

УДК 533.601

Аэродинамические характеристики и параметры донной области конуса при трансзвуковых скоростях

А.Н. Михалев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

E-mail: mikhalev@mail.ioffe.ru

Методами баллистического моделирования изучены аэродинамические характеристики острого конуса с полууглом 15° в диапазоне чисел Маха 0,5–3,7, рассчитанные в предположении их почти линейного поведения при углах атаки до 10° . По прямотеневым снимкам измерены и проанализированы геометрические характеристики ближнего следа в охваченном транс- и сверхзвуковом диапазоне. Они дают основу для полумпирического расчета интегральных параметров донной каверны: давления, плотности, температуры.

Ключевые слова: баллистика, баротрасса, число Маха, трансзвуковое и сверхзвуковое обтекания, ближний след, срывная зона, ламинарное и турбулентное обтекания, число Рейнольдса.

ВВЕДЕНИЕ

Летательные аппараты в форме конуса, в частности зонды, широко используются в атмосфере Земли и других планет. Это объясняется высоким аэродинамическим качеством конусов и умеренными тепловыми потоками к основной части их поверхности. Несмотря на тридцатилетнее изучение аэродинамики и обтекания конических форм, имеется ряд их важных особенностей, которые нуждаются в пояснении, учитывая, что конические формы являются базовыми для разнообразных аппаратов ракетно-космической техники, совершенствование которых продолжается по настоящее время.

Простой круговой конус представляет собой важный объект для изучения его обтекания в широком диапазоне варьирования газодинамических критериев подобия. Обтекание конусов подробно исследовано численно [1, 2], имеются результаты экспериментального определения аэродинамических характеристик в трубах и на аэробаллистической трассе [3, 4, 5]. Однако существуют режимы, в которых данных недостаточно, например, режим низких чисел Маха при числах Рейнольдса, характерных для турбулентного течения. В частности, при трансзвуковом обтекании тел ударные волны, отраженные от стенок трубы или баротрассы, а также державки моделей могут резко исказить их обтекание и, соответственно, аэродинамические характеристики.

Число Рейнольдса полета $Re_{\infty d}$ может быть рассчитано по формуле $Re_{\infty d} = 0,25 d M 10^6$, где d — диаметр мишени тела, см, M — число Маха. Естественно, что изучение зависимостей аэродинамических характеристик при постоянном давлении в баллистическом полигоне приводит к тому, что числа Рейнольдса в опытах изменяются пропорционально числу Маха полета. В этой связи возникает вопрос — не будет ли и режим обтекания (ламинарный или турбулентный) изменяться с числом Маха? Прежде всего это относится к дозвуковым режимам, где число Рейнольдса снижается до $\sim 3,6 \cdot 10^5$. Большой опыт различных, в том числе наших исследований, показал, что низкоскоростное обтекание более подвержено переходу к турбулентности, чем высокоскоростное при числах $M = 2$ и выше. Тем самым можно гарантировать, что в наших экспериментах аэродинамические характеристики регистрировались в турбулентном режиме течения. Кроме того, высокие числа Рейнольдса при $M = 2-3,7$ безусловно обеспечивают турбулентное обтекание исследуемых моделей.

В большинстве численных расчетов и в трубных опытах по установлению аэродинамических характеристик оставлен в стороне вопрос о донном давлении и, соответственно, полном сопротивлении исследуемых тел. Вклад донного сопротивления в общее сопротивление в трансзвуковом и умеренно сверхзвуковом режимах существенен (см. [6]). Правильный учет донного давления безусловно необходим для надежного определения аэродинамических характеристик.

