

УДК 533.6.011:605

К МЕТОДИКЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОВМЕЩЕННЫХ ТЯГОВО-АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОДЕЛЕЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

А. В. Локотко

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Предложен метод экспериментального определения силовых характеристик сопел (тяги, подъемной силы, момента) совместно с аэродинамическими характеристиками модели летательного аппарата при обдуве сверхзвуковым потоком. Испытания проводились на специальной методической модели при достижении равновесия сил тяги и сопротивления. Показана возможность определения в этих условиях внутренних силовых характеристик сопла, лобового сопротивления модели по измеренной тяге имитатора силовой установки, а также эффективных (с учетом влияния работающей силовой установки) подъемной силы и момента.

Введение. Ближайшей перспективой является освоение летательными аппаратами (ЛА) гиперзвуковых скоростей полета в воздушном пространстве. По мере роста скорости полета облик ЛА в значительной мере определяется существенным увеличением площади входа воздухозаборника и выхода реактивного сопла в общем сечении миделя. В настоящее время рассматривается так называемая интегральная компоновка, когда крыло и корпус объединяются в единую несущую конструкцию, включающую элементы силовой установки (СУ), располагающейся на нижней поверхности. При этом носовая скошенная часть фюзеляжа играет роль поверхности сжатия воздухозаборника, а около скошенной задней поверхности происходит расширение струи газов. При такой интеграции появляется возможность уменьшения массовых показателей воздухозаборника и сопла и увеличения эффективного аэродинамического качества аппарата за счет использования подъемной силы, создаваемой этими элементами [1].

Необходимым этапом при создании любого летательного аппарата является исследование его моделей в аэродинамических трубах. Однако традиционные методы, когда изучаются главным образом аэродинамические характеристики планера без учета факторов, обусловленных работой СУ, в случае гиперзвуковых скоростей малоприменимы по двум причинам. Во-первых, при традиционном подходе, когда влияние СУ моделируется лишь воспроизведением течения на поверхностях сжатия воздухозаборника при наличии проточного тракта мотогондолы, на расширяющейся поверхности тракта около хвостовой части корпуса возникает значительное изменяющееся сложным образом донное разрежение. Оно сильно искажает получаемые аэродинамические коэффициенты, а введение соответствующих поправок во все компоненты результирующей силы оказывается сложным и трудоемким и не обеспечивает необходимую точность. Во-вторых, расширение реактивной струи около кормовой части сильно влияет на эффективное аэродинамическое качество, балансировку ЛА, а также эффективную тягу силовой установки.

Таким образом, необходимо проведение испытаний моделей гиперзвуковых ЛА в аэродинамических трубах с обязательным моделированием работы СУ, причем с учетом особенностей, влияющих на внешнее обтекание. Соответствующие критерии моделирования, относящиеся главным образом к диапазону умеренных скоростей полета, хорошо

известны (см., например, [2, 3]). В области очень высоких скоростей влияние факторов, связанных с работой СУ, становится сопоставимым с действующими аэродинамическими силами и определяет эффективность всей компоновочной схемы. Поэтому целесообразно развитие методов испытаний с более полным динамическим моделированием, в частности при достижении равновесия сил лобового сопротивления и тяги, что соответствует режиму установившегося крейсерского полета. Динамическое взаимодействие захватываемой трубки тока с элементами конструкции возможно при воспроизведении на модели следующих безразмерных параметров: относительной площади входа воздухозаборника; углов поворота потока и площади горла, определяющих степень сжатия; коэффициента расхода в зависимости от режимов полета; коэффициента тяги сопла.

Воспроизведение коэффициента тяги сопла $c_{P_x} = P_x/(qS)$ при моделировании его геометрии, т. е. числа Маха истечения, требует сохранения относительного полного давления $\pi = p_{0c}/p_\infty$ и как следствие нерасчетности истечения p_c/p_∞ . Здесь P_x — составляющая тяги по продольной оси; $q = (1/2)\rho p_\infty M^2$ — скоростной напор; S — характерная площадь; p_{0c} — полное давление в ресивере модели; p_c — давление на срезе сопла; p_∞ — давление в невозмущенном потоке; ρ — показатель адиабаты; M — число Маха. Скошенная хвостовая часть фюзеляжа представляет собой, по существу, несимметричное двумерное сопло. Исследование процессов истечения из таких сопел в условиях взаимодействия струи с внешним потоком и возникающих явлений интерференции представляет значительный интерес.

