

**ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ
СВЕРХЗВУКОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ
ПРИ РАЗДЕЛЕНИИ ДВУХСТУПЕНЧАТЫХ
АЭРОКОСМИЧЕСКИХ СИСТЕМ**

УДК 519.6 + 533.6.07

Т. Боннефонд¹, Н. П. Адамов², М. Д. Бродецкий²,
Л. Г. Васенев², Е. К. Дерунов², А. М. Харитонов²

¹ AEROSPATIALE, Франция

² Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Одна из перспективных концепций будущих космических многоэтажных транспортных систем — двухступенчатые аппараты, 2-я ступень которых является орбитальной. К подобной концепции относятся известные проекты Radiance (AEROSPATIALE), Sanger (Германия), проект Boeing Company (США) и др. В тех случаях, когда 1-я ступень оснащена воздушно-реактивным двигателем, разделение ступеней осуществляется в диапазоне чисел Маха $M_\infty = 6 \div 12$ на высотах около 30 км, а следовательно, при высоких скоростных напорах. В этих условиях аэродинамическая интерференция между ступенями может оказать существенное влияние на безопасность маневра разделения. В общем случае сверхзвуковое обтекание разделяющихся аппаратов — сложная пространственная нестационарная газодинамическая задача. Для адекватного численного моделирования таких течений необходимо глубокое понимание физической картины взаимодействия ступеней и ее особенностей. Источником такой информации может быть по возможности полный аэрофизический эксперимент, представляющий как суммарные, так и распределенные характеристики обтекания в достаточно широком диапазоне параметров потока и взаиморасположения моделей. В [1] анализируются суммарные аэродинамические характеристики моделей двухступенчатой системы при $M_\infty = 3$ и 6 с целью расчета траекторий разделяющихся ступеней. В [2] приводятся результаты для случая отделения модели орбитальной ступени системы Шаттл от топливного бака при $M_\infty = 10$. В [1, 2] представлены характеристики конкретных конфигураций разделяющихся аппаратов.

В [3, 4] детально анализируются поля давлений и дается богатый материал для тестирования развивающихся численных методов расчета двух изолированных тел вращения или интерференции этих же тел с плоской поверхностью. Результаты [3, 4] расширяют представления об этом классе сложных течений, но недостаточны для построения адекватных алгоритмов расчета разделяющихся крылатых конфигураций.

Работы [5–8] посвящены численному моделированию обтекания аэрокосмических систем в процессе разделения ступеней. В [5] предложен эмпирический метод вычисления аэродинамических характеристик 1-й ступени (топливный бак) и орбитальной ступени (аппарат «Буран») при их разделении. Полученные результаты сопоставляются с экспериментальными для конкретного случая.

Численное моделирование процессов разделения с использованием двух- и трехмерных нестационарных уравнений Эйлера и Навье — Стокса излагается в [6–8]. Очевидно, что эти и подобные численные методы требуют тщательной верификации экспериментальными данными с целью выявления областей их применения.

В настоящей работе для экспериментальных исследований моделей наиболее вероятных концепций двухступенчатых систем были выбраны схематизированные крылатые модели 1-й и 2-й ступени. В такой постановке полученные результаты экспериментов наи-

