

УДК 533.6.011.55

Аэродинамические производные модели головного блока системы аварийного спасения при гиперзвуковых скоростях

Н.П. Адамов¹, Л.Н. Пузырёв¹, А.М. Харитонов¹, Е.А. Часовников¹,
А.А. Дядькин², А.Н. Крылов²

¹Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

²ОАО «Энергия», Королёв, Московская область

E-mail: khar@itam.nsc.ru

Дано краткое описание модели, экспериментального оборудования и программы испытаний. Изложена методика определения аэродинамических характеристик модели на установке свободных колебаний. Получены аэродинамические производные момента тангажа модели при двух положениях оси вращения и числах Маха $M_\infty = 2, 4, 6$. Выявлено, что при числе $M_\infty = 2$ модель с задним положением оси вращения не балансируется на малых углах атаки, а у модели с передним положением оси вращения возникают нерегулярные автоколебания.

Ключевые слова: модель головного блока, свободные колебания, частота колебаний, декремент затухания, аэродинамические производные.

Введение

При возникновении аварийной ситуации с ракетоносителем отделяемый головной блок (ОГБ) системы аварийного спасения экипажа отсоединяется от ракетносителя и с помощью двигательной установки уводится от него на безопасное расстояние. При автономном движении ОГБ подвергается воздействию возмущающих аэродинамических сил, которые формируют колебательное движение ОГБ относительно центра масс. При этом характер колебаний ОГБ зависит от его динамической устойчивости и влияет на траекторию полета и работу системы управления. Для обеспечения безопасного движения ОГБ необходимо знание вращательных производных, и прежде всего, продольного демпфирования $m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}$. Вращательные производные летательных аппаратов (и в том числе ОГБ) определяются чаще всего экспериментально в аэродинамических трубах на моделях этих аппаратов при вращательных колебаниях относительно осей связанной системы координат [1–8].

Измерение демпфирующих характеристик моделей ОГБ при сверх- и особенно при гиперзвуковых скоростях связано с трудностями, обусловленными малым аэродинамическим демпфированием, большим лобовым сопротивлением, малыми размерами моделей и другими факторами. В этой связи актуальна разработка и обоснование специальных методов и средств проведения экспериментов.

Анализ особенностей, достоинств и недостатков различных методов определения демпфирующих характеристик моделей ОГБ показывает, что при больших сверхзвуковых скоростях потока метод свободных колебаний [2] наилучшим образом удовлетворяет предъявляемым требованиям. В работе был реализован метод свободных колебаний на подшипниках качения, как более простой с технической точки зрения. Следует отметить, что вследствие большого лобового сопротивления влияние момента сил трения в подшипниках существенно (особенно при $M_\infty = 6$) и его нужно учитывать при определении продольного демпфирования.

В статье обсуждаются результаты разработки необходимого экспериментального оборудования и методики определения аэродинамических производных модели ОГБ в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН [10] при числах Маха $M_\infty = 2, 4, 6$, выявление возможных режимов потери статической и динамической устойчивостей.

1. Модель, экспериментальное оборудование и условия испытаний

Общий вид и конструктивная схема модели ОГБ представлены на рис. 1 и 2. Модель состоит из цилиндрического корпуса 1 с двумя рядами сопел, который крепится к переходному конусу 2, сопряженному с конусом 3 и сферической донной частью 4. На цилиндрической части донной державки установлена направляющая 5, на которой

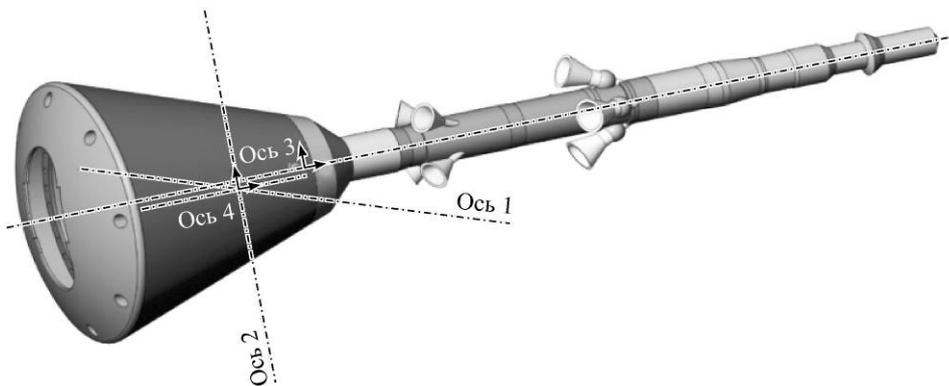


Рис. 1. Общий вид модели.