Установление истинных аэродинамических характеристик конуса при трансзвуковых и сверхзвуковых числах Маха целесообразно проводить в свободном полете на баллистической трассе, описанной в [7]. По данным пространственно-временной регистрации движения модели определялись коэффициенты силы полного сопротивления модели в продольном направлении C_x , подъемной силы в поперечном направлении C_y (при наличии углов атаки), а также момент относительно поперечной оси C_m в условиях неискаженных донных параметров. В качестве объекта модели выбран прямой круговой конус с полууглом 15° и с относительным притуплением носка 0,05, называвшийся в публикациях 70–80-х годов прошлого века эталонным конусом.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Эксперимент проводился на Большой баллистической установке (ББУ) ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Баротрасса установки 18 м длиной, диаметром 1 м допускала варьирование давления $p_\infty = 0,01-2$ атм. Длина измерительного участка составляла 14 м, поперечный размер зоны регистрации $0,5 \times 0,5$ м². Равномерно по длине измерительного участка баротрассы были размещены 9 станций фоторегистрации моделей в полете во взаимно-перпендикулярных направлениях [7] (рис. 1). Зеркальные отражатели, искровые источники и фотокассеты размещались внутри баротрассы.

Фотографирование осуществлялось в двух взаимно перпендикулярных плоскостях прямотеневым методом в параллельных лучах. Импульсными источниками света служили искровые разрядники [8], время свечения составляло ~ 70 нс, диаметр излучателя — 0,6 мм [8]. Параллельные пучки света формировались параболическими внесосевыми зеркальными отражателями с фокусным расстоянием $F = 650$ мм (см. рис. 1), размер кадра фотопоста составлял 320×450 мм².

Все реперы станций фоторегистрации привязывались при юстировке оборудования [9, 10] к единой лабораторной системе координат установки, что позволяло перейти от измерений координат характерных точек модели относительно реперных линий на снимках к определению координат ее центра тяжести и угловых положений в пространстве (см. в [10, 11]).

Рис. 1. Конструкция поста фоторегистрации Большой баллистической установки ФТИ.

Предельные скорости метания составляли: для ствола калибра 35 мм—2000 м/с, для ствола калибра 57 мм—1600 м/с. Наименьшие скорости были ~200 м/с. Модели устанавливались в стволе в полиэтиленовых поддонах. Они вылетали из стволов под нулевым углом атаки, колебания задавались при входе в баротрассу боковым задеванием за преграду (многослойный картон), либо путем использования устройства, описанного в [9]. Как тот, так и другой способы позволяли дозированно варьировать амплитуду и поддерживать плоскость колебаний модели в нужных пределах.

Момент инерции модели I и длина измерительного участка установки задавались в таком соотношении, чтобы модель успевала за время пролета совершить примерно половину периода колебаний (T)

$$T^2 = \frac{8\pi^2 I}{\rho S (dC_m / d\vartheta)}, \quad (1)$$

где ρ — плотность воздуха, S — площадь поперечного сечения модели, $dC_m / d\vartheta$ — производная коэффициента момента по углу тангажа.

Только опытный подбор момента инерции модели обеспечивал приемлемое условие определения аэродинамических характеристик модели, совершавшей плоские колебания по углу атаки в вертикальной плоскости.

В каждом эксперименте получали 18 прямотеневых снимков модели в натуральную величину (1:1) при различных углах тангажа ϑ и малых углах рысканья Ψ (рис. 2).

