности канала способствуют интенсификации процесса коагуляции.

Из-за резкого увеличения сечения размер частиц еще более увеличивается, так как ускорение газа становится значительным на малых расстояниях. Частицы мелкодисперсных фракций вместе с газом замедляются, в то время как крупнодисперсные частицы из-за своей инерционности продолжают двигаться с большой скоростью, что дополнительно способствует увеличению числа столкновений и коагуляционному росту размеров частиц. По мере работы двигателя канал разгорается, скорость газа уменьшается, а протяженность конического участка увеличивается. В результате процессы коагуляции частиц вследствие инерционного механизма становятся менее интенсивными. Следует отметить, что приведенные результаты расчетов носят оценочный характер и показывают существенное влияние конфигурации канала на дисперсность конденсирован-

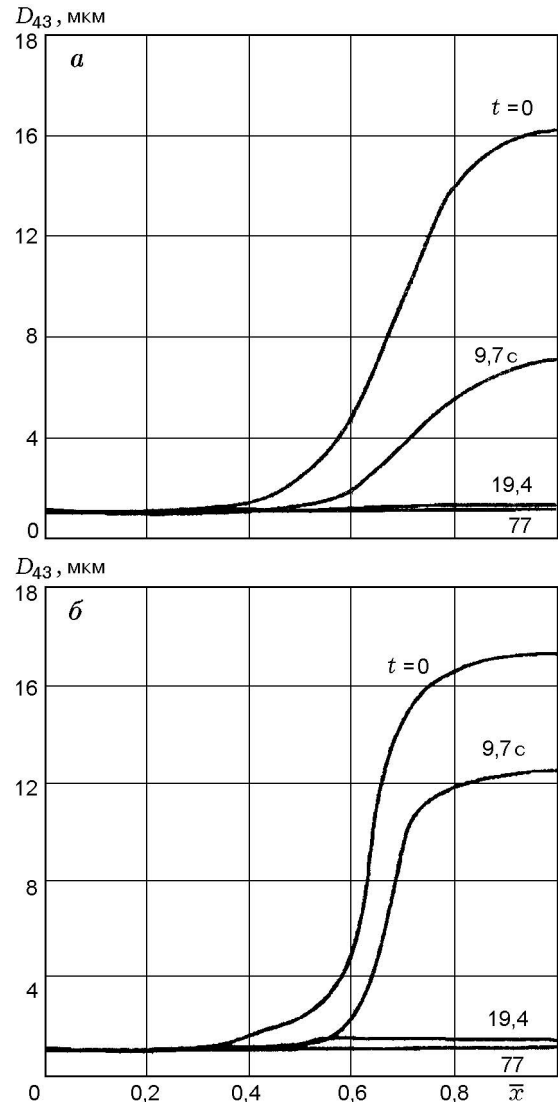


Рис. 3. Изменение средне-массового диаметра частиц оксида алюминия вдоль канала со скачком сечения (а) и со «сглаженным» скачком сечения (б)

ных частиц на его выходе. Реальные двухфазные течения в канале заряда более сложны, чем в рассмотренной выше идеализированной модели. Конденсированные продукты сгорания представляют собой сложную систему из частиц оксида алюминия, горящих частиц алюминия и их конгломератов [6]. Для построения более точной модели необходимо учесть влияние процессов горения на динамическое взаимодействие компонентов двухфазной смеси.