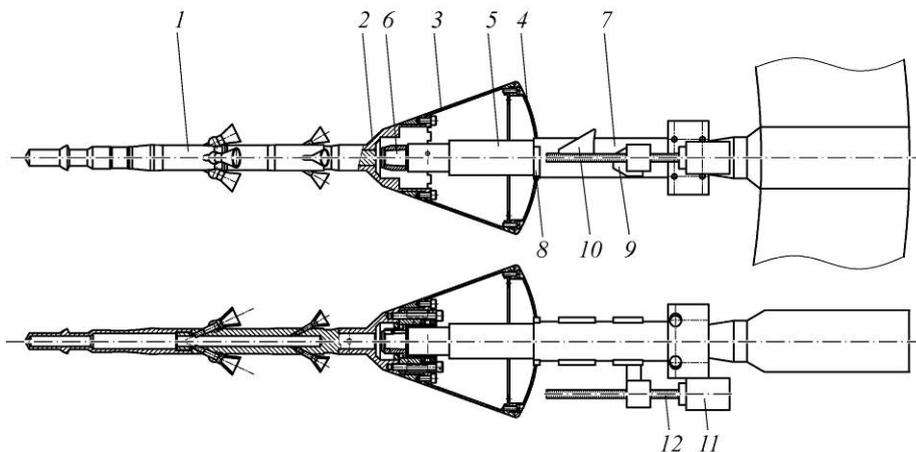


Рис. 2. Конструктивная схема модели.

посредством конического переходника 6 крепится сменная втулка со встроенными перпендикулярно к оси модели подшипниками качения. По направляющей 5 движется арретир 7 с приливами 8 и 9, которые фиксируют модель во время запуска и остановки трубы, а приливы 10 отклоняют модель на заданный угол. Арретир 7 перемещается по направляющей 5 электродвигателем 11 при помощи ходового винта 12.

Конструкция модели позволяет реализовать два варианта положения оси вращения. Вариант № 1: $x_T = 150,5$ мм, $y_T = -3,45$ мм; ($x_T/l = 0,289$, $y_T/l = -0,007$). Вариант № 2: $x_T = 112,5$ мм, $y_T = -4,24$ мм; ($x_T/l = 0,216$, $y_T/l = -0,0086$). Здесь x_T , y_T — положения оси относительно центра, l — длина модели. Координата x отсчитывается от сферического днища к вершине.

Перед испытаниями модели в аэродинамической трубе проводились испытания без потока на градуировочном стенде, реализующем свободные вращательные колебания по углу тангажа (относительно связанной с моделью осью координат OZ). Конструктивная схема стенда с моделью представлена на рис. 3. Модель со всеми механизмами и системами подвешивается вертикально, что позволяет использовать метод физического маятника для определения интересующих параметров. Для этого на носовой части модели 2 закрепляется эталонный груз 4. После выведения модели из состояния равновесия на заданный начальный угол она совершает свободные затухающие колебания, что позволяет решить следующие задачи:

- определить момент инерции модели относительно оси вращения;
- определить уровень трения и довести его до приемлемого значения.

Градуировочный стенд также позволяет отладить механизмы системы:

- пусковое устройство, задающее модели начальное возмущение по углу тангажа, а также фиксирующее ее во время пуска и остановки трубы;
- электромеханический привод пускового устройства.

Измерение угла тангажа модели осуществлялось при помощи фотосветодиодных датчиков и аналогово-цифрового преобразователя Handyscope HS4-5 DIFF. Датчик размещался на модели и соединялся проводами с неподвижной державкой, что создавало значительное сопротивление перемещению модели. С целью исключения этого дополнительного сопротивления при проведении стендовых испытаний в качестве основного измерителя угла перемещения модели использовалась лазерная указка 3 (рис. 3), закрепленная на носовой части модели. Световое пятно лазерной указки перемещалось на экране 6, на котором нанесены градуировочные риски. Регистрируя с помощью секундомера момент достижения амплитуды колебаний модели соответствующей риски, можно построить зависимость огибающей амплитуд от времени. Измерив время совершения моделью определенного числа колебаний (в опытах бралось 50, 100 периодов), можно определить частоту колебаний.