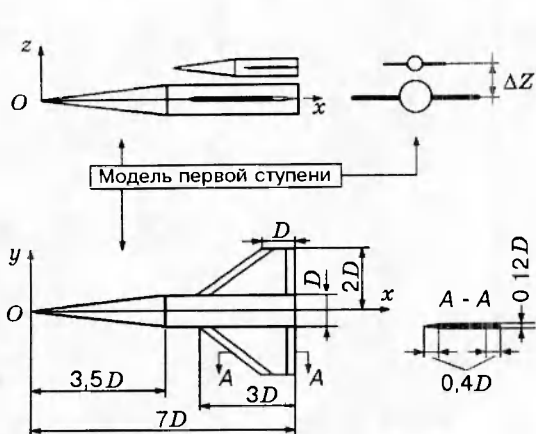


Рис. 1

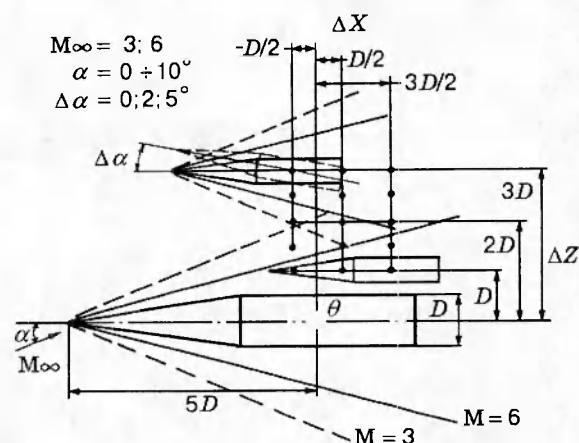


Рис. 2

более полно соответствуют требованиям тестирования развиваемых моделей и методов численного моделирования течений, характерных для обтекания аппаратов при разделении. Детальное изучение распределенных характеристик в сочетании с визуализацией взаимодействующих скачков уплотнения позволяет глубже представить условия формирования интерференционных составляющих аэродинамических сил и моментов. Подобная информация, полученная в достаточно широком диапазоне параметров потока и взаиморасположения моделей 1-й и 2-й ступени, может быть также с успехом использована при разработке приближенных методов оценки интерференционных нагрузок.

Средства, методы и условия проведения экспериментов. Модели 1-й и 2-й ступени представляют собой комбинацию осесимметричного конически-цилиндрического корпуса с плоским трапециевидным крылом с острыми передней и задней кромками (рис. 1). Угол стреловидности крыла по передней кромке $\Lambda = 53^\circ$. Профиль гексагональный с постоянной толщиной по размаху, соответствующей 4% от бортовой хорды. Крыло устанавливается на корпусе по схеме среднеплана таким образом, что его задняя кромка располагается в плоскости донного среза корпуса.

Модель 1 первой ступени выполнена в двух вариантах: весовой вариант, предназначенный для измерения аэродинамических сил и моментов, и дренированный, который предусматривал возможность измерения давления в 20 точках образующей цилиндрической части корпуса, расположенной в вертикальной плоскости симметрии со стороны 2-й ступени.

Крыло модели 1 съемное. При установке вместо крыла специальных вкладышей модель 1 трансформируется в изолированный конически-цилиндрический корпус (модель 0 первой ступени), который также использовался для весовых либо дренажных испытаний.

Модель второй ступени представляет собой уменьшенную вдвое копию модели 1, выполненную также в двух вариантах (весовом и дренированном, рис. 1). Дренированный вариант предусматривает возможность измерения давления в 17 точках поверхности, 5 из которых расположены на коническом носке. Все дренажные отверстия находятся в вертикальной плоскости симметрии модели со стороны 1-й ступени.

Модель 1 с помощью хвостовой державки с обтекателем устанавливалась в дугообразной стойке подвески штатных механических весов трубы, α -механизм которых обеспечивает диапазон изменения углов атаки $\alpha = -4 \div 22^\circ$. Модель 2-й ступени устанавливалась на пилоне специально разработанного стенда, обеспечивающего изменение углов атаки модели 2-й ступени синхронно с первой в диапазоне $\alpha = 0 \div 10^\circ$. Вместе с тем стенд позво-

ляет моделировать процесс отделения 2-й ступени от 1-й в следующих пределах изменения линейных и угловых величин:

- дискретное перемещение* модели 2-й ступени в поперечном направлении $\Delta Z = D \div 3D$ (50 ÷ 150 мм);
- продольное перемещение* модели 2-й ступени относительно первой $\Delta X = -0,5D \div 1,5D$ (0 ÷ 100 мм) (осуществляется дистанционно с переносного пульта управления электромеханизмом перемещения пилона);
- угловое отклонение модели 2-й ступени относительно первой по углу атаки $\Delta\alpha = 0; 2; 5^\circ$ (осуществляется дискретно путем поворота пилона относительно центра тяжести 2-й ступени).

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 [9] ИТПМ СО РАН при числах Маха $M_\infty = 3,01$ и $6,11$ и Рейнольдса $Re_1 = (9 \text{ и } 35) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и $18 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. В процессе экспериментов варьировались параметры взаиморасположения моделей ΔZ , ΔX и $\Delta\alpha$ (рис. 2) и углы атаки в пределах $\alpha = 0 \div 10^\circ$ с шагом 2° .

Аэродинамические силы и моменты моделей 1-й ступени измерялись механическими весами трубы АВ-313М, а 2-й ступени — тензометрическими весами, рассчитанными на предельные нагрузки: продольная сила $R_x = 15$ кг, нормальная сила $R_y = 15$ кг, продольный момент $M = \pm 0,5$ кг · м. Распределение давлений на моделях обеих ступеней измерялось многоканальным измерителем МИД-100 [10] класса точности 0,3.