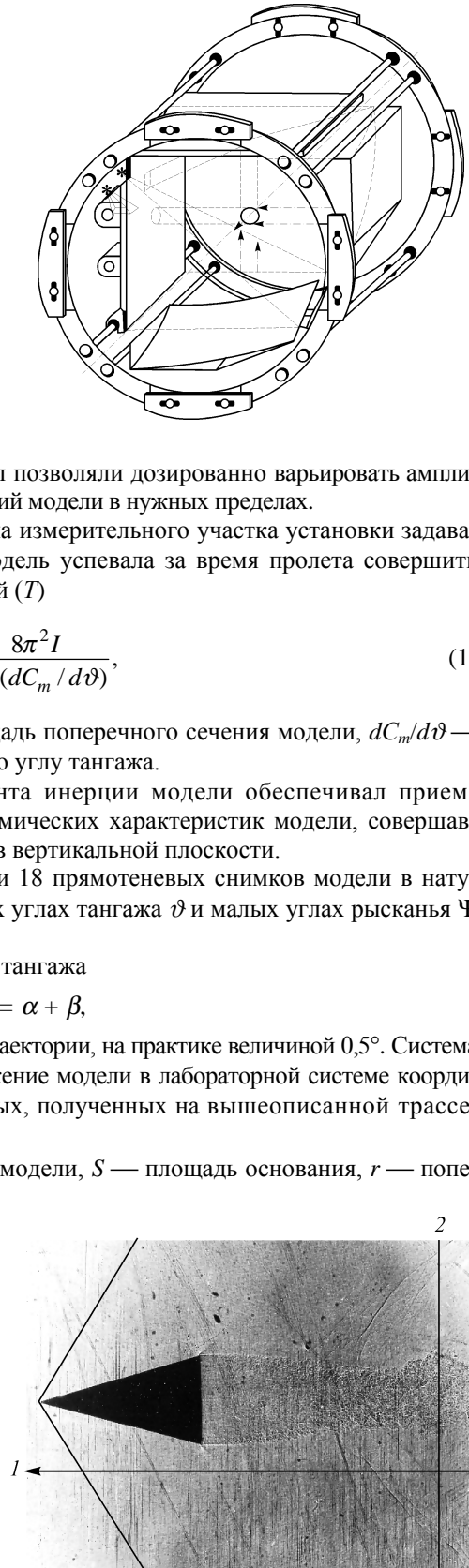
Известный из теории полета угол тангажа

$$\vartheta = \alpha + \beta,$$

где α — угол атаки, β — угол наклона траектории, на практике величиной $0,5^\circ$. Система уравнений, описывающая плоское движение модели в лабораторной системе координат XOY и удобная для обработки данных, полученных на вышеописанной трассе, приведена в работе [12].

Введем обозначения: m — масса модели, S — площадь основания, r — поперечный радиус инерции модели, ρ — плотность воздуха, g — ускорение свободного падения, L — длина модели. Выделяя баллистический коэффициент $k = \rho S / 2m$, приведем рабочие расчетные формулы для коэффициентов аэродинамических

Рис. 2. Прямотеневая фотография конуса, число Маха невозмущенного потока 1,2; горизонтальная (1) и вертикальная (2) линии — реперные отметки фотопоста.



сил. При этом полагаем с точностью до величин следующего порядка малости $V^2 = (dx/dt)^2$, $y' \ll 1$, и из системы уравнений, подробно описанной в [12], получим окончательные расчетные формулы.

Так, приближенная зависимость для коэффициента подъемной силы C_y имеет вид

$$C_y = \frac{y'' + g(t')^2}{k}, \quad (2)$$

где верхние символы — штрихи — означают производные по продольной координате x . Полагая $\cos\beta = 1$ и $\sin\beta = 0$, получим

$$C_x = V'/kV. \quad (3)$$

Предполагая далее, что в экспериментах коэффициент момента линеен $C_m = C_m^\alpha \alpha$ ($\vartheta = \alpha$), и пренебрегая как малыми величинами $(y')^2$ и $C_y y'$, получим

$$C_m^\alpha = \frac{C_m}{\alpha} = \frac{C_m}{\vartheta} = \frac{kC_x \vartheta' - \vartheta''}{kr^{-2}L\vartheta}. \quad (4)$$