Для подтверждения обнаруженного эффекта (многократного увеличения размеров

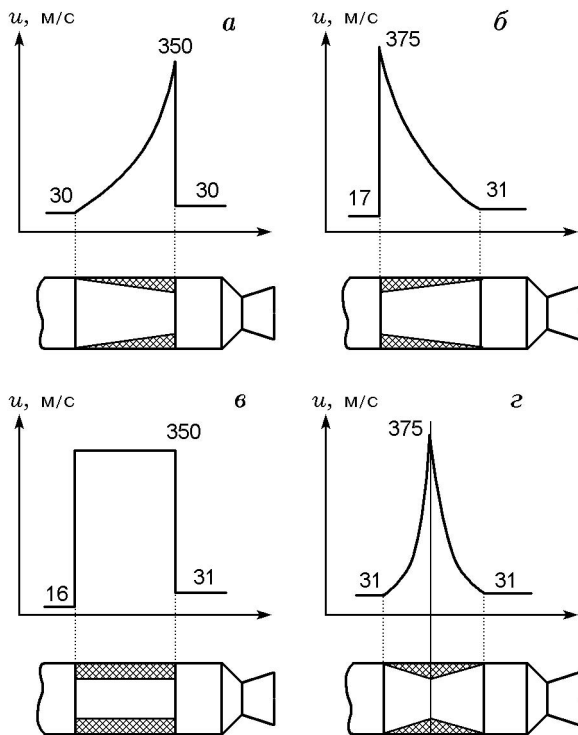


Рис. 4. Конфигурация проточного тракта камеры сгорания и осевые распределения скорости потока при резком расширении (а), резком сужении (б), резком сужении и расширении (в), постепенном сужении и расширении без изменения сечения (г) ( $d_* = 10^{-2}$  м;  $u_* = 1041$  м/с)

частиц) было проведено экспериментальное исследование влияния резкого изменения поперечного сечения проточного тракта камеры сгорания на средний размер частиц оксида алюминия за срезом сопла модельного РДТТ. Для того чтобы исключить возможное влияние сверхзвуковой части сопла на дисперсность частиц, измерения проводили как со сверхзвуковым, так и с укороченным соплом, «обрезанным» по его критическому сечению ( $d_* = 10$  мм). Исследуемая камера диаметром 56 мм состояла из двух блоков. В первом блоке находился заряд ТРТ, отделенный диафрагмой от второго блока камеры, в котором были установлены сменные вкладыши, моделирующие изменение сечения заряда. Применялись вкладыши четырех конфигураций, моделирующие различные типы течения в камере (рис. 4). Во всех опытах использовались идентичные сопловые блоки и одинаковые заряды твердого топлива. Это позволило предположить, что дисперсность частиц за соплом зависит только от ха-

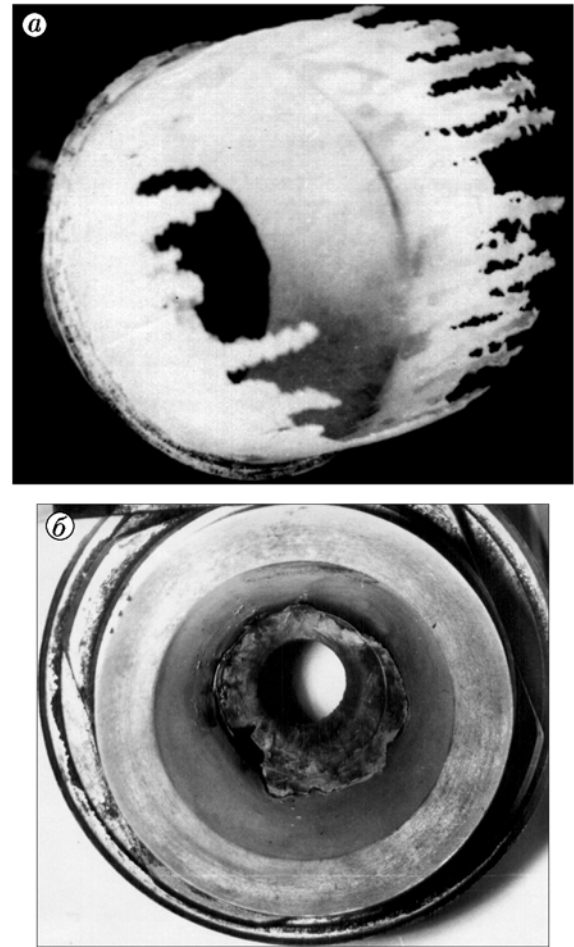


Рис. 5. Слой оксида алюминия на внутренних поверхностях камеры (а) и конфузора сопла (б)

рактера течения во втором блоке камеры, т. е. от конфигурации вкладыша.

