## Космічні енергетика і двигуни

Space Energy, Power and Propulsion

https://doi.org/10.15407/knit2020.03.003 УДК 532.529.5; 629.78.085.2

## Р. А. МОЧЁНОВ

инж.-конструктор 1-й категории самостоятельной научно-исследовательской лаборатории E-mail: r.mochonov@gmail.com

## А. В. СОТНИЧЕНКО

нач. группы самостоятельной научно-исследовательской лаборатории

## Г. М. ИВАНИЦКИЙ

нач. самостоятельной научно-исследовательской лаборатории

#### М. П. САЛО

нач. сектора самостоятельной научно-исследовательской лаборатории, Лауреат государственной премии президента Украины в области науки и техники для молодых ученых

ГП «Конструкторское бюро «Южное» им. М. К. Янгеля» уд Криворожская 3 Лиипро Украина 49008

## ул. Криворожская 3, Днипро, Украина, 49008

# ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО И СИЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ РАКЕТ КОСМИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ НА ГАЗОХОД СТАРТОВОГО КОМПЛЕКСА ПРИ РАБОТЕ СИСТЕМЫ ВОДОПОДАЧИ

В большинстве современных стартовых комплексов ракет космического назначения для защиты от оплавления поверхностей, испытывающих непосредственное воздействие высокотемпературных газовых струй, используются системы водоподачи. На сегодняшний день единственным возможным способом теоретического исследования процессов взаимодействия сверхзвуковой струи двигательной установки со струями воды, испускаемыми коллектором системы водоподачи, является численное моделирование. Для исследования температурного и силового нагружения поверхностей, находящихся под воздействием сверхзвуковых струй двигательной установки, было проведено численное моделирование газодинамических процессов, происходящих в газоходе в момент старта ракеты космического назначения. Были рассмотрены два варианта: с подачей воды и без неё. В качестве расчётной модели был выбран газоход ракеты космического назначения «Антарес». В основе математической модели лежат уравнения динамики двухфазной среды. При этом течение газа описывается трёхмерными уравнениями Навье — Стокса, а моделирование капель воды проведено с использованием траекторного подхода Лагранжа. Исследования выполнены в коммерческом коде ANSYS Fluent. В результате численного эксперимента были получены данные относительно эффективности снижения теплового и силового воздействия сверхзвуковых струй двигательной установки на конструкцию газохода при использовании системы водоподачи. По итогам проведённых исследований сформулированы основные рекомендации, которые могут быть полезными при разработке и оптимизации систем водоподачи наземных комплексов ракет космического назначения.

**Ключевые слова**: система водоподачи, сверхзвуковая струя, газоотражатель, испарение, численное моделирование, подход Лагранжа, Ansys Fluent.

Цитування: Мочёнов Р. А., Сотниченко А. В., Иваницкий Г. М., Сало М. П. Исследование температурного и силового воздействия сверхзвуковых струй ракет космического назначения на газоход стартового комплекса при работе системы водоподачи. *Космічна наука і технологія*. 2020. **26**, № 3 (124). С. 3—19. https://doi.org/10.15407/knit2020.03.003

## введение

При старте ракет космического назначения (РКН) элементы конструкций стартовых комплексов (СК) подвергаются значительному температурному и силовому воздействию сверхзвуковых струй ракетных двигателей (РД). Особенно сильное воздействие наблюдается в зоне газоотражателя (ГО), который подвержен прямому контакту со сверхзвуковыми струями на протяжении нескольких секунд. Здесь реализуются значения температуры порядка 3300... 3700 К, давления — 8...15 атм и тепловых потоков — до 3...5 кВт/см<sup>2</sup>. В подобных условиях наблюдается стремительное оплавление, а также значительный эрозионный унос материала поверхности ГО. Для решения данной проблемы практически на всех современных СК РКН (особенно тяжелого и среднего класса) успешно применяется система водоподачи (СВ).

Эффект от работы СВ достигается введением воды в слой смешения сверхзвуковой струи, что позволяет снизить её температуру вниз по потоку за счёт интенсивного испарения. Следует отметить, что сверхзвуковая струя является мощнейшим источником излучения не только в тепловом, но и акустическом диапазонах. Поэтому в общем случае применение СВ может решать одновременно две задачи, одна из которых защита ГО и покрытия газохода от воздействия высокотемпературного газового потока, а вторая — защита хвостовой части и полезной нагрузки РКН от вторичного ударно-волнового и акустического воздействия.

Несмотря на широкое распространение CB, их практическое проектирование на сегодняшний день связано с рядом затруднений. Физический механизм взаимодействия сверхзвуковых струй с водой сам по себе очень сложен и довольно плохо изучен. Исследования в этой области затруднены тем, что классическая теория подобия оказывается бессильной из-за невозможности соблюдения основных известных критериев для всего комплекса физических процессов. Применение численного моделирования является единственным способом теоретического изучения, который к тому же встречается с рядом проблем, среди которых отметим проблемы, связанные с большой размерностью задачи [5] и сложностью вычислительных алгоритмов. Поэтому на сегодняшний день выполнены лишь немногочисленные работы в этом направлении [1, 7, 10, 17, 19, 21, 27-30]. Анализ этих работ позволяет сделать вывод о том, что внимание исследователей сосредоточено в основном на изучении вопросов, связанных со снижением акустического воздействия на СК и РКН. При этом вопросы снижения силовых и тепловых нагрузок на конструкцию СК при работе СВ [2, 5] практически не рассматриваются. Следовательно, в сложившейся ситуации наиболее актуальной задачей является проведение численного эксперимента, направленного на оценку эффективности СВ в плане снижения температурного и силового воздействия, а также получение качественной картины взаимодействия сверхзвуковых струй с водой.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Математическая модель основана на подходе Эйлера — Лагранжа и реализует двустороннюю связь между газовой и жидкой фазами. При этом газовая фаза рассматривается как непрерывная среда, а жидкая, капельная фаза является разбавленной и представляет собой набор пробных дискретных частиц, моделирующих поведение полного набора частиц. Поскольку жидкая фаза считается достаточно разбавленной, взаимодействие частиц друг с другом в результате неупругих столкновений не учитывается. Газовая фаза представляет собой сжимаемую многокомпонентную смесь продуктов сгорания, подчиняющуюся уравнению состояния идеального газа и моделируется путем решения системы уравнений Навье — Стокса, в то время как траектории движения отдельных частиц (капель) жидкой фазы определяются из решения обыкновенных дифференциальных уравнений. Двустороння связь, позволяющая описать обмен импульсом, теплом и массой между фазами, реализуется введением источниковых членов в исходную систему уравнений непрерывной фазы. Уравнения сохранения массы, импульса, энергии и переноса массовой доли компонентов смеси для газовой фазы выглядят следующим образом:

$$\begin{split} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) &= M_{DPM} ,\\ \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}\mathbf{v}) &= -\nabla p + \\ + \nabla \cdot \mu \bigg[ (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \mathbf{I} \bigg] + \rho g + F_{DPM} ,\\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla (\mathbf{v}(\rho E + p)) &= \\ &= -\nabla \bigg[ k_{\mathrm{sdp}} \nabla T - \sum_i h_i \mathbf{J}_i + (\stackrel{=}{\tau}_{\mathrm{sdp}} \cdot \mathbf{v}) \bigg] + Q_{DPM} ,\\ \frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{v} Y_i) &= -\nabla \mathbf{J}_i + M_{DPM} , \end{split}$$

где  $\rho$  — плотность, **v** — скорость, *p* — статическое давление,  $E = h - p/\rho + v^2/2$  — полная энергия элементарного объёма, *h* — энтальпия, *g* — ускорение свободного падения, µ — молекулярная вязкость, **I** — единичный тензор,  $k_{3\phi}$  — эффективная теплопроводность, Ј — диффузионный поток компонента смеси, Y<sub>i</sub> — массовая доля компонента смеси,  $\bar{\bar{\tau}}_{_{9\Phi}}$  — тензор вязких напряжений,  $M_{DPM}$ ,  $F_{DPM}$ ,  $\dot{Q}_{DPM}$  — источниковые члены дискретной фазы.

Плотность газовой фазы в элементарном объёме рассчитывается как

 $\rho = p/(RT \sum_{i} (Y_i / M_i)),$ а энтальпия смеси — как  $h = \sum_{i} Y_i h_i.$ 

Для расчёта турбулентной вязкости используется двупараметрическая модель турбулентности Ментера, k-w SST [15], согласно которой турбулентная вязкость определяется зависимостью

$$\mu_t = \frac{\rho k}{w} \cdot \frac{1}{\max[1, SF_2 / (0.31w)]},$$

где *k* — кинетическая энергия турбулентности, w — удельная скорость диссипации турбулентности, S — скорость деформации,  $F_2 = tgh \times$  $\times (\max[2\sqrt{k}/(0.09wy), 500\mu/(\rho y^2w]^2))$  — модельная функция.

Кинетическая энергия и удельная скорость диссипации турбулентности в каждом контроль-

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

ном объёме определяются из решения двух уравнений переноса:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k - Y_k ,$$
  
$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho w u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial w}{\partial x_i} \right] + G_w - Y_w ,$$

где  $\sigma_k, \sigma_w$  — турбулентные числа Прандтля для k и w,  $G_k$ ,  $G_w$  — члены генерации k и w,  $Y_k$ ,  $Y_w$  члены диссипации k и w. Выражения для членов  $G_k, G_w, Y_k, Y_w,$ а также константы модели подробно описаны в работе [15].

Источниковые члены дискретной фазы записываются следующим образом:

$$\begin{split} M_{DPM} &= \frac{\Delta m_p}{\Delta m_{p,0}} \dot{m}_{p,0} ,\\ F_{DPM} &= \sum \left( \frac{u - u}{m} \right) m_p \Delta t ,\\ Q_{DPM} &= \frac{\dot{m}_{p,0}}{m_{p,0}} \left[ (m_{p,in} - m_{p,out}) h_{fg} - m_{p,out} \right] \\ m_{p,out} \int_{T_{ref}}^{T_p^{out}} C_p dT + m_{p,out} \int_{T_{ref}}^{T_p^{in}} C_p dT \end{split}$$

где  $m_{p,0}$  — начальный массовый расход капель дискретной фазы,  $m_{p,0}$  — начальная масса капель,  $m_{p,in}, m_{p,out}$  — масса капли на входе и выходе контрольного объёма,  $u_p$  — скорость капли в контрольном объёме, *и* — скорость непрерывной фазы в контрольном объёме,  $\tau_r$  — время релаксации капли,  $\Delta t$  — временной шаг,  $C_p$  — теплоёмкость капли,  $T_p^{in}$ ,  $T_p^{out}$  — температура капли на входе и выходе контрольного объёма, *T<sub>ref</sub>* — референтная температура для энтальпии при нормальных условиях,  $h_{fg}$  — теплота фазового перехода.

Время релаксации капли согласно [8] задается выражением

$$\tau_r = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \cdot \frac{24}{C_D \operatorname{Re}_d},$$

где  $\rho_p$  — плотность капли,  $d_p$  — диаметр капли,  $\operatorname{Re}_{d} = \rho d_{p} |u_{p} - u| / \mu$  — критерий Рейнольдса, основанный на относительной скорости фаз и диаметре капли, C<sub>D</sub> — коэффициент межфазного обмена импульсом.

Коэффициент межфазного обмена импульсом  $C_D$  использует динамический закон сопротивления (*Dynamic Drag*), учитывающий деформацию капель при их движении в непрерывной среде. Капля, первоначально имеющая сферическую форму, заметно искажается при больших числах Вебера и приобретает дискообразную форму с более высоким коэффициентом сопротивления. Динамическая модель учитывает эффект искажения капли, линейно изменяя сопротивление от значений, присущих сферической форме, до значений, соответствующих диску. Для сферической формы [14] коэффициент  $C_D = C_{D'sph}$  определяется как

$$C_{D'sph} = \begin{cases} 0.424, & \text{Re}_d > 1000, \\ \frac{24}{\text{Re}_d} \left( 1 + \frac{1}{6} \text{Re}_d^{2/3} \right) & \text{Re}_d \le 1000. \end{cases}$$

Эффект деформации учитывается выражением

$$C_D = C_{D,sph} (1 + 2.632y),$$

где y — коэффициент деформации капли. При y = 0 капля является сферической, при y = 1 будет получен коэффициент  $C_D$ , соответствующий диску.