Момент инерции модели относительно оси вращения определялся также численным расчетом по программе «Solid Works». Результаты сравнения расчетных и измеренных моментов инерции показали их сходимость с погрешностью, не превышающей 2%. При определении аэродинамических производных

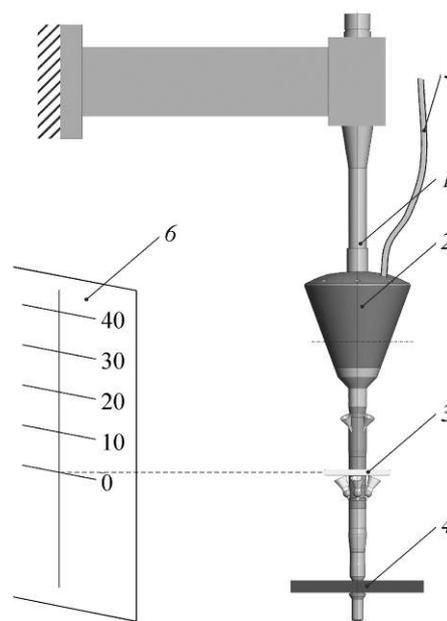


Рис. 3. Схема градуировочного стенда.

1 — державка, 2 — модель, 3 — лазерная указка, 4 — эталонный груз, 5 — информационный кабель, 6 — экран.

использовались следующие значения моментов инерции: $I_z = 15,6 \times 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{м}^2$ для варианта модели № 1; $I_z = 17,2 \times 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{м}^2$ для варианта модели № 2. Движения модели и процесса обтекания регистрировались скоростной кинокамерой через теневой прибор ИАБ-451.

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе периодического действия Т-313 ИТПМ СО РАН [9] (размеры рабочей части $0,6 \times 0,6 \text{ м}$) для двух вариантов положения оси вращения при числах Маха $M_\infty = 2, 4, 6$. Реализованные при этом числа Рейнольдса, рассчитанные по характерной длине модели, составили величины $Re = (10 - 25) \times 10^6$. Характерные площадь и длина модели: $S = 0,01705 \text{ м}^2$, $l = 0,5208 \text{ м}$. Также проводились статические испытания модели с первым вариантом положения оси вращения в диапазоне углов атаки $\alpha = -3^\circ \div 10^\circ$. Аэродинамические характеристики модели определялись с помощью аэродинамических весов механического типа АВ-313М.

2. Методика обработки данных

Методика обработки экспериментальных данных, изложенная ниже, базируется на результатах, приведенных в работах [5, 6, 10].

Уравнение движения модели на подшипниках качения в аэродинамической трубе можно записать в следующем виде:

$$I_z \ddot{\vartheta} + [-(m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}) \frac{qSl^2}{V}] \dot{\vartheta} + (-m_z^\alpha qSl) \vartheta - M_{\text{тр}} = 0, \quad (1)$$

где ϑ — угол тангажа, q — скоростной напор, V — скорость потока в трубе, m_z^α — производная коэффициента момента тангажа по углу атаки, $M_{\text{тр}}$ — момент трения в подшипниках качения и от влияния колеблющихся проводов, $\bar{\omega}_z = \omega_z l / V$ — безразмерная угловая скорость тангажа, $\omega_z = \dot{\vartheta}$ — угловая скорость тангажа, $\bar{\alpha} = \frac{d\alpha}{dt} \frac{l}{V}$ — безразмерная скорость изменения угла атаки.

Стендовые испытания показали, что момент трения может быть смоделирован функцией:

$$M_{\text{тр}} = \left[-X f_* \frac{d}{2} - M_0 \right] \text{sgn}(\dot{\vartheta}) - M_0^{\dot{\vartheta}} \frac{d\vartheta}{dt},$$

где X — реакция в подшипниках, f_* — приведенный коэффициент трения подшипника, d — диаметр цапфы подшипника, M_0 — сухое трение от влияния проводов, $M_0^{\dot{\vartheta}} d\vartheta / dt$ — вязкое трение от влияния проводов (вязким трением в подшипниках можно пренебречь).

