



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. И. Сидняев, Исследование аэродинамических характеристик тел вращения с проницаемым наконечником при обтекании гиперзвуковым потоком, *Прикл. мех. техн. физ.*, 2007, том 48, выпуск 2, 19–26

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.170

17 февраля 2025 г., 08:22:57



УДК 629.136

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ С ПРОНИЦАЕМЫМ НАКОНЕЧНИКОМ ПРИ ОБТЕКАНИИ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Н. И. Сидняев

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 105005 Москва
E-mail: Sidn_ni@mail.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований аэродинамических характеристик моделей высокоскоростных летательных аппаратов, изготовленных в виде комбинации затупленный конус — цилиндр — конический хвостовой стабилизатор. Головная часть модели охлаждается с помощью пористого вдува. Выбор такой конфигурации определяется необходимостью оптимизации компоновки высокоскоростных летательных аппаратов на носителе и их аэродинамических характеристик в условиях интенсивного поверхностного массообмена (снижение сопротивления и теплопередачи, а также повышение статической и динамической устойчивости).

Ключевые слова: аэродинамические характеристики, массообмен, теплопередача, сверхзвук, динамическая устойчивость, момент.

Проблема разработки и создания надежных средств тепловой защиты летательных аппаратов, движущихся с большими сверхзвуковыми скоростями в плотных слоях атмосферы, представляет собой комплекс сложных задач, к числу которых относятся задачи массообмена на их поверхности. В практике авиа- и ракетостроения применяют различные способы активной и пассивной тепловой защиты, что обусловлено разнообразием конструкций летательных аппаратов и специфическими условиями их полета в атмосфере [1–3]. При разработке и проектировании современных высокоскоростных летательных аппаратов большое значение имеет учет воздействия интенсивности и распределения по поверхности тела вдува газа в пограничный слой на локальные и интегральные характеристики летательных аппаратов [4–6]. В настоящее время наиболее распространены пассивные методы тепловой защиты, основанные на применении уносимых теплозащитных покрытий [1, 6]. Существенным недостатком таких способов является изменение начальной геометрической формы летательных аппаратов и соответственно их аэродинамических характеристик в процессе полета, что приводит к изменению баллистических параметров.

Многочисленные исследования, в том числе проведенные в последние годы, позволяют сделать вывод о высокой эффективности и перспективности применения систем активной тепловой защиты летательных аппаратов путем принудительного вдува охладителя в пограничный слой [1, 2]. Важным преимуществом таких систем является сохранение неизменной геометрической формы и как следствие аэродинамических характеристик летательных аппаратов вплоть до конечной точки траектории полета.

В зависимости от условий полета, свойств теплозащитных покрытий или физико-химических свойств охладителя интенсивность поверхностного массообмена (вдува газа), которую принято характеризовать безразмерным параметром вдува $\overline{\rho_w v_w} = \rho_w v_w / (\rho_\infty u_\infty)$, может изменяться в широком диапазоне (ρ_w , v_w и ρ_∞ , u_∞ — плотности и скорости вдуваемого газа и набегающего потока соответственно).

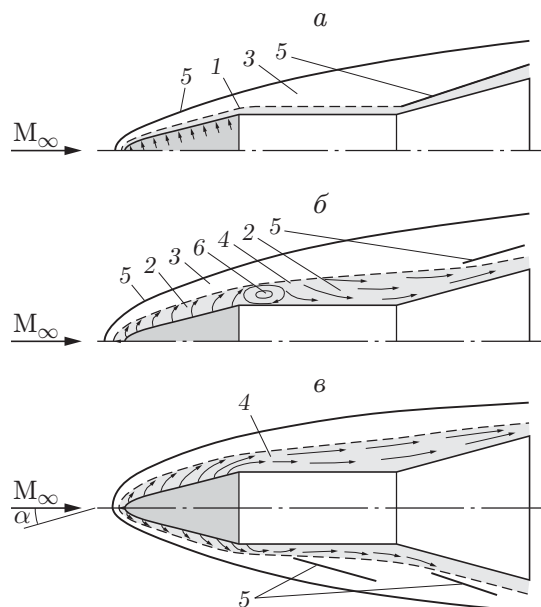


Рис. 1. Схемы течения при обтекании сложного тела с пронизаемой конической носовой частью:

a — слабый вдув; *б* — интенсивный вдув; *в* — обтекание под углом атаки; 1 — пограничный слой; 2 — зона вдува; 3 — область внешнего потока; 4 — область вязкого смещения; 5 — скачки уплотнения; 6 — застойная область

