

УДК 533.6.011

В. Т. К а л у г и н, А. А. М и ч к и н,
П. А. Ч е р н у х а, Ч. Х. Ч и н

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБТЕКАНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ ПРИ УПРАВЛЕНИИ ТЕЧЕНИЕМ В БЛИЖНЕМ СЛЕДЕ

Исследованы пассивные и активные методы управления параметрами течения в донной области. Приведены результаты физического и математического моделирования обтекания летательного аппарата с учетом перфорации поверхности для стабилизации донного течения ($M < 1$), изменения конфигурации кормовой части и подвода энергии в ближний след ($M > 1$).

E-mail: sm3@sm.bmstu.ru

Ключевые слова: летательный аппарат, обтекание, донная область, аэродинамические характеристики, отрывное течение.

При расчете аэродинамических характеристик летательного аппарата (ЛА) обычно решают две задачи. Первоначально рассматривают обтекание лобовой и кормовой частей корпуса, а затем отдельно — течение в донной области. В настоящее время разработано много надежных численных и аналитических методов решения первой задачи, которые позволяют с достаточной точностью исследовать пространственное обтекание корпусов, включая пограничный слой, а также влияние различных физических и химических эффектов. Вторая задача — определение параметров течения в донной области — менее изучена, однако интерес к исследованиям течений в следе в последнее время возрос, так как выявляется все большее число факторов, которые влияют на донное сопротивление и общую структуру обтекания ЛА.

Особенностью течений в донной области при дозвуковых скоростях обтекания является их существенная нестационарность, приводящая к пульсациям донного давления и ударным нагрузкам на кормовую часть. При сверхзвуковых скоростях движения ЛА нестационарные эффекты уменьшаются, но за счет повышения эжекционных свойств по мере увеличения скорости уменьшается донное давление и существенно возрастает сопротивление, которое может достигать 40 % полного сопротивления аппарата. Исследования показывают, что на процесс формирования структуры течения в ближнем следе оказывает влияние форма поверхности кормового среза, а поэтому донное давление в этой области неравномерно и зависит от пространственных координат, что необходимо учитывать при расчете сопротивления. Для управления параметрами течения в следе возможно применение как пассивных, так и активных методов. Первые предусматривают выбор формы кормовой поверхности, вторые используют массообмен с донной областью или подвод энергии с помощью теплообмена (горения).

Цель настоящей работы — исследование возможностей управления течением в ближнем следе при дозвуковом отрывном обтекании тел вращения с помощью перфорации поверхности стабилизирующих (тормозных)

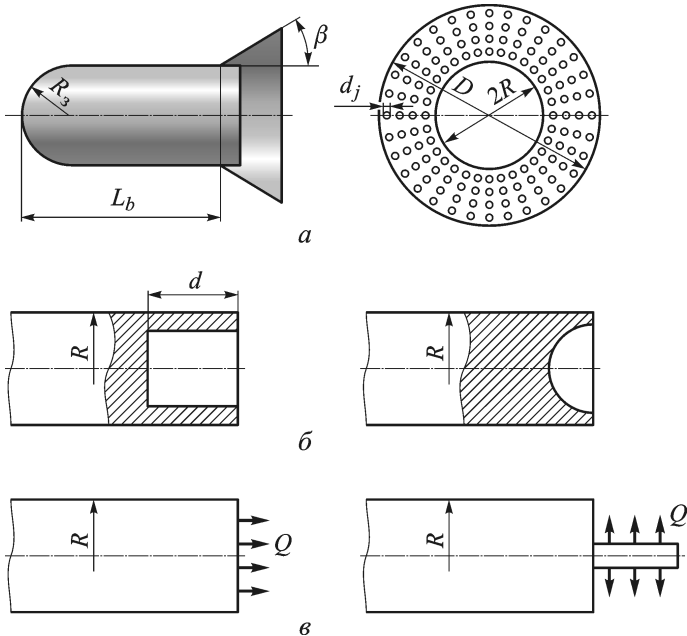


Рис. 1. Исследуемые компоновки и схемы для реализации различных методов управления течением в донной области:

a – исследуемая модель со стабилизирующим устройством ($M < 1$); *б* – формы выемок в кормовой части ЛА ($M > 1$); *в* – примеры схем теплоподвода в донную область

устройств (рис. 1, *a*), а также выявление особенностей влияния формы внутренней поверхности кормовых частей (рис. 1, *б*) и энергообмена (подвода теплоты в область ближнего следа) (рис. 1, *в*) на донное сопротивление в сверхзвуковом диапазоне скоростей обтекания ЛА.