Предлагается следующий метод аэродинамических испытаний моделей гиперзвуковых ЛА в аэродинамических трубах.

1. Модель оснащается имитатором силовой установки, обеспечивающим при заданных параметрах течения на входе в воздухозаборник необходимую величину коэффициента тяги. Предполагается, что в качестве имитатора будет использоваться проточная мотогондола, оснащенная эжектором (см., например, [4]).

2. Модель известным способом устанавливается в рабочую часть аэродинамической трубы на весовое устройство и взвешивается в условиях обдува внешним сверхзвуковым потоком на различных углах атаки для получения поляры в координатах эффективных (т. е. с учетом влияния работающей СУ) коэффициентов лобового сопротивления c_{xa} и подъемной силы c_{ya} , а также коэффициента момента тангажа m_{za} .

3. На каждом фиксированном угле атаки при получении поляры производится изменение тяги имитатора СУ. При этом желательно достижение равновесия сил лобового сопротивления и тяги (когда измеренная результирующая продольная сила $R_x = 0$). По полученным зависимостям приведенным ниже способом находятся удельные импульсы соответствующих силовых компонентов несимметричного сопла и по ним эффективные аэродинамические коэффициенты.

Настоящая работа посвящена в основном методическому обоснованию предложенного способа аэродинамических испытаний с использованием специальной методической модели, не имеющей воздухозаборника. Исследования выполнены на нулевом установочном угле атаки. Кроме того, излагаются переработанные в соответствии с предложенным способом опубликованные ранее [5] результаты испытаний этой же модели, оснащенной крылом, в потоке с $M_\infty = 6,11$, которые, с одной стороны, служат иллюстрацией метода, а с другой — демонстрируют некоторые эффекты интерференции струи и внешнего потока при их взаимодействии вблизи поверхности крыла.

Описание модели и условий экспериментов. Эксперименты выполнялись в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 Института теоретической и прикладной механики СО РАН, имеющей сечение рабочей части $0,6 \times 0,6$ м, при числах Маха $M_\infty = 3,02$; $4,03$; $6,11$ и Рейнольдса $Re = 37 \cdot 10^6$; $54 \cdot 10^6$; $9 \cdot 10^6$ м⁻¹.

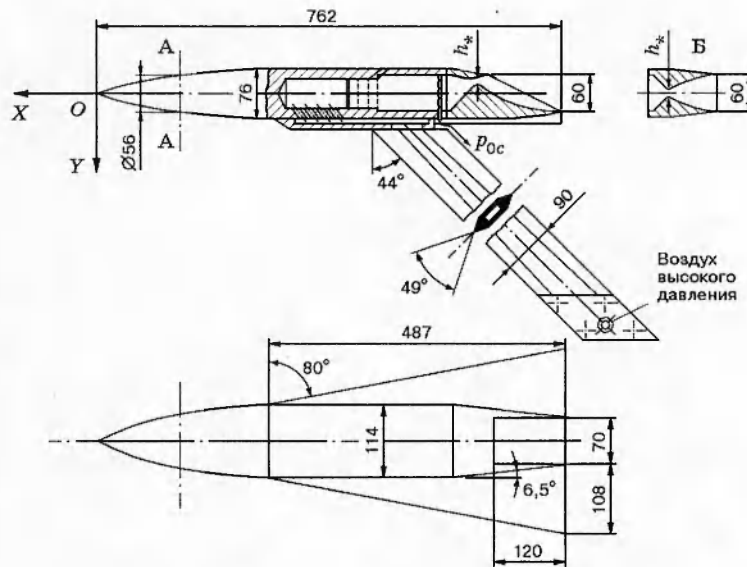


Рис. 1

Схема модели показана на рис. 1 (размеры даны в миллиметрах). Модель представляет собой корпус, установленный на ножевидном пилоне, закрепленном на балке механических аэродинамических весов внешнего типа. Внутри пилона выполнен канал для подачи рабочего тела реактивной струи, в данном случае воздуха. Конструкция модели и система силовой развязки с питающим трубопроводом более подробно описаны в [5, 6]. В настоящих экспериментах модель модернизирована: к существовавшим возможностям изменения различных ее элементов (замены сопел, установки крыла, причем того и другого в прямом и перевернутом положениях) добавилась возможность изменения конфигурации носовой части корпуса модели (заостренной или тупой) (рис. 1, разъем по сечению А-А). Это позволило варьировать коэффициент лобового сопротивления модели. Аэродинамические коэффициенты рассчитывались для площади миделя модели $S = 0,008664 \text{ м}^2$, а коэффициент момента тангажа — для условной средней аэродинамической хорды (САХ) $b_a = 0,1 \text{ м}$.