Как показывают результаты экспериментальных исследований и данные летных испытаний, при движении высокоскоростных летательных аппаратов в плотных слоях атмосферы имеют место режимы течения, соответствующие как слабому вдуву газа в пограничный слой, так и интенсивному поверхностному массообмену [1–3, 5, 6]. При этом для летательных аппаратов сложной геометрической формы вследствие существенно различных условий обтекания отдельных участков тел, а также применения на этих участках разных материалов теплозащитных покрытий на отдельных участках траектории полета могут реализовываться следующие режимы вдува: слабый вдув, когда пограничный слой не отеснен (рис. 1, *a*), интенсивный вдув с отеснением пограничного слоя (рис. 1, *б*), а также установившееся течение вблизи затупленного по сфере тела с пронизаемым коническим наконечником под углами атаки при $M_\infty = 6$, $\gamma_\infty = 1,4$ в случае интенсивного вдува с поверхности пронизаемой конической части модели (рис. 1, *в*).

Для определения аэродинамических характеристик тел вращения сложной геометрической формы проводились экспериментальные исследования обтекания модели летательного аппарата, представляющего собой комбинацию пронизаемого конического наконечника, затупленного по сфере, цилиндрической центральной части и конического стабилизатора (рис. 1). При изготовлении пронизаемой оболочки конической части модели использовался метод спекания порошков [2] оловянистой бронзы (содержание Sn около 9 %) при свободной засыпке порошка в формы. Технология спекания и методика исследования характеристик (пористости, пронизаемости) подробно изложены в работах [1, 2]. Форма для спекания пористых оболочек изготовлена из легированной стали.

Модель для исследования влияния распределенного вдува газа с конической части модели в пограничный слой на аэродинамические характеристики состояла из трех частей: затупленного по сфере конуса длиной 0,07 м с полууглом раскрытия боковой поверхности, равным 14° , цилиндрической части длиной 0,08 м и конического стабилизатора дли-

ной 0,075 м с полууглом раскрытия, равным $11^\circ 30'$. Относительное затупление носовой части $\bar{R}_0 = R_0/R_M = 0,2$. Радиус миделева сечения $R_M = 0,04$ м, длина всей модели $b = 0,225$ м. В донной части модели с помощью пайки закреплен фланец под переходные втулки для крепления модели на аэродинамических весах. Пористая оболочка конической части модели изготовлена спеканием порошков бронзы с размерами частиц от 50 до 63 мкм. Проницаемость оболочки достаточно низкая, причем локальное отклонение удельного массового расхода газа $\overline{\rho_w v_w}$ через оболочку от его среднего значения не превышает 4 %. Расход газа через пористую оболочку пропорционален перепаду давления на стенке, и вследствие низкой проницаемости оболочки для обеспечения требуемой интенсивности вдува необходимо значительно повышать давление внутри нее (до 3 МПа). Это, в свою очередь, позволяет существенно уменьшить влияние распределения внешнего давления на теле на равномерность поверхностного массообмена. Аэродинамические характеристики моделей исследовались в сверхзвуковой аэродинамической трубе при значении числа Маха $M_\infty = 6$. Температура торможения набегающего потока $T_0 = 493$ К, давление в форкамере $P_0 = 3,9$ МПа, единичное число Рейнольдса $Re_\infty = 3,8 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Угол атаки изменялся в диапазоне $\alpha = 0 \div 15^\circ$, а число Струхала в условиях экспериментов — в интервале $Sh = 2,9 \cdot 10^{-3} \div 3,13 \cdot 10^{-3}$.

При расчете аэродинамических коэффициентов в качестве характерной площади принята площадь миделя модели S , а в качестве характерного линейного размера — длина модели b . Температура вдуваемого газа $T_w = 293$ К считается равной температуре воздуха во внутренней полости модели. Течение в ударном слое около исследуемой модели близко к равновесному с эффективным показателем адиабаты, равным 1,3884 в окрестности критической точки.

Модель для измерения аэродинамических характеристик устанавливалась в механизм, осуществляющий ввод модели после запуска гиперзвуковой аэродинамической трубы и выхода на заданный режим. Для данной серии экспериментов механизм ввода был сконструирован таким образом, чтобы во время ввода и вывода модель была зафиксирована. Когда модель находилась в потоке аэродинамической установки, периодически осуществлялось возбуждение ее колебаний, которые непрерывно регистрировались одновременно с записью времени на осциллограф.