Управление течением в донной области при дозвуковых скоростях обтекания ЛА. Известно, что дозвуковое обтекание тормозных и стабилизирующих устройств сопровождается неустойчивостью течения в ближнем следе, что приводит к асимметрии и возникновению структуры в виде вихревой дорожки Кармана. Устранение пульсационного течения возможно за счет перфорации поверхности стабилизирующего (тормозного) устройства, т.е. наличия в нем системы сквозных отверстий. При этом вследствие достаточно сложных процессов, связанных с перетеканием газа в область донного следа, меняются аэродинамические характеристики ЛА. Далее приведены результаты физического и математического моделирования обтекания перфорированных стабилизирующих элементов, размещенных в кормовой части осесимметричных тел вращения.

Экспериментальные исследования проводились на дозвуковой установке замкнутого типа с открытой рабочей частью Т-500 с размерами рабочей части $0,5 \times 0,5 \times 1,0$ м, возможным диапазоном изменения скоростей до 55 м/с и степенью турбулентности потока в рабочей части $T_u \approx 0,16\%$.

Модели для исследования представляли собой тело вращения с затупленной торцевой ($R_3 \rightarrow \infty$) и полусферической носовой ($R_3 = 31$ мм) частями общей длиной $L_b = 120$ мм и диаметром, равным 31 мм. В качестве элементов стабилизации были выбраны диск диаметром D с различной степенью перфорации $\sigma = 0, 6, 10, 18$ и 28% (что соответствует диаметрам перфорационных отверстий $d_j/(2R) = 0,039, 0,048, 0,065$ и $0,081$) и аэродинамическая юбка с углом полураствора $\beta_{ю} = 30^\circ$ и той же самой степенью

перфорации. Под степенью перфорации будем понимать отношение общей площади перфорационных отверстий к площади боковой поверхности неперфорированного стабилизирующего элемента (диска или юбки). Стабилизирующие устройства закреплялись в кормовой части центрального тела, как это показано на рис. 1, а. В качестве параметра, отвечающего за изменение степени перфорации, был выбран диаметр отверстий d_j так, что общее число отверстий $N = 124$ для всех исследуемых вариантов оставалось постоянным.

Для проведения весовых испытаний модели крепились на 6-компонентные весы в центральной части аэродинамической трубы. Эксперименты проводились при скорости в рабочей части $u_\infty = 25$ м/с, что соответствовало числу Рейнольдса $Re_{Lb} = 1,98 \cdot 10^5$, и углах атаки $\alpha = 0^\circ \dots 30^\circ$ с шагом $\Delta\alpha = 5^\circ$. В процессе проведения экспериментов выполнялись замеры осевой и нормальной сил, а также момента тангажа с относительной погрешностью соответственно 3, 2 и 5 %.

В целях проведения анализа полученных экспериментальных данных и установления влияния перфорации на общую структуру течения на боковой поверхности тела и в донном следе были выполнены численные расчеты в коммерческом пакете COSMOSFloWorks с использованием стандартной $k-\varepsilon$ -модели турбулентности. Исходная система уравнений для несжимаемого газа ($\rho = \text{const}$) в форме Рейнольдса, включающая в себя уравнение неразрывности и движения, имела следующий вид:

$$\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_j} = 0;$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u_k}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \overline{u_j u_k}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} \delta_{jk} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{\tau_{jk}}}{\rho} - \overline{u'_j u'_k} \right),$$

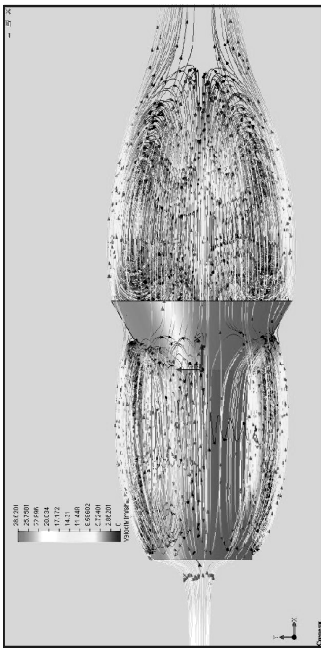
где верхнее подчеркивание соответствует усредненным параметрам потока; индексы j, k определяют направления осей в декартовой системе координат; $\overline{u_k}, \overline{u_j}$ – проекции скорости на оси декартовой системы; δ_{jk} – символ Кронекера; \overline{p} – давление; $\overline{\tau_{jk}}$ – касательные напряжения; $\overline{u'_j u'_k}$ – турбулентные касательные напряжения (или напряжения Рейнольдса). Для расчета турбулентных течений с использованием $k-\varepsilon$ -модели турбулентности исходная система уравнений замыкалась уравнениями для кинетической энергии турбулентных пульсаций k и скорости ее диссипации ε :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} + \\ &+ C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} \left[\nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \delta_{jk} k \right] - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon}{k^2}; \end{aligned}$$