Обработка результатов производилась по специальным программам. В процессе обработки для каждой ступени вычислялись коэффициенты продольной силы $C_A = -R_x/qS$, нормальной силы $C_N = -R_y/qS$ и продольного момента $C_m = M/qSL$ в связанной правой системе координат, начало которой для каждой ступени совпадает с носком модели (см. рис. 1). В качестве характерной площади S использовалась площадь миделя, а характерной длины L — длина модели соответствующей ступени. При обработке дренажных испытаний определялись коэффициенты давления $C_{p_i} = (p_i - p_\infty)/q$.

Результаты метрологических испытаний подтвердили достаточно низкие значения случайных погрешностей и хорошую сходимость характеристик, полученных с разными интервалами во времени. Вместе с тем они позволили выявить несколько других факторов, увеличивающих суммарную погрешность аэродинамических коэффициентов: неравномерность поля скоростей, погрешности установки моделей в заданное положение, погрешности определения поправок на донное давление, остаточные погрешности температурного влияния на показания тензовесов.

Эти ошибки хотя и относятся к категории систематических, но в силу своей малости или по другим причинам не могут быть учтены при обработке экспериментальных данных и, следовательно, увеличивают суммарную погрешность получаемых результатов. С учетом данного обстоятельства и проведенного анализа полученных результатов представляется обоснованным дать следующие оценки максимальной суммарной погрешности аэродинамических коэффициентов при $M_\infty = 3$ (см. таблицу).

Распределение давлений. Детальное изучение распределения давлений в сочетании с визуализацией картины обтекания позволяет более полно охарактеризовать условия формирования интерференционных нагрузок в процессе разделения ступеней. В частности, на рис. 3 представлено распределение приращений коэффициентов давления ΔC_{p_i} вдоль модели 1-й ступени без крыльев (модель 0) при $\Delta\alpha = 0$ и 5° , $\alpha = 6^\circ$, $\Delta X = 0,5D$, $\Delta Z = D$ и $1,5D$. В качестве приращений использовались разности измеренных коэффициентов давлений C_{p_i} относительно соответствующих исходных (базовых) значений, полученных при $\Delta Z/D = \infty$, т. е. $\Delta C_p = C_p - C_{p_{исх}}$. Рассмотрение зависимостей $\Delta C_{p_i}(\bar{x})$ ($\bar{x} = x/L$) при $\Delta Z/D = 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0$ показывает, что область интерференционного взаимодействия

*Взаиморасположение (расстояния ΔZ , ΔX) моделей 1-й и 2-й ступени определяется по условным центрам тяжести, находящимся на продольной оси на расстоянии двух диаметров соответствующей модели от донного среза.

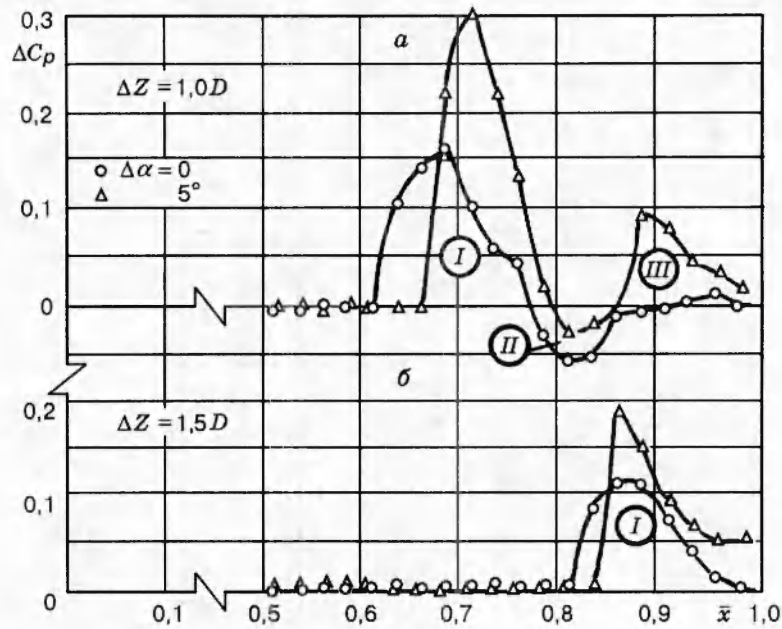


Рис. 3

на модели 1-й ступени ограничивается интервалом $\Delta Z/D < 2,5$. При $\Delta Z = D$ положительные значения коэффициента ΔC_p на верхней образующей являются очевидным следствием роста давлений от головного скачка уплотнения 2-й ступени и конического поля течения за ним. За скачком уплотнения происходит довольно резкое увеличение ΔC_p до максимального значения (область I), далее вниз по потоку оно падает с переходом в область отрицательных значений ΔC_p (область II). Последнее обусловлено веерами волн разрежения от 2-й и 1-й (отраженный веер) ступени. Дважды отраженный головной скачок уплотнения 2-й ступени обуславливает при $\Delta Z = D$ вторую положительную область давлений в кормовой части корпуса (область III). Отметим, что при $\Delta\alpha = 5^\circ$ максимальные значения ΔC_p существенно превышают таковые при нулевом угле заклинивания модели 2-й ступени как при $\alpha = 0$, так и при $\alpha = 6^\circ$ (рис. 3).