Распределенный вдув газа через поверхность конической части модели даже при малой его интенсивности обуславливает более ранний ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя с соответствующим изменением структуры течения (см. рис. 1, а, б). Вследствие турбулизирующего воздействия вдуваемого газа наблюдается незначительное увеличение лобового сопротивления, когда значение относительного расхода вдуваемого газа $\overline{\rho_w v_w}$ не превышает критического значения [4, 6]. При обтекании модели под углом атаки зависимость коэффициента подъемной силы от интенсивности вдува является монотонной (рис. 2). В этом случае полное сопротивление незначительно уменьшается при $\overline{\rho_w v_w} \leq 7$ %, что оказывает существенное влияние на аэродинамическое качество [6]. При $\overline{\rho_w v_w} > 7$ % вследствие увеличения эффективной толщины конуса (см. рис. 1, б) и перераспределения давления [5, 6] сопротивление начинает расти (рис. 3). С увеличением интенсивности вдува газа пограничный слой оттесняется от поверхности тела, и вблизи нее образуется слой вдуваемого газа, который присоединяется к непроницаемой цилиндрической поверхности носовой части тела с образованием застойной области. При этом скачок уплотнения исчезает и несколько возрастает отход скачка уплотнения от поверхности тела, что обусловлено изменением формы “эффективного” тела (см. рис. 1, б). По мере увеличения интенсивности вдува указанные особенности проявляются сильнее. Качественные картины обтекания моделей установлены на основе обработки теневых фотографий, полученных с помощью прибора Теплера.

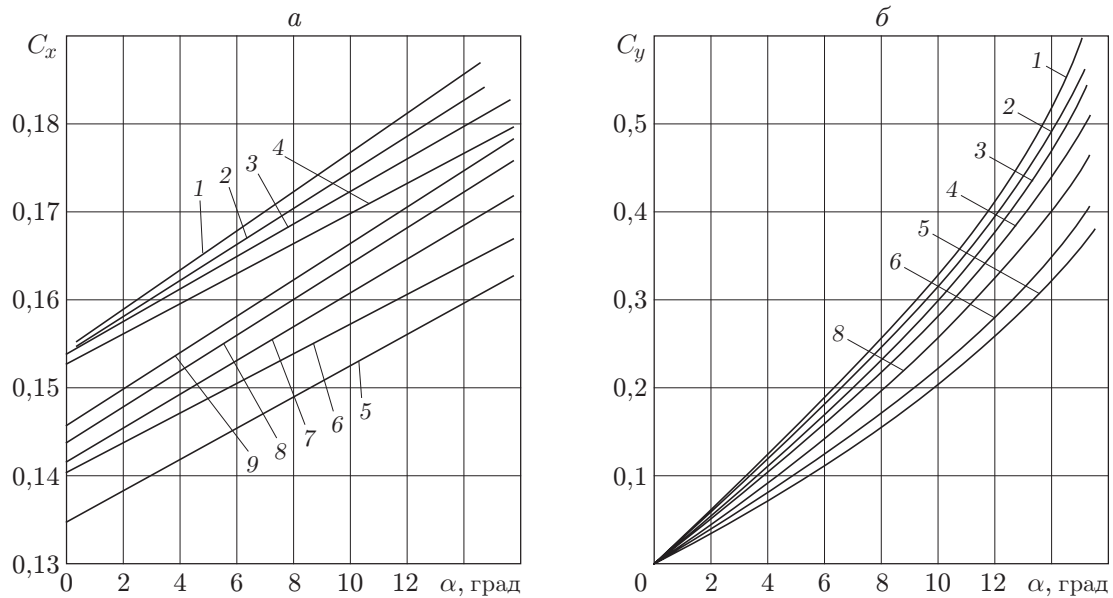


Рис. 2. Зависимости коэффициентов C_x (а) и C_y (б) от угла атаки:

1 — $\overline{\rho_w v_w} = 0$; 2 — $\overline{\rho_w v_w} = 1,2 \%$; 3 — $\overline{\rho_w v_w} = 2,8 \%$; 4 — $\overline{\rho_w v_w} = 4,6 \%$; 5 — $\overline{\rho_w v_w} = 6,2 \%$; 6 — $\overline{\rho_w v_w} = 7,8 \%$; 7 — $\overline{\rho_w v_w} = 8,8 \%$; 8 — $\overline{\rho_w v_w} = 10,4 \%$; 9 — $\overline{\rho_w v_w} = 12,6 \%$

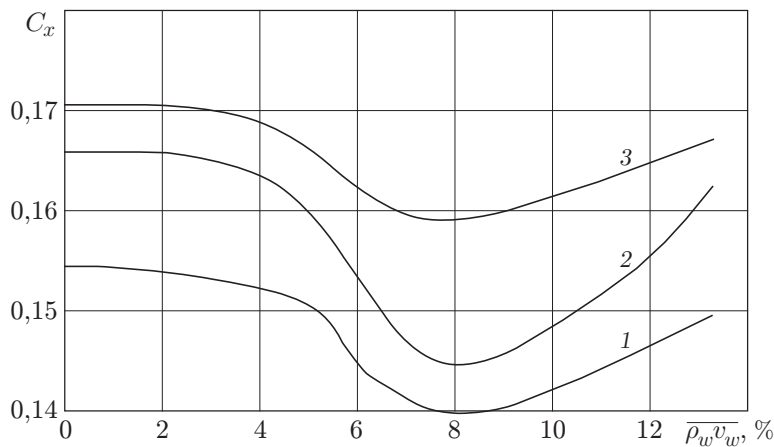


Рис. 3. Зависимость C_x от интенсивности ддува:

1 — $\alpha = 0^\circ$; 2 — $\alpha = 6^\circ$; 3 — $\alpha = 12^\circ$

Равновесие летательного аппарата определяется его статической устойчивостью. С целью анализа статической устойчивости рассматривалось обтекание потоком воздуха в аэродинамической трубе модели летательного аппарата, закрепленного в центре масс и имеющего возможность вращаться вокруг него.

Момент тангажа M_z определялся относительно точки в плоскости симметрии $\bar{x} = x/b = 0,675$. В случае ддува газа центр давления передвигается вперед на расстояние, соответствующее 3–5 % длины тела вращения. Результаты исследований представлены на рис. 4. Коэффициент $m_z = M_z/(qSb)$ вычислялся относительно носовой части тела вращения (рис. 5). В качестве критерия статической устойчивости δ принималась относительная разность расстояний от носовой части летательного аппарата до центра масс $x_{ц,м}$ и центра давления $x_{ц,д}$: $\delta = (x_{ц,м} - x_{ц,д})/b = \bar{x}_{ц,м} - \bar{x}_{ц,д}$.

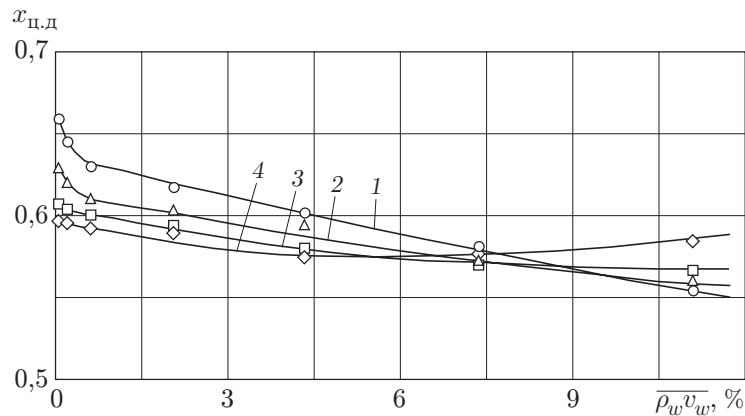


Рис. 4. Зависимость $x_{ц.д}$ от интенсивности вдува:
 1 — $\alpha = 2^\circ$; 2 — $\alpha = 6^\circ$; 3 — $\alpha = 10^\circ$; 4 — $\alpha = 14^\circ$