Уравнение для коэффициента деформации капли основано на колебательной аналогии Тейлора для вторичного распада капель (модель распада *TAB* [26]) и имеет вид

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{C_f}{C_b} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{u^2}{r^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_l r^3} y - \frac{C_d \mu_l}{\rho_l r^2} \frac{dy}{dt} ,$$

где  $\rho_l$  — плотность капли,  $\rho_g$  — плотность непрерывной фазы, u — относительная скорость капли, r — радиус исходной капли,  $\sigma$  — поверхностное натяжение капли,  $\mu_l$  — вязкость капли. Значения для безразмерных констант  $C_f = 0.33$ ,  $C_d = 5$  и  $C_k = 8$  были выбраны в соответствии с экспериментальными и теоретическими данными, приведенными в работе [12]. Значение константы  $C_b = 0.5$  предполагает, что когда деформация капли превышает половину её радиуса, происходит разрушение.

Уравнение движения для отдельной капли жидкой фазы имеет вид

$$\frac{du_p}{dt} = \left[\frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \cdot \frac{C_D \operatorname{Re}_d}{24}(u_p - u)\right] + \frac{g(\rho_p - \rho)}{\rho_p}.$$

Тепломассообмен капель с непрерывной фазой условно разделен на три зоны: инертного нагрева (без массообмена), испарения и кипения. Для каждой зоны определен соответствующий закон, а переход между ними осуществляется исходя из текущей температуры капли.

Уравнение теплового баланса капли в зоне инертного нагрева при условии  $T_{p,0} \leq T_p < T_{vap}$  записывается в виде

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_\infty - T_p), \qquad (1)$$

где  $m_p$  — масса капли,  $C_p$  — теплоёмкость капли,  $T_p$  — температура капли,  $T_{p,0}$  — начальная температура капли,  $T_{vap}$  — температура испарения капли, h — коэффициент теплоотдачи капли,  $A_p$  — площадь поверхности капли,  $T_{\infty}$  — локальная температура газовой фазы в ячейке.

Коэффициент теплоотдачи *h* определяется на основе корреляции Ранза — Маршалла [22, 23]

$$\operatorname{Nu} = hd_p / k_{\infty} = 2 + 0.6 \operatorname{Re}_d^{1/2} \operatorname{Pr}^{1/3}, \qquad (2)$$

где  $k_{\infty}$  — теплопроводность газовой фазы, Pr =  $C_{p}\mu/k_{\infty}$  — число Прандтля для газовой фазы.

Зона испарения характеризуется конвективно-диффузионным механизмом массообмена и ограничена условием  $T_{vap} \leq T_p < T_{bp}$ . Массовый расход испарения определяется соотношением, полученным в работах Миллера [16] и Сажина [25]:

$$\frac{dm_p}{dt} = k_c A_p \,\rho \ln(1+B_m) \,,$$

где  $k_c$  — коэффициент массопереноса,  $B_m$  — массовое число Сполдинга,  $\rho$  — плотность газовой фазы.

При этом коэффициент  $k_c$  определяется из корреляции числа Шервуда, приведенной в работах [22, 23]:

$$\text{Sh} = k_c d_p / D_{i,m} = 2 + 0.6 \,\text{Re}_d^{1/2} \,\text{Sc}^{1/3}$$

Выражение для массового числа Сполдинга

$$B_m = \frac{Y_{i,s} - Y_{i,\infty}}{1 - Y_{i,s}}$$

где  $Y_{i,s}$  — массовая фракция пара на поверхности капли,  $Y_{i,\infty}$  — массовая фракция соответствующего компонента смеси в непрерывной фазе.

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

Уравнение теплового баланса для капли в зоне испарения имеет вид

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_\infty - T_p) - \frac{dm_p}{dt} h_{fg}$$

Модифицированное выражение для числа Нуссельта, учитывающее испарение на поверхности капли, записывается следующим образом [25]:

Nu = 
$$\frac{hd_p}{k_{\infty}} = \frac{\ln(1+B_T)}{B_T} (2+0.6 \,\mathrm{Re}_d^{1/2} \,\mathrm{Pr}^{1/3})$$
,

где *B<sub>T</sub>* — тепловое число Сполдинга.

Тепловое число Сполдинга определяется из выражения

$$B_T = (1+B_m)^{\frac{1}{\operatorname{Le}\operatorname{Nu}C_{pv}}} -1 ,$$

где Le =  $k/(C_{pg}rD_{i,m})$  — число Льюиса,  $C_{pg}$  — теплоемкость газовой фазы,  $C_{pv}$  — теплоёмкость пара на поверхности капли. Для единичного числа Льюиса и при равных значениях теплоёмкости газа и пара на поверхности капли  $B_T = B_m$ .

Зона кипения наступает при условии  $T_p \ge T_{bp}$ , т. е. после достижения каплей температуры кипения, являющейся функцией давления  $T_{bp} = f(p)$ . Закон тепломассообмена [11] для этой зоны может быть получен подстановкой уравнения (2) в уравнение (1) в предположении постоянства температуры капли. Следовательно, диаметр капли по мере кипения частицы изменяется по закону

$$\frac{d(d_p)}{dt} = \frac{2}{\rho_p h_{fg}} \left[ \frac{2k_{\infty}(1+0.23\,\mathrm{Re}_d^{1/2})}{d_p} (T_{\infty} - T_p) \right].$$

Математическая модель также учитывает эффекты, связанные со столкновением, слиянием и разрушением капель, движущихся в непрерывной фазе. Учёт столкновений капель производился с использованием наиболее эффективного, с вычислительной точки зрения, алгоритма О'Рурка, подробно изложенного в работе [18]. Данный алгоритм использует стохастический метод оценки столкновений вместо отслеживания пересечения траекторий частиц. В его основе лежит рассмотрение двух соседних капель, одна из которых всегда больше другой; при этом предполагается, что две капли могут

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

столкнуться, только если они находятся в одном контрольном объёме. Поэтому согласно [18] вероятность столкновения двух капель оценивается с точки зрения более крупной капли и рассчитывается как

$$P_1 = \frac{\pi (r_1 + r_2)^2 v_{rel} \Delta t}{V}$$

где  $r_1$ ,  $r_2$  — радиусы большой и малой капель соответственно,  $v_{rel}$  — относительная скорость двух капель, V — контрольный объём,  $\Delta t$  — временной шаг.

Среднее число столкновений крупной капли равно

$$\overline{n} = \frac{n_2 \pi (r_1 + r_2)^2 v_{rel} \Delta t}{V} ,$$

где *n*<sub>2</sub> — число столкновений капли меньшего размера.