Эксперименты проводили на модельных смесевых композициях на основе перхлората аммония и бутилкаучука, содержащих 18 % порошкообразного алюминия. Использовали заряды диаметром 40 мм и длиной 100 мм с центральным каналом диаметром 10 мм, бронированные по торцевым поверхностям. Средний объемно-поверхностный диаметр  $D_{32}$  частиц оксида алюминия за соплом измеряли оптическим методом, основанным на регистрации спектральных коэффициентов пропускания выхлопной струи за срезом сопла РДТТ на двухлучевой лазерной установке [7]. Средний диаметр частиц в случае логарифмически нормального распределения определяли по соотношению  $D_{43} = 1,38D_{32}$  [8]. В ходе экспериментов обнаружено значительное оседание

Конфигурация камеры (рис. 4)	$D_{43}$ , мкм	
	Укороченное сопло	Сверхзвуковое сопло
Без вкладыша	$3,3 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,1$
<i>a</i>	$6,9 \pm 0,4$	$3,4 \pm 0,2$
<i>б</i>	—	$3,5 \pm 0,4$
<i>в</i>	$6,2 \pm 0,3$	$3,8 \pm 0,3$
<i>г</i>	—	$3,3 \pm 0,6$

конденсата на внутренних поверхностях камеры (рис. 5, *a*), вкладышей и конфузора сопла (рис. 5, *б*). При обработке результатов экспериментов учитывалось оседание конденсата (взвешиванием осадка после проведения опыта и последующим расчетом действительного значения концентрации конденсата в зоне измерений), а также скоростное запаздывание частиц (проведением расчетов отставания частиц для исследуемых сопел).

Результаты измерений среднего размера частиц в сверхзвуковом сопле и в сопле, обрезанном по минимальному сечению, осредненные по результатам 4–6 опытов, представлены в таблице (доверительные интервалы приведены для значения доверительной вероятности 95 %).

Из таблицы видно, что в опытах как со сверхзвуковым, так и с укороченным соплом наличие вкладышей, имитирующих изменение сечения газового тракта заряда РДТТ, приводит к существенному росту размеров частиц. Для течения с внезапным сужением и последующим внезапным расширением потока средний размер частиц  $D_{43}$  в критическом сечении сопла увеличился по сравнению с течением в камере без вкладыша с 3,3 до 6,2 мкм (на 84 %), для течения с внезапным расширением потока — с 3,3 до 6,9 мкм (на 106 %). Для сверхзвукового сопла при аналогичных измерениях обнаружено увеличение  $D_{43}$  соответственно на 124 и 100 %. Отсутствие корреляции результатов, полученных для камеры типа «в» в случаях сверхзвукового и укороченного сопел, по-видимому, связано с различным суммарным вкладом процессов коагуляции и дробления в сверхзвуковой части сопла для частиц с разными значениями  $D_{43}$  на входе в сверхзвуковую часть сопла.

Интенсивность процессов инерционной коагуляции и дробления конденсированных частиц при резком увеличении сечения газового

тракта двигателя зависит от изменения скорости. На рис. 4 приведены рассчитанные осевые распределения скорости потока для исследованных камер сгорания. Скорость газа при расширении канала резко падает; легкие частицы тормозятся вместе с газом и сталкиваются с летящими по инерции более тяжелыми частицами. В результате увеличения количества столкновений частиц возрастает вероятность их коагуляции.

Сравнение результатов, полученных при измерениях диаметра  $D_{32}$  в критическом сечении и на срезе сверхзвукового сопла, показывает, что для условий проведенных экспериментов средний размер частиц за соплом примерно вдвое меньше, чем в его критическом сечении. Частично эффект увеличения  $D_{32}$  можно объяснить тем, что измерения в критическом сечении проводились при давлении в камере, несколько большем, чем в первой серии опытов (5,8 и 5,0 МПа соответственно). Кроме того, на уменьшение размеров частиц при течении по тракту сверхзвукового сопла влияют процессы дробления частиц. Наряду с аэродинамическим дроблением при достижении критического значения числа Вебера [1] возможно дробление капель при столкновениях. Исследование взаимодействия капель вязкой жидкости при столкновениях показало [3], что капли после взаимодействия приобретают вращательное движение, которое существенно влияет на эффективность коагуляции. Вследствие этого дробление в сверхзвуковой части сопла может превалировать над процессами коагуляции, что, в конечном счете, приведет к уменьшению средних размеров частиц.

