

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРНОСТИ И СТЕПЕНИ РАСШИРЕНИЯ СОПЛА ЖРД НА ПОЛНОТУ ВЫДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ВПРЫСКИВАЕМОЙ УПРАВЛЯЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Исследовано влияние диаметра критического сечения и степени расширения газового потока в сопле камеры жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) на рабочие процессы и экономичность создания боковых и дополнительных осевых сил при инжекции основных компонентов топлива в сверхзвуковую часть сопла с целью регулирования вектора тяги и повышения экономичности двигателя.

жидкостный ракетный двигатель верхней ступени ракеты, сверхзвуковое сопло, регулирование вектора тяги впрыском жидкости, полнота сгорания, удельный импульс боковых сил

Введение

Одним из направлений совершенствования жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) является создание систем управления вектором тяги основанных на несимметричной инжекции в сверхзвуковую часть сопла жидких компонентов топлива или продуктов их сгорания. Системы управления вектором тяги ракетных двигателей путем инжекции в сверхзвуковую часть сопла продуктов сгорания ракетных топлив успешно применены на ряде жидкостных и твердотопливных двигателях, обеспечив невзрывоопасные до настоящего времени высокие энергомассовые, динамические, габаритные и эксплуатационные характеристики ступеней ракет [1, 2, 3]. Вместе с тем, для определенного класса ЖРД наибольший интерес представляют мало исследованные системы регулирования вектора тяги, основанные на впрыске в сверхзвуковую часть сопла жидких компонентов топлива, отбираемых из высоконапорных топливных магистралей двигателя. Актуальность решения этих задач возрастает при совершенствовании ЖРД без дожигания выхлопного газа турбины турбонасосного агрегата двигателя [2, 3].

Формулирование проблемы. Во всей совокупности процессы термогазодинамического регулирования вектора тяги ракетного двигателя с целью

управления полетом ракеты рассмотрены в книге [3]. Согласно имеющимся экспериментальным и расчетным данным генерируемые впрыском жидкости в сверхзвуковую часть сопла боковые силы зависят от многих факторов, а именно: от физических свойств и термодинамических параметров впрыскиваемой жидкости и набегающего сверхзвукового потока, от угла и скорости впрыскиваемой жидкости, от конструкции впрыскивающих устройств, от угла конусности сопла и протяженности области взаимодействия потоков. Влияние двух последних параметров остается практически неисследованным, они зависят от диаметра критического сечения, степени расширения и переменного угла конусности сопла камеры двигателя. Исследование влияния этих параметров на экономичность системы регулирования вектора тяги чрезвычайно важно применительно к ЖРД средних и больших тяг с большой высотностью (степенью расширения) сопла.

Цель исследований. Исследование влияния диаметра критического сечения и степени расширения газового потока в сопле камеры ракетного двигателя на полноту выделения энергии впрыскиваемой в сверхзвуковой поток жидкости и экономичность создания управляющих вектором тяги боковых сил и дополнительных осевых сил.

Результаты исследований

Для достижения поставленной цели выполнен анализ особенностей процессов взаимодействия сверхзвукового потока и инжектируемой жидкости в сопле ЖРД. При впрыске жидкости в сверхзвуковой поток сопла ракетного двигателя происходит трехмерное взаимодействие потоков над поверхностью сложной формы ограниченных размеров, обладающей внутренней кривизной поперечных сечений и переменной кривизной в направлении течения газа. В сопле ракетного двигателя обтекаемая возмущенным сверхзвуковым потоком поверхность имеет большую кривизну в поперечном и продольном сечениях и наклонена к оси сопла. С инжектируемой жидкостью взаимодействует часть потока, ограниченная скачками уплотнения, возникающими над областью взаимодействующих потоков. Равнодействующая сил возмущенного давления направлена под некоторым углом к оси сопла и к обтекаемой поверхности, ее представляют в виде двух составляющих – боковой $P_{y\text{ен}}$ и осевой $P_{x\text{ен}}$.

