

Экспериментальное и численное моделирование обтекания спускаемого аппарата в трансзвуковом потоке при отсутствии и наличии блочного струйного торможения

12, декабрь 2014

Луценко А. Ю., Назарова Д. К.

УДК: 533.6.011

Россия, МГТУ им. Н.Э. Баумана

aulutsenko@mail.ru

Введение

Одним из способов торможения и управления при спуске возвращаемого аппарата и осуществлении мягкой посадки является применение тормозных двигательных установок (ТДУ), использующих эффект обратной тяги. В зависимости от конструктивных особенностей аппаратов, а также траекторий их полета возможно применение различных способов струйного управления аэродинамическими характеристиками с применением одного (например, с центральным, периферийным соплом), или нескольких двигателей, работающих в режиме симметричного истечения рабочего вещества или с разнотяговым функционированием. При любом варианте истечения струй и взаимодействия с набегающим потоком образуется сложная пространственная картина течения, приводящая к изменению распределения давления по поверхности спускаемого аппарата, а следовательно, и его аэродинамических коэффициентов по сравнению со случаем в отсутствии вдува.

Проведение большого количества экспериментальных исследований в настоящий момент не представляется возможным по причине высокой стоимости экспериментов. Современные средства математического моделирования позволяют сократить объемы дорогостоящих экспериментальных исследований в аэродинамических трубах, с достаточной точностью моделируя процессы. Но следует отметить, что результаты, полученные в различных пакетах [1], все же требуют сравнения с экспериментальными данными).

1. Постановка задачи

Проведен комплекс экспериментальных исследований взаимодействия трансзвукового потока с блочными встречными струями, истекающими из сопел, расположенных на периферии лобового экрана моделей СА сегментно-затупленной формы в диапазоне чисел

2. Результаты численного и экспериментального моделирования

Характер обтекания сегментально-конических тел является весьма сложным, так как связан с наличием смешанных (дозвуковых и сверхзвуковых) зон течения и областей отрыва на боковой поверхности обратного конуса. Это подтверждается тепловыми фотографиями картин обтекания моделей, полученными в эксперименте (рис. 2,а), и результатами численного моделирования (рис. 2,б).

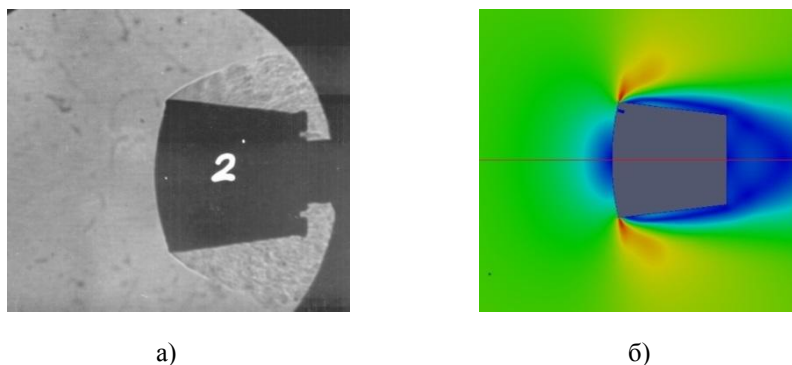


Рис. 2. Структуры обтекания при $M_\infty=0,8$, $\alpha=0^\circ$, $\tilde{p}_{0j}=0$: а) эксперимент; б) численное моделирование

При $M_\infty=1,2$ перед телом образуется криволинейный отошедший скачок уплотнения, величина отхода которого в центральной части составляет порядка длины тела (рис. 3). Практически везде за скачком скорость потока дозвуковая, что подтверждено результатами численного моделирования. В районе точки излома образующей поток разгоняется и образуется область возвратного вихревого течения.