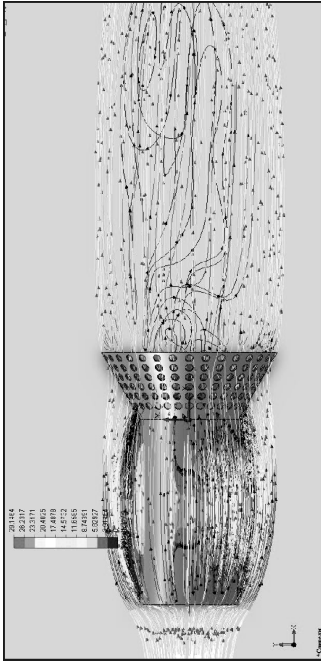
$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} + \\ &+ \left[\nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \delta_{jk} k \right] \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} - \varepsilon, \end{aligned}$$

где $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$ – турбулентная вязкость; $C_\mu = 0,09$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$; $\sigma_\varepsilon = 1,3$ – коэффициенты.

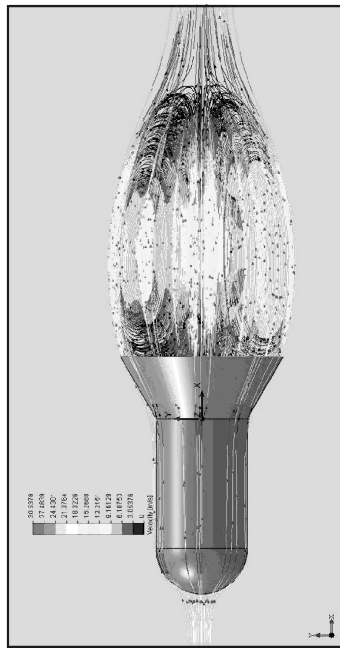
Расчетная область для всех исследуемых конфигураций представляла собой параллелепипед длиной $3L_b$ от носовой части до левой границы и $4L_b$ от кормового среза до правой границы, высотой $12L_b$ и с поперечными разме-



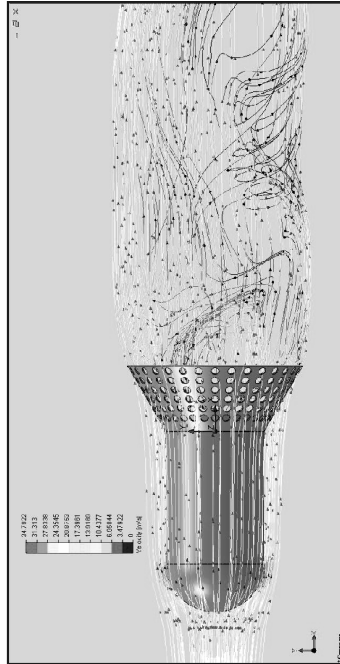
a



б



в



г

Рис. 2. Трансформация структуры течения в донной области при увеличении степени перфорации:
a, *б* — тело вращения с торцевым заглублением, *в*, *г* — тело вращения с полусферическим заглублением, $\sigma = 0$ (*a*, *в*); 28% (*б*, *г*)

рами $12L_b$. Начальная расчетная сетка с общим числом ячеек $N_0 \approx 300\,000$ в процессе вычислений дробилась на более мелкие ячейки в областях с большими градиентами скорости.

Анализ структур дозвукового обтекания исследуемых тел, полученных с помощью численного моделирования, позволил выявить эффект полного разрушения области отрывного течения за стабилизирующими устройствами для значений $\sigma > 23\%$ за счет интенсивной инжекции струй газа через перфорационные отверстия в донную область (рис. 2). При увеличении скорости невозмущенного потока (например, до $u_\infty = 50$ м/с) стационарное обтекание сохраняется при той же степени перфорации.