Поскольку в большинстве экспериментов также $|kC_x \vartheta'| \ll |\vartheta''|$, производная коэффициента момента $C_m = C_m^\alpha$ может приближенно вычисляться по формуле

$$C_m^\alpha = -\frac{\vartheta''}{kr^{-2}L\vartheta}. \quad (5)$$

Для последующего численного дифференцирования по уравнениям (2), (3), (5) исходные пространственно-временные зависимости параметров траектории $x(t)$, $y(t)$, $\vartheta(t)$ аппроксимировались полиномами четвертой степени

$$x = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4. \quad (6)$$

Порядок полиномов был выбран из соображений физической достоверности и приемлемой математической точности результатов. Коэффициенты разложения в выражении (6) для реализации численного дифференцирования (2)–(5) определялись при сглаживании измеренных зависимостей $x(t)$, $y(t)$, $\vartheta(t)$ по методу наименьших квадратов. Приведенные упрощения аэробаллистических уравнений уместны лишь в ожидании близкого к линейному поведению искомых коэффициентов (простые тела, умеренные углы атаки) и в более сложных случаях их решение нуждается в строгом полном подходе [13, 14].

РЕЗУЛЬТАТЫ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА. ТРАЕКТОРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

На рис. 3 приведена зависимость коэффициента полного сопротивления C_x конуса с полууглом 15° при углах атаки 0° , 5° , 10° от числа Маха. Отчетливо просматривается максимум коэффициента продольной силы торможения при $M_\infty = 1,15$. Формирование сверхзвукового обтекания с соответствующим возрастанием давления за прямым скачком увеличивает равнодействующую сил давления, направленную против вектора скорости конуса. По мере увеличения наклона присоединенного скачка повышение давления за ним и у поверхности конуса отстает от полного напора ($\gamma M_\infty^2 p_\infty / 2$), и вплоть до гиперзвуковых чисел Маха коэффициент сопротивления плавно уменьшается. Коэффициент донного сопротивления

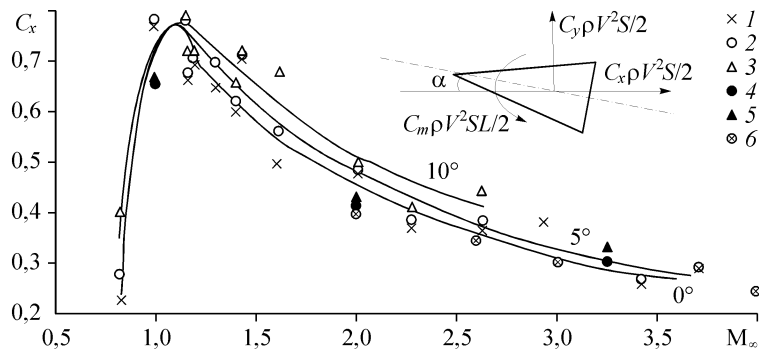


Рис. 3. Зависимости коэффициента сопротивления конуса с полууглом 15° от числа Маха при углах атаки $0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$; $\alpha = 0^\circ$ (1), 5° (2), 10° (3), $5^\circ, 10^\circ$ [3] (4, 5 соответственно), 0° [5] (6); схематичное изображение сил и поперечного момента в лабораторной системе координат.

$C_{xb} = (2/\gamma M^2)(1 - p_b/p_\infty)$ падает в этом диапазоне, несмотря на уменьшение донного давления [6]. В вышеприведенной формуле p_b — донное давление, p_∞ — давление в невозмущенном потоке. Сравнение с данными трубных испытаний работы [3], а также с трубными и аэробаллистическими данными работы [5] показывает, что трубные значения C_x располагаются примерно на 10 % выше при числах $M = 1-2,5$. По-видимому, это связано с тем, что отраженные от стенок трубы почти прямые ударные волны попадают в донную область конусов, увеличивая в ней давление, тем самым уменьшая донное сопротивление. Аналогичная причина уменьшения сопротивления и в баллистических полигонах, где $d_n/d_m < 10$ (d_n — диаметр баротрассы полигона, d_m — диаметр модели). При больших числах Маха $M_\infty = 2,5-3,7$ наблюдается совпадение наших результатов с данными работ [3, 5].