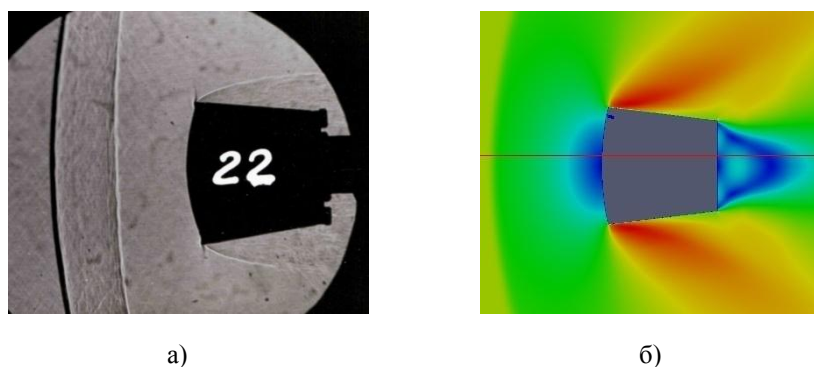


Рис. 3. Структуры обтекания при $M_\infty = 1,2$, $\alpha = 0^\circ$, $\tilde{p}_{0j} = 0$: а) эксперимент; б) численное моделирование

Инжекция струй приводит к трансформации структуры обтекания и способствует перераспределению давления как на лобовой, так и на боковой поверхностях моделей.

Было проведено экспериментальное и численное моделирование инъекции высоконапорной струи с лобовой поверхности модели спускаемого аппарата в затопленное про-

странство и трансзвуковой набегающий поток. При численном моделировании в пакете OpenFoam был выбран решатель RhoCentralFoam, как и в случае без инъекции. В использованной конфигурации этот решатель нельзя применять для моделирования процессов смешения газов, поэтому из сопла ТДУ выдувается воздух с показателем адиабаты $k=1,4$, как и для набегающего потока.

Моделирование выдува струй требует высокого качества сетки в области среза сопла, что приводит к увеличению количества расчетных ячеек (2,3 млн.). Вид расчетной сетки для моделирования инъекции струи в затопленное пространство показан на рис. 4.

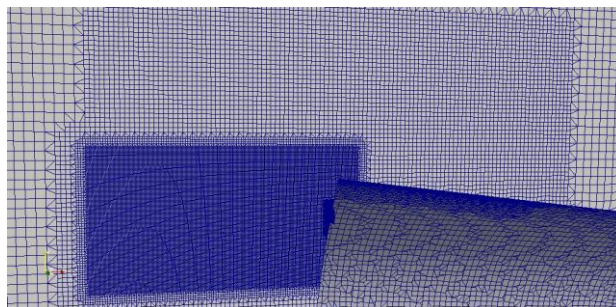


Рис. 4. Вид расчетной сетки при моделировании инъекции струи в затопленное пространство

На срезе сопла задается граничное условие входа потока ("inlet"), параметры струи выбираются в соответствии с заданными в эксперименте значениями M_j и p_{0j} .

В качестве тестовой задачи было проведено моделирование выдува в затопленное пространство и получена характерная структура струи. Значения геометрических параметров бочки струи, полученные при численном эксперименте, практически совпадают с соответствующими параметрами, рассчитанными по эмпирическим зависимостям [7].

Далее было проведено численное моделирование выдува струи в трансзвуковой набегающий поток с числом Маха $M_\infty=0,8$. Сравнение результатов эксперимента (теплеровские фотографии, рис. 5,а) и численного моделирования (рис. 5,б) обтекания СА показало качественное совпадение картины течения (образование соответствующих зон повышенного давления, разрежения, областей отрыва) даже при ламинарном обтекании в численном эксперименте.

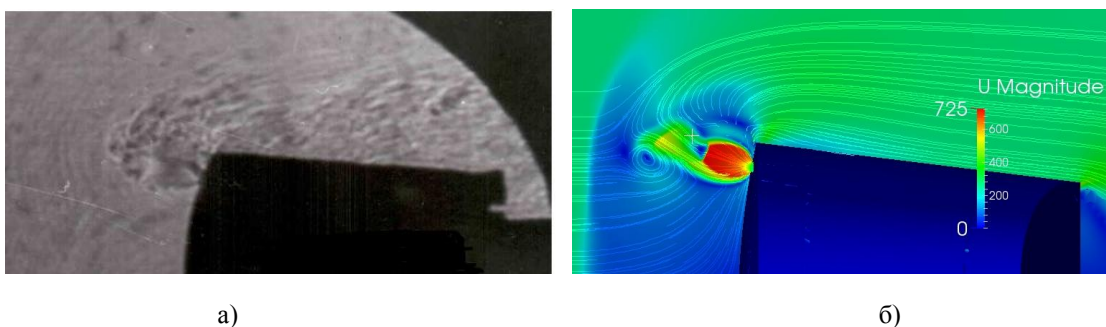


Рис. 5. Структуры обтекания при $M_\infty = 0,8$ и $\alpha = 0^\circ$ при наличии инъекции струй $\tilde{p}_{0j} = 40$:

а) эксперимент; б) численное моделирование

Подробные исследования структур течения, образующихся при вдуве струй в сверхзвуковой набегающий поток, приведены в работах [8 - 10]. Для трансзвуковых скоростей реализуются два режима взаимодействия потоков: малоинтенсивного автономного истечения и локального взаимодействия струй.

При **малоинтенсивном автономном истечении** (рис. 6) струи 2 и 5, отклоняясь во внешнюю сторону, не взаимодействуют между собой до встречи с набегающим потоком ($d_c / l_{min} < 1$); расстояние l_c до центрального скачка уплотнения 6 в струе меньше величины S_0 . Форма скачка уплотнения 1 перед лобовой поверхностью тела (при его наличии) остается неизменной, однако отход его несколько увеличивается. Лобовой экран СА в основном обтекается газом внешнего потока 3, проходящего через прямой скачок уплотнения. Вблизи сопел инжекции образуются локальные зоны отрывного течения с повышенным давлением 7 перед струями и пониженным 4 за ними. Сверхзвуковая инжектируемая струя проникает гораздо дальше вверх по потоку, однако к смене структуры течения на трансзвуковых скоростях это не приводит.

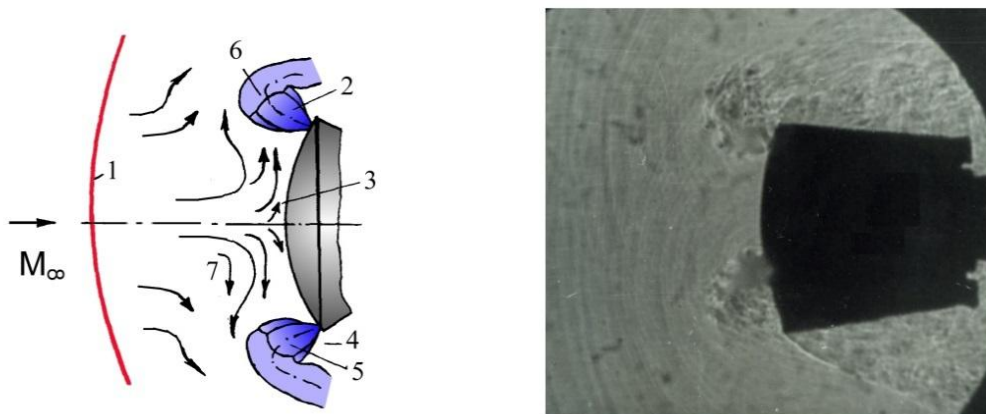


Рис. 6. Структура течения при малоинтенсивном автономном истечении ($N = 3$, $\bar{d}_* = 0,0256$, $M_\infty = 0,8$, $\alpha = 0^\circ$, $\tilde{p}_{0j} = 75$, $M_j = 1,0$, $\Phi_j = 0$)

Режим **локального взаимодействия струй** (рис. 7) реализуется в том случае, когда сопла расположены недалеко друг от друга, и уже при малых интенсивностях выполняется соотношение $d_c \gg l_{min}$. Соседние струи 2 взаимодействуют между собой до встречи с набегающим потоком и образуют замкнутое газовое кольцо 3, которое отодвигает против потока головной скачок уплотнения 1 и делает его форму более прямой. Однако замкнутая застойная зона в центральной части лобового экрана 4 не образуется – эжекция газа

внешнего потока осуществляется через пространство между струями вблизи выходных сечений сопел [11].