Поскольку применение стабилизирующих устройств в первую очередь направлено на повышение осевой силы и изменение положения центра давления, наибольший интерес представляет исследование влияния перфорации на значения соответствующих коэффициентов C_x и C_d .

На рис. 3, а, ..., г приведены зависимости $C_x(\alpha)$, полученные экспериментально, для тела вращения с торцевым и полусферическим затуплением при различных степенях перфорации стабилизирующих диска и юбки. Приведенные данные наглядно иллюстрируют влияние на аэродинамический коэффициент осевой (продольной) силы степени перфорации и вида стабилизирующего устройства, а также формы лобовой части ЛА, которая определяет характер его обтекания (безотрывное или отрывное). При использовании стабилизирующего диска (см. рис. 3, а, б) с увеличением σ практически во всем диапазоне углов атаки C_x падает. В этом случае наличие перфорационных отверстий приводит, с одной стороны, к массообмену между областью отрыва на боковой поверхности тела вращения и областью отрыва за диском, смещению точки присоединения потока на тормозном устройстве ближе к поверхности тела и, как следствие, возрастанию C_x . С другой стороны, отверстия уменьшают площадь поверхности диска, на которую воздействует большее динамическое давление, что вызывает уменьшение коэффициента продольной силы. При пространственном обтекании ($\alpha \neq 0$) эффект уменьшения коэффициента продольной силы при увеличении σ усиливается.

Для стабилизирующей юбки, наоборот, наличие перфорации способствует увеличению коэффициента продольной силы во всем исследованном диапазоне углов атаки (см. рис. 3, в, г). Это связано в первую очередь с увеличением площади поверхности юбки за счет проекции боковой поверхности отверстий и частичным торможением струек потока при взаимодействии с внутренней поверхностью отверстий. Наиболее существенное возрастание коэффициента продольной силы наблюдается при обтекании тела со сферическим затуплением, т.е. в условиях отсутствия обширной отрывной зоны перед стабилизирующим элементом.

Зависимости коэффициента нормальной силы и момента тангажа от степени перфорации диска и юбки приведены на рис. 3, д, е. Анализируя полученные данные, можно сделать вывод о том, что значения коэффициента нормальной силы и момента тангажа для тела с полусферическим затуплением в диапазоне малых и умеренных степеней перфорации σ будет ниже по сравнению со значениями этих коэффициентов для тела с торцевым затуплением. При $\sigma > 16\%$ и $\alpha \leq 30^\circ$ значения коэффициентов C_y и m_z для двух видов затуплений будут практически одинаковыми.

Положение центра давления для тела вращения с диском несколько возрастает для больших значений σ (рис. 3, з), а для тела со стабилизирующей юбкой остается практически неизменным.

Сравнительный анализ экспериментальных и расчетных зависимостей коэффициента нормальной силы $C_y(\alpha)$ и центра давления $C_d(\alpha)$ от угла атаки (рис. 3, ж, з) для тела вращения со стабилизирующим диском показал,