При определении аэродинамических характеристик на весах в аэродинамических трубах модель закрепляют, как правило, на донной (или боковой) державке, вследствие чего донное давление искажается. Поэтому в работе [3] приведены значения коэффициента тангенциальной силы C_t без учета коэффициента донного сопротивления

$$C_t = C_x \cos \alpha - C_y \sin \alpha - C_{xb}. \quad (7)$$

В коэффициенте нормальной силы C_n поправка на донное давление не учтена. Чтобы сравнить трубные данные работы [3] с нашими баллистическими данными по C_x и C_y , использовалась уточненная корреляционная зависимость относительного донного давления от числа Маха из работы [16]. Донные державки в трубных опытах работы [3] имели диаметр $< 0,3 d$ и длину $> 4 d$, что соответствовало условиям работы [16]. Такие скорректированные данные представлены для сравнения сплошными символами на рис. 3 и 4*.

На рис. 4 показана зависимость коэффициента подъемной силы конуса C_y при углах атаки $\alpha = 5^\circ, 10^\circ$ от числа Маха. Как и на графике $C_x(M_\infty)$, прослеживается его максимум вблизи $M = 1,15$. За почти прямым скачком отношение давления к скоростному напору за скачком максимально. С дальнейшим ростом M_∞ коэффициент подъемной силы конуса практически мало меняется: $C_y = 0,2-0,25$. Разброс величин C_y связан с погрешностями юстировки полигона [10]. Темными символами на графике обозначено сравнение с данными трубных продувок конуса [3], пересчитанных с учетом вклада донного сопротивления.

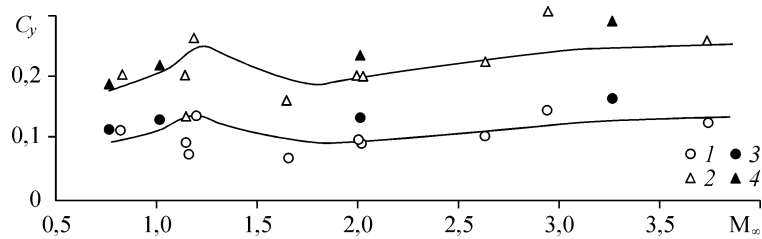


Рис. 4. Зависимость коэффициента подъемной силы конуса от числа Маха при углах атаки 5° , 10° ; $\alpha = 5^\circ$ (1), 10° (2), 5° , 10° [3] (3, 4 соответственно).

На рис. 5 приведена зависимость коэффициента поперечного момента конуса C_m при углах $\alpha = 5^\circ$, 10° , полученного на нашей трассе в функции числа Маха. Максимум в зависимости коэффициента момента от числа Маха обнаруживается вблизи числа $M_\infty = 1,45$. Далее с ростом M_∞ величина C_m медленно спадает. Уместно отметить, что разброс данных в опытном определении коэффициента C_m по угловому положению модели невелик, что свидетельствует о достаточной точности измерения углов тангажа модели. Это одно из основных преимуществ определения стабилизирующего момента на баллистической трассе.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДОННОЙ ОБЛАСТИ КОНУСА

Из предыдущего явственно следует важность учета и определения невозмущенного донного давления конуса. Для наблюдения за формированием донного течения, по прямотеневым спектрам проводилось измерение и исследование геометрических параметров (спектра) потока в донной области. Как показано в работах, выполненных на баротрассе [6, 15], поведение оптических разрывов прямо (или обратно как в случае угла схода) пропорционально поведению донного давления по числу Маха. К геометрическим характеристикам потока в донной области относятся [17]: угол схода потока с кромки дна θ , отсчитываемый от направления набегающего потока, расстояние до горла следа l и диаметр последнего r . Горло следа фиксировалось в месте пересечения продолжения хвостового (замыкающего) скачка уплотнения с границей вязкого следа. На прямотеневых снимках (см. рис. 2) зоны разрыва производных плотности при сверхзвуковых скоростях обтекания и близком к атмосферному давлению регистрируются без искажений [18].