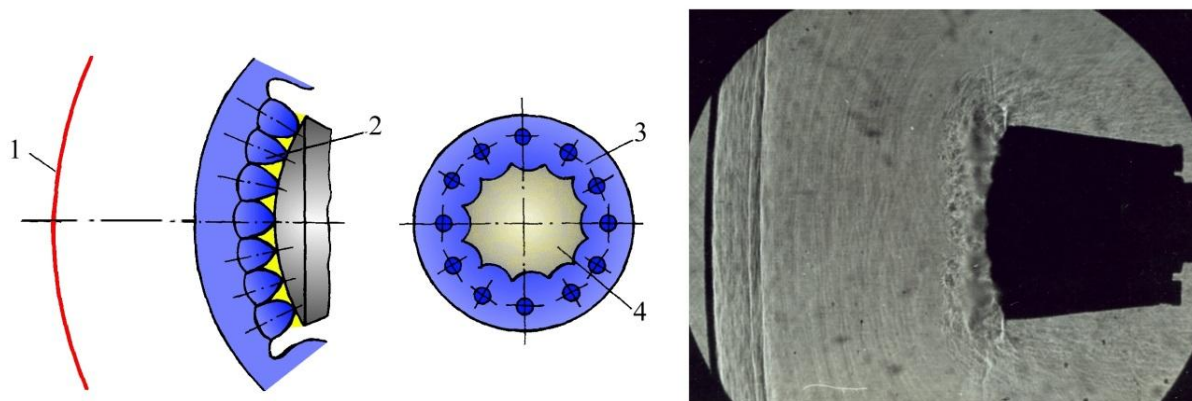
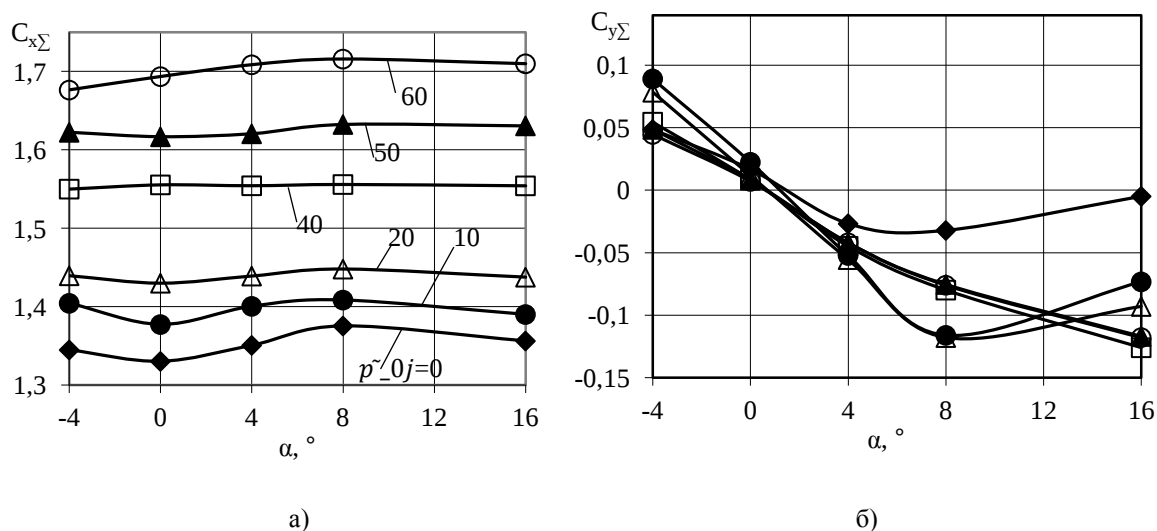


Рис. 7. Структура течения при локальном взаимодействии струй ($N = 3$, $\bar{d}_* = 0,0256$, $M_\infty = 1,2$, $\alpha = 0^\circ$, $\tilde{p}_{0j} = 119$, $M_j = 1,0$, $\Phi_j = 0$)

