

УДК 519.6+533.6.07

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ УСЕЧЕННЫХ КОНУСОВ ПОД РАЗЛИЧНЫМИ УГЛАМИ АТАКИ

М. Д. Бродецкий, А. М. Шевченко

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Представлены результаты экспериментального исследования сверхзвукового обтекания усеченных конусов с полууглами раствора конуса 20, 30 и 40°, выполненного при числах Маха  $M = 2, 3, 4$  в диапазоне углов атаки до 20°. Установлена связь между появлением внутренней ударной волны и характером распределения давления по длине образующей усеченного конуса. Показано, что известные границы режимов, полученные для осесимметричного обтекания острых и затупленных конусов, могут быть использованы для предсказания режимов течения в вертикальной плоскости симметрии усеченного конуса при его обтекании под углом атаки.

**Ключевые слова:** усеченный конус, режимы сверхзвукового обтекания, ударная волна.

**Введение.** Необходимость экспериментального исследования сверхзвукового обтекания усеченного конуса обусловлена следующими основными причинами. Во-первых, форму усеченного конуса имеет приемная часть одного из наиболее распространенных пневмометрических зондов для одновременного определения направления, числа Маха и полного давления в трехмерном потоке (см., например, [1]). Поэтому получение подробных данных о распределении давления и структуре потока вблизи поверхности такого класса тел необходимо при решении методических задач, связанных с выбором геометрии приемной части, построении математической модели зонда, выявлении аномальных режимов его работы. Во-вторых, усеченный конус является частным случаем тел с затупленной носовой частью, применяемых в авиакосмической технике. В [2] на основе численных расчетов показано, что использование в качестве головной части возвращаемых летательных аппаратов плоского торца или сильно сплюснутого эллипсоида вместо обычного сферического затупления приводит к увеличению запаса статической устойчивости, большей сопротивляемости эрозии и т. п. В-третьих, затупленный конус является одной из классических аэродинамических форм, обтекание которых сопровождается образованием криволинейной ударной волны, появлением местных до- и сверхзвуковых зон, внутренних скачков уплотнения. Тем самым экспериментальные данные о течениях в окрестности затупленного конуса являются хорошим тестом для верификации разрабатываемых численных методов расчета сложных сверхзвуковых пространственных течений.

В многочисленных работах рассматривались в основном тела с конечным радиусом затупления (см., например, работу [3] и библиографию к ней). Отдельные исследования в большинстве случаев проводились для осесимметричного обтекания затупленных тел в виде плоского торца на цилиндре и конусе [4, 5].

Целью настоящей работы является исследование сверхзвукового обтекания усеченных конусов под углом атаки. Анализ полученных результатов позволяет выявить неизвестные ранее закономерности обтекания и условия, при которых происходит смена режима обтекания.