Использовались сопла трех типов. Все они имели прямоугольное поперечное сечение со следующими размерами на выходе: высота 60 мм, ширина 70 мм. Одно из сопел представляло собой симметричную конфигурацию (рис. 1, вид Б), два других — несимметричную. Выдвижение задней кромки относительно кромки обечайки в несимметричных соплах составляло 120 мм. Симметричное сопло и одно из несимметричных сопел имели высоту критического сечения $h_* = 14,28 \text{ мм}$ и степень расширения 4,20. Для симметричного сопла степень расширения соответствовала числу Маха истечения $M_c = 2,99$. Второе несимметричное сопло, использовавшееся в экспериментах при $M_\infty = 6,11$, имело $h_* = 8,65 \text{ мм}$ и степень расширения 6,94, причем из имеющихся подобных сопел [7] было выбрано одно, отличающееся наиболее развитыми явлениями отрыва на внешней поверхности при взаимодействии истекающей струи с набегающим потоком.

Профили сопел рассчитаны А. И. Рыловым в соответствии с результатами работы [8].

Давление в ресивере модели измерялось системой МИД-100 с пневмокоммутатором с рабочим диапазоном $0 \div 0,6 \text{ МПа}$, имеющим точность 0,2% от предела измерений. Силовые нагрузки измерялись рейтерными измерителями, имеющими точность порядка 0,1%.

Аппроксимация зависимостей, полученных в экспериментах, и выдача соответствующих коэффициентов осуществлялись с помощью стандартной программы AXUM.

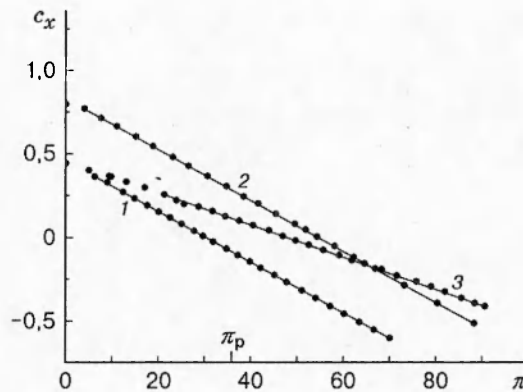


Рис. 2

Результаты экспериментов. На рис. 2 приведены зависимости $c_x(\pi)$, полученные при продувке модели без крыла на режиме с $M_\infty = 4,03$ при различных вариантах ее оснащения. Каждая точка обозначает результат измерения. Линия 1 соответствует установке симметричного сопла и острой носовой части модели, 2 — симметричного сопла и тупого носа, 3 — несимметричного сопла с $h_* = 14,28$ мм и острого носа. Для симметричного сопла (линии 1, 2) по мере увеличения π начиная со значений $\pi_n = 7 \div 8$ зависимости становятся строго линейными и затем пересекают ось абсцисс. Для данного сопла расчетный режим истечения ($p_c = p_\infty$) соответствует $\pi_p = 36,18$, а степень нерасчетности при наступлении автомодельного режима равна $\pi_n/\pi_p \cong 0,21$. В точке пересечения с осью абсцисс измеренное значение продольной результирующей силы $R_x = 0$, т. е. тяга уравновешивает сопротивление. Тангенс угла наклона линий 1, 2 может быть определен как отношение разности любых двух значений аэродинамических коэффициентов результирующих продольных сил c_{R_x1} , c_{R_x2} к разности π_1 , π_2 :

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{c_{R_x1} - c_{R_x2}}{\pi_1 - \pi_2} = \frac{[p_{0c} F_c f(\lambda_c) - p_\infty F_c - X]_1 - [p_{0c} F_c f(\lambda_c) - p_\infty F_c - X]_2}{qS[(p_{0c}/p_\infty)_1 - (p_{0c}/p_\infty)_2]},$$

где F_c — площадь среза сопла; $f(\lambda_c)$ — газодинамическая функция; λ_c — коэффициент скорости; X — аэродинамическая продольная сила.