При обработке результатов экспериментов определялись суммарные коэффициенты продольной силы $C_{x\Sigma} = X_\Sigma / (q_\infty S_M)$, нормальной силы $C_{y\Sigma} = Y_\Sigma / (q_\infty S_M)$ и момента тангажа $m_{z\Sigma} = M_{z\Sigma} / (q_\infty S_M L)$, рассчитанного относительно носка модели, при различных интенсивностях вдува и углах атаки. Здесь X_Σ , Y_Σ , $M_{z\Sigma}$ – силы и момент, фиксируемые на тензовесах (с учетом тяги), q_∞ – скоростной напор, $S_M = \pi d_m^2 / 4$, L – характерная длина модели. Кроме того, рассчитывались соответствующие аэродинамические коэффициенты за вычетом составляющих тяги и ее момента: $C_x = (X_\Sigma - P_x) / (q_\infty S_M)$; $C_y = (Y_\Sigma - P_y) / (q_\infty S_M)$; $m_z = (M_{z\Sigma} - M_{Pz}) / (q_\infty S_M L)$ (рис. 8).



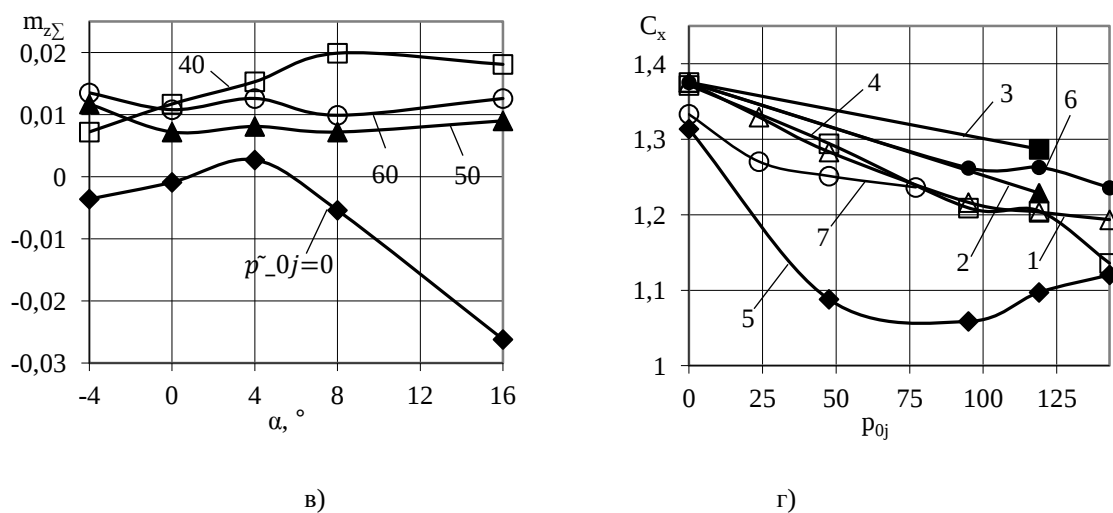


Рис. 8. Аэродинамические характеристики моделей СА: а – $M_\infty = 1,2$; $N = 6$, $\bar{d}_* = 0,0256$, $M_j = 1,0$, $\varphi_j = 0^\circ$; б, в – $M_\infty = 0,8$; $N = 6$, $\bar{d}_* = 0,0256$, $M_j = 1,0$, $\varphi_j = 0$; г – $M_\infty = 1,2$, $M_j = 1,0$ (кроме кривой 4 – $M_j = 3,4$), $\alpha = 0^\circ$: 1, 2, 3, 4, 7 – $N = 6$; 5 – $N = 12$; 6 – $N = 3$; 1, 2, 3, 4, 5 – $\bar{d}_* = 0,0256$, 6, 7 – $\bar{d}_* = 0,0359$, 1, 4, 5, 6, 7 – $\varphi_j = 0^\circ$, 2 – $\varphi_j = 7^\circ$, 3 – $\varphi_j = 17^\circ$

Аэродинамические коэффициенты всех моделей в отсутствии вдува практически одинаковы. Коэффициент $C_{x\Sigma}$ с ростом угла атаки незначительно увеличивается (рис. 8,а). Особенностью аэродинамических характеристик тел подобного класса является существенно нелинейный характер коэффициентов нормальной силы и момента тангажа. При малых положительных углах атаки исследованных моделей $C_{y\Sigma}$ отрицателен (рис. 8,б); значения m_z мало отличаются от нуля, при малых $\alpha < 4^\circ$ модель является статически неустойчивой (рис. 8,в).