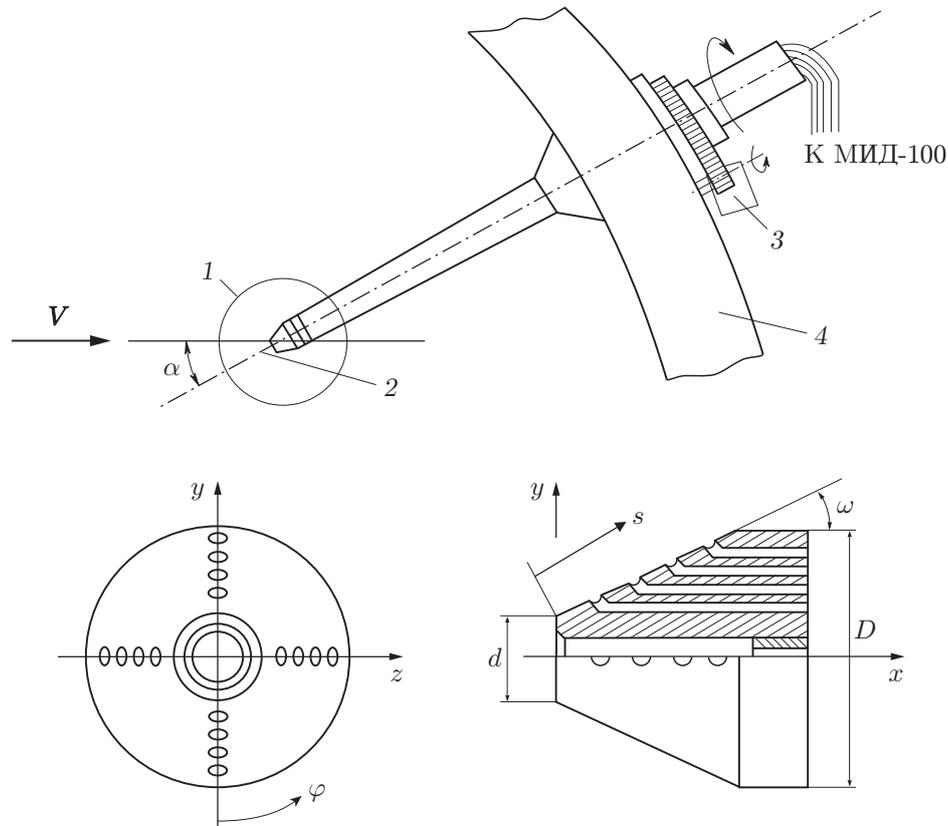


Рис. 1. Модель и схема ее установки в рабочей части аэродинамической трубы:  
 1 — сменная головная часть, 2 — ось весов АВ-313М, 3 — механизм поворота модели по углу крена, 4 — саблевидная подвеска аэродинамических весов АВ-313М

**1. Модели и методика эксперимента.** Исследования сверхзвукового обтекания усеченных конусов с глухим центральным отверстием проводились на серии моделей, схема которых показана на рис. 1. Модель представляла собой цилиндрическое тело со сменной головной частью в виде усеченного конуса. Диаметр цилиндрической части  $D = 30$  мм, полуугол раствора конуса  $\omega = 20, 30, 40^\circ$ , диаметр меньшего основания конуса  $d = D/3$ . На боковой поверхности конуса в двух взаимно перпендикулярных плоскостях располагались 16 приемных отверстий диаметром 0,5 мм для измерения статического давления (по четыре отверстия на одной образующей с шагом, равным 20 % ее длины). При этом безразмерные расстояния  $s/d$  были различными ( $s$  — расстояние, отсчитываемое вдоль образующей от торца) (рис. 1). На торце модели имелось глухое центральное отверстие диаметром 0,5d и глубиной  $2,2d$ . К дну этого отверстия подводилась измерительная пневмометрическая трасса для измерения давления торможения на торце. Для снижения чувствительности к изменению угла атаки центральное отверстие было раззенковано под углом  $90^\circ$ .

Эксперименты выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 Института теоретической и прикладной механики СО РАН при числах Маха  $M = 2,03; 3,02; 4,03$  и соответствующих им числах Рейнольдса  $Re_1 = 23,5 \cdot 10^6, 30 \cdot 10^6, 48 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . Полное давление в форкамере аэродинамической трубы Т-313 составляло  $P_0 = 2,0; 4,3; 10,4 \text{ кг/см}^2$  соответственно. При этом давление торможения за прямым скачком уплотнения перед головной частью модели оставалось практически неизменным и для всех режимов составляло  $P'_0 \approx 1,4 \text{ кг/см}^2$ .