Поскольку $[p_\infty F_c; X]_1 = [p_\infty F_c; X]_2$, то $\operatorname{tg} \omega = \Delta p_0 F_c f(\lambda_c)/(qS \Delta \pi)$. Это выражение имеет смысл коэффициента удельного импульса сопла [9], представленного в виде аэродинамического коэффициента. На автомодельном режиме истечения ($\lambda_c = \text{const}$) $\operatorname{tg} \omega = \text{const}$, т. е. зависимость представляет собой прямую линию, что и наблюдается в эксперименте.

Аппроксимируя линейные участки полученных зависимостей прямыми вида

$$y = a + bx, \quad (1)$$

получим $a \equiv c_{x0}$, $b \equiv \operatorname{tg} \omega$, $x \equiv \pi$. Таким образом, тангенс угла наклона прямых пропорционален коэффициенту удельного пустотного импульса сопла.

Рассмотрим подробнее коэффициент a . С одной стороны, a есть корень уравнения (1) при $x = \pi = 0$, т. е. коэффициент лобового сопротивления c_{x0} при пассивной продувке (в отсутствие тяги). Очевидно, в этом случае c_{x0} включает силы донного сопротивления. С другой стороны, $a = \pi|_{c_{R_x=0}} \cdot \operatorname{tg} \omega = \pi p_{0c} F_c f(\lambda_c)/(\pi qS)$ представляет собой пустотный импульс (силу) при достижении равновесия сопротивление — тяга, записанный в виде аэродинамического коэффициента. Интересно сопоставление этих двух величин, которое

Таблица 1

М	Тип носовой части	a_x	b_x	c'_{x0}	c_{pb}	c_{x0}	c_{P_x}	$\delta, \%$
3	Острый	0,596 44	-0,027 90	0,554 55	-0,082 58	0,514 51	0,520 01	1,06
	Тупой	0,924 52	-0,027 76	0,879 77	-0,073 62	0,844 08	0,848 40	0,51
4	Острый	0,464 41	-0,015 37	0,450 58	-0,025 68	0,438 13	0,422 23	3,63
	Тупой	0,838 53	-0,015 39	0,815 60	-0,031 86	0,800 15	0,796 16	0,50

является своеобразным тестом на достоверность измерений. Это сопоставление также позволяет оценить c_{x0} модели конкретного ЛА при сложных обводах хвостовой части корпуса без необходимости пассивной продувки с измерением донного давления. При установке симметричного сопла эксперименты носят в основном тестовый характер, когда донное сопротивление может быть легко учтено при измерении донного давления. Записав выражение для силы тяги, можно составить предполагаемое равенство

$$a - p_{\infty} F_c / (qS) = c'_{x0} - c_{pb} F_c / S, \quad (2)$$

где $c_{pb} = (p_b - p_{\infty})/q$ — коэффициент донного давления; p_b — донное давление. Здесь и ниже штрих обозначает величину, полученную в результате весовых измерений.

Левая часть выражения (2) представляет собой коэффициент тяги c_{P_x} , правая — коэффициент лобового сопротивления при исключении коэффициента донного сопротивления c_{xb} , т. е. $c_{x0} = c'_{x0} - c_{xb}$. Таким образом, уравнение (2) можно записать в виде

$$c_{P_x} = c_{x0}. \quad (3)$$

Следует заметить, что изменение лобового сопротивления модели при установке острой или тупой носовой части смещает зависимости $c_x(\pi)$ строго эквидистантно, поэтому точность выполнения равенства (3) оценивается для обоих случаев. Такое же влияние на c_x оказывает пилонная стойка, т. е. наличие пилона не сказывается на величине удельного импульса. Результаты измерений для острой и тупой носовой части модели приведены в табл. 1. Здесь и далее коэффициентам a и b линейных зависимостей вида (1) присваиваются индексы соответствующего силового компонента. В табл. 1 δ — величина невязки левой и правой частей выражения (3), в основном она не превышает 1%, но в одном случае составляет 3,63%. Такое отклонение, по-видимому, связано с недостаточной точностью измерения донного давления, когда при низком уровне ($p_b \sim 3$ кПа) оно, как и p_{0c} , измерялось прибором, рассчитанным на 0,6 МПа. Кроме того, расстояние, на котором измерялось давление, было довольно большим (около 4 м), что требовало длительного времени работы трубы, а это не всегда оказывалось возможным. В табл. 1 значение $c_{pb} = -0,025 68$ заметно отличается от остальных, что подтверждает сделанное предположение.