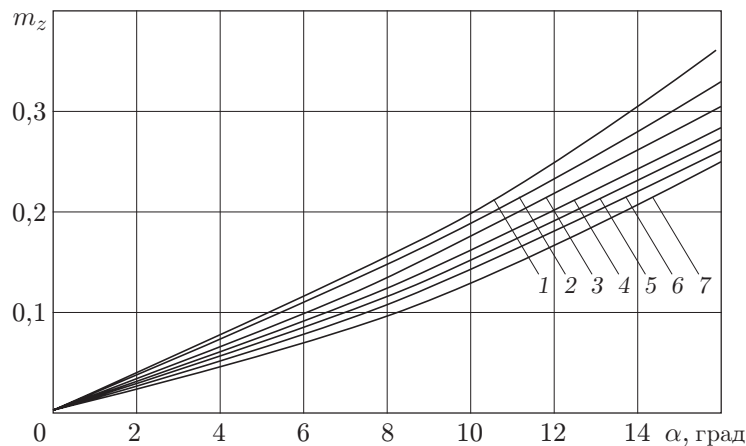


Рис. 5. Зависимость аэродинамического коэффициента момента тангажа от угла поворота:
 1 — $\overline{\rho_w v_w} = 0$; 2 — $\overline{\rho_w v_w} = 1,4 \%$; 3 — $\overline{\rho_w v_w} = 2,8 \%$; 4 — $\overline{\rho_w v_w} = 4,6 \%$; 5 — $\overline{\rho_w v_w} = 6,2 \%$; 6 — $\overline{\rho_w v_w} = 8,4 \%$; 7 — $\overline{\rho_w v_w} = 12,2 \%$

Для определения влияния аэродинамических характеристик (производных устойчивости) на устойчивость движения летательного аппарата с поверхностным массообменом проведены испытания методом свободных колебаний [7]. При испытаниях модель устанавливалась на державку свободных колебаний. Выведенная из положения равновесия, модель под действием упругих элементов державки совершала затухающие колебания, которые записывались на шлейфовом осциллографе. На осциллограмме фиксировалась также отметка времени, что позволяло определить период колебания модели.

Эксперименты проводились при постоянной скорости и различных углах атаки [8]. По наклону касательных к кривым $C_y = f(\alpha)$, $m_z = f(\alpha)$ определяются производные C_y^α и m_z^α . Кроме того, из эксперимента находят коэффициенты C_{y_0} и m_{z_0} (относительно носка модели) [8].

Метод малых колебаний позволяет определить все коэффициенты вращательных производных, входящие, например, в выражения для подъемной силы Y и момента тангажа M_z . Суть метода состоит в следующем. Модели, испытываемой в аэродинамической трубе, сообщают малые вращательные гармонические колебания (вокруг оси Oz) и изме-

ряют аэродинамические силу и момент. При свободных колебаниях [7] круговая частота χ определяется соотношением

$$\chi = \sqrt{m^2 - n^2} = 2\pi/T,$$

где

$$2n = \frac{\mu^2 - (m_z^{\omega z} + m_z^{\dot{\alpha}})qSb^2/u}{J'_z}, \quad m^2 = \frac{k^2 - m_z^{\alpha}qSb}{J'_z}, \quad J'_z = J_z - m_z^{\dot{\omega z}}\rho S \frac{b^3}{2},$$

k^2 — коэффициент упругости измерительной системы, выраженный через упругость весовых балок; J_z — приведенный момент инерции; $m_z^{\dot{\alpha}}$, $m_z^{\dot{\omega z}}$ — коэффициенты при вращательных производных продольного демпфирования.

Из результатов экспериментов следует, что между начальной амплитудой колебаний θ_1^0 и любой i -й амплитудой θ_1^i имеет место следующая зависимость:

$$n = \frac{1}{iT} \ln \frac{\theta_1^0}{\theta_1^i}.$$

Эта формула позволяет по периоду колебаний и отношению амплитуд определить коэффициент n . Зная величины n и χ , можно найти m . Условие, при котором движение модели будет колебательным при малом по сравнению с J_z значении $m_z^{\dot{\omega z}}\rho S b^3/2$, записывается в виде $k^2 - m_z^{\alpha}qSb > 0$ [7]. Это неравенство справедливо для статически устойчивой модели [8].