Распределение вероятностей числа столкновений следует из распределения Пуассона, и согласно О'Рурку задается выражением

$$P(n) = \mathrm{e}^{-\overline{n}} \, \frac{\overline{n}^n}{n!}$$

Результатом столкновения может быть слияние двух капель либо их отскок. Вероятность слияния зависит от величины смещения центра крупной капли и траектории капли меньшего размера. В свою очередь, критическое смещение определяется выражением

$$b_{crit} = (r_1 + r_2) \sqrt{\min\left(1.0, \frac{2.4f\sigma}{\rho U_{rel}^2 \overline{D}}\right)}$$

где  $U_{rel}$  — относительная скорость двух соседних частиц,  $\overline{D}$  — средний арифметический диаметр двух соседних частиц,  $f = (r_1/r_2)^3 - 2.4(r_1/r_2)^2 + 2.7(r_1/r_2)$  — функция столкновения.

Фактический параметр столкновения рассчитывается как  $b = (r_1 + r_2)\sqrt{Y}$ , где Y — случайное число от 0 до 1. Вычисленное значение сравнивается с  $b_{crit}$ , и если  $b < b_{crit}$ , результатом столкновения является слияние. В противном случае наблюдается отскок, а новые скорости капель рассчитываются на основе сохранения импульса и кинетической энергии с учётом потери некоторой её доли на вязкую диссипацию и генерацию углового момента. Выражение для обновленной



*Рис. 1.* Внешний вид системы водоподачи ракеты космического назначения «Антарес»

скорости капли после отскока имеет вид

$$\dot{v}_1 = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} + \frac{m_2 (v_1 - v_2)}{m_1 + m_2} \left( \frac{b - b_{crit}}{r_1 + r_2 - b_{crit}} \right),$$

где  $m_1$  и  $m_2$  — массы капель большего и меньшего размеров соответственно.

Разрушение капель описывается моделью *КНRТ* [6, 20], которая сочетает в себе эффекты неустойчивости Кельвина — Гельмгольца, вызванные аэродинамическими силами, с неустойчивостью Рэлея — Тейлора, возникающей из-за внезапного ускорения капель, выбрасываемых в условия свободного потока. Оба механизма моделируют разрушение капли путем отслеживания роста амплитуды волны на поверхности капли, причем разрушение происходит от наиболее быстрорастущей нестабильности, исходя из местных условий. Моделирование жидкого ядра в ближней зоне форсунки происходит согласно теории Левича [13], которая допускает разрыв капель только из-за неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Жидкое ядро аппроксимируется крупными каплями [6], гидравлический диаметр которых соответствует диаметру форсунки с учётом сжатия струи

$$D_e = \sqrt{C_a} d_0,$$

где  $C_a$  — коэффициент сжатия,  $D_e$  — эффективный диаметр капель,  $d_0$  — диаметр форсунки. Длина жидкого ядра рассчитывается как

$$L = C_L d_0 \sqrt{\rho_l / \rho_g} ,$$

где *C<sub>L</sub>* — константа Левича, значение которой принимается исходя из рекомендаций [13].

В пределах жидкого ядра рассматривается только аэродинамическое разрушение исходя из модели, подробно изложенной в работе [24]. За пределами жидкого ядра рассматриваются эффекты неустойчивостей как Кельвина — Гельмгольца, так и Рэлея — Тейлора, и в итоге оценивается их совместное воздействие.

Частота самой быстрорастущей волны нестабильности на поверхности капли рассчитывается из выражения

$$\Omega_{RT} = \sqrt{2[-g_t(\rho_l - \rho_g)]^{3/2} / [3\sqrt{3\sigma(\rho_l - \rho_g)}]},$$

где  $g_t$  — ускорение капли в направлении её движения.

Разрушение происходит после того, как волны неустойчивости Рэлея — Тейлора росли в течение времени, большего, чем время разрушения  $\tau_{RT}$ , определяемого как

$$\tau_{RT} = C_{\tau} / \Omega_{RT} ,$$

где  $C_{\tau} = 0.5$  — постоянная времени разрушения согласно работе [6].

Увеличение амплитуды волны на поверхности капли отслеживается только в том случае, если предсказанная длина волны самой быстрорастущей нестабильности меньше локального диаметра капли, т. е. выполняется условие  $d_p > 2\pi C_{RT}/K_{RT}$ , где  $C_{RT} = 0.1$  — константа радиуса разрыва (значение рекомендовано в работе [6]),  $K_{RT} = \sqrt{-g_t(\rho_p - \rho_g)/(3\sigma)}$  — волновое число.

После распада радиус маленьких дочерних капель рассчитывается по формуле

$$r_c = \pi C_{RT} / K_{RT}$$



Рис. 2. Геометрическая модель и граничные условия

Приведенная математическая модель целиком реализована в промышленном CFD-коде ANSYS Fluent под названием DPM (*Descrete Phase Model*).

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Численное моделирование проведено в программном комплексе ANSYS Fluent 19.2. В качестве объекта исследований был выбран газоход стартового комплекса РКН «Антарес». Данный выбор продиктован, в основном, обилием имеющихся данных относительно конструкции стартового сооружения и СВ, а также режимов работы СВ, реализуемых в процессе пуска РКН. Внешний вид и 3D-модель СВ представлены на рис. 1. Система водоподачи состоит из двух коллекторов, на которых размещены форсунки для распыла воды. Количество форсунок на верхнем коллекторе — 44, на нижнем — 16.

*Геометрическая модель.* Трёхмерная геометрическая модель создана в пакете Autodesk Inventor.

на рис. 2. При построении модель была несколько ограничена и упрощена для снижения вычислительных затрат. Она включает в себя только области ГО, отсека удержания, внутреннюю часть парковочной опоры и кольцо верхнего коллектора. Форсунки верхнего коллектора СВ выполнены прямоугольными в целях упрощения сеточной модели. Нижний коллектор СВ исключен из геометрической модели для «чистоты» наблюдения за взаимодействием струй (ввод воды нижним коллектором не позволяет полностью отследить изменения параметров частиц и сверхзвуковой струи вниз по потоку).

Общий вид геометрической модели представлен

Расчётная сетка. Расчётная сетка сгенерирована в ANSYS Meshing. Она является гибридной и включает в себя структурированные гексаэдрические и неструктурированные тетраэдрические блоки. Связь между блоками осуществляется с помощью неконформных интерфейсов. Общее количество ячеек — 10.6 млн. Количество гек-



Рис. 3. Расчётная сетка



Рис. 4. Поле скорости v сверхзвуковой струи

саэдрических элементов — 3.5 млн, а тетраэдрических — 7.1 млн. Максимальный размер ячеек в расчётной области — 50 мм. Сгущение сетки задано во всех пристеночных областях и состоит из 30 слоёв, с коэффициентом роста 1.1 и высотой первой ячейки от 0.1 до 0.3 мм. Внешний вид расчётной сетки показан на рис. 3.