Для несимметричного сопла с $h_* = 14,28$ мм (линия 3 на рис. 2) зависимость имеет значительно меньший угол наклона. При этом величина удельного импульса на 38% меньше, чем для симметричного сопла с $h_* = 14,28$ мм. Значения коэффициентов аппроксимации и аэродинамических коэффициентов, полученные в экспериментах с несимметричным соплом, представлены в табл. 2.

Таблица 2

М	a_x	b_x	c'_{x0}	c_{P_x}
3	0,591 78	-0,017 29	0,560 64	0,515 36
4	0,458 66	-0,009 61	0,443 95	0,416 29

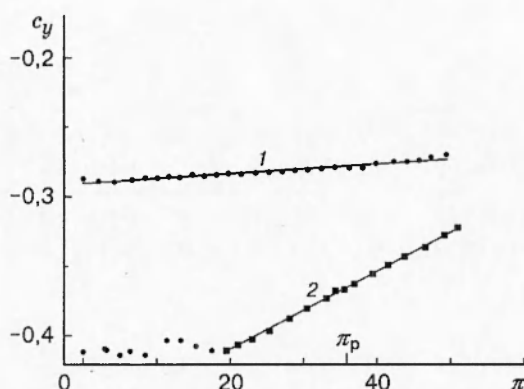


Рис. 3

Эксперименты с несимметричным соплом демонстрируют возможность определения коэффициента лобового сопротивления модели по измеренной тяге без измерения донного давления. Сравнивая значения c_{P_x} (табл. 2) с величинами c_{x0} (табл. 1), получаем очень небольшое расхождение, например, для $M_\infty = 3,02$ и острого носа модели оно составляет 0,16%. Так как внешние обводы симметричного и несимметричного сопел весьма близки, это означает, что по измеренной тяге можно определять c_{x0} для сложных конфигураций:

$$c_{x0} = \pi \Big|_{c'_x=0} \cdot \operatorname{tg} \omega - p_\infty F_c / (qS).$$

Заметим, что рассчитанная по тяге величина c_{x0} отличается от измеренной непосредственно (без измерения донного давления) на 8,1%.

Оценить достоверность предложенного метода измерений можно также, определяя внутренние силовые характеристики симметричного сопла ($I'/I_{ид}$) по формуле

$$\bar{I}_{ид} = I_{ид} / (F_* p_{0c}) = [2 / (\varepsilon + 1)]^{1/(\varepsilon - 1)} Z(\lambda_c),$$

где F_* — площадь критического сечения сопла; $Z(\lambda_c)$ — газодинамическая функция импульса. Значение коэффициента удельного импульса по результатам измерений I' можно вычислить по формуле $I' = b_x qS / (F_* p_\infty)$.

Для заданной геометрии сопла $\lambda_c = 1,962$, $\bar{I}_{ид} = 1,5669$. В экспериментах получено $I'/I_{ид} = 0,9776$; 0,9775 для $M_\infty = 3$; 4 соответственно. Это отношение определяет совершенство сопла. Полученные значения являются типичными для сверхзвуковых плоских сопел [10], что подтверждает эффективность предложенного метода.

Зависимости $c_y(\pi)$ при установке симметричного и несимметричного сопел с $h_* = 14,28$ мм на модели с острой носовой частью приведены на рис. 3 для $M_\infty = 3,02$ (линия 1 соответствует симметричному соплу, 2 — несимметричному). Изменение подъемной силы для симметричного сопла происходит за счет угловой деформации подвески модели под действием разности сил тяги и сопротивления, что подробно обсуждалось в [5]. Возникающая дополнительная нормальная сила Y_n представляет собой погрешность эксперимента, и ее необходимо учитывать. В то же время на режиме равновесия продольных сил ($R_x = 0$) деформация должна отсутствовать, а истинный угол атаки модели соответствовать установившемуся. При других способах подвески модели необходимо учитывать деформации от действия всех компонентов результирующей силы.