Для реализации такого движения модель устанавливалась на динамические весы в специальной державке, позволяющей совершать колебания вокруг оси Oz . Например, при колебаниях модели вокруг оси Oz в пренебрежении величиной $m_z^{\dot{\omega z}}\rho S b^3/2$ вследствие низкой плотности потока, которая при испытаниях в воздушном потоке мала по сравнению с приведенным моментом инерции J_z [7], сумма коэффициентов вращательных производных $m_z^{\dot{\alpha}} + m_z^{\omega z}$ находится по формуле

$$m_z^{\dot{\alpha}} + m_z^{\omega z} = (\mu^2 - 2J_z n)u/(qSb^2).$$

Здесь μ^2 — коэффициент трения в частях державки свободных колебаний. Коэффициент демпфирования n и приведенный момент инерции системы J_z определяются при отсутствии потока. Коэффициент трения μ^2 в державке весов определялся путем замены модели эквивалентным грузом и нахождения коэффициента демпфирования системы n_1 : $n = n_a + n_1$ (n_a — коэффициент демпфирования весов в воздушном потоке; при $u = 0$ $n_a = 0$ и $n = n_1$) [7]. Величина μ^2 определяется соотношением

$$\mu^2 = 2n_1 J_{z_1},$$

где J_{z_1} — приведенный момент инерции весов с эквивалентным грузом [7]. Тогда

$$m_z^{\dot{\alpha}} + m_z^{\omega z} = 2u(n_1 J_{z_1} - n J_z)/(qSb^2).$$

При определении величины μ^2 эквивалентный груз подбирался таким образом, чтобы его масса и положение центра тяжести относительно оси вращения соответствовали массе и положению центра тяжести модели. Трение груза о воздух при колебаниях вследствие его малости не учитывалось. Тарировки показали, что величина μ^2 очень мала и практически не зависит от массы груза. Таким образом, при испытаниях на аэродинамической установке определяется не коэффициент $m_z^{\omega z}$, а сумма коэффициентов $m_z^{\dot{\alpha}} + m_z^{\omega z}$. На рис. 6 показана зависимость коэффициента момента демпфирования $m_z^{\dot{\alpha}} + m_z^{\omega z}$ от интенсивности вдува (относительная среднеквадратичная ошибка не превышала 6 %).

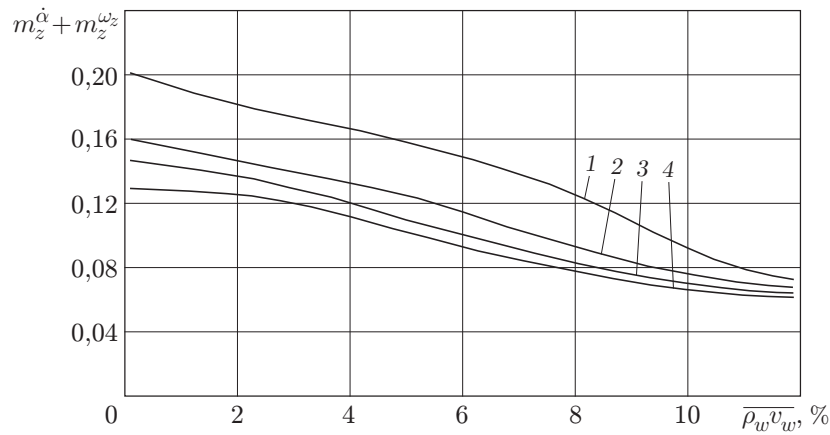


Рис. 6. Зависимость суммы коэффициентов вращательных производных от интенсивности вдува с конической части модели:

1 — $\alpha = 0^\circ$; 2 — $\alpha = 2^\circ$; 3 — $\alpha = 4^\circ$; 4 — $\alpha = 6^\circ$

Зависимости среднеквадратичных погрешностей аэродинамических коэффициентов имеют следующий вид:

$$\sigma_{C_x} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_x}{qS}\right)^2 + (C_x \varepsilon_q)^2}, \quad \sigma_{C_y} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_y}{qS}\right)^2 + (C_y \varepsilon_q)^2}, \quad \sigma_{m_z} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{M_z}}{qSL}\right)^2 + (m_z \varepsilon_q)^2}.$$

Отметим, что среднеквадратичная относительная ошибка определения интенсивности вдува газа равна 2,64 %.

В результате вычислений получены следующие значения относительных среднеквадратичных погрешностей определения аэродинамических нагрузок и коэффициентов исследуемых тел: $\varepsilon_x = 1,38$ %, $\varepsilon_y = 1,11$ %, $\varepsilon_{M_z} = 1,2$ %, $\varepsilon_{C_x} = 1,93$ %, $\varepsilon_{C_y} = 2,17$ %, $\varepsilon_{m_z} = 3,28$ %.