Уравнение (1) нелинейно, т. к. $M_{\text{тр}}$ нелинейно зависит от $\dot{\vartheta}$. Однако величина этого момента мала, поэтому это уравнение можно отнести к классу квазилинейных уравнений. Для решения таких уравнений разработаны приближенные аналитические методы [10]. Причем решение первого приближения получается достаточно простым, что позволяет решать обратную задачу, т. е. по известному решению $\vartheta(t)$ находить неизвестные параметры уравнения (1). Нелинейное уравнение (1) в рамках первого приближения эквивалентно следующему линейному уравнению:

$$\ddot{\vartheta} + 2n_{\text{eq}} \dot{\vartheta} + \omega_0^2 \vartheta = 0,$$

где $n_{\text{eq}} = \left(\frac{-(m_z^{\bar{\omega}} + m_z^{\bar{\alpha}})qSl^2}{2I_z V} + \frac{M_0^{\dot{\theta}}}{2I_z} \right) + \left(\frac{Xdf_*}{\pi I_z \omega \Theta} + \frac{2M_0}{\pi I_z \omega \Theta} \right)$ — декремент затухания эквивалентной линейной системы, зависящий от амплитуды Θ , а $\omega_0 = \sqrt{-m_z^{\bar{\alpha}} qSl / I_z}$ — частота собственных колебаний при $n_{\text{eq}} = 0$. Приближенное решение уравнения имеет вид

$$\mathcal{G} = \Theta \cos \omega_0 t.$$

Изменение амплитуды Θ описывается уравнением

$$\frac{d\Theta}{dt} = -n\Theta - k_{\text{тр}},$$

где $n = n_V + n_0$, $n_V = \frac{-(m_z^{\bar{\omega}} + m_z^{\bar{\alpha}})qSl^2}{2I_z V}$ — декремент аэродинамического демпфирования,

$n_0 = \frac{M_0^{\dot{\theta}}}{2I_z}$ — декремент вязкого трения от проводов, $k_{\text{тр}} = n_{\text{тр}} \Theta = \frac{Xdf_*}{\pi I_z \omega} + \frac{2M_0}{\pi I_z \omega}$. Решение последнего уравнения имеет вид:

$$\Theta(t) = \left(\Theta_0 + \frac{k_{\text{тр}}}{n} \right) \exp(-nt) - \frac{k_{\text{тр}}}{n}. \quad (2)$$

Суть используемого в работе метода определения аэродинамического демпфирования заключается в следующем. Вначале находится огибающая амплитуд $\Theta(t)$. Для этого реализация переходного процесса $\mathcal{G}(t)$ разбивается на небольшие отрезки (1–5 периодов колебаний). Квазилинейный переходный процесс на каждом временном отрезке аппроксимируется линейным переходным процессом

$$\hat{\mathcal{G}} = \mathcal{G}_0 + \Delta \mathcal{G} \exp(-nt) \cos(\omega t + \varphi)$$

и выявляются неизвестные параметры (рис. 4, а). Их определение осуществляется методом наименьших квадратов посредством минимизации функции:

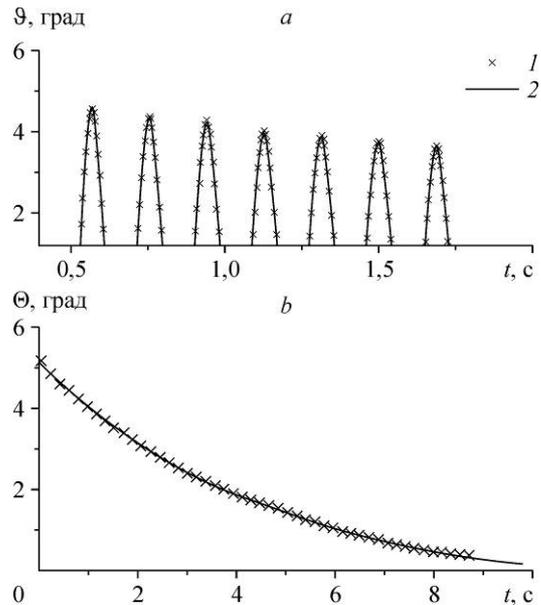
$$F = \sum_{t_1}^{t_2} (\mathcal{G} - \hat{\mathcal{G}})^2.$$

После этого рассчитываются амплитуды переходного процесса $\Theta(t)$. По этой методике обрабатывается весь переходной процесс. Затем огибающая амплитуд $\Theta(t)$ по методу наименьших квадратов аппроксимируется зависимостью (2) и определяется декремент n (рис. 4, б).

Расчет аэродинамических производных производился по следующим формулам:

Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных с результатами аппроксимации для варианта модели № 1 при числе Маха $M_\infty = 6$.

а — переходный процесс угла тангажа по времени, б — огибающая амплитуд переходного процесса; 1 — эксперимент, 2 — аппроксимация.



$$m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}} = -(2I_z n - M_0^{\dot{g}}) \frac{V}{qSl^2}, \quad (3)$$

$$m_z^{\alpha} = -\frac{\omega^2 I_z}{qSl}.$$

Производная $M_0^{\dot{g}}$ находилась с помощью специального метода при проведении градуировочных стендовых испытаний.