Согласно рис. 6, по мере роста чисел M_∞ увеличиваются числа Маха перед донным срезом M_e и разворот потока осуществляется на все больший угол. Форма застойной зоны от напоминающей бочкообразную меняется к обратному усеченному

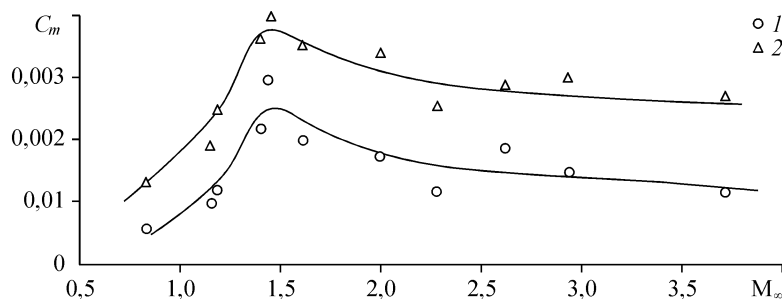


Рис. 5. Зависимость коэффициента поперечного момента от числа Маха при углах атаки 5° (1), 10° (2).

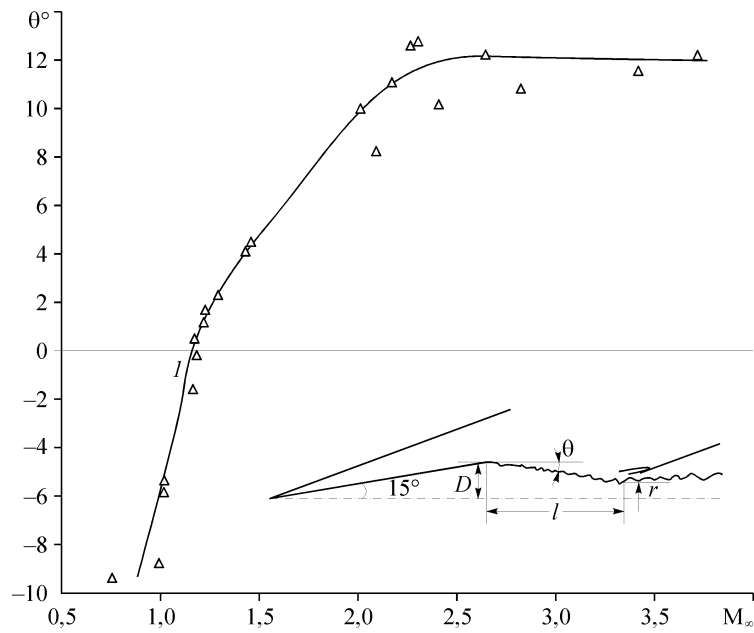


Рис. 6. Зависимость угла схода потока θ с кромки дна конуса от числа Маха.

конусу — расстояние до горла l падает быстрее, чем возрастает угол схода. Заметно уменьшилась ширина горла следа (см. ниже).

Несмотря на утолщение пограничного слоя с ростом чисел Маха перед отрывом M_e повышение уровня давления в зоне вторичного сжатия, обуславливающее формирование замыкающего скачка, вызывало уменьшение начального сечения вязкого следа (ширины горла). Согласно рис. 7, при числах Маха около 2,5 рост разворота потока прекращался, т. к. при этом мало менялось донное давление. Измерения угла схода потока на остром конусе с полууглом 15° показывали нарастание угла схода θ до чисел $M_\infty \sim 3,7$, что могло быть связано с возвратом к ламинарному обтеканию.