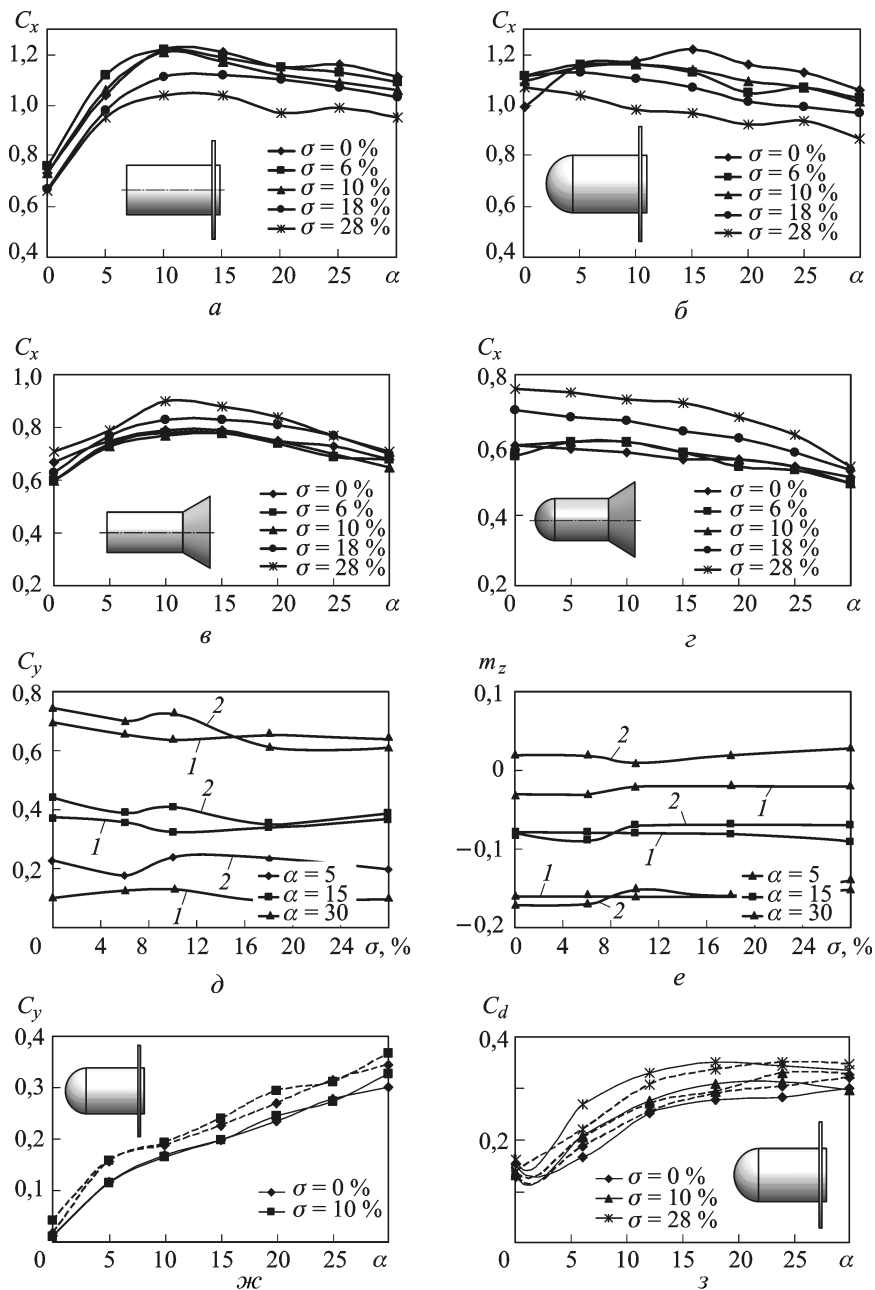


Рис. 3. Влияние перфорации стабилизирующих устройств на аэродинамические характеристики тел вращения:

a, б, ж, з — дисковый стабилизатор; *в, г, д, е* — аэродинамическая юбка; *1* — полусферическое затупление; *2* — торцевое затупление; --- — расчетные данные; — — экспериментальные данные [1]

что используемая в расчетах модель турбулентности корректно отображает характер изменения коэффициентов во всем исследуемом диапазоне углов атаки. Это дает возможность использовать полученные расчетным путем данные для анализа зависимостей аэродинамических коэффициентов в широком диапазоне изменения конструктивных параметров.

Управление донным сопротивлением при сверхзвуковых скоростях движения ЛА. Одним из возможных пассивных способов управления течением в донной области является изменение формы внутренней части кормовой поверхности ЛА (например, организация специальной выемки), что приводит к изменению эффектов смещения и эжекции в области ближнего следа, влияющих на донное давление и аэродинамические характеристики аппарата в целом. Для определения эффективности такого способа управления численно были исследованы варианты сверхзвукового обтекания кормовых частей, имеющих цилиндрические и сферические выемки.

Система уравнений, лежащая в основе численного метода, представляет собой полную систему уравнений (включая уравнения Навье–Стокса), которая может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} = 0; \quad (1)$$

где

$$G = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho i_0 - p \end{bmatrix}; \quad F_x = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho uw - \tau_{xz} \\ (\rho i_0 - \tau_{xx})u - \tau_{xy}v \\ -\tau_{xz}w + Q_x \end{bmatrix};$$

$$F_y = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{yx} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho vw - \tau_{yz} \\ (\rho i_0 - \tau_{yy})v - \tau_{yx}u \\ -\tau_{yz}w + Q_y \end{bmatrix}; \quad F_z = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw - \tau_{zx} \\ \rho vw - \tau_{zy} \\ \rho w^2 + p - \tau_{zz} \\ (\rho i_0 - \tau_{zz})w - \tau_{zx}u \\ -\tau_{zy}v + Q_z \end{bmatrix}.$$