Таким образом, в исследованном диапазоне определяющих параметров влияние 2-й ступени при $\Delta Z/D < 2,5$ в основном сводится к формированию на подветренной поверхности одной или двух областей повышенного давления, которые уменьшают подъемную силу 1-й ступени и абсолютную величину продольного момента. Сказанное подтверждается также результатами, приведенными на рис. 4, где показана теневая фотография визуализации картины течения в межмодельном пространстве в сочетании с распределением коэффициентов давления на 1-й и 2-й ступени при $\Delta Z = D$ и $\alpha = 6^\circ$. Здесь для зависимостей $\Delta C_p(x)$ масштаб по координате x соответствует масштабу фотографий. В этом

ΔCA	ΔCN	ΔC_m	ΔC_p
1-я ступень			
$\pm 0,01$	$\pm 0,02$	$\pm 0,02$	$\pm 0,015$
2-я ступень			
$\pm 0,015$	$\pm 0,03$	$\pm 0,03$	$\pm 0,02$

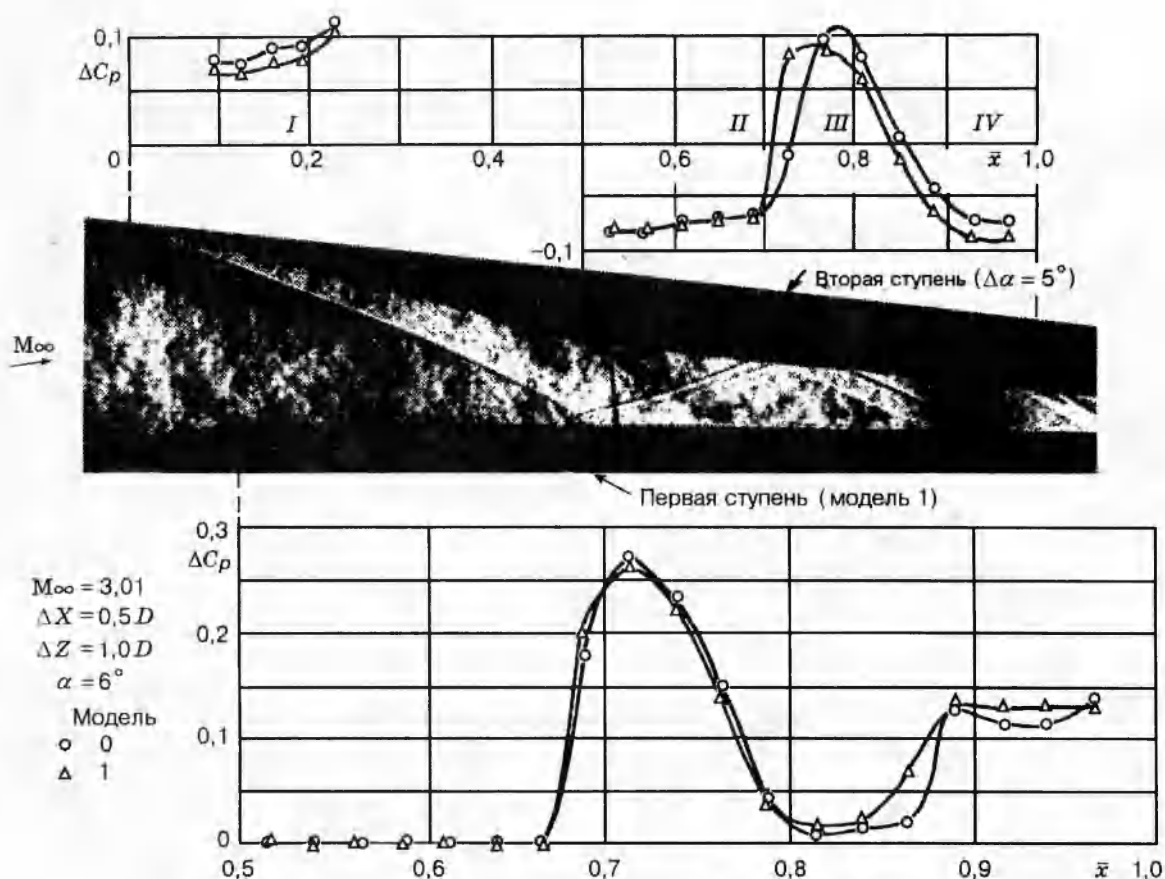


Рис. 4

положении ($\Delta X = 0,5D$) модель 2-й ступени практически полностью находится в области конического течения за головным скачком уплотнения 1-й ступени. При $\Delta Z = D$, как видно из рис. 4, вдоль образующей модели 2-й ступени формируются по две области положительной и отрицательной интерференции. Первая область образуется под воздействием падающего головного скачка уплотнения 1-й ступени на носовую часть модели 2-й ступени.