Для целей настоящей работы использованы зависимости для боковых и осевых сил, полученные в [3], модифицированные для дальнейших исследований:

$$P_{y\text{ен}} = \varphi_p \frac{Ma_\infty \Delta C}{\sqrt{Ma_\infty^2 - 1}} a_\infty \frac{S_{\theta 3}^{xoz}}{S_{mt}} \cos \theta_{c\text{ен}}; \quad (1)$$

$$P_{x\text{ен}} = \varphi_p \frac{Ma_\infty \Delta C}{\sqrt{Ma_\infty^2 - 1}} a_\infty \frac{S_{\theta 3}^{yoz}}{S_{mt}} \sin \theta_{c\text{ен}}; \quad (2)$$

$$\Delta C = \varphi_{mt} \left[\frac{\chi_\infty + 1}{Aa_\infty^2} (\Delta \dot{q} + i_{om} \Delta \dot{m}) + \Delta \dot{m} \right]. \quad (3)$$

В уравнениях (1), (2), (3) введены обозначения:

Ma_∞ , χ_∞ , a_∞ – число Маха, показатель политропы и скорость звука в набегающем потоке; ΔC – функция массотеплоподвода к набегающему потоку; $S_{\theta 3}^{xoz}$, $S_{\theta 3}^{yoz}$, S_{mt} – площади поверхности возмущенной зоны в проекции на плоскости XOZ и YOZ и зоны массотеплоподвода; $\theta_{c\text{ен}}$ – угол конусности сопла в месте впрыска; $\Delta \dot{m}$ и $\Delta \dot{q}$ – количество массы и

тепла соответственно, подводимые к потоку в единицу времени; i_{om} – полное теплосодержание единицы массы, подводимой к набегающему потоку; A – механический эквивалент тепла, φ_p – коэффициент, учитывающий погрешность расчетной модели; $\varphi_{mt} = \varphi_{исп} \varphi_{сг}$ – коэффициент, учитывающий полноту испарения $\varphi_{ис}$ и сгорания $\varphi_{сг}$ впрыскиваемого топлива.

Для определения соотношения проекций площадей характерных возмущенных зон можно воспользоваться приближенными уравнениями, в частности:

$$S_{\theta 3}^{xoz} = S_{omp}^{xoz} + S_{ad}^{xoz} + S_{mt}; \quad S_{mt} \approx 0,5 \beta_{mt} D_c l_{en}, \quad (4)$$

где S_{omp}^{xoz} – площадь проекции передней отрывной зоны на плоскость XOZ, S_{ad}^{xoz} – площадь возмущенной адиабатической зоны за форсунками впрыска; β_{mt} – угол сектора зоны массотеплоподвода.

Из уравнений (1) – (3) видно, что на боковые и осевые силы, возникающие в сверхзвуковой части сопла, оказывают влияние следующие параметры, зависящие от размера и высотности сопла:

– φ_{mt} – коэффициент полноты испарения и сгорания впрыскиваемого в сопло топлива, зависящий от длины поверхности сопла, над которой протекают упомянутые процессы;

– $S_{\theta 3} / S_{mt}$ и $\theta_{c\text{ен}}$ – отношение площадей характерных зон и угол конусности сопла в месте впрыска, зависящие от высотности сопла, геометрического контура внутренней поверхности, расположения форсунок впрыска по длине сопла, угла сектора впрыска и кривизны сопла.

Известно, в частности [4], что полнота сгорания топлив зависит от времени пребывания топлива в камере сгорания, вида топлива и качества смесеобразования $\tau_{сг} = (0,0015 \div 0,005)$ с, при этом, если часть топлива сгорает до поступления в камеру сгорания, то $\tau_{сг}$ в (1,3 – 1,8) раза меньше, чем для процессов сгорания обоих жидких компонентов топлива. В высокотемпературном сверхзвуковом потоке сопла ракетного двигателя процессы можно считать аналогичными. При впрыске отбираемого за охлаж-

дающим трактом камеры «перегретого» компонента топлива скорость выделения энергии взаимодействующих потоков увеличивается при этом если время разрушения жидкости под действием аэродинамических сил $\tau_{aэ}$ больше времени разрушения от сил паробразования $\tau_{пар}$, то влияние перегрева будет определяющим на механизм разрушения струи и скорость выделения энергии. Время $\tau_{пар}$ зависит от времени образования зародышей пузырей $\tau_{з пар}$ и времени роста пузырей $\tau_{р пар}$ при этом [5]:

$$\tau_{з пар} = (10^{-4} - 10^{-5}) \text{ с}; \quad \tau_{р пар} \approx \Gamma_{пар}^2 / 4 \beta_{пар}^2 \alpha_m, \quad (5)$$

где $\beta_{пар}$ – безразмерная константа, зависящая от степени перегрева жидкости, удельной теплоемкости и других параметров; $\Gamma_{пар}$ – радиус парового пузыря; α_m – коэффициент теплопередачи.