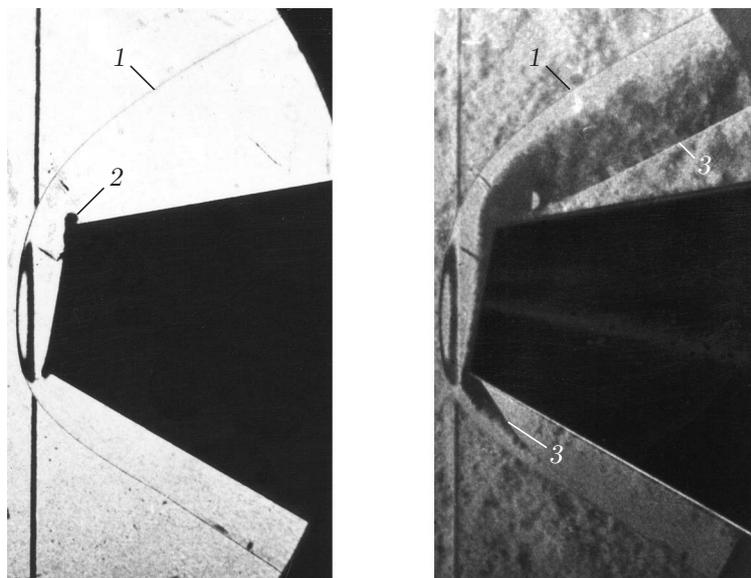


Рис. 2. Результаты визуализации течения методом Теплера ( $\omega = 20^\circ$ ,  $M = 4$ ,  $\alpha = 10^\circ$ ):

1 — головная ударная волна, 2 — зона отрыва потока, 3 — внутренний скачок уплотнения

В ходе экспериментов проводилась визуализация течения в вертикальной плоскости симметрии модели (шлирен-методом с использованием теневого прибора ИАБ-451) и предельных линий тока на боковой поверхности усеченного конуса (методом сажемазляных покрытий), измерялось давление на поверхности модели (с помощью многоканального измерителя давления МИД-100 класса точности 0,3 % [6]). Кроме того, для конуса с  $\omega = 30^\circ$  при  $M = 2,03$ ; 2,28; 2,52; 3,02; 4,03 измерены значения статического давления на боковой поверхности модели в сечениях  $s/d = 1/3$ ;  $2/3$ ; 1;  $4/3$ .

В ходе эксперимента модель устанавливалась в саблевидной подвеске механических аэродинамических весов АВ-313М,  $\alpha$ -механизм которых обеспечивал варьирование угла атаки  $\alpha$ . При измерении давления модель устанавливалась в специальное приспособление с электромеханическим приводом, которое обеспечивало возможность поворота модели вокруг ее продольной оси. Данные о распределении давления на поверхности модели получены с шагом  $15^\circ$  по координате  $\varphi$  (рис. 1).

**2. Результаты эксперимента.** На рис. 2 показана характерная теневая картина обтекания усеченного конуса при  $M = 4$ ,  $\omega = 20^\circ$ ,  $\alpha = 10^\circ$ . На фотографиях, полученных при двух различных положениях ножа теневого прибора ИАБ-451, видны отошедшая головная волна, отрывная зона вблизи кромки торца и внутренний скачок уплотнения. При этом ни визуальным наблюдением, ни сравнением фотографий, выполненных в различные моменты времени при одних и тех же условиях эксперимента, значительных осцилляций головной ударной волны не выявлено. Тем не менее ее высокочастотные колебания не исключаются, хотя специальных исследований не проводилось. Причиной отрыва и образования внутренней ударной волны является перерасширение потока в течении Прандтля — Майера вблизи угловой точки [5, 7, 8] и последующее сжатие его до давления, которое при изоэнтропическом течении на достаточном удалении от торца равно статическому давлению на поверхности эквивалентного (с тем же полууглом раствора  $\omega$ ) острого конуса. Внутренние ударные волны обнаружены как в экспериментальных исследованиях [4, 5, 8, 9], так и при расчете невязкого обтекания [3, 7, 10], но только для тел с разрывом кривизны образующей. При этом не всегда разрыв кривизны образующей сопровождался образованием внутренней ударной волны [3, 8, 10].