Область II является результатом воздействия веера волн разрежения от 1-й ступени, а область III обусловлена падением отраженного от нее головного скачка уплотнения 2-й ступени и практически совпадающего с ним скачка уплотнения от крыла 1-й ступени. Наконец, область IV определяется отражением от 1-й ступени веера волн разрежения 2-й ступени и веера волн разрежения от излома передней кромки крыла 1-й ступени. При этом можно отметить, что в данном положении присутствие крыла на модели 1 практически не оказывает сколько-нибудь заметного влияния (рис. 4). В общем случае количество областей взаимодействия и соотношения между ними существенно зависят от расстояний ΔZ , ΔX и угла атаки α , а при малых ΔZ — и от $\Delta\alpha$.

Таким образом, формирование интерференционных нагрузок обусловлено взаимодействием скачков уплотнения и волн разрежения между собой и с развивающимися пограничными слоями на поверхностях моделей.

Формирование интерференционных нагрузок. Анализ большого числа экспериментальных зависимостей интерференционных составляющих коэффициентов сил и продольного момента от параметров взаиморасположения ступеней подтверждает, что для 2-й ступени они имеют существенно более сложный характер, чем для 1-й. Поэтому ниже рас-

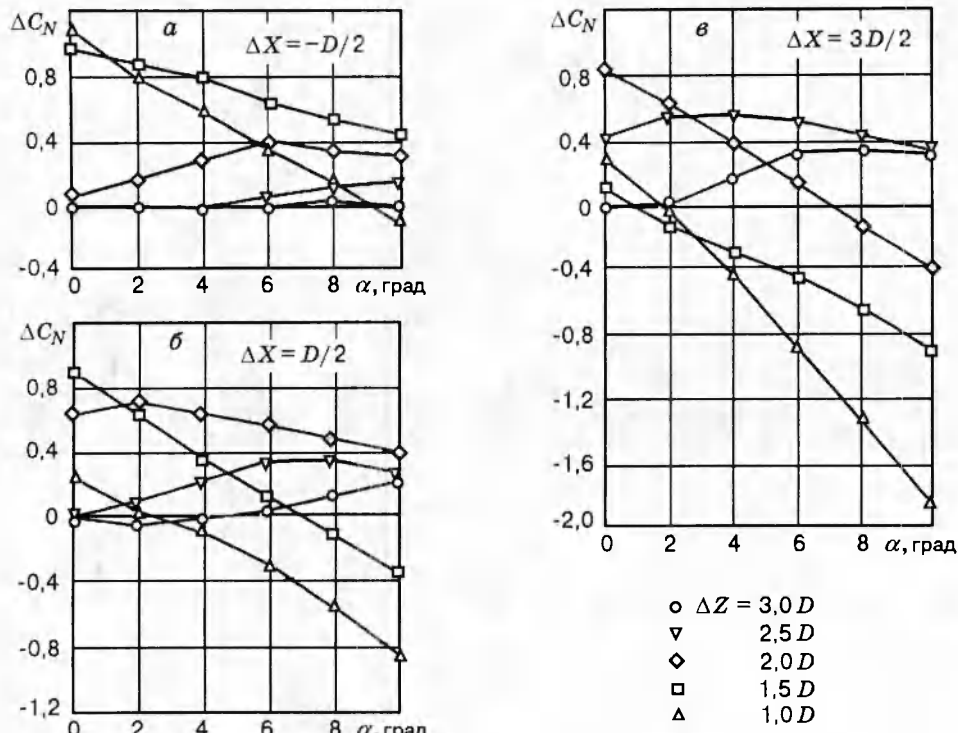


Рис. 5

смаатриваются закономерности изменения приращений аэродинамических коэффициентов 2-й ступени при взаимодействии с моделью 1 относительно соответствующих значений, полученных при $\Delta Z = \infty$. При этом ограничимся анализом только характеристик нормальной силы ΔC_N , поскольку изменения продольного момента в основном определяются характером и величиной этой силы.