Существенное расхождение расчетных и экспериментальных данных по темпу роста среднего размера частиц при движении по тракту канала твердотопливного заряда со скачком площади поперечного сечения может быть обусловлено следующими факторами. Во-

первых, расчеты проводили для заряда крупногабаритного РДТТ, время пребывания продуктов сгорания в котором намного больше, чем в модельном двигателе. При этом конденсированные частицы чаще сталкиваются друг с другом, что приводит к более интенсивному росту частиц за счет инерционной коагуляции. Во-вторых, физико-математическая модель процесса включает ряд серьезных допущений (в частности, не учитывается наличие горящих частиц алюминия и их агломератов в потоке), а общепринятые значения параметров  $r_0$ ,  $\sigma$  в логарифмически-нормальном распределении требуют уточнения применительно к конкретному заряду и типу топлива. Более строгие модели, учитывающие совокупность внутрикамерных процессов (в частности, горение частиц алюминия, неоднородность течения и т. п.), приведены в работах [4, 5]. Поскольку цель настоящей статьи заключалась в исследовании только одного явления из комплекса сложных взаимосвязанных процессов — инерционной коагуляции частиц на скачках сечения проточного тракта РДТТ, использование идеализированной математической модели вполне обосновано. Данная модель учитывает основные особенности исследуемого процесса (динамическое запаздывание частиц, их коагуляцию и дробление).

При использовании более точных моделей, обеспечивающих количественное соответствие расчетных и экспериментальных данных, необходим большой объем априорной информации (исходные размеры и химический состав частиц, зависимость для параметра коагуляции и дробления с учетом горения частиц, коэффициент эрозионного горения топлива и т. п.). Причем указанная информация должна быть получена для конкретно рассматриваемого РДТТ, что связано с большими экспериментальными трудностями.

Тем не менее и в расчетах, и в эксперименте получено существенное увеличение средне-массового диаметра частиц, что позволяет сделать вывод о превалировании процессов коагуляции над процессами дробления при динамическом взаимодействии частиц при течении по тракту камеры сгорания РДТТ с резким увеличением поперечного сечения. Эти факторы необходимо учитывать при математическом моделировании внутрикамерных процессов РДТТ с зарядами сложной формы.

## ВЫВОДЫ

1. Результаты расчетно-теоретического исследования полидисперсного двухфазного течения продуктов сгорания в канале твердотопливного заряда с резким увеличением поперечного сечения показали, что средне-массовый диаметр  $D_{43}$  частиц оксида алюминия увеличивается в восемь раз по сравнению с исходным размером частиц в продуктах сгорания, поступающих с поверхности горения. Этот эффект сильнее выражен для канала с внезапным увеличением сечения.

2. Результаты экспериментального исследования, проведенного с использованием лазерной методики в модельном двигателе с изменением сечения проточного тракта, показали, что средний объемно-поверхностный диаметр частиц  $D_{32}$  увеличивается в два раза по сравнению со средним размером частиц, измеренным в канале без изменения сечения при идентичных условиях эксперимента.

3. Экспериментально показано, что средний диаметр частиц  $D_{32}$  при течении двухфазных продуктов сгорания по сверхзвуковой части сопла модельного РДТТ уменьшается, т. е. процессы аэродинамического дробления и дробления при столкновениях частиц разных фракций превалируют над процессами коагуляционного роста в сверхзвуковом потоке. Этот результат можно объяснить тем, что скорости потока в сверхзвуковой части сопла намного выше, чем в камере сгорания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах М.: Машиностроение, 1974.
2. Стернин Л. Е., Маслов Б. Н., Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами М.: Машиностроение, 1980.
3. Газовая динамика двухфазных течений в соплах // И. М. Васенин, В. А. Архипов, В. Г. Бутов и др. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1986.
4. Численный эксперимент в теории РДТТ // А. М. Липанов, В. П. Бобрышев, А. В. Алиев и др. Екатеринбург: Наука, 1994.
5. Вилюнов В. Н., Ворожцов А. Б., Фещенко Ю. В. Моделирование двухфазного течения смеси газа с горящими частицами в полужамкнутом канале // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 3. С. 39–43.
6. Архипов В. А., Ткаченко А. С., Трофимов В. Ф. Эффекты динамического взаимодействия конденсированных частиц в камере

- сгорания РДТТ // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 2. С. 41–46.
7. **Архипов В. А., Ратанов Г. С.** Лазерные методы диагностики конденсированных продуктов горения // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 2. С. 185–187.
8. **Архипов В. А., Бондарчук С. С.** Формулы связи параметров унимодальных распределений частиц по размерам с геометрическими характеристиками функции плотности вероятности // Механика быстропротекающих процессов. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1989. С. 83–92.

*Поступила в редакцию 8/VI 2001 г.,  
в окончательном варианте — 29/VIII 2002 г.*

---