Для оценки длины сопла, необходимой для завершения процессов испарения и выгорания жидкости, впрыскиваемой в сверхзвуковой поток сопла, необходимо решать задачу об относительном движении и испарении капель жидкости, образовавшихся после распада впрыскиваемых струй. Эти процессы в сильной степени зависят от текущего значения концентрации ξ_k газа внутри факела распыла жидкости и от диаметра D_k образовавшихся капель жидкости.

Концентрация газа в поперечных сечениях факела распыла существенно неравномерная и уменьшается с удалением от отверстия впрыска по направлению движения набегающего потока и от плоскости симметрии факела распыла. Для качественного анализа можно принять некоторую среднюю концентрацию газа в сечении факела распыла жидкости:

$$\xi_x^{cp} = \frac{\dot{m}_\infty}{\dot{m}_\infty + \dot{m}_{жк}} = \frac{\rho_\infty W_\infty S_\phi}{\rho_\infty W_\infty S_\phi + \dot{m}_{жк}}. \quad (6)$$

где $\dot{m}_\infty$, $\dot{m}_{жк}$ – соответственно расход газа и жидкости в элементе факела распыла через единицу площади S_ϕ поперечного сечения, W_∞ , ρ_∞ – скорость и плотность набегающего потока.

Диаметры капель жидкости, образовавшихся при распаде боковых струй, зависят от механизма разрушения струи. Согласно волновой теории разрушения струи, диаметр капель пропорционален начальному диаметру струи D_{en} , при этом максимальный и средний диаметры капель примерно равны [6]:

$$D_k^{max} \approx 0,06 D_{en}; \quad D_k^{cp} \approx 0,033 D_{en}. \quad (7)$$

Аналогичные результаты получены в [7], при разрушении струи диаметром $D_{en} = (2 - 4)$ мм, диаметр капель составлял $(20 - 50)$ мк.

Средний диаметр капель по теории [6], можно оценить по зависимости

$$D_k^{cp} \approx 65 \left[v_{жк} \left(\sigma_{жк} \rho_{жк}^{-1} \right)^{0,5} / \beta \rho_\infty W_\infty^2 \right]^{2/3}, \quad (8)$$

где $v_{жк}$ – коэффициент динамической вязкости жидкости; $\rho_{жк}$, $\sigma_{жк}$ – плотность и коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Для определения длины $X_{на}$ зоны, за которой завершаются процессы испарения и сгорания жидкости, решается система дифференциальных уравнений, описывающих движение, прогрев и испарение (выгорание) капли во времени t .

При впрыске боковых струй начальную скорость капли вдоль поверхности сопла можно принять равной нулю. Если начало системы координат расположить в точке впрыска, то уравнение траектории капли без учета деформации струи имеет вид:

$$\frac{d^2 X}{dt^2} = -\frac{3}{4} \frac{\rho_\infty}{\rho_{жк}} C_x \frac{D_y^2}{D_9^3} \left(\frac{dX}{dt} \right)^2. \quad (9)$$

В процессе движения капля деформируется, так что $D_y = D_z > D_x$, при этом в [6] отмечается, что отношение диаметра D_y к эквивалентному круглому диаметру D_9 примерно равно $D_y / D_9 \approx 1,6$. Эквивалентный диаметр капли D_9 уменьшается с течением времени в результате испарения капли, фронтальные диаметры D_y и D_z изменяются в результате деформации капли, так что коэффициент сопротивления C_x капли существенно зависит от числа Re и координаты X .