Для несимметричного сопла имеют место две особенности. Во-первых, при росте π начало установления автомодельного режима наступает значительно позднее, чем для симметричного сопла, что особенно заметно на зависимостях $c_y(\pi)$ в отличие от $c_x(\pi)$: начало

Таблица 3

Конфигурация модели	Положение сопла, крыла	a_x	b_x	c_{x0}
Без крыла	Прямое	0,397 46	-0,004 18	0,3789
	Перевернутое	0,386 36	-0,004 19	0,3678
С крылом	Прямое	0,439 63	-0,004 22	0,4211
	Перевернутое	0,426 63	-0,004 16	0,4081

линейного участка соответствует $\pi_{л} \cong 20$. Во-вторых, для модели с несимметричным соплом существенно уменьшается коэффициент подъемной силы в области малых значений π по сравнению с симметричным. Это связано с распространением донного разрежения на удлиненную часть сопла. Потери подъемной силы компенсируются за счет истечения струи лишь при $\pi \cong 80$, и с дальнейшим ростом π наблюдается приращение c_y . Эта особенность зависит от угла атаки, как показано в [5].

Рассмотрим результаты испытаний модели, оснащенной крылом и несимметричным соплом с $h_* = 8,65$ мм, в потоке с $M_\infty = 6,11$, опубликованные в [5] и переработанные в соответствии с изложенным методом*. В данных испытаниях использован метод продувок для прямого и перевернутого положений сопла и крыла, что позволило получить уточненные оценки коэффициентов подъемной силы и моментных характеристик при наличии и в отсутствие крыла.

В табл. 3 приведены аппроксимирующие коэффициенты a_x , b_x для линейных зависимостей $c_x(\pi)$ и вычисленные по удельному импульсу величины c_{x0} . Значения c_{x0} для модели с крылом оказались выше, чем для модели без крыла, что естественно. Заметное различие c_{x0} для прямого и перевернутого положений крыла может объясняться интерференционным взаимодействием течений в его окрестности с пилоном.

На рис. 4 представлены зависимости $c_y(\pi)$ для модели с несимметричным соплом с $h_* = 8,65$ мм при $M_\infty = 6,11$. Здесь в первую очередь представляет интерес изменение удельного импульса по направлению нормальной оси при наличии и в отсутствие крыла, что является признаком проявления интерференционных эффектов от взаимодействия струи и внешнего потока. На рис. 4 линии 1, 2 обозначают прямое и перевернутое положения сопла соответственно для модели без крыла; 3, 4 — прямое и перевернутое положения сопла и крыла для модели с крылом. Для исключения погрешностей, связанных с деформацией устройств подвески модели, используя результаты [4], можно записать следующие выражения для коэффициентов b_y — удельных импульсов по направлению нормальной оси:

$$b_y^- = |b_1| - [|b_1| - |b_2|]/2 \quad \text{или} \quad b_y^- = |b_2| + [|b_1| - |b_2|]/2,$$

$$b_y^+ = |b_3| - [|b_3| - |b_4|]/2 \quad \text{или} \quad b_y^+ = |b_4| + [|b_3| - |b_4|]/2.$$

Индексы «+» или «-» обозначают модель с крылом и без крыла, индексы 1-4 — соответствующий номер линии. Эти испытания проведены при значениях π , намного превышающих соответствующие $R_x = 0$, когда погрешности от индуцированной силы Y_π были весьма заметны и для модели без крыла составили 4,7%, с крылом — 6,8%, поэтому их учет был необходим. В результате получено $b_y^- = 5,52 \cdot 10^{-4}$, $b_y^+ = 5,75 \cdot 10^{-4}$. Сравнивая данные значения для модели с крылом и без крыла, получаем выигрыш в удельном импульсе 4% за счет интерференции струи и внешнего потока вблизи поверхности крыла. Эта

*Испытания проведены при финансовой поддержке фирмы AEROSPATIALE (Франция).