На рис. 5 приведены зависимости приращений ΔC_N для модели 2-й ступени от α и ΔZ при $\Delta X = -0,5D$; $0,5D$ и $1,5D$. По мере перемещения 2-й ступени из переднего положения $\Delta X = -0,5D$ до заднего $\Delta X = 1,5D$ при расстояниях между ступенями ΔZ от D до $3D$ последовательно (а в ряде случаев одновременно) реализуется совокупность различных факторов, определяющих характер и значения интерференционных нагрузок. При этом некоторые из них увеличивают подъемную силу (положительная интерференция), а другие уменьшают ее (отрицательная интерференция). К первым относятся: 1) приход головного скачка уплотнения от 1-й ступени на наветренную поверхность 2-й ступени, 2) положительные скосы потока в коническом поле течения за головным скачком 1-й ступени, 3) приход дважды отраженного головного скачка 1-й ступени, 4) отраженный головной скачок 2-й ступени; ко вторым: 5) влияние веера волн разрежения от 1-й ступени и 6) отраженного веера от 2-й ступени, а также факторы, связанные с изменением углов атаки: 7) уменьшение интенсивности головного скачка 1-й ступени с подветренной стороны, 8) уменьшение скосов потока на подветренной стороне конического поля течения 1-й ступени, 9) разворот потока в направлении верхней поверхности 1-й ступени за веером волн разрежения при малых значениях ΔZ , уменьшающий положительные скосы потока, обтекающего нижнюю поверхность 2-й ступени.

В зависимости от расположения ступеней в пространстве различное сочетание этих факторов оказывает влияние на формирование интерференционных нагрузок. В частности, из рис. 5, а видно, что при $\Delta X = -0,5D$ влияние 1-й ступени наблюдается уже при

$\Delta Z = 2,5D$ и $\alpha > 6^\circ$, когда головной скачок приходит на кормовую часть 2-й ступени. При дальнейшем сближении моделей головной скачок от 1-й ступени смещается вперед по корпусу 2-й ступени. В результате при $\Delta Z = 2D$ появляется небольшая дополнительная сила $C_{N_0} \approx 0,05$ при $\alpha = 0$, которая увеличивается с ростом α до 5° . При дальнейшем увеличении угла α рост нормальной силы компенсируется уменьшением интенсивности головного скачка уплотнения с подветренной стороны (фактор 7). В результате величина ΔC_N в интервале $\alpha = 5 \div 10^\circ$ остается практически постоянной. При $\Delta Z = 1,5D$ и $\alpha = 0$ головной скачок 1-й ступени падает на носовую часть 2-й, и значительная часть ее поверхности попадает в область конического поля течения.

Дополнительные положительные скосы потока за головным скачком (фактор 2) обуславливают рост нормальной силы и сопротивления. Однако с увеличением α за счет влияния фактора 7 и уменьшения скосов потока на подветренной стороне конического течения (фактор 8) положительная интерференция монотонно уменьшается. При минимальном расстоянии $\Delta Z = D$ и $\alpha = 0$ головной скачок 1-й ступени смещается к носку 2-й. В этом случае кроме факторов 1 и 2 на величину ΔC_{N_0} оказывают влияние дважды отраженный головной скачок и веер волн разрежения 1-й ступени (факторы 3 и 5), а также отраженные головной скачок и веер волн разрежения 2-й ступени (факторы 4 и 6). В результате несколько возрастает ΔC_{N_0} , достигая наибольшего значения во всей области взаимодействия (30% максимальной нормальной силы изолированной 2-й ступени при $\alpha = 10^\circ$). С увеличением α совместное воздействие факторов 5–9 уменьшает скосы потока, обтекающего нижнюю поверхность 2-й ступени, и, следовательно, монотонное снижение ее подъемной силы. В результате имеет место практически линейное снижение положительной интерференции. Наряду с этим происходит значительный рост сопротивления 2-й ступени при $\alpha = 0$ и его уменьшение с увеличением α .