Граничные условия для газовой фазы. На входах в расчётную область задавалось граничное условие фиксированной скорости потока (velocity inlet). Значения скорости, статического давления, полной температуры и массовых долей соответствовали значениям на срезе сопла. На всех выходах из расчётной области реализовывалось граничное условие выхода давления (pressure outlet), при этом статическое давление принималось равным атмосферному — 101325 Па, а статическая температура — 300 К. Воздух на границах расчётной области моделировался как упрощённая смесь, состоящая только из азота и кислорода (78 и 22 % соответственно). Параметры турбулентности на входах в расчётную область задавались с помощью соотношений для интенсивности и масштаба турбулентной длины. На выходах же использовались выражения для интенсивности и турбулентной вязкости. При этом все значения рассчитывались согласно рассуждениям, приведенными в работах [3, 4, 9]. На стенках задавались граничные условия без теплообмена и проскальзывания. Расстановка граничных условий в расчётной области представлена на рис. 2.

Граничные условия для дискретной фазы. На коллекторе указывались значения массового расхода и скорости воды. Поверхности, имитирующие форсунки верхнего коллектора, можно видеть на рис. 2. Общий массовый расход на коллекторе — 2520 кг/с. Массовый расход воды для одной форсунки коллектора — 53 кг/с, а скорость истечения — 13 м/с. Диаметр капель на выходе из форсунки соответствует гидравлическому диаметру сжатой струи — 0.068 м. Температура воды равна 300 К. Граничные условия для капель на стенках газохода соответствуют условиям «горячей» стенки (*Wall-Jet*), т. е. при попадании на неё капли либо отскакивают, либо прилипают и испаряются.



**Рис.** 5. Распределение частиц воды по скоростям *u<sub>n</sub>* 

Установки решения. Задача решена в стационарной постановке, при помощи решателя на основе давления (Pressure Based). Для всех уравнений использованы схемы дискретизации первого порядка (First Order Upwind). Уравнения дискретной фазы решены в нестационарной постановке с автоматическим выбором схемы и шага интегрирования.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Важнейшей задачей при проведении численных исследований было получение качественной картины физического процесса взаимодействия сверхзвуковых струй с водой. На рис. 4 показано изменение поля скорости сверхзвуковой струи при вводе в неё воды.

В месте контакта видна небольшая деформация газовой струи с уменьшением толщины зоны смешения. Других значительных отличий не наблюдается, по причине того что капли воды легко увлекаются струёй и не оказывают на неё ощутимого механического воздействия. Это в полной мере подтверждается распределением капель по скоростям, представленном на рис. 5. Видно, что после контакта со сверхзвуковой струей капли, имеющие начальную скорость 13...15 м/с, резко ускоряются в зоне смеше-



Рис. 6. Поле температуры T сверхзвуковой струи



**Рис.** 7. Поле массовой доли  $Y_{\Pi}$  водяного пара в газовой смеси

ния и достигают скорости порядка 80...300 м/с. Столь стремительное ускорение вызвано резким уменьшением массы капель за счёт их дробления в месте контакта струй. Минимальная скорость капель в расчётной области составляет 0.312 м/с, а максимальная — 2468 м/с. Снижение скорости сверхзвуковой струи происходит плавно, вниз по потоку, и становится хорошо наблюдаемым только в нижней части ГО. При переходе же на донную часть газохода скорость резко падает, приобретая значение, почти 50 % меньшее, чем в случае без подачи воды. Подобное снижение скорости обусловлено охлаждением струи и «размазыванием» её границ за счёт активного парообразования в зоне смешения.

Температурные поля сверхзвуковой струи при работе СВ и без неё представлены на рис. 6. Здесь действительно наблюдается охлаждение зоны смешения струи со стороны ядра на величину порядка 600...700 К. Струя выглядит более «узкой», а её границы становятся более чёткими за счёт активного испарения капель, попадающих в зону смешения.

О процессе испарения можно судить по рис. 7, который демонстрирует массовую долю паров воды в расчётной области. Отчётливо видно, что область генерации водяного пара начинается чуть ниже места контакта струй воды и газа, после чего стремительно разрастается вниз по потоку. Наиболее интенсивное испарение, как и предполагалось, происходит именно в зоне смешения, особенно со стороны ГО, где процесс усиливается благодаря наличию вихревой зоны (рециркуляция холодного воздуха и горячих газов) между ГО и струями. Всё вышесказанное свидетельствует о том, что в месте натекания струи на ГО зона смешения оказывается насыщенной парожидкостной смесью, которая естественным образом изолирует поверхность ГО от высокотемпературных газов ядра.

Интенсификация испарения вниз по потоку происходит в основном за счёт дробления увлекаемых капель. Зона смешения характеризуется большими числами Вебера (порядка 1000...30000), поэтому капли активно деформируются и разрушаются. Наиболее интенсивное дробление наблюдается в месте контакта струй.



**Рис.** 8. Распределение частиц воды по диаметрам *d*<sub>*p*</sub>

Распределение капель по диаметрам показано на рис. 8. Диаметр капель, находящихся в зоне смешения сверхзвуковой струи, действительно мал и находится в диапазоне от 0.09 до 0.2 мм. Минимальный диаметр капель в расчётной области — 6.8 мкм, а максимальный — 68 мм (соответствует диаметру струи на выходе из форсунки). Маленькие капли практически мгновенно нагреваются и испаряются, но за счёт того, что они легче увлекаются потоком (наиболее мелкие капли достигают скорости порядка 300 м/с), это происходит не сразу. Поэтому в зоне смешения мельчайшие капли, наоборот, испаряются дольше, чем капли аналогичного размера в других местах расчётной области. На рис. 9 представлено разбиение сложного процесса теплообмена капель на отдельные участки согласно принятой математической модели.

Как и предполагалось, для всех капель, находящихся в зоне смешения, массоперенос определен конвективно-диффузионным законом, и только на значительном расстоянии от места ввода (в самом низу расчётной области) они достигают состояния кипения. Из этого следует, что для достижения максимального эффекта охлаждения струи вода должна подаваться как



Рис. 9. Зоны теплообмена частиц

можно ближе к срезу сопла, чтобы капли успевали внедряться в зону смешения, дробиться и испаряться в ней до момента контакта с ГО. Аналогичные выводы отмечены также в работе [5].