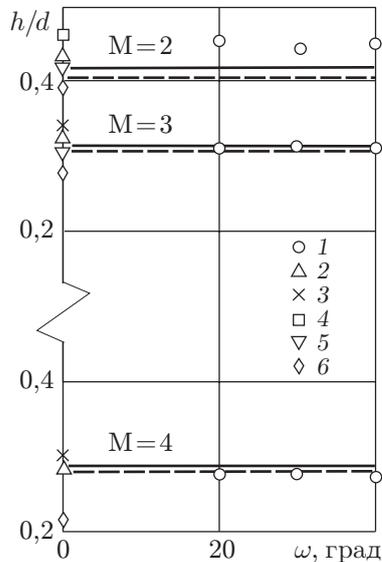


Рис. 3. Расстояние между головной ударной волной и торцом:

1 — данные настоящей работы; 2 — данные [4]; 3 — данные [7]; 4 — данные [9]; 5 — данные [5]; 6 — данные [8]; сплошные линии — расчет по эмпирической формуле [11], штриховые — расчет по эмпирической формуле [12]

Одной из важных характеристик течения является расстояние  $h$ , на которое головная ударная волна отходит от торца. На рис. 3 показана зависимость величины  $h/d$  от полуугла раствора конуса  $\omega$  при осесимметричном обтекании усеченного конуса ( $\alpha = 0$ ). Здесь же приведены результаты экспериментальных [4, 5, 8, 9] и расчетных [7] работ для цилиндра с плоским торцом ( $\omega = 0$ ). Сплошные линии получены с использованием приведенного в [11] эмпирического соотношения, которое для усеченного конуса имеет вид  $h/d = [2,8 \operatorname{tg} \omega_{\text{кр}}(M_\infty)]^{-1}$ , справедливого при  $\omega \leq \omega_{\text{кр}}$  и  $M \geq 2$ . Здесь  $\omega_{\text{кр}}(M_\infty)$  — максимальный полуугол раствора острого конуса, для которого еще возможно течение с присоединенной ударной волной. Штриховыми линиями показаны результаты расчета  $h/d = \text{const}$  по эмпирической формуле  $h/d = 0,23 \sqrt{(M^2 + 5)/(M^2 - 1)}$  [12]. Видно, что с учетом разброса данных, полученных в различных работах, результаты настоящей работы подтверждают выводы о том, что отход головного скачка уплотнения при фиксированном числе Маха определяется только формой затупления и не зависит от полуугла раствора конуса при  $\omega \leq \omega_{\text{кр}}(M_\infty)$ . С увеличением числа Маха, как это следует из рис. 3 и приведенных выше эмпирических соотношений, головная волна приближается к поверхности конуса. При этом влияние числа Маха на величину  $h/d$  ослабляется. В работах [3, 7] показано, что при обтекании тел со звуковым изломом (звуковая линия приходит в угловую точку) в сверхзвуковой области течения вблизи поверхности тела имеется небольшой участок, влияющий на течение в дозвуковой области (в этом случае при  $M \leq 1,2$  имеет место минимальная область влияния типа II по классификации [7]). Поэтому следует ожидать, что величина  $h/d$  зависит от угла  $\omega$ . Однако в пределах погрешности эксперимента влияния угла  $\omega$  на величину  $h/d$  не обнаружено.

При  $\omega \geq \omega_{\text{кр}}(M_\infty)$  отход головной ударной волны определяется полууглом раствора конуса и не зависит от формы затупления, т. е. такой же, как на эквивалентном остром конусе. Как показано в [13, 14], в этом режиме расстояние от вершины эквивалентного острого конуса до ударной волны, нормированное диаметром большего основания конуса, зависит от угла  $\omega$  практически линейно.