При смещении 2-й ступени в положение $\Delta X = 0,5D$ (рис. 5,б) влияние 1-й ступени наблюдается уже при $\Delta Z = 2,5D$, $\alpha \geq 0$ и $\Delta Z = 3D$, $\alpha \geq 6^\circ$, т. е. на большем расстоянии от 1-й ступени, чем при $\Delta X = -0,5D$. При этом характер изменения ΔC_N от угла атаки аналогичен характеру изменения при $\Delta X = -0,5D$, а его значения очень близки. По мере приближения 2-й ступени к 1-й изменения нормальной силы последовательно определяются вышеупомянутыми факторами. Однако при $\Delta Z = 2D$ из-за более заднего положения точки падения головного скачка значения ΔC_N в диапазоне $\alpha = 0 \div 6^\circ$ меньше, чем в аналогичной ситуации при $\Delta X = -0,5D$ и $\Delta Z = 1,5D$. При $\Delta Z = 1,5D$ на формирование интерференционной нагрузки также оказывают влияние упомянутые выше факторы, за исключением 3, 4 и 6. В результате в этом положении приращение ΔC_{N_0} достигает наибольшего значения. Вместе с тем с ростом угла α роль факторов 5, 7–9 становится определяющей, и ΔC_N линейно уменьшается со сменой знака при $\alpha = 7^\circ$. В самом ближайшем положении ($\Delta Z = D$) 2-я ступень находится за головным скачком от 1-й ступени. При этом лишь часть ее конуса расположена в коническом поле течения, а основная несущая поверхность находится за характеристическим конусом веера волн разрежения, т. е. в слабозмущенном потоке. В данном случае при существенном снижении влияния фактора 2 заметное воздействие оказывают факторы 4–6, а также, возможно в меньшей мере, отраженный скачок уплотнения от крыла 2-й ступени. В итоге при существенно меньшем значении ΔC_{N_0} с увеличением α положительная интерференция исчезает уже при $\alpha = 2^\circ$, а отрицательная растет линейно, существенно уменьшая подъемную силу 2-й ступени. Заметно снижается также и сопротивление 2-й ступени.

В предельно заднем положении $\Delta X = 1,5D$ (рис. 5,в) влияние 1-й ступени наблюдается уже при $\Delta Z = 3D$ и $\alpha \geq 2^\circ$. При этом зависимость $\Delta C_N(\alpha)$ качественно и количественно близка к аналогичной при $\Delta X = 0,5D$, $\Delta Z = 2D$ и $2,5D$. При $\Delta Z = 1,5D$ 2-я ступень входит в зону потока, развернутого вдоль верхней поверхности 1-й ступени (фактор 9). В этом случае существенно снижаются скосы потока, обтекающего нижнюю поверхность