Параметры потока в трубе определялись по стандартной методике, принятой в Т-313. Исключение составляет скорость потока V , которая рассчитывалась по известной формуле:

$$V = M \sqrt{kR \frac{T_{0\phi}}{1 + 0,2M^2}} = 20M \sqrt{\frac{T_{0\phi}}{1 + 0,2M^2}},$$

где $k = 1,4$ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме, $R = 287 \text{ м}^2/\text{с}^2\text{К}$ — универсальная газовая постоянная, $T_{0\phi}$ — температура торможения в форкамере трубы.

Метрологические исследования показывают, что погрешности определения аэродинамических производных (3) при доверительной вероятности $P = 0,95$ (доверительные интервалы $\gamma = \pm 2\sigma$) не превышают величины $\gamma(m_z^{\alpha}) \leq 5\%$, $\gamma(m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}) \leq 20\%$.

3. Обсуждение результатов испытаний

В процессе экспериментов проводилась теневая визуализация с помощью прибора ИАБ-451. На рис. 5 приведены теневые картины обтекания модели в окрестности балансировочных углов атаки, полученные при весовых испытаниях. Видно, что обтекание носовой части модели (и прежде всего, сопел двигательных установок) сопровождается образованием ударных волн и отрывом потока, что оказывает сильное влияние на структуру течения в области задней конической части модели.

Среднеквадратические погрешности σ для аэродинамических характеристик эталонной модели НВ-2, измеренные с помощью механических весов и пересчитанные на характерную площадь модели ОГБ, приведены в таблице № 1. Доверительные интервалы при вероятности $P = 0,95$, полученные в результате многократных испытаний, указаны на соответствующих рисунках. Видно, что точность полученных механическими весами статических характеристик весьма высока. Разброс данных повторных измерений при $M_{\infty} = 4$ находится в пределах случайных погрешностей.

Анализ результатов весовых испытаний позволил выявить следующие основные особенности поведения аэродинамических коэффициентов в области балансировочных углов атаки $\alpha = 0-5^\circ$. Коэффициент сопротивления слабо зависит от угла атаки, сильно уменьшаясь с ростом числа M_{∞} от значений $c_{xa} \approx 0,6$ при $M_{\infty} = 2$ до $c_{xa} \approx 0,3$ при $M_{\infty} = 6$ (рис. 6, *a*). Зависимости коэффициента подъемной силы от угла близки к линейным (рис. 6, *b*). Величины коэффициентов подъемной силы на балансировочных углах атаки находятся в диапазоне $c_{ya} \approx 0,03-0,07$. Зависимости коэффициента момента тангажа от угла атаки также близки к линейным, за исключением режима $M_{\infty} = 4$ (рис. 6, *c*). Следует отметить, что модель с передним положением оси вращения (вариант № 1) статически устойчива ($m_z^{\alpha} < 0$) и балансируется на малых углах атаки при всех числах Маха. Модель с задней центровкой (вариант № 2) при числе $M_{\infty} = 2$ не имеет балансировочных углов атаки и обладает устойчивостью, близкой к нейтральной. В тоже время при числах Маха