Здесь t – время; u, v, w – составляющие вектора скорости по осям декартовой системы координат; p, ρ – давление и плотность газа; $i_0 =$

$= \frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho}$ – полная энтальпия; напряжения трения име-

ют вид $\tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)$, $\tau_{yz} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)$, $\tau_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)$,

$\tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{V} \right)$, $\tau_{zz} = \mu \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{V} \right)$, $\tau_{xy} = \tau_{yx}$, $\tau_{xz} = \tau_{zx}$,

$\tau_{yz} = \tau_{zy}$; μ – динамическая вязкость; $\operatorname{div} \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$; $Q_x = -a \frac{\partial T}{\partial x}$,

$Q_y = -a \frac{\partial T}{\partial y}$, $Q_z = -a \frac{\partial T}{\partial z}$ – тепловые потоки; a – коэффициент теплопроводности; k – показатель адиабаты.

При численном решении задачи вязкого обтекания ЛА использовался комбинированный подход. Первоначально методом установления по времени и применением схемы Годунова проводился расчет параметров невязкого обтекания и запись параметров потока вблизи ЛА, затем вызывалась подпрограмма расчета тензора вязких напряжений и рассчитывалось поле течения с учетом вязкостных эффектов. При решении второй задачи производные на границах ячеек, входящие в вязкие члены уравнения (1), выражались через

центральные разности по известным параметрам на предыдущем временном слое. Причем, если для представления той или иной производной требовались параметры в соседних ячейках, то их находили с помощью линейной интерполяции по значениям функции в ближайших ячейках. Расчет производных температуры, входящих в уравнения для тепловых потоков, для каждой грани проводился аналогично расчету тензора напряжений с использованием расстояния от центра ячейки до оси x .

В качестве тестового варианта сначала был проведен расчет вязкого ламинарного обтекания конического тела с радиусом затупления и углом полураствора, соответствующими конической части исследуемого ЛА. Полученные картины обтекания отражали реальные структуры течения, включающие криволинейный скачок уплотнения и область повышенного давления на боковой поверхности конуса, а также область пониженного давления в кормовой части конического тела.

Результаты расчетов относительного донного давления p_d/p_1 за коническим телом в зависимости от числа Маха набегающего потока и экспериментальные данные [1] приведены на рис. 4, а. Видно, что расчетные значения давления хорошо согласуются с экспериментальными, что подтверждает адекватность используемой математической модели в исследуемом диапазоне изменения параметров набегающего потока. С использованием аналогичного подхода были проведены расчеты обтекания цилиндроконического тела с размещенными в кормовой части выемками: цилиндрической и сферической (см. рис. 1, б). Глубина цилиндрической выемки d изменялась в диапазоне $d = 0 \dots R/2$ (R — радиус цилиндрической части тела). Вычисления проводились при нулевом угле атаки и числе Маха $M = 2$. Установлено, что с