Первостепенной задачей исследований являлся сравнительный анализ силовых и тепловых нагрузок на ГО газохода РКН «Антарес» в случае работы СВ и без неё. На рис. 10 представлены поля давлений на поверхности ГО для обоих случаев. При работе СВ наблюдается незначительное перераспределение картины давления (в основном в нижней части ГО и донной части газохода), проявляющееся в виде «размазывания» чётких границ контакта сверхзвуковой струи с ГО, и происходящего за счёт расширения зоны смешения и снижения скорости струи. Наиболее отчётливо эффект наблюдается на границе ГО и донной части газохода. где полностью исчезают следы располагавшегося там скачка уплотнения, а распределение давления выглядит практически равномерным. Снижение силовой нагрузки по абсолютной величине лежит в пределах 5... 10 % и происходит в основном за счёт описанного явления «размазывания» (поскольку среднеинтегральное значение давления на поверхности ГО практически не изменяется).

Таким образом, введение воды не оказывает существенного влияния на снижение силового воздействия струй. С тепловым же воздействием всё выглядит совершенно иначе. Сравнительная картина температур на поверхности ГО, приведенная на рис. 11, демонстрирует, что в случае подачи воды можно наблюдать эффективное снижение теплового воздействия практически по всей поверхности ГО.

При этом даже в зоне «пятен» от струй температура снижается в пределах 400...500 К. Как было отмечено выше, подобный эффект достигается за счёт естественного изолирования поверхности ГО от ядра струи парожидкостной смесью, находящейся в зоне смешения. При этом максимум температуры смещён к нижней части ГО и сосредоточен в очень узкой зоне на границе с донной частью газохода. Значение температуры в этой зоне даже несколько выше, чем значение температуры торможения свободной струи при натекании на ГО, но она занимает очень небольшую часть общей площади ГО. По-видимому, данная зона высокой температуры должна либо полностью устраняться, либо размазываться по поверхности донной части благодаря вводу воды нижним коллектором, который не учитывался в процессе моделирования. Следует отметить, что среднеинтегральное значение температуры на поверхности ГО при подаче воды снижается не менее чем на 700...800 К. Это однозначно свидетельствует об эффективности СВ в плане снижения теплового воздействия сверхзвуковых струй. Нет сомнений, что ввод дополнительного количества воды нижним коллектором только усилит эффективность охлаждения ГО и газохода в целом.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Успешно проведено численное моделирование работы СВ при запуске РКН «Антарес», что свидетельствует о возможности применения описанной модели и промышленного кода ANSYS Fluent для решения подобных задач.

По результатам моделирования получена качественная картина физических процессов в сверхзвуковой струе при вводе в неё воды. Рассмотрены процессы внедрения капель в слой смешения струи, их дробления и испарения.



Рис. 10. Поле давления р на поверхности газоотражателя



Рис. 11. Поле температуры Т на поверхности газоотражателя

ISSN 1561-8889. Космічна наука і технологія. 2020. Т. 26. № 3

Проанализированы энергетические и динамические изменения в сверхзвуковой струе, вызванные её охлаждением. Выработаны рекомендации относительно оптимальных точек ввода воды в струю.

Исследован механизм снижения силовых и тепловых воздействий сверхзвуковых струй ДУ

РКН на ГО газохода стартового сооружения. Проведен сравнительный анализ интенсивности этих воздействий при работе СВ и без неё. Установлен факт значительного снижения температуры на поверхности ГО, на основании чего сделано заключение об эффективности применения СВ в целях тепловой защиты ГО.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Дегтярь В. Г., Меркулов Е. С., Сафронов А. В., Хлыбов В. И. Результаты расчётно-экспериментальных исследований газодинамических процессов при взаимодействии многоблочных струй ракетных двигателей с газоотражателем стартового сооружения. *Космонавтика и ракетостроение*. 2013. Вып. 1 (70).
- 2. Зюзликов В. П., Синильщиков Б. Е., Синильщиков В. Б., Ракитская М. В. Газодинамические процессы в газоходе стартового комплекса малого заглубления для ракет космического назначения лёгкого класса. *Исслед. наукограда*. 2017. **22**, № 4. С. 166—174.
- 3. Кудимов Н. Ф., Сафронов А. В., Третьякова О. Н. Численное моделирование взаимодействия многоблочных сверхзвуковых турбулентных струй с преградой. *Тр. МАИ*. 2013. № 70. URL: http://www.mai.ru/science/trudy/pub-lished.php?ID=44440 (дата звернення 09.09.2019).
- 4. Сафронов А. В. О применимости моделей турбулентной вязкости для расчета сверхзвуковых струйных течений. Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2012. 13, вып. № 1. URL: http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-1/ articles/305/ (дата звернення 09.09.2019).
- 5. Синильщиков Б. Е, Синильщиков В. Б. Исследование термосилового нагружения газоотражателей стартовых комплексов при работе систем водоподачи. Исслед. наукограда. 2017. **20**, № 2. С. 61–71.
- 6. Beale J. C., Reitz R. D. Modeling spray atomization with the Kelvin-Helmholtz/Rayleigh-Taylor hybrid model. *Atomization and Sprays.* 1999. **9**. P. 623–650.
- 7. Dupays J., Wey S., Fabignom Y. Steady and unsteady reactive two-phase computations in solid rocket motors with Eulerian and Lagrangian approaches. *AIAA Paper 2001-3871*, 2001.
- 8. Gosman A. D., Ioannides E. Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors. *J. Energy.* 1983. 7(6). P. 482–490.
- 9. Kenzakowski D. C. Turbulence modeling improvements for jet noise prediction using PIV datasets. *AIAA-2004-2978* (10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit). 2004. P. 10–13.
- Krothapalli A., Venkatakrishnan L., Lourenco L., Greska B., Elavarasan R. Turbulence and noise suppression of a highspeed jet by water injection. J. Fluid Mech. 2003. 491. P. 131–159.
- 11. Kuo K. K. Y. Principles of Combustion. New York: John Wiley and Sons, 1986.
- 12. Lamb H. Hydrodynamics, Sixth Edition. New York: Dover Publications, 1945.
- 13. Levich V. G. Physicochemical Hydrodynamics. Prentice Hall, 1962.
- Liu A. B., Mather D., Reitz R. D. Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays. SAE Technical Paper 930072. 1993.
- 15. Menter F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA J.* August 1994. **32**(8). P. 1598–1605.
- Miller R. S., Harstad K., Bellan J. Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many droplet gas-liquid flow simulations. *Int. J. Multiphase Flow.* 1998. 24 (6). P. 1025–1055.
- 17. Norum T. D. Reductions in multi-component jet noise by water injection. *AIAA-2004-2976* (10ih AIAA ICEAS Aeroacoustics Conference). Manchester, Great Britain. May 2004.
- 18. O'Rourke P. J. Collective Drop Effects on Vaporizing Liquid Sprays: PhD thesis. Princeton, New Jersey: Princeton University, 1981.
- 19. Osipov V., Khasin M., Hafiychuk H., Muratov C., Watson M., Smelyanski V. Mitigation of solid booster ignition over pressure by water aerosol sprays. *AIAA Early Edition*. 2015. **52**(3).
- 20. Patterson M. A., Reitz R. D. Modeling the effects of fuel spray characteristics on Diesel engine combustion and emission. *SAE Paper 980131*. 1998.
- 21. Pierre G., Philippe F., Laurent G. Simulation of water injection into a rocket motor plume [M]. 35-th Joint Propulsion Conference and Exhibit. AIAA. 1999.