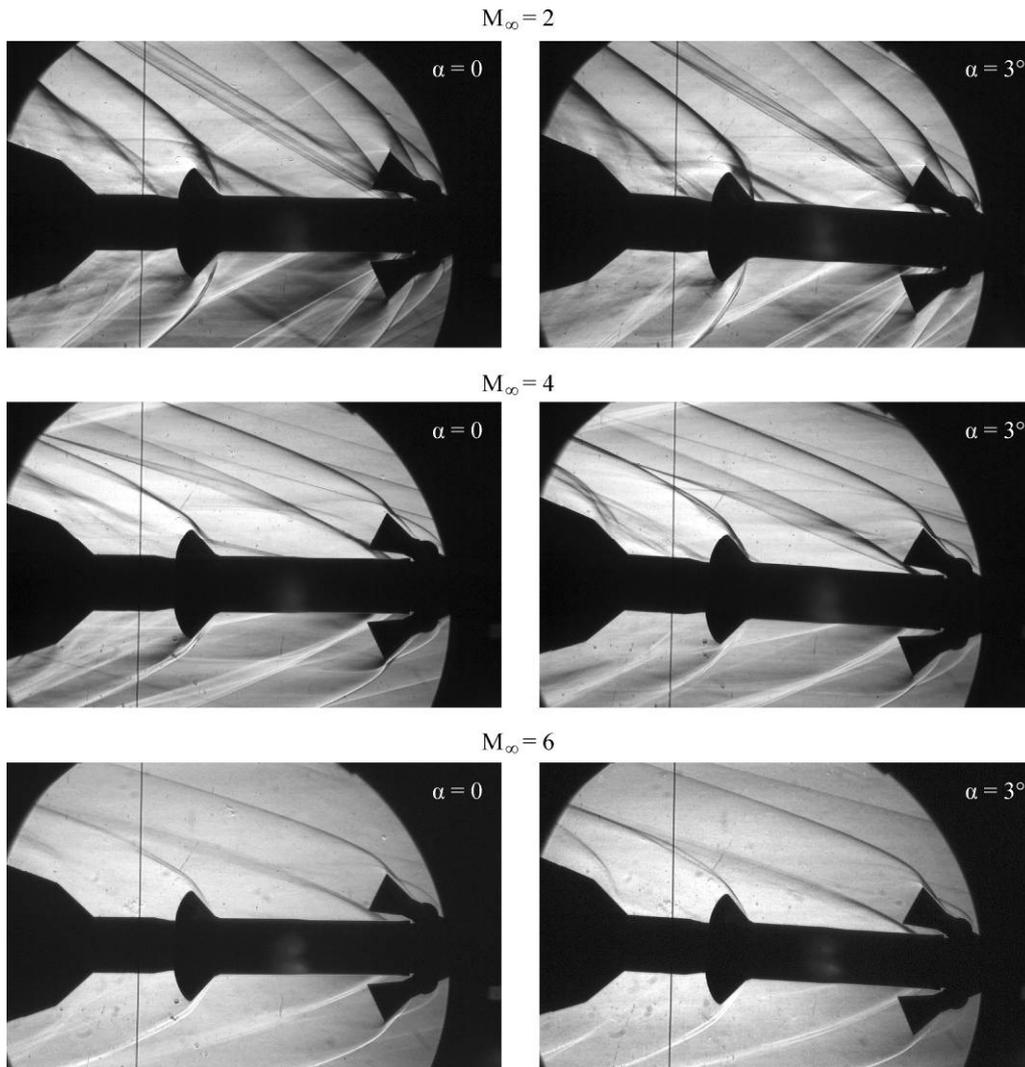


Рис. 5. Теневые картины обтекания модели.

$M_\infty = 4$ и 6 модель статически устойчива, но определить балансировочные углы в исследованном диапазоне углов атаки не удастся.

Обработка результатов весовых испытаний для варианта модели № 1 позволила определить средние значения производных m_z^α (размерность производной 1/рад), которые составили следующие величины:

$$M_\infty = 2 : m_z^\alpha = -0,120; \quad M_\infty = 4 : m_z^\alpha = -0,154; \quad M_\infty = 6 : m_z^\alpha = -0,135.$$

Таблица 1
Среднеквадратические погрешности

M_∞	2	3	4
α°	$-3 \div 16$	$-3 \div 18$	$-3 \div 20$
σ_{c_x}	0,00021	0,00030	0,00036
σ_{c_y}	0,00030	0,00023	0,00041
σ_{m_z}	0,00039	0,00036	0,00048