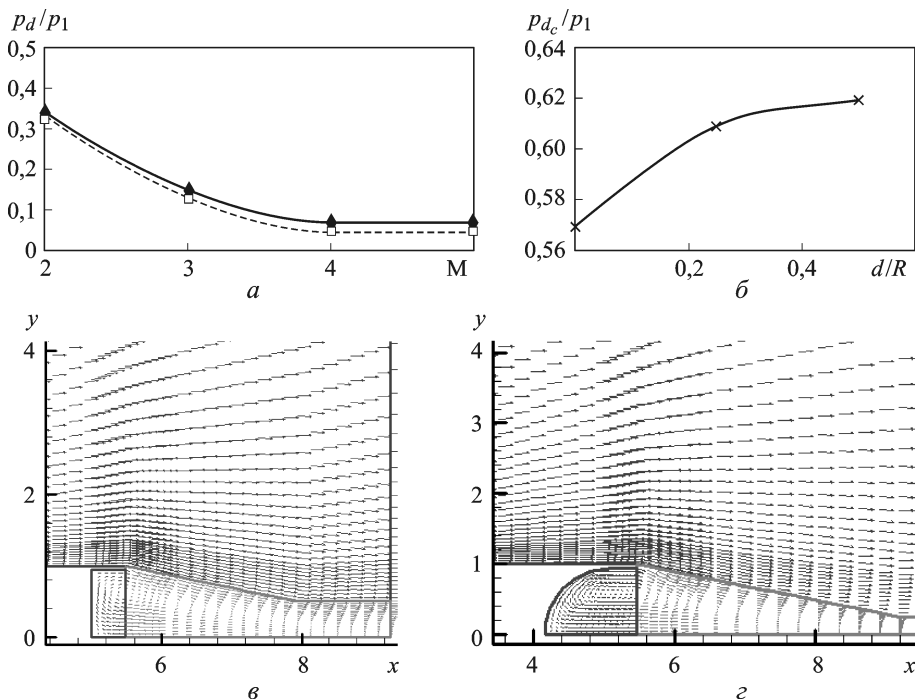


Рис. 4. Результаты расчетов относительного донного давления p_d/p_1 в зависимости от числа Маха M (а) и усредненного относительного донного давления p_{dc}/p_1 от относительной глубины выемки d/R (б); профили скоростей в ближнем следе в зависимости от форм выемок (в, з) (▲ — расчет, □ — экспериментальные данные)

возрастанием относительной глубины выемки $\bar{d} = d/R$ усредненное относительное давление p_{dc}/p_1 , воздействующее на кормовой срез, увеличивается и существует предельное значение относительной глубины $\bar{d} = (0,5 \dots 0,6)R$, выше которого значение донного давления p_{dc}/p_1 практически не меняется (рис. 4, б). Аналогичные данные получены и для аэродинамического коэффициента донного сопротивления C_{xd} . Приведем некоторые результаты вычислительного эксперимента: при $d = 0, R/4$ и $R/2$ $C_{xd} = 0,166; 0,155$ и $0,152$.

В результате анализа выявили, что повышение давления в донной области и, как следствие, снижение коэффициента C_{xd} происходит из-за уменьшения длины смещения внешнего потока и течения в донном следе, а также из-за эжекционных свойств газа.

Значение C_{xd} определяется также конфигурацией выемки, что оказывает влияние на распределение скорости и давления в зоне отрывного течения.

На рис. 4, в, г представлены профили скоростей в ближнем следе, соответствующие структурам отрывного обтекания выемок различных конфигураций. Расчеты показали, что для выемки цилиндрической формы кривая распределения давлений в донном следе аналогична кривой в случае обтекания без выемки, в то время как для выемки сферической формы кривая изменяется качественно. Это объясняется тем, что торможение потока в угле цилиндрической выемки вызывает повышение давления в ней, а при сферической выемке такое торможение отсутствует и на донном срезе давление плавно уменьшается от центра донного следа к стенке цилиндра.

Одним из активных методов управления донным давлением является подвод теплоты в область ближнего следа. Кроме того, в ряде практически важных случаев необходимо оценить влияние нагрева кормового среза на донное сопротивление ЛА при движении по траектории. Математическое моделирование нагрева проводилось заданием температуры во внутренних ячейках стенки. Результаты расчетов обтекания тела вращения при нулевом угле атаки и числе Маха $M = 3$, представленные на рис. 5, позволяют сделать вывод о повышении донного давления и, как следствие, снижении донного сопротивления при подводе теплоты в ближний след. Этот факт подтверждается данными работы [2]. На этом же рисунке приведены расчетные зависимости относительного приращения донного давления $\varepsilon = [(p_d - p'_d)/p'_d]100\%$ (где p_d — статическое донное давление при подводе теплоты в донную область; p'_d — донное давление при адиабатическом процессе). Зависимость $\varepsilon(T)$ в данном диапазоне изменения избыточной температуры нагрева до 2000 К, полученная расчетным методом, имеет линейный характер. Дополнительно, в целях сравнения расчетных значений с экспериментальными данными [3], были проведены расчеты (рис. 5, б) для случая подвода теплоты посредством

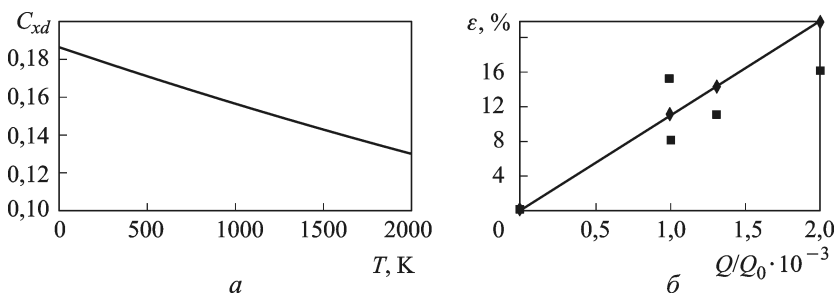


Рис. 5. Зависимости коэффициента донного сопротивления (а) и относительно приращения донного давления ε (б) от температурных факторов:

—, \blacklozenge — расчет; \blacksquare — экспериментальные данные [3]

нагреваемого стержня, расположенного перпендикулярно кормовому срезу (см. рис. 1, в). С увеличением подвода теплоты в область ближнего следа значение ε (донное давление) возрастает, при этом зависимость донного давления от относительного значения $\tilde{Q} = Q/Q_0$ также близка к линейной (здесь Q , Q_0 — соответственно теплота, подводимая в область ближнего следа и теплота, рассчитанная по параметрам невозмущенного течения).