При $M_\infty = 2,5-3,7$ расстояние до горла следа возрастало при неизменных углах θ и относительной ширине горла r/d и было обусловлено изменением формы границы свободного слоя смешения — от конической к вогнутой. На сложность

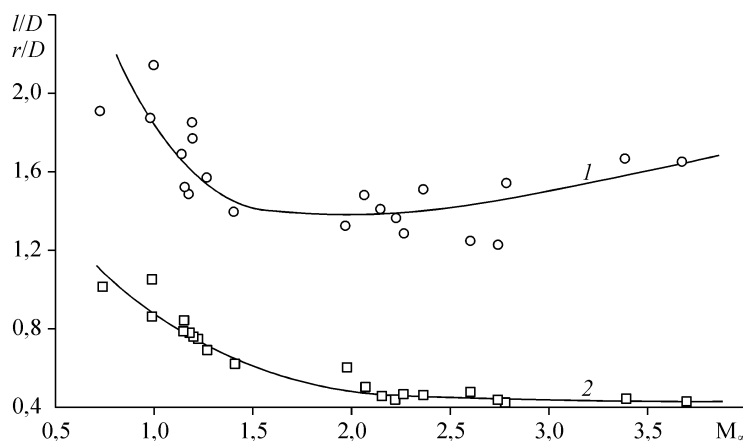


Рис. 7. Относительное расстояние до горла следа l/D (1), ширина горла следа r/D (2) в функции числа Маха.

формы границы вязкого потока в ближнем следе указано в расчетах [19]. Относительная ширина горла следа в режимах от числа $M_\infty = 2,6$ и выше оставалась неизменной, составляя $r/d = 0,5$. В некоторых численных расчетах следа предлагалось принимать этот параметр $r/d = 0,5$ во всем сверхзвуковом диапазоне [20]. Между тем, ширина горла следа r/d , как видно, уменьшается по мере формирования сверхзвукового разворота, далее, с повышением интенсивности вторичного сжатия, горло еще сужается.

На аэробаллистической трассе для исключения влияния на обтекание моделей отраженных от стенок полигона ударных волн необходимо иметь соотношение диаметров полигона и модели $d_n/d_m > 10$.

При использовании прямолинейных систем фоторегистрации [6] аэродинамические коэффициенты C_x , C_y , C_m , а также геометрия горла следа определяются с наименьшей погрешностью в диапазоне чисел Маха 0,5–3. При числах Маха > 3 появляются искажения контуров изображений модели и спектров обтекания на снимках вследствие рефракции света. Они, однако, могут быть учтены, и систематическая погрешность будет сведена к минимуму.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Для установлений аэродинамических характеристик с точностью, определяемой сделанными в формулах (2), (3), (5) допущениями, необходимо осуществлять привязку станций регистрации к реперам и измерение координат центра тяжести моделей по координатам и углам в пределах $\pm 0,1$ мм, $\pm 0,1^\circ$. Фиксацию времен фотографирования необходимо осуществлять с погрешностью не выше 0,1 мкс (см. [8]). Модели следует придавать плоское колебание с длиной волны не менее двух длин участка регистрации (при девяти постах фотографирования).

2. Максимум коэффициента сопротивления, как и других аэродинамических коэффициентов конуса (подъемной силы и момента) при $M_\infty = 1,15$ –1,45 объясняется максимумом отношения давления за прямым скачком уплотнения к скоростному напору в трансзвуковом режиме.

3. Измеренные параметры донного течения конуса с полууглом 15° , помимо детальной информации о формировании его ближнего следа с ростом числа Маха в диапазоне 0,7–3,7, могут служить в качестве основы полуэмпирической схемы расчета донного давления (и температуры) по геометрическим характеристикам ближнего следа.