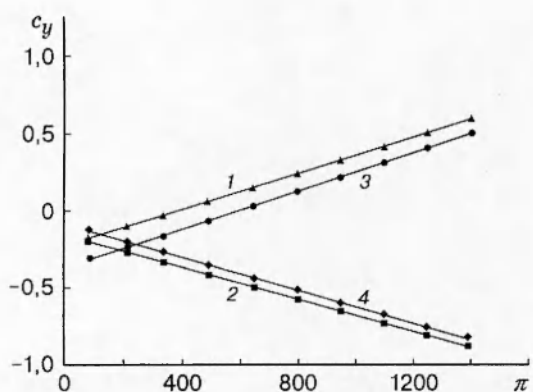


Рис. 4

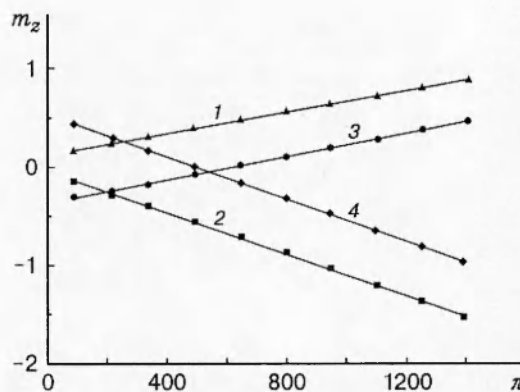


Рис. 5

величина меньше ранее опубликованной 5% [5], однако более достоверна, поскольку коэффициенты аппроксимации вычислялись по всей совокупности измерений. Таким образом, метод позволяет выявить интерференционные эффекты от взаимодействия истекающей струи и внешнего потока.

Коэффициент полного импульса b_I можно представить как равнодействующую удельных импульсов по направлениям осей OX , OY и выразить через коэффициенты аппроксимации соответствующих прямых:

$$b_I = \sqrt{\left(\frac{\Delta c_x}{\Delta \pi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta c_y}{\Delta \pi}\right)^2} = \sqrt{b_x^2 + b_y^2}.$$

Угол наклона вектора полного импульса $\varphi = \arctg(b_y/b_x)$, для модели без крыла $\varphi = 7,52^\circ$, с крылом $\varphi = 7,75^\circ$.

Зависимости коэффициента момента тангажа $m_z(\pi)$ относительно моментной оси весов для модели без крыла и с крылом для прямого и перевернутого положений сопла с $h_* = 8,65$ мм и крыла при $M_\infty = 6,11$ показаны на рис. 5. Обозначения те же, что на рис. 4. Общая картина подобна зависимостям $c_y(\pi)$, однако имеет место существенное нарушение симметрии в углах наклона кривых относительно горизонтальной оси, что связано с отсутствием пересечения оси симметрии модели с моментной осью весов. Расстояние между этими осями представляет собой ординату оси весов y_0 в связанной с моделью системе координат. Данная величина должна быть известна (принимая во внимание дальнейшее развитие метода с полными аэродинамическими испытаниями крылатых моделей), но ее определение до опыта в случае применения необычных систем подвески (в частности, пилонной стойки) затруднено вследствие деформации элементов подвески под действием аэродинамических сил и тяги, а также сложности выполнения соответствующих пространственных измерений в рабочей части аэродинамической трубы. В результате в процессе испытаний моментная ось весов «плавает» в координатном пространстве модели. Предложенный метод позволяет определить положение моментной оси весов в системе координат, связанной с моделью.

Выражения для плеч действия вектора полного импульса от вдува струи (в долях САХ) в связанной с моделью системе координат для прямого и перевернутого положений сопла имеют вид

$$h_1 = b_{mz1}/b_I, \quad h_2 = b_{mz2}/b_I,$$

где b_{mz1} , b_{mz2} — тангенсы угла наклона моментных зависимостей.