Вдув газа с конической части модели затупленный конус — цилиндр оказывает существенное влияние на аэродинамические характеристики. Наличие на поверхности тела толстого слоя вдуваемого газа приводит к существенному перераспределению давления и соответственно к изменению аэродинамических характеристик тела. Зависимость $C_x(\rho_w v_w)$ имеет немонотонный характер. При достаточно малой интенсивности вдува ($\bar{\rho}_w v_w \leq 7$ %) аэродинамическое сопротивление уменьшается, а при $\bar{\rho}_w v_w > 7$ % увеличивается.

При несимметричном обтекании тел в условиях интенсивного вдува (вследствие перетекания газа) разность давлений на наветренной и подветренной его сторонах уменьшается (см. рис. 1, в), что приводит к уменьшению коэффициента нормальной силы и соответственно аэродинамического качества. При интенсивности вдува $\bar{\rho}_w v_w \geq 6$ % вследствие увеличения лобового сопротивления аэродинамическое качество уменьшается. Наблюдается смещение вверх по потоку положения центра давления (уменьшение статической устойчивости тел), причем величина этого смещения зависит от интенсивности вдува и угла атаки и оказывается наибольшей в диапазоне малых углов атаки. Увеличение угла атаки сопровождается монотонным уменьшением значений коэффициентов момента тангажа m_z и центра давления $x_{ц.д.}$. При $\bar{\rho}_w v_w \leq 7$ % с увеличением угла атаки происходит смещение вверх по потоку положения центра давления тел, причем значение $x_{ц.д.}$ остается меньше значения этого коэффициента при отсутствии вдува.

Во всем исследованном диапазоне параметра вдува и углов атаки распределенный вдув газа приводит к уменьшению коэффициента демпфирования $m_z^\alpha + m_z^{\omega_z}$. Влияние угла атаки

на динамическую производную устойчивости зависит от положения оси колебаний. Сдвиг оси колебаний вперед вызывает увеличение динамической устойчивости затупленного тела вращения. Значительное уменьшение динамической устойчивости при увеличении угла атаки и интенсивности вдува наблюдается в экспериментах лишь при $\overline{\rho_w v_w} \leq 10\%$.

Следует отметить, что анализ производных аэродинамических моментов по углу атаки α позволяет установить, обладает ли тело статической устойчивостью того или иного вида при определенных режимах движения по траектории в условиях интенсивного поверхностного массообмена.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Научные основы технологий XXI века** / Н. И. Сидняев, В. Т. Калугин, А. Ю. Луценко и др.; Под общ. ред. А. Н. Леонтьева, Н. Н. Пилюгина, Ю. В. Полежаева и др. М.: УНПЦ “Энергомаш”, 2000.
2. **Сидняев Н. И.** Математическое моделирование распределенного интенсивного поверхностного массообмена при обтекании моделей гиперзвуковых летательных аппаратов // Вестн. Моск. гос. техн. ун-та. Сер. Естеств. науки. 2001. № 2. С. 54–63.
3. **Сидняев Н. И.** Методика численного расчета сверхзвукового обтекания колеблющегося осесимметричного тела вращения в условиях интенсивного поверхностного массообмена // Вестн. Моск. гос. техн. ун-та. Сер. Естеств. науки. 2003. № 1. С. 71–87.
4. **Сидняев Н. И.** О методике исследования коэффициентов вращательных производных аэродинамического момента конуса с поверхностным массообменом // Изв. вузов. Авиац. техника. 2004. № 2. С. 30–33.
5. **Сидняев Н. И.** Метод расчета нестационарного обтекания тела вращения с поверхностным массообменом в рамках параболизированных уравнений Навье — Стокса // Мат. моделирование. 2004. Т. 16, № 5. С. 55–65.
6. **Сидняев Н. И.** Обзор методик исследования обтекания гиперзвуковым потоком газа тел с разрушающим покрытием // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11, № 4. С. 501–522.
7. **Крамер В. В.** Экспериментальное определение коэффициентов вращательных производных кинематическим способом. Аэродинамика неустановившихся движений // Тр. ЦАГИ. 1958. Вып. 725. С. 81–98.
8. **Сидняев Н. И., Москаленко В. О., Холоднов С. К., Овчинников В. М.** Экспериментальные аэродинамические исследования метеоракеты // Оборон. техника. 1994. № 1. С. 15–18.

*Поступила в редакцию 1/VII 2004 г.,
в окончательном варианте — 4/V 2006 г.*