Автор признателен И.М. Дементьеву, автору и создателю ББУ, без чьего участия была бы невозможна настоящая работа, а также механикам, выполнившим ее техническую часть.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бабенко К.И., Воскресенский Г.П., Любимов А.Н. и др. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. — М.: Наука. — 1964. — 505 с.
2. Kopal Z. Tables of supersonic flow around cones. // MIT, Techn. Report, 1947. — No. 1.
3. Артонкин В.Г., Леутин П.Г., Петров К.П. и др. Аэродинамические характеристики острых и притупленных конусов про дозвуковых и сверхзвуковых скоростях // Тр. ЦАГИ. — 1972. — Вып. 1413. — 92 с.
4. Петров К.П. Аэродинамика тел простейших форм. — М.: Факториал, 1998. — 432 с.
5. Красильщиков А.П., Носов В.В. О некоторых особенностях аэродинамических характеристик конусов в вязком гиперзвуковом потоке // Аэромеханика. — М.: Наука. — 1976. — С. 199–207.
6. Шелудько Ю.В. Измерение донного давления осесимметричных тел малого удлинения // Физико-газодинамические баллистические исследования / Под ред. Г.И. Мишина. — Л.: Наука, 1980. — С. 68–77.

7. **Басаргин И.В., Дементьев И.М., Мишин Г.И.** Полигон для аэродинамических исследований // Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. — М-Л.: Наука, 1967. — С. 168–178.
8. **Дементьев И.М.** Искровой источник света // Авт. свидетельство № 760240. Бюллетень изобретений № 32. — 1980.
9. **Ковалев П.И., Михалев А.Н., Подласкин А.Б. и др.** Исследование аэродинамических свойств и поля обтекания гиперсверхзвуковых элементов на баллистической трассе // ЖТФ. — 1999. — Т. 69, Вып. 12. — С. 6–11.
10. **An Album of Supersonic Flow Visualization / Ed. By P.I.Kovalev, N.P.Mende.** — BEIJING, National Defense Industry Press, 2000. — 300 p.
11. **Бекетова А.К., Дементьев И.М.** Теневые методы визуализации и регистрации движения объектов на баллистических установках // Оптические методы исследований в баллистическом эксперименте / Под ред. Г.И. Мишина. — Л.: Наука, 1979. — С. 16–31.
12. **Менде Н.П.** Об одном методе определения нелинейных аэродинамических сил и моментов // Физико-газодинамические баллистические исследования / Под ред. Г.И. Мишина. — Л.: Наука, 1980. — С. 200–224.
13. **Менде Н.П.** Обратная задача нелинейной баллистики. I. Плоское движение // Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе № 1326. — Л., 1989. — 44 с.
14. **Бобашев С.В., Менде Н.П., Подласкин А.Б. и др.** Приемы математического планирования баллистического эксперимента. I // ЖТФ. — 2005. — Т. 75. — Вып. 10. — С. 18–23.
15. **Михалев А.Н.** О влиянии числа Рейнольдса на параметры ближнего следа сверх-звуковых конусов // Физико-газодинамические баллистические исследования / Под ред. Г.И. Мишина. — Л.: Наука, 1980. — С. 88–98.
16. **Старр Р.Ф.** Донное давление на острых и затупленных конусах при сверхзвуковых скоростях // Ракетная техника и космонавтика. — 1977. — Т. 13, № 5. — С. 171–173.
17. **Михалев А.Н., Шелудько Ю.В.** Исследование влияния числа Маха на параметры ближнего следа конуса // Физико-газодинамические баллистические исследования / Под ред. Г.И. Мишина. — Л.: Наука, 1980. — С. 78–87.
18. **Ballistic** — Range Technology. Ed. by T.N.Canning, A.Seiff and C.S.James // AGARD-AG. — 1970. — No. 138-70. — 507 p.
19. **Кнотько В.Б.** Оценка температуры и концентрации компонент в донной области за телом с учетом неравновесных физико-химических процессов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1979. — № 1. — С. 187–191.
20. **Мюллер.** Определение турбулентного донного давления в сверхзвуковом осесимметричном потоке // Вопросы ракетной техники (сб. перев). — 1969. — № 1. — С. 35–49.

Статья поступила в редакцию 15 августа 2007 г.