На рис. 4 представлены результаты обработки теневых картин течения в вертикальной плоскости симметрии усеченного конуса, которые дают представление о форме и положении головной и внутренней ударных волн. Видно, что до взаимодействия внутреннего и головного скачков положение последнего существенно зависит от угла атаки: с увеличением  $\alpha$  он приближается к поверхности конуса на наветренной стороне модели и, наоборот,

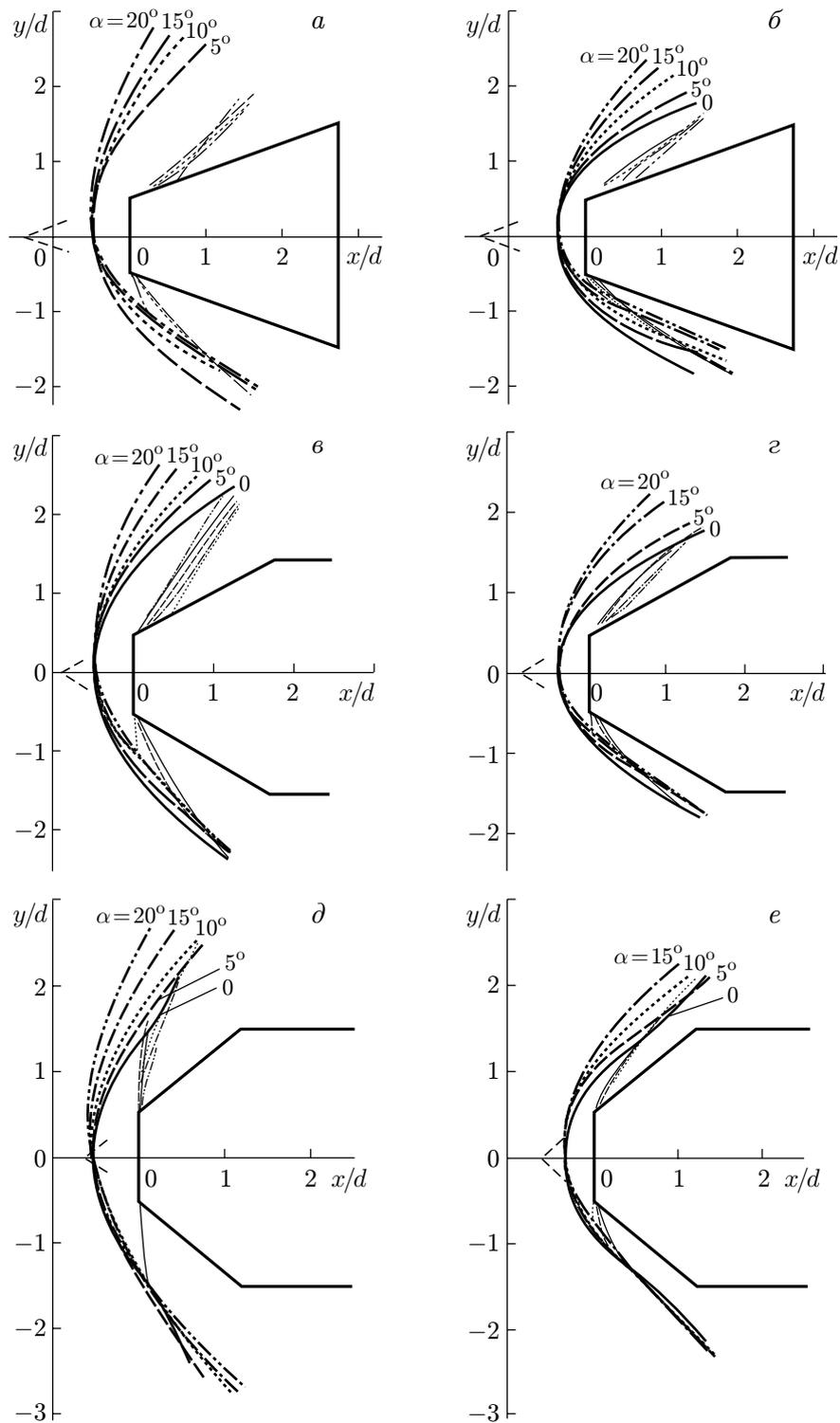


Рис. 4. Положение головной (толстые линии) и внутренних (тонкие линии) ударных волн:

*a* —  $M = 2, \omega = 20^\circ$ ; *б* —  $M = 4, \omega = 20^\circ$ ; *в* —  $M = 2, \omega = 30^\circ$ ; *г* —  $M = 4, \omega = 30^\circ$ ; *д* —  $M = 2, \omega = 40^\circ$ ; *е* —  $M = 4, \omega = 40^\circ$

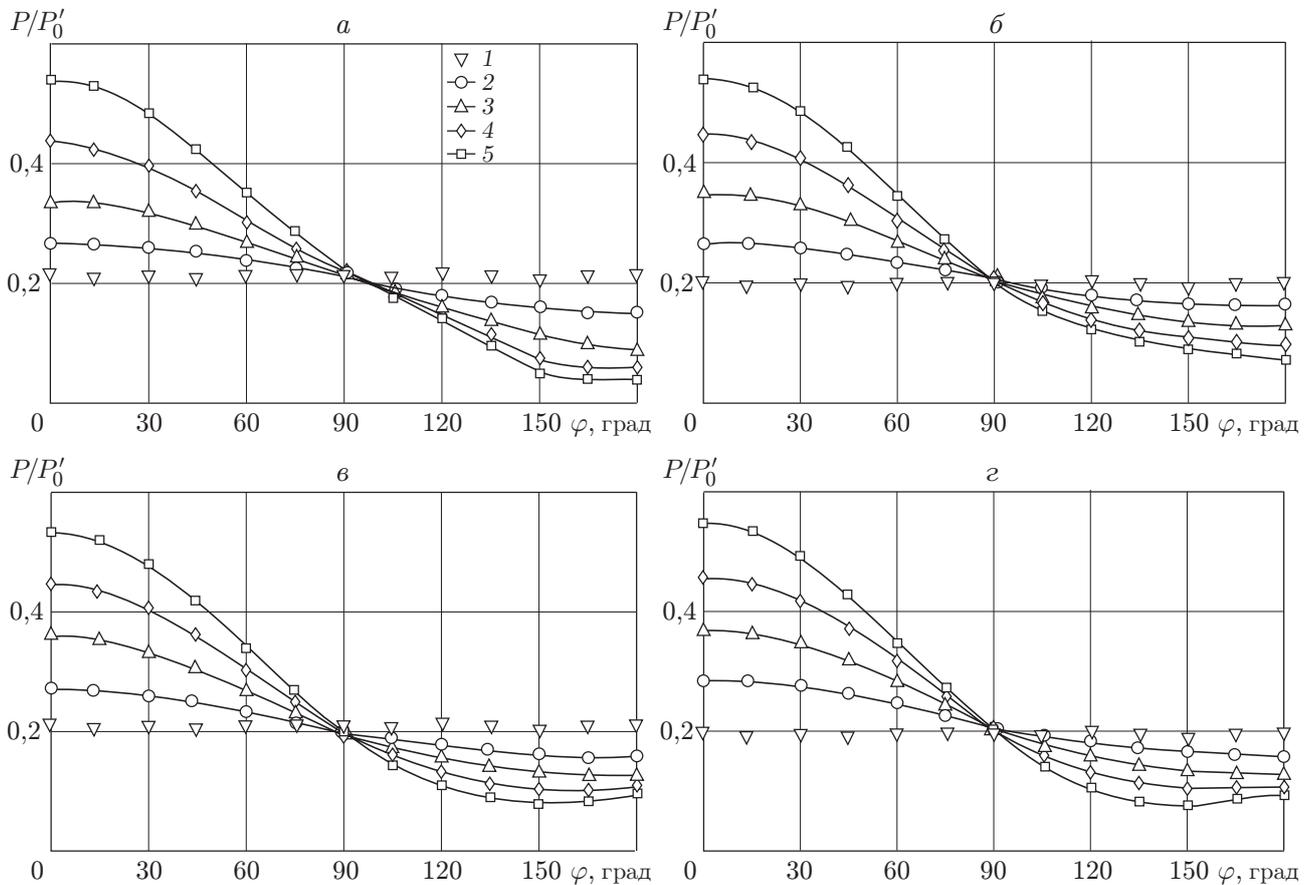


Рис. 5. Распределение давления по окружной координате ( $\omega = 20^\circ$ ,  $M = 3$ ):  
 а —  $s/d = 0,6$ ; б —  $s/d = 1,2$ ; в —  $s/d = 1,8$ ; г —  $s/d = 2,4$ ; 1 —  $\alpha = 0$ ; 2 —  $\alpha = 5^\circ$ ; 3 —  
 $\alpha = 10^\circ$ ; 4 —  $\alpha = 15^\circ$ ; 5 —  $\alpha = 20^\circ$

удаляется от подветренной стороны (в данном случае корректнее говорить о полуплоскостях  $\varphi = 0, 180^\circ$  соответственно). Расстояние от торца до головной ударной волны, измеренное вдоль продольной оси модели, практически не зависит от угла атаки.

Взаимодействие внутренней ударной волны с головной приводит к увеличению угла наклона последней. После взаимодействия положение головного скачка относительно поверхности конуса слабо зависит от угла атаки, особенно для конусов с  $\omega = 30, 40^\circ$ .

Положение внутренней ударной волны относительно торца модели зависит от угла атаки и угла раскрытия конуса. С увеличением  $\alpha$  на наветренной стороне модели внутренний скачок приближается к кромке, а на подветренной, наоборот, удаляется от нее. С увеличением  $\omega$  эта зависимость ослабевает, внутренняя волна формируется ближе к кромке. Максимальное удаление ее от торца модели наблюдается при  $\alpha = 20^\circ$  и во всех рассмотренных случаях не превышает  $0,3d/\sin \omega$ , что для конусов с отношением диаметров  $D/d = 3$  составляет 30 % длины образующей усеченного конуса.

На рис. 5 показано типичное распределение давления по окружной координате  $\varphi$ . Экспериментальное распределение давления качественно согласуется с аналогичной зависимостью  $P/P'_0(\varphi)$ , полученной при расчете невязкого обтекания острого конуса [15]. Как и на остром конусе, при больших углах атаки зависимость  $P/P'_0(\varphi)$  имеет минимум в интервале  $90^\circ < \varphi < 180^\circ$ . Проведенный регрессионный анализ зависимостей  $P/P'_0(\varphi)$  для всего диапазона исследуемых параметров показал, что распределение давления по окруж-