Выводы. 1. Одним из эффективных способов управления структурой течения и аэродинамическими характеристиками тел вращения со стабилизирующими элементами (диском или юбкой) на дозвуковых скоростях обтекания является применение перфорации стабилизирующих устройств. При этом в зависимости от вида перфорируемого элемента возможно как уменьшение продольной силы (для диска), так и ее увеличение (для юбки).

2. Для степени перфорации $\sigma > 23\%$ инжектируемые в донную область струи вызывают наиболее существенную смену структуры течения, связанную с разрушением зоны отрыва в области ближнего следа.

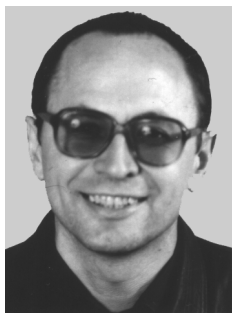
3. При сверхзвуковых скоростях обтекания ЛА донное сопротивление определяется внутренней конфигурацией кормовой части (выемки), которая оказывает влияние на эжекционные эффекты, распределение скорости и давления в зоне отрывного течения. С использованием донной выемки донное сопротивление уменьшается на 6–8%.

4. Подвод теплоты приводит к уменьшению донного сопротивления. В рассмотренном диапазоне изменения избыточной температуры (до 2000 К) уменьшение донного сопротивления является линейной функцией от температуры. Степень повышения донного давления может достигать 15... 18%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю. Отрывные и кавитационные течения. – М.: Наука, 1990. – 384 с.
2. Швец А. И., Швец И. Т. Газодинамика ближнего следа. – Киев: Наук. думка, 1976. – 382 с.
3. Ермолаев И. К., Зубков А. И., Сухановская Л. Д. Об особенностях теплоподвода в донную область тел вращения // Тез. докл. науч. конф. Ломоносовские чтения. – М.: Изд-во МГУ им. М.В. Ломоносова, 2008. – 173 с.

Статья поступила в редакцию 13.12.2010



Владимир Тимофеевич Калугин родился в 1949 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1972 г. Д-р техн. наук, профессор кафедры “Динамика и управление полетом ракет и космических аппаратов” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 250 научных работ в области аэродинамики струйных и отрывных течений, проектирования органов управления полетом.

V.T. Kalugin (b. 1949) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1972. D. Sc. (Eng.), professor of “Dynamics and Flight Control of Rockets and Spacecrafts” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 250 publications in the field of aerodynamics of jet streams and detached flows, design of flight controls.

Андрей Алексеевич Мичкин родился в 1984 г., окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2007 г. Аспирант кафедры “Динамика и управление полетом ракет и космических аппаратов” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специализируется в области отрывных течений и управления процессами обтекания летательных аппаратов.



A.A. Michkin (b. 1984) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2007. Post-graduate of “Dynamics and Flight Control of Rockets and Spacecrafts” department of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of detached flows and control of processes of flow past flying vehicles.

Полина Алексеевна Чернуха родилась в 1978 г., окончила МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2001 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Динамика и управление полетом ракет и космических аппаратов” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 30 научных работ в области аэродинамики струйных и отрывных течений, проектирования органов управления полетом.



P.A. Chernukha (b. 1978) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2001. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Dynamics and Flight Control of Rockets and Spacecrafts” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 30 publications in the field of aerodynamics of jet streams and detached flows, design of flight controls.

Чунг Хиеу Чин родился в 1982 г., окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2009 г. Аспирант кафедры “Динамика и управление полетом ракет и космических аппаратов” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Специализируется в области отрывных течений и управления процессами обтекания летательных аппаратов.



Chung Hieu Chin (b. 1982) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2009. Post-graduate of “Dynamics and Flight Control of Rockets and Spacecrafts” department of the Bauman Moscow State Technical University. Specializes in the field of detached flows and control of processes of flow past flying vehicles.