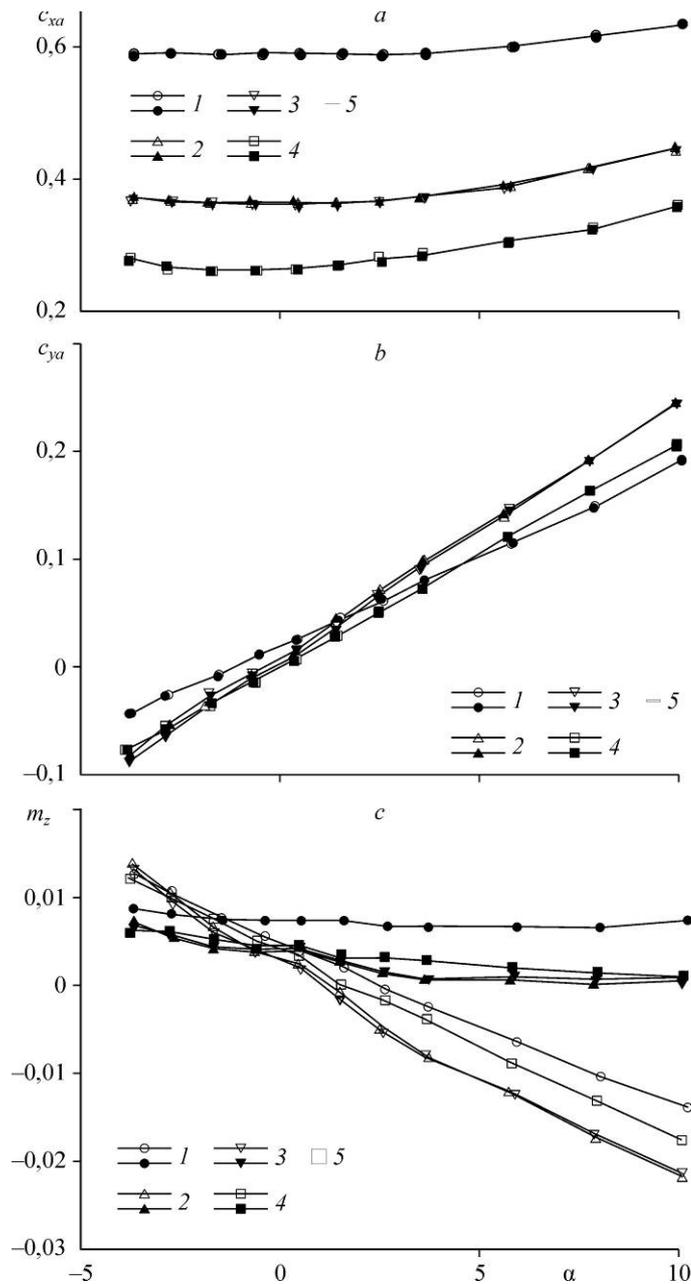


Рис. 6. Зависимости коэффициентов аэродинамических сил и моментов модели от угла атаки при статических весовых испытаниях.

Светлые символы — модель № 1, темные символы — модель № 2; $M = 2$ (1), 4 (2, 3), 6 (4) с доверительными интервалами (5) — $\pm 2\sigma_{c_{xa}}(a)$, $\pm 2\sigma_{c_{ya}}(b)$, $\pm 2\sigma_{m_z}(c)$.

В табл. 2 приведены аэродинамические производные модели и параметры подбора (балансировочные углы атаки составляли величины $\alpha \approx 2-3^\circ$), полученные на установке свободных колебаний. Сопоставление статических производных m_z^α с соответствующими производными, полученными в весовом эксперименте (рис. 7, а), показывает, что максимальные расхождения ($M_\infty = 4$) не превышают 10%. Полученный результат подтверждает достоверность полученных данных.

Таблица 2

Аэродинамические производные

Число Маха, M_∞	Число Рейнольдса, $Re \times 10^{-6}$	Приведенная частота колебаний, $\bar{\omega}$	m_z^α , 1/рад	$m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}_z}$
Вариант модели № 1				
2	14,0	0,0726	-0,123	-0,0315
4	24,8	0,0641	-0,170	-0,0864
6	10,2	0,0244	-0,131	-0,0678
Вариант модели № 2				
2	14,0	—	—	—
4	24,5	0,0331	-0,0615	-0,0629
6	10,3	0,0115	-0,0387	-0,0478

При задней центровке (вариант № 2) и числе $M_\infty = 2$ модель после освобождения

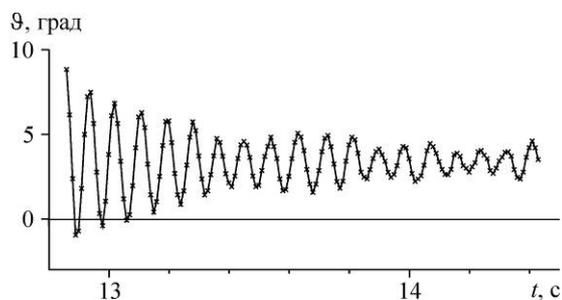
Рис. 7. Зависимость аэродинамических производных от числа M_∞ .

a — статические производные, b — производные демпфирования; 1 — вариант модели № 1, 2 — вариант модели № 2, 3 — вариант модели № 1 (весовые испытания).

перемещалась по аperiodическому закону на положительные углы атаки и упиралась в ограничитель. Этот результат был зафиксирован и в повторном эксперименте. Для этого режима определить вращательные производные $m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}_z}$ не представлялось возможным.