Результаты испытаний показали, что изменение аэродинамических характеристик СА при инъекции струй зависит от структур обтекания. Так для режима малоинтенсивного автономного истечения аэродинамическая составляющая коэффициента продольной силы C_x уменьшается с ростом интенсивности инъекции $\tilde{p}_{0j}$ для всех исследованных моделей. Степень этого уменьшения зависит от числа струй, угла выдува φ_j и при исследованных интенсивностях практически не зависит от числа Маха инжектируемой струи. С увеличением числа сопел степень разрежения растет; с ростом φ_j падение C_x ($\tilde{p}_{0j}$) замедляется (рис. 8,г (кроме кривой 5)).

В случае режима локального взаимодействия струй, образующих единое газовое кольцо, коэффициент C_x возрастает с ростом $\tilde{p}_{0j}$ в силу увеличения давления на срезе сопел и, следовательно, на лобовом экране СА (рис. 8,г, кривая 5 при $\tilde{p}_{0j} > 80$).

При анализе эффективности торможения СА в атмосферах планет представляет интерес рассмотрение зависимости суммарного коэффициента продольной силы $C_{x\Sigma}$ от ко-

эфициента тяги C_p ($C_p = P / (q_\infty S_m)$, где P – тяга), создаваемой струями ТДУ. Эти зависимости при различных схемах инжекции представлены на рис. 9.

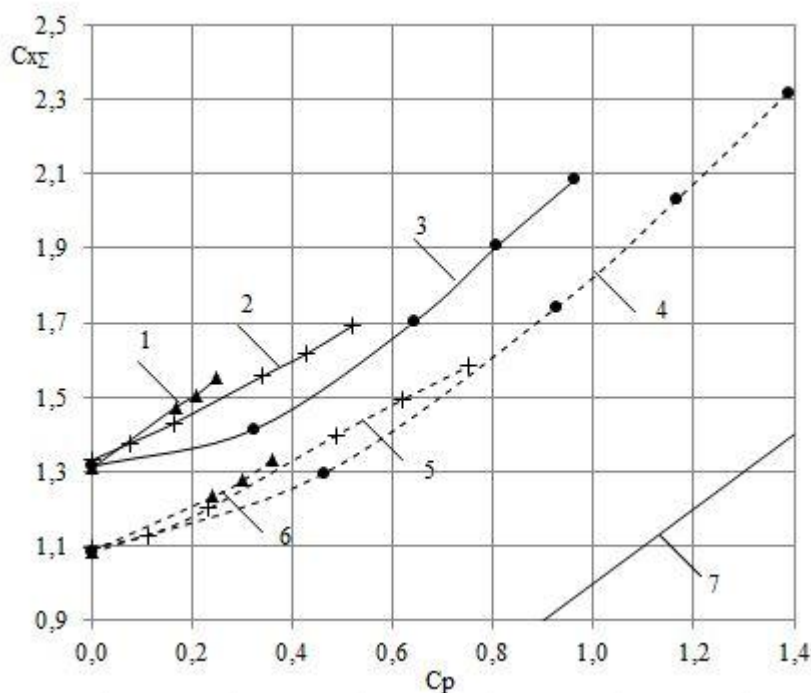


Рис. 9. Зависимость $C_{x\Sigma}(C_p)$ при блочной инжекции для трансзвуковых скоростей:

----- $M_\infty=0.8$; — $M_\infty=1.2$; 1, 6 – 3 сопла, 2, 5 – 6 сопел, 3, 4 – 12 сопел; 7 – прямая $C_{x\Sigma}=C_p$

На графиках хорошо видно, что в случае режима малоинтенсивного автономного истечения с ростом коэффициента тяги C_p происходит монотонное уменьшение аэродинамической составляющей коэффициента продольной силы C_x (рис. 9, кривые 1, 2, 5, 6). Кривые 2, 5 для 6 сопел лежат ниже кривых 1, 6 для 3 сопел, так как в рамках этого режима степень разрежения, создаваемого струями на лобовом экране, увеличивается с ростом числа сопел. Для компоновки с двенадцатью соплами (кривые 3 и 4) при малых значениях коэффициента тяги $C_p < 0.6$ реализуется режим малоинтенсивного автономного истечения, и поэтому коэффициент C_x уменьшается (кривая $C_{x\Sigma}(C_p)$ стремится к прямой $C_{x\Sigma}=C_p$),

иными словами, $\frac{d^2 C_{x\Sigma}}{dC_p^2} < 0$.