Уравнение прогрева и испарения капли диаметром D_k и массой $m_{жк}$ отражает изменение теплосодержания капли $i_{жк}$ в единицу времени t , вызванное притоком тепла от набегающего потока газа с температурой T_∞ на границе капли через поверхность $S_k = \pi D_k^2$ а также уменьшением теплосодержания капли в связи с образованием паровой фазы, массой dm_n :

$$d(m_{жк} i_{жк}) = \alpha_m (T_\infty - T_{жк}) S_k dt - dm_n (i_{жк} - r_{жк}), \quad (10)$$

где α_m – коэффициент теплообмена капли через поверхность S_k с окружающей средой; $r_{жк}$, $T_{жк}$ – теплота испарения, средняя теплоемкость и среднемассовая температура капли соответственно.

Принимая во внимание, что $dm_n = -dm_{жк}$, а при достижении равновесной температуры жидкости имеем $di_{жк} = 0$, тогда получим

$$r_{жк} dm_{жк} = -\alpha_m (T_\infty - T_{жк}) S_k dt. \quad (11)$$

Принимая ряд упрощений модели, можно решить задачу об изменении размера и скорости капли жидкости.

Принимая форму капли сферической, систему уравнений, описывающих ускоренное движение испаряющейся капли в высокотемпературном сверхзвуковом потоке, получим в следующем виде:

$$\frac{d(W_\infty - W_k)}{(W_\infty - W_k)^2} = -\frac{2}{3} \frac{\rho_\infty}{\rho_{жк}} \frac{C_x}{D_k} dt; \quad (12)$$

$$dD_k = -2\alpha_m \frac{(T_\infty - T_k)}{\rho_{жк} r_{жк}} dt. \quad (13)$$

Приняв в качестве начальных условий $t = 0$, $W_k = 0$, $D_k = 0,06 D_{вп}$, систему уравнений можно решить численными методами, получив зависимости $W_\infty - W_k = f(t)$, $D_k = f(t)$.

При известных скорости капли и времени ее испарения определяется длина пути капли до полного ее испарения, т.е. длина зоны испарения

$$X_{исп} = W_{кх} t. \quad (14)$$

Для ориентировочного качественного анализа можно использовать уравнение для текущего радиуса капли, полученное в [8] для затопленной струи:

$$r_k = r_0 \left[1 - \frac{3}{4A\pi} \frac{(\psi C_0 - C_\infty) X}{R_0 n_0 \rho_{жк} r_0^3 \left[1 - (Y/0,22X)^{1,5} \right]} \right]^{1/3}, \quad (15)$$

где C_0 – концентрация насыщенного пара; C_∞ – концентрация пара в окружающей среде; r_k , r_0 – текущий и начальный радиусы капли; n_0 – начальная счетная концентрация капель.

Для расстояние от сечения впрыска до сечения, где все капли испаряются ($r = 0$), в [3] получена зависимость:

$$X_{исп} = \frac{4A\pi}{3} \frac{R_0 n_0 \rho_{жк} r_0^3 \left[1 - \left(\frac{Y}{0,22X} \right)^{1,5} \right]}{\psi C_0 - C_\infty} = \quad (16)$$

$$= AB \left[1 - (Y/0,22X)^{1,5} \right] R_0.$$

Коэффициент A для затопленной струи в [3] принят равным 9,24, коэффициент ψ для горячих факелов распыливания в первом приближении, согласно [7] можно принять равным 0,8 – 1,0.

Описанные выше математические модели процессов ускорения и испарения капель жидкости в набегающем потоке позволяют получить в основном качественные результаты об ускоренном движении некоторой автономной испаряющейся капли в равномерном сверхзвуковом потоке без учета существенно изменяющихся параметров набегающего потока по длине факела распыливания и испарения жидкости.

Результаты расчетных и экспериментальных исследований впрыска жидкости в сверхзвуковой поток горячего газа ($M_\infty = 2 \div 3$; $T_{0\infty} \approx 2800$ К; $p_{0\infty} = 70$ кг/см²) свидетельствуют о том, что испарение впрыскиваемой жидкости завершается значительно раньше, чем она достигает скорости газового потока.

При впрыске жидкости, химически реагирующей с набегающим сверхзвуковым потоком в сопле ЖРД, все процессы – механические (дробление струй и капель), тепловые и химические, будут протекать быстрее и заканчиваться на более коротком интервале.