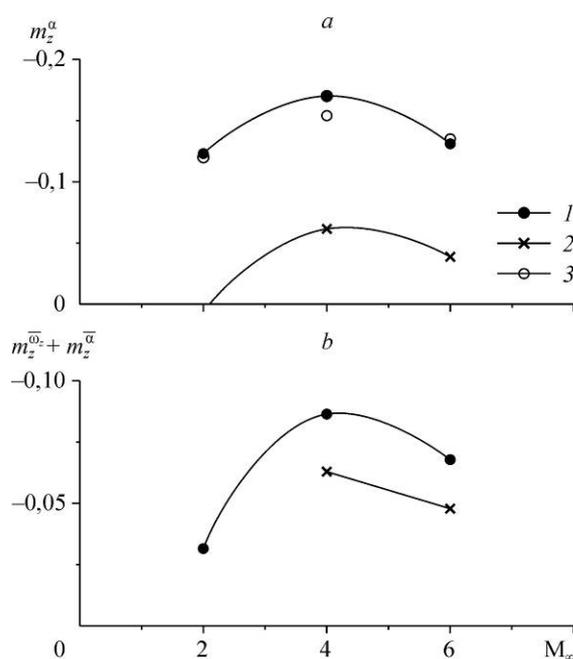
На рис. 7, b представлены графики зависимостей вращательных производных $m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}_z}$ от числа Маха. Видно, что модель сохраняет демпфирующие свойства на всех режимах. Для варианта модели № 1 при числе $M_\infty = 2$ демпфирование уменьшается. Демпфирование первого варианта модели существенно выше демпфирования второго варианта.

Следует отметить, что при обработке огибающих амплитуд колебаний предполагалось, что демпфирующие моменты модели не зависят от амплитуды колебаний. Поэтому фактически определялись осредненные по всем амплитудам колебаний величины демпфирующих моментов. Однако, эксперимент показывает, что производные $m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}_z}$ на некоторых режимах сильно зависят от амплитуды колебаний. Примером этого служат данные, приведенные на рис. 8.



Видно, что при больших амплитудах модель обладает демпфирующими свойствами, тогда как при малых — наблюдается потеря демпфирования. Поэтому возникают автоколе-

Рис. 8. Изменение угла тангажа по времени для варианта модели № 1 при $M_\infty = 2$.



бания, которые происходят с достаточно малой амплитудой и носят нерегулярный характер типа биений.

Выводы

В сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 измерены статические и демпфирующие производные момента тангажа модели ОГБ на установке свободных колебаний при числах Маха $M_\infty = 2, 4, 6$. Сопоставление производных m_z^α , полученных в весовых и в динамических экспериментах, показывает их хорошее согласование. Модель обладает демпфирующими свойствами на всех исследованных режимах, за исключением режима $M_\infty = 2$. В этом случае при задней центровке модель не балансируется, а при передней возникают нерегулярные автоколебания типа биений.

Список литературы

1. Петров К.П. Аэродинамика тел простейших форм. М: Факториал, 1998. 432 с.
2. Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К., Табачников В.Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М.: Наука, 1971. 768 с.
3. Schmidt E. Standart dynamics model experiments with the DFVLR/AVA transonic derivative balance. AGARD-CP-386, 1985. 16 p.
4. Райх А.Л. Теория и методика экспериментального определения вращательных производных // Тр. ЦАГИ, 1939. Вып. № 419. 33 с.
5. Липницкий Ю.М., Красильников А.В., Покровский А.Н., Шмапенков В.Н. Нестационарная аэродинамика баллистического полета. М.: Физматлит, 2003. 174 с.
6. Козловский В.А. Экспериментальное определение в аэродинамических трубах методом свободных колебаний характеристик демпфирования спускаемых в атмосфере планет аппаратов // Космонавтика и ракетостроение. 2005. № 1 (38). С. 81–94.
7. Кабин С.В., Колин И.В., Кульков Н.С., Марков В.Г., Нушгаев П.Д. Вращательные производные модели тяжелого самолета со стреловидным крылом большого удлинения при тангажных колебаниях в потоке больших дозвуковых скоростей // Техника и воздушного флота. 2007. № 5–6. С. 10–17.
8. Беговщиц В.Н., Кабин С.В., Колин И.В., Нушгаев П.Д., Храбров А.Н. Метод свободных колебаний на упругом шарнире для исследования нестационарных аэродинамических производных при трансзвуковых скоростях потока // Уч. зап. ЦАГИ. 1996. № 3–4. С. 39–50.
9. Харитонов А.М. Техника и методы аэрофизического эксперимента. Новосибирск. Изд-во НГТУ, 2011. 643 с.
10. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Физматгиз, 1958. 408 с.

Статья поступила в редакцию 13 марта 2013 г.