При больших значениях C_p наступает режим локального взаимодействия струй, при этом коэффициент C_x меняется мало, поэтому кривые 3 и 4 идут практически параллельно прямой 7.

Заключение

В результате проведенных экспериментальных исследований изучены структуры обтекания СА и его аэродинамические характеристики при отсутствии и в условиях выдува

с лобовой поверхности струй ТДУ. Характер изменения этих характеристик зависит от режимов обтекания, количества струй, их интенсивности и соотношения между геометрическими параметрами моделей и инжектируемых струй.

С точки зрения эффективности торможения СА с ТДУ на лобовой поверхности преимущественно обладают компоновки с большим количеством струй, для которых при значительных коэффициентах тяги не происходит уменьшения аэродинамической составляющей коэффициента продольной силы.

Использованный в работе для расчета трансзвуковых течений решатель RhoCentralFoam открытого пакета OpenFoam показал удовлетворительное совпадение с экспериментом как для обтекания СА в отсутствии инъекции, так и для моделирования выдува высоконапорной одиночной струи во встречный поток. В дальнейшем планируется осуществить моделирование обтекания аппарата с работающей блочной тормозной двигательной установкой.

Список литературы

1. Дядькин А.А., Сухоруков В.П., Михайлова М.К., Щеляев А.Е. Математическое моделирование обтекания возвращаемого аппарата // Автоматизация проектирования. 2011. №4. С. 42-45.
2. Калугин В.Т., Голубев А.Г., Епихин А.С., Мичкин А.А. Возможности применения открытого пакета OpenFoam для численного моделирования отрывных течений при до- и сверхзвуковых скоростях обтекания летательных аппаратов // Научный вестник Московского государственного технического университета гражданской авиации. 2014. № 199. С. 23-30.
3. Greenshields C.J., Weller H.G., Gasparini L., Reese J.M. Implementation of semi-discrete, non-staggered central schemes in a colocated, polyhedral, finite volume framework, for high-speed viscous flows // International journal for numerical methods and fluids. 2009. DOI: 10.1002/fld.2069.
4. Ефимов В.В., Назаров А.Ю. Применение OpenFoam для исследования влияния геометрических параметров на аэродинамические характеристики плохообтекаемых тел // Научный вестник Московского государственного технического университета гражданской авиации. 2014. № 200. С. 5-10.
5. OpenFOAM User Guide. Режим доступа: <http://www.openfoam.com/docs/> (дата обращения 15.04.2014).
6. Kurganov A., Tadmor E. New High-Resolution Central Schemes for Nonlinear Conservation Laws and Convection–Diffusion Equations // Journal of Computational Physics. 2000. № 160. P. 241-282.
7. Авдеевский В.С., Иванов А.В., Карпман И.М. Течение в сверхзвуковой вязкой недо-расширенной струе // Известия АН СССР. Серия МЖГ. 1970. № 3. С. 63-69.

8. Калугин В.Т., Луценко А.Ю. Активное торможение КЛА в атмосферах планет с использованием блочной тормозной двигательной установки // ИВУЗ. Авиационная техника. 1991. № 4. С. 3-8.
9. Калугин В.Т., Луценко А.Ю. Расчет и моделирование аэродинамических характеристик космических аппаратов при струйном торможении на этапе спуска в атмосфере планет // Вестник МГТУ. 1994. № 3. С. 71-87.
10. Калугин В.Т., Луценко А.Ю., Афанасьев А.А. Эффективность струйных методов торможения СА в атмосферах планет // Вестник МГТУ. 1992. №2. С. 19-28.
11. Луценко А.Ю., Столярова Е.Г. Аэродинамические характеристики спускаемых аппаратов при блочном струйном торможении в трансзвуковом потоке // Научный вестник МГТУ ГА. 2006. № 97. С. 41-45.