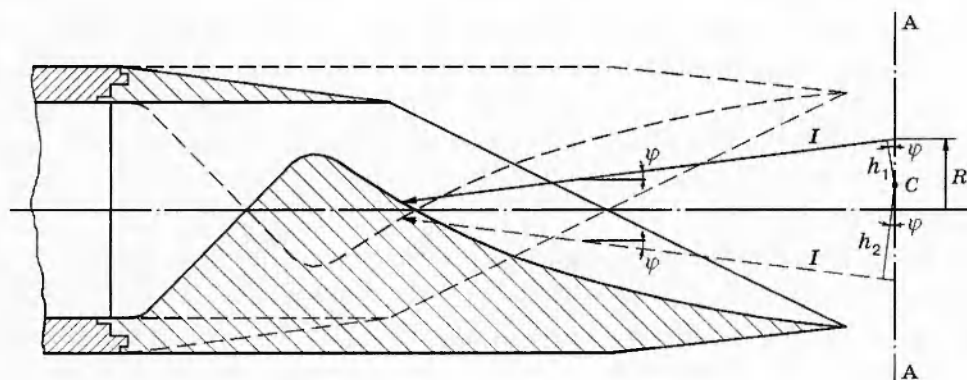


Рис. 6

При известных угле наклона вектора полного импульса φ и продольном расстоянии до плоскости А-А, содержащей моментную ось весов С, легко определяется пространственное положение оси весов относительно модели (сплошные линии на рис. 6 — прямое положение сопла, штриховые — перевернутое). При мысленном повороте сопла вокруг оси симметрии модели вектор полного импульса I будет очерчивать на плоскости А-А некоторый круг радиуса $R = [(h_1 + h_2) \cos \varphi]/2$. Полный импульс включает индуцированную нормальную силу Y_{Π} . Вклад этой силы в полный импульс составляет в данном случае около 0,08 %, тем не менее она может вызвать ощутимые погрешности в моменте, действуя на плече $l_{Y_{\Pi}}$. Записывая уравнения моментов, действующих в прямом и перевернутом положениях сопла, в виде $M_1 = Ih_1 + Y_{\Pi}l_{Y_{\Pi}}$, $M_2 = -Ih_2 + Y_{\Pi}l_{Y_{\Pi}}$ и переходя к тангенсам наклона моментных зависимостей, получим

$$h_1 - h_2 = (b_{mz1} - b_{mz2})/b_I. \quad (4)$$

В настоящих экспериментах $h_1 = 12,76$ мм, $h_2 = -24,93$ мм, и из формулы (4) $h_1 - h_2 = 37,69$ мм. Эти расстояния согласуются с физической картиной действующих сил. Далее можно найти ординату оси весов $y_0 = R - h_1 \cos \varphi$.

Момент $Y_{\Pi}l_{Y_{\Pi}}$ определяется при испытании модели без струи с изменением угла атаки [5]. Очевидно, действие этого момента приведет к параллельному смещению моментных зависимостей.

Таким образом, изложенный подход служит основой для развития метода испытаний с определением совмещенных тягово-аэродинамических характеристик моделей и силовой установки. Дальнейшие исследования могут быть связаны с объединением предложенного способа с традиционными методиками аэродинамических испытаний крылатых моделей с изменением угла атаки, а также с известными методами (например, [11]), позволяющими минимизировать влияние подвесных устройств.

Автор выражает благодарность А. И. Рылову за расчет контуров сопел, А. М. Харитонову за поддержку в работе, Т. Боннефонду за частичное финансирование исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курзинер Р. И. Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1989.
2. Труды Рижского института инженеров гражданского воздушного флота. Рига, 1960. Вып. 1: Условия моделирования обтекания воздушным потоком летательного аппарата с работающим реактивным двигателем / В. Б. Вологодский.

3. **Труды ЦАГИ. Жуковский, 1976. Вып. 1818: Моделирование взаимодействия силовой установки и планера летательного аппарата при испытаниях в аэродинамических трубах / Н. А. Дубов.**
4. **А. с. 1212149 СССР, МКИ G 01 M 9/00. Имитатор силовой установки модели сверхзвукового летательного аппарата / А. В. Локотко, Л. А. Трифонов. № 3764797; Заявлено 15.10.85; Бюл. № 16; Приоритет 13.07.84.**
5. **Локотко А. В. Метод определения силовых характеристик несимметричных сопел во внешнем сверхзвуковом потоке // Теплофизика и аэромеханика. 1997. Т. 4, № 4. С. 325–337.**
6. **Локотко А. В. Метод определения внутренних силовых характеристик модели в условиях обдува ее внешним сверхзвуковым потоком // Сиб. физ.-техн. журн. 1992. Вып. 1. С. 53–60.**
7. **Zydov V. N., Lokotko A. V., Rylov A. I. Numerical and experimental investigation of two-dimensional nozzles. N. Y., 1996. (Paper / AIAA; N 96-3141).**
8. **Рылов А. И. К анализу оптимальных несимметричных плоских сопел с учетом моментных характеристик // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 4. С. 103–108.**
9. **Пирумов У. Г., Росляков Г. С. Газовая динамика сопел. М.: Наука, 1990.**
10. **Обзор ЦАГИ. Отд-ние науч.-техн. информ. Жуковский, 1980. № 586: Плоские сопла в интегральных самолетных компоновках / Г. Н. Лаврухин, Г. И. Полищук.**
11. **Зуенко В. С., Локотко А. В., Рафаэлянц А. А. Методика весовых испытаний на килевой державке // III Всесоюз. шк. по методам аэрофизических исследований: Сб. докл. Новосибирск, июль 1982 г. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1982. С. 36–39.**

*Поступила в редакцию 7/V 1998 г.,
в окончательном варианте — 16/VII 1998 г.*