Боковые и осевые силы, генерируемые впрыском компонентов топлива в сверхзвуковую часть сопла камеры ЖРД, будут увеличиваться при увеличении

геометрических размеров сопла за счет повышения полноты испарения и выгорания жидкости. При испытании впрыска основных компонентов топлива в сопло камеры ЖРД тягой $P \approx 1500$ кгс ($d_{кр} = 29,1$ мм, $d_a = 290$ мм) и камеры ЖРД тягой $P \approx 8000$ кг ($d_{кр} = 94,5$ мм, $d_a = 368$ мм) [3], при прочих равных условиях боковые силы получены примерно на 15 % выше в камере большой тяги. При увеличении степени расширения сопла до $d_a/d_{кр} \approx 10$ эквивалентность впрыска ϕ_{m1} может возрасти дополнительно на ~ 15 %.

Диаметр критического сечения и степень расширения сопла влияют на оптимальное расположение форсунок впрыска от выходного сечения профилированного сопла ЖРД (параметра $\bar{l}_{en} = l_{en}/L_c$, где L_c – длина сверхзвуковой части сопла).

Из анализа уравнений (1) – (4) следует, что скорость набегающего потока и отношение площадей $S_{ax'oz}/S_{z2}$ увеличивается с уменьшением $\bar{l}_{en}$, т.е. с приближением форсунок впрыска к срезу сопла, следовательно будут возрастать боковые силы. Оптимум для $\bar{l}_{en}$ в условиях крупногабаритных сопел будет смещаться в сторону меньших $\bar{l}_{en}$.

На основании результатов комплексного анализа можно определить конкретные значения оптимальных параметров системы впрыска в зависимости от размеров и высотности сопла, от физических свойств и величины расхода впрыскиваемой жидкости.

Выводы

Показано, что с увеличением геометрических размеров сопла создаются условия для повышения боковых сил в сопле за счет повышения полноты испарения и выгорания в нем впрыскиваемых компонентов топлива. При этом оптимальное расположение инжектирующих устройств (форсунок впрыска) смещается от средней области сопла ($\bar{l}_{en} = l_{en}/L_c \approx 0,5$) в сторону выходного сечения.

При выборе оптимальных параметров системы впрыска и оценке экономичности создания боковых

сил, управляющих вектором тяги сопла камеры ЖРД следует учитывать влияние размеров, высотности и контура сопла.

Литература

1. Достигнутый уровень и некоторые направления создания ракетных двигателей // Н.Д. Коваленко, Г.А. Стрельников, А.Е. Золотко, Г.Н. Коваленко // Техническая механика. – 2005. – № 2. – С. 38-49.
2. Коваленко Н.Д., Стрельников Г.А., Коваленко Г.Н. Новая схема жидкостного ракетного двигателя с дожиганием выхлопного газа турбины // Авиационно-космическая техника и технология: Научн.-техн. журн. – 2006. – № 10 (36). – С. 39-43.
3. Коваленко Н.Д. Управление сверхзвуковыми газовыми потоками в реактивных соплах. – К.: Наук. думка, 1992. – 206 с.
4. Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели. – М.: Машиностроение, 1968. – 396 с.
5. Райхенбах Хорн. Исследование влияния свойств впрыскиваемой жидкости на глубину проникновения струи в сверхзвуковой поток // Ракетная техника и космонавтика. – 1971. – № 3. – С. 152-157.
6. Адельберг М. Средний размер капель, образующихся при распаде струи жидкости, впрыскиваемой в высокоскоростной поток // Ракетная техника и космонавтика. – 1968. – № 6. – С. 187-193.
7. Прудников А.Г., Волинский А.С., Сагалович В.Н. Процессы смесеобразования и горения в воздушно-реактивных двигателях. – М.: Машиностроение, 1971. – 356 с.
8. Дунский В.Ф., Яцков Ю.В. Об испарении в турбулентной свободной воздушно-капельной струе // ИФЖ. – 1971. – 20, № 3. – С. 423-426.

Поступила в редакцию 1.06.2007

Рецензент: д-р техн. наук Г.А. Стрельников, Институт технической механики НАН Украины и НКА Украины, Днепропетровск.