- 22. Ranz W. E., Marshall W. R., Jr. Vaporation from drops. Part I. Chem. Eng. Prog. March 1952. 48(3). P. 141-146.
- 23. Ranz W. E., Marshall W. R., Jr. Evaporation from drops, Part I and Part II. Chem. Eng. Prog. April 1952. 48(4). P. 173-180.
- 24. Reitz R. D. Mechanisms of atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomization and Spray Technology*. 1987. **3**. P. 309–337.
- 25. Sazhin S. S. Advanced models of fuel droplet heating and evaporation. *Progress in Energy and Combustion Science*. 2006. **32**. P. 162–214.
- 26. Taylor G. I. (1963). The shape and acceleration of a drop in a high speed air stream. *Technical Report. Sci. Pap. of G. I. Taylor.* G. K. Batchelor (ed.).
- 27. Vu B. T., Bachchany N., Peroomianz O., Akdagx V. Multiphase modeling of water injection on flame deflector. *AIAA Paper 2013-2592*. 2013 (21st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference). 2013.
- 28. Woo J., Jones J. H., Guest S. H. Study of the effects of water addition on supersonic gas streams. JANNAF 13th Plume Technology Meeting, CPIA Publ., Houston, TX, 1982. P. 225–232.
- 29. Zoppellan E., Juve D., Reduction of jet noise by water injection. AIAA-97-1622. 1997.
- 30. Zoppellari E., Juve D., Reduction of hot jet noise by water injection. AIAA-98-2204. 1998.

Стаття надійшла до редакції 09.09.2019

#### REFERENCES

- 1. Degtyar V. G., Merkulov E. S., Safronov A. V., Khlybov V. I. (2013). Results of calculation/experimental studies of gasdynamic processes where multi-stage rocket engine jets interact with launch site gas deflector. *Astronautics and rocket science*, Issue 1, № 70 [in Russian].
- 2. Zyuzlikov V. P., Sinilshchikov B. E., Sinilshchikov V. B., Rakitskaya M. V. (2017). Gasodynamic processes in the vent og the launch complex with small depth for the small-lift rockets. *Since town studies*, **22**, № 4, 166–174 [in Russian].
- Kudimov N. F., Safronov A. V., Tretyakova O. N. (2013). Numerical simulations of the interaction of multi-block supersonic turbulent jets with an obstacle. Electronic journal «Works MAI», Issue 70. URL: http://www.mai.ru/science/trudy/ published.php?ID=44440 (Last accessed 09.09.2019) [in Russian].
- 4. Safronov A. V. (2012). On the applicability of turbulent viscosity models for calculating supersonic jet flows. *Physical and chemical kinetics in gas dynamics*, **13**, № 1. URL: http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-1/articles/305/ (Last accessed 09.09.2019) [in Russian].
- 5. Sinilshchikov B. E., Sinilshchikov V. B. (2017). Investigation of force and thermal loading of jet deflectors of launch complexes of space rockets during the work of water supply systems. *Since town studies*, **20**, № 2, 61–71 [in Russian].
- 6. Beale J. C., Reitz R. D. (1999). Modeling spray atomization with the Kelvin-Helmholtz/Rayleigh-Taylor hybrid model. *Atomization and Sprays*, **9**, 623–650.
- 7. Dupays J., Wey S., Fabignom Y. (2001). Steady and unsteady reactive two-phase computations in solid rocket motors with Eulerian and Lagrangian approaches. *AIAA Paper 2001-3871*.
- 8. Gosman A. D., Ioannides E. (1983). Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors. J. Energy, 7(6), 482-490.
- Kenzakowski D. C. (2004). Turbulence modeling improvements for jet noise prediction using PIV datasets. *AIAA-2004-2978* (10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit), 10–13, (2004).
- Krothapalli A., Venkatakrishnan L., Lourenco L., Greska B., Elavarasan R. (2003). Turbulence and noise suppression of a high-speed jet by water injection. J. Fluid Mechanics, 491, 131–159.
- 11. Kuo K. K. Y. (1986). Principles of Combustion. New York: John Wiley and Sons.
- 12. Lamb H. (1945). Hydrodynamics, Sixth Edition. New York: Dover Publications.
- 13. Levich V. G. (1962). Physicochemical Hydrodynamics. Prentice Hall.
- 14. Liu A. B., Mather D., Reitz R. D. (1993). Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays. *SAE Tech. Pap.* 930072.
- 15. Menter F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA J.*, **32**(8), 1598–1605.
- Miller R. S., Harstad K., Bellan J. (1998). Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many droplet gas-liquid flow simulations. *Int. J. Multiphase Flow*, 24(6), 1025–1055.
- 17. Norum T. D. (2004). Reductions in multi-component jet noise by water injection. *AIAA-2004-2976* (10ih AIAA ICEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, Great Britain, May 2004).
- 18. O'Rourke P. J. (1981). Collective drop effects on vaporizing liquid sprays: PhD thesis. Princeton, New Jersey: Princeton University.
- 19. Osipov V., Khasin M., Hafiychuk H., Muratov C., Watson M., Smelyanski V. (2015). Mitigation of solid booster ignition over pressure by water aerosol sprays. *AIAA Early Edition*, **52**(3).