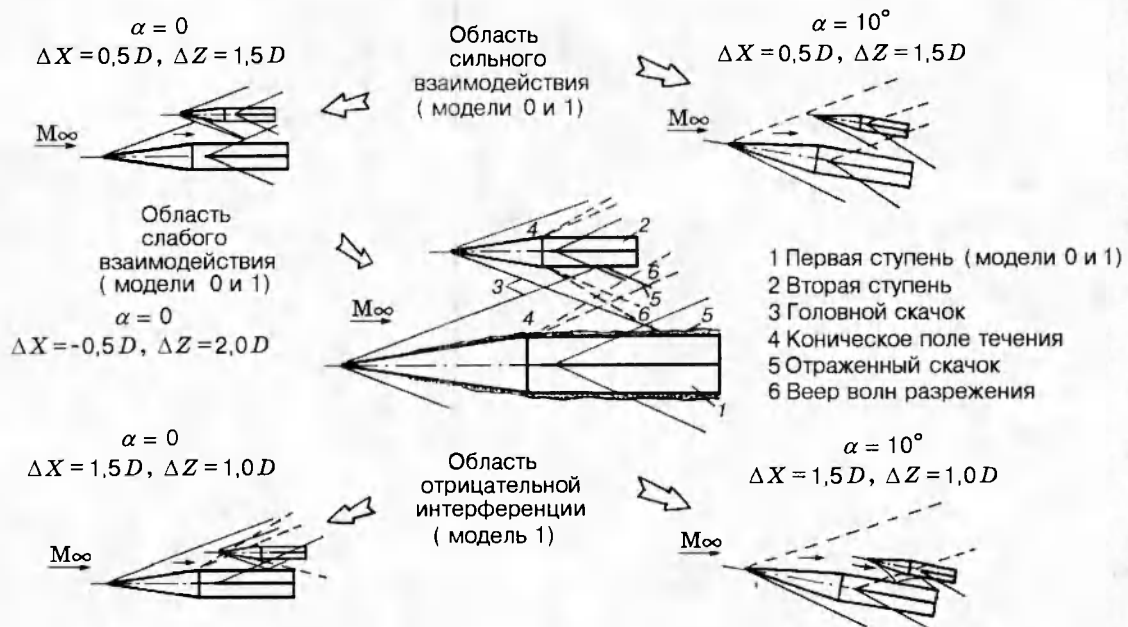


Рис. 6

2-й ступени, что значительно снижает ее подъемную силу с увеличением α . Эта область характеризуется отрицательной интерференцией. При дальнейшем сближении ступеней ($\Delta Z = D$) 2-я ступень практически полностью выходит за пределы характеристического конуса 1-й и при $\alpha = 0$ факторы 4 и 6, по-видимому, взаимно компенсируются. С ростом α влияние разворота потока становится определяющим (фактор 9). В результате существенно (практически линейно) растет отрицательное значение интерференционной составляющей ΔC_N , которое при $\alpha = 10^\circ$ достигает 60% от соответствующего значения ΔC_N изолированной 2-й ступени. В данном случае дополнительное влияние на отрицательную интерференцию оказывают вихревые образования на подветренной стороне корпуса 1-й ступени. При этом наблюдается также существенное снижение коэффициента продольной силы.

При взаимодействии 2-й ступени с моделью 0 (корпус без крыла) различие приращений ΔC_N проявляется лишь при $\Delta Z = D$ в снижении отрицательной интерференции в среднем и заднем расположении 2-й ступени ($\Delta X \geq 0,5D$ и $\Delta Z \leq 1,5D$) с ростом α . При установке 2-й ступени под углом заклинивания $\Delta\alpha = 5^\circ$ несколько усиливается влияние факторов 1, 2 и 4, но вместе с этим на углах атаки возрастает роль отрицательного фактора 8. В итоге при взаимодействии с моделями 0 и 1 характер изменения интерференционных составляющих нормальных сил и их количественные значения близки.

Таким образом, результирующие значения интерференционных нагрузок определяются влиянием той или иной комбинации перечисленных выше факторов. Детальный анализ результатов измерений суммарных аэродинамических характеристик в сочетании с теневыми фотографиями течений позволяет выделить три характерные области взаимодействия (рис. 6).

Область слабого взаимодействия, когда головной скачок 1-й ступени приходит на 2-ю в окрестности ее кормовой части (т. е. когда кормовая часть модели перемещается вдоль скачка уплотнения) и формирование интерференционных составляющих в основном определяется факторами 1 и 7.

Область сильного взаимодействия, когда значительная часть несущей поверхности

2-й ступени находится в области конического течения между головным скачком 1-й ступени и ее веером волн разрежения. Эта область характеризуется существенным ростом положительной интерференции ΔC_{N_0} на нулевых углах атаки и весьма значительным отрицательным градиентом $\Delta C_N(\alpha)$.

Область отрицательной интерференции реализуется при малых значениях ΔZ в задних положениях 2-й ступени, где существенное влияние на углах атаки оказывает разворот потока в межмодельном пространстве по направлению верхней поверхности 1-й ступени до замыкающего скачка уплотнения и вихреобразования на подветренной стороне корпуса. В этом случае значительно уменьшается подъемная сила 2-й ступени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Decker J. P., Gera J. An exploratory study of parallel-stage separation of reusable launch vehicles // NASA-TND-4765, 1968.
2. Bernot P. T. Abort separation study of a shuttle orbiter and external tank at hypersonic speeds // NASA-TMX-3212, 1975.
3. Бродецкий М. Д., Дерунов Е. К. Аэродинамическая интерференция двух тел вращения при сверхзвуковых скоростях // Взаимодействие сложных пространственных течений. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1987.
4. Бродецкий М. Д., Дерунов Е. К., Забродин А. В., Луцкий А. Е. Сопоставление расчетных и экспериментальных исследований сверхзвукового обтекания комбинаций двух тел вращения // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2, № 2. С. 97–102.
5. Муковозов М. В. Методика определения интерференционных составляющих АДХ тела самолетного типа с несущими поверхностями в присутствии тела вращения при числах $M = 3-6$ // Прикладные задачи аэромеханики и геокосмической физики. М.: МФТИ, 1990.
6. Brenner P. Numerical simulation of three dimensional and unsteady aerodynamics about bodies in relative motion applied to a TSTO Separation. N. Y., 1993. (Paper / AIAA; N 93-5142).
7. Schroder W., Hartmaun G. Analysis of inviscid and viscous hypersonic flows past a two-stage spacecraft // J. Spacecraft and Rockets. 1993. V. 30, N 1. P. 8–13.
8. Schroder W., Behr R., Menne S. Analysis of hypersonic flows around space transportation systems via CFD methods. N. Y., 1993. (Paper / AIAA; N 93-5067).
9. Волонихин И. И., Григорьев В. Д., Демьяненко В. С. и др. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-313 // Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.
10. Бродецкий М. Д., Вышенков Ю. И., Харитонов А. М. и др. Многоканальный измеритель давлений МИД-100 // Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978.

Поступила в редакцию 30/X 1995 г.