- 20. Patterson M. A., Reitz R. D. (1998). Modeling the effects of fuel spray characteristics on Diesel engine combustion and emission. *SAE Paper 980131*.
- 21. Pierre G., Philippe F., Laurent G. (1999). Simulation of water injection into a rocket motor plume [M]. 35-th Joint Propulsion Conference and Exhibit. AIAA.
- 22. Ranz W. E., Marshall W. R., Jr. (1952). Vaporation from drops. Part I. Chem. Eng. Prog., 48(3), 141-146.
- 23. Ranz W. E. Marshall W. R., Jr. (1952). Evaporation from drops. Part I and Part II. Chem. Eng. Prog., 48(4), 173-180.
- 24. Reitz R. D. (1987). Mechanisms of atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomization and Spray Technol.*, **3**, 309–337.
- 25. Sazhin S. S. (2006). Advanced models of fuel droplet heating and evaporation. *Progr. in Energy and Combustion Sci.*, **32**, 162–214.
- 26. Taylor G. I. (1963). The shape and acceleration of a drop in a high speed air stream. *Technical Report. Sci. Pap. of G. I. Taylor.* G. K. Batchelor (ed.).
- Vu B. T., Bachchany N., Peroomianz O., Akdagx V. (2013). Multiphase modeling of water injection on flame deflector. *AIAA* Paper 2013–25922. (1st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference).
- 28. Woo J., Jones J. H., Guest S. H. (1982). Study of the effects of water addition on supersonic gas streams. *JANNAF* (13th Plume Technology Meeting). Houston, TX, CPIA Publ., 225–232.
- 29. Zoppellan E., Juve D. (1997). Reduction of jet noise by water injection. AIAA-97-1622.
- 30. Zoppellari E., Juve D. (1998). Reduction of hot jet noise by water injection. AIAA-98-2204.

Received 09.09.2019

#### Р. О. Мочонов

інженер-конструктор 1-ї категорії самостійної науково-дослідної лабораторії

О. В. Сотніченко

нач. групи самостійної науково-дослідної лабораторії

Г. М. Іваницький

нач. самостійної науково-дослідної лабораторії

М. П. Сало

нач. сектору самостійної науково-дослідної лабораторії,

Лауреат державної премії президента України в області науки і техніки для молодих вчених

ДП «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля»

вул. Криворізька 3, Дніпро, Україна, 49008

#### ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО І СИЛОВОГО ВПЛИВУ НАДЗВУКОВИХ СТРУМЕНІВ РАКЕТ КОСМІЧНОГО ПРИЗНАЧЕННЯ НА ГАЗОХІД СТАРТОВОГО КОМПЛЕКСУ ПРИ РОБОТІ СИСТЕМИ ВОДОПОДАЧІ

У більшості сучасних стартових комплексів ракет космічного призначення для захисту від оплавлення поверхонь, що зазнають безпосереднього впливу високотемпературних газових струменів, використовуються системи водоподачі. Насьогодні єдиним можливим способом теоретичного дослідження процесів взаємодії надзвукового струменя двигунної установки зі струменями води, що розбризкуються колектором системи водоподачі, є чисельне моделювання. Для дослідження температурного і теплового навантаження поверхонь, що перебувають під впливом надзвукових струменів двигунної установки, було проведено чисельне моделювання газодинамічних процесів, що відбуваються в газоході у момент старту ракети космічного призначення. Розглянуто два варіанти: з подачею води і без неї. За розрахункову модель обрано газохід ракети космічного призначення «Антарес». В основі математичної моделі лежать рівняння динаміки двофазного середовища. При цьому течія газу описується тривимірними рівняннями Нав'є — Стокса, а моделювання крапель води проведено з використанням траєкторного підходу Лагранжа. Дослідження виконувались в комерційному коді ANSYS Fluent. В результаті чисельного експерименту були отримані дані щодо ефективності зниження теплового і силового впливу надзвукових струменів двигунної установки на конструкцію газоходу при використанні системи водоподачі. За підсумками проведених досліджень сформульовано основні рекомендації, які можуть бути корисними при розробці та оптимізації систем водоподачі наземних комплексів ракет космічного призначення.

*Ключові слова*: система водоподачі, надзвуковий струмінь, газовідбивач, випаровування, чисельне моделювання, підхід Лагранжа, ANSYS Fluent. *R. A. Mochonov*Design Engineer of the 1-st category, Independent Scientific and Research Laboratory
E-mail: r.mochonov@gmail.com *A. V. Sotnichenko*Head of Group, Independent Scientific and Research Laboratory *H. M. Ivanytskyi*Head of Department, Independent Scientific and Research Laboratory *M. P. Salo*Head of Department, Independent Scientific and Research Laboratory,
Winner of the state prize of the President of Ukraine in the field of science and technology for young scientists
Yuzhnoye State Design Office

3 Krivorizka Str., Dnipro, 49008, Ukraine

## STUDY OF THE TEMPERATURE AND FORCE EFFECTS OF SUPERSONIC JETS OF THE SPACE ROCKETS ON THE GAS DUCT OF THE LAUNCH COMPLEX DURING THE WATER SUPPLY SYSTEM OPERATION

In most modern launch complex of space rockets, water supply systems are used to protect against the flashing of surfaces that are directly affected by high-temperature gas jets. To date, the only possible way to theoretically study the processes of interaction of a supersonic jet of propulsion system with water jets emitted by the collector of the water supply system is a numerical simulation. To study the temperature and force loading of the surfaces under the influence of supersonic jets of the propulsion system, a numerical simulation of the gas-dynamic processes occurring in the duct at the time of the launch of the space rocket was carried out. Two options were considered, with and without water supply. The space rocket "Antares" gas duct was selected as the design model. The mathematical model is based on the equations of dynamics of a two-phase medium. In this case, the gas flow is described by the three-dimensional Navier-Stokes equations, and the modeling of water droplets was carried out using the Lagrange trajectory approach. The studies were performed in the commercial code ANSYS Fluent. As a result of the conducted numerical experiment, data were obtained regarding the effectiveness of reducing the thermal and force effect of supersonic jets on the design of the gas duct when using the water supply system. According to the results of the research, the main recommendations have been formulated. These recommendations may be useful in the development and optimization of the water supply systems of ground complexes of the space rockets.

*Keywords*: supply water system, supersonic jet, flame deflector, evaporation, numerical simulation, Lagrange approach, Ansys Fluent.