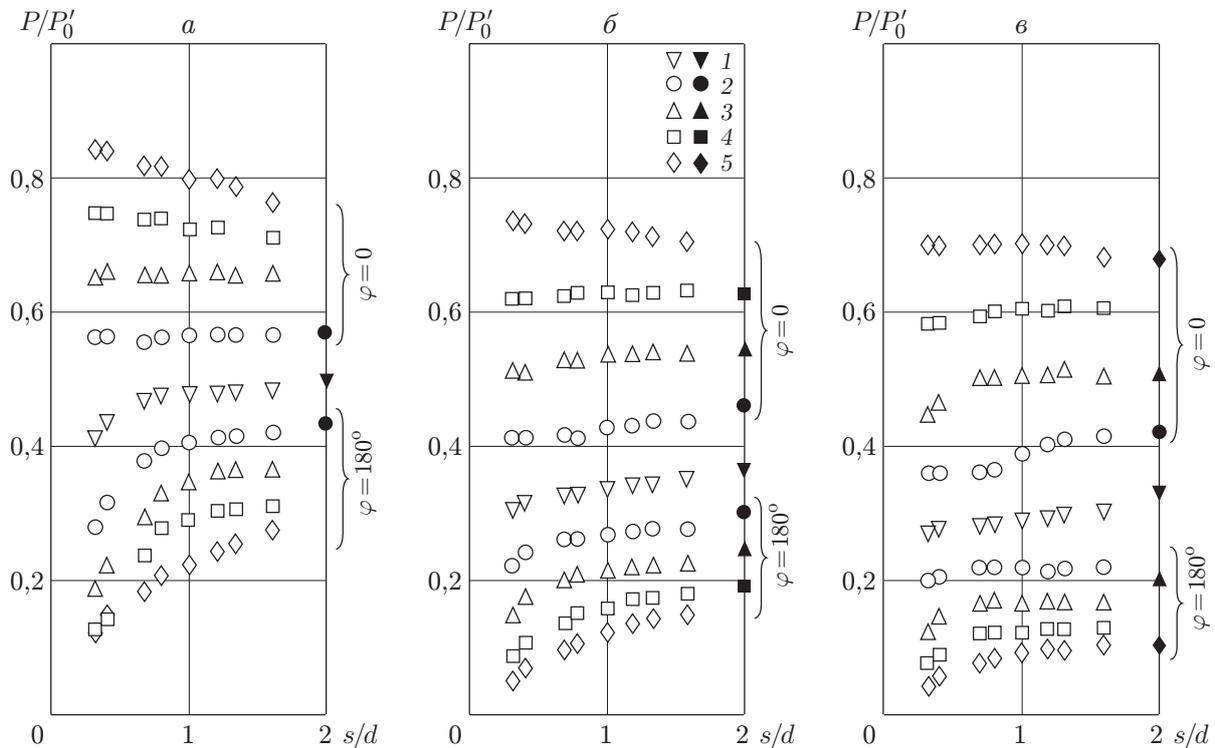


Рис. 6. Распределение давления вдоль образующей в вертикальной плоскости симметрии ( $\omega = 30^\circ$ ):

$a$  —  $M = 2$ ,  $b$  —  $M = 3$ ,  $v$  —  $M = 4$ ; светлые точки — данные настоящей работы, темные — данные для острого конуса [15]; 1 —  $\alpha = 0^\circ$ ; 2 —  $\alpha = 5^\circ$ ; 3 —  $\alpha = 10^\circ$ ; 4 —  $\alpha = 15^\circ$ ; 5 —  $\alpha = 20^\circ$

ной координате  $\varphi$  адекватно (по  $F$ -критерию [16]) описывается тремя первыми членами разложения в ряд Фурье по косинусам с коэффициентами разложения, зависящими от числа Маха и угла атаки. Исключение составляли результаты обработки данных для сечения  $s/d = 0,6$  при  $\omega = 40^\circ$ ,  $\alpha = 20^\circ$ , для адекватного представления которых в виде ряда Фурье необходимо оставить третью и четвертую гармоники. Полученные результаты лежат в основе математической модели многоканального конического пневмометрического зонда для одновременного измерения направления вектора скорости, числа Маха и полного давления в трехмерном потоке с непосредственным определением одного из измеряемых параметров [17].

На рис. 6 представлено распределение давления вдоль образующей усеченного конуса в полуплоскостях  $\varphi = 0, 180^\circ$ . Здесь же приведены результаты расчета невязкого обтекания острого конуса, которые в целом удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента (как известно, давление на поверхности затупленного конуса при  $x \rightarrow \infty$  стремится к значению, равному статическому давлению на эквивалентном остром конусе [3, 11]).

Сопоставление результатов визуализации течения и измерения давления выявило следующую закономерность. Если внутренняя ударная волна существует, то давление за отрывной зоной с удалением от торца не убывает. Наоборот, если внутренний скачок уплотнения отсутствует, то давление с удалением от торца уменьшается.

На рис. 7 показаны полученные в расчетах [3, 18] границы режимов осесимметричного обтекания острых и затупленных конусов. Кривая I соответствует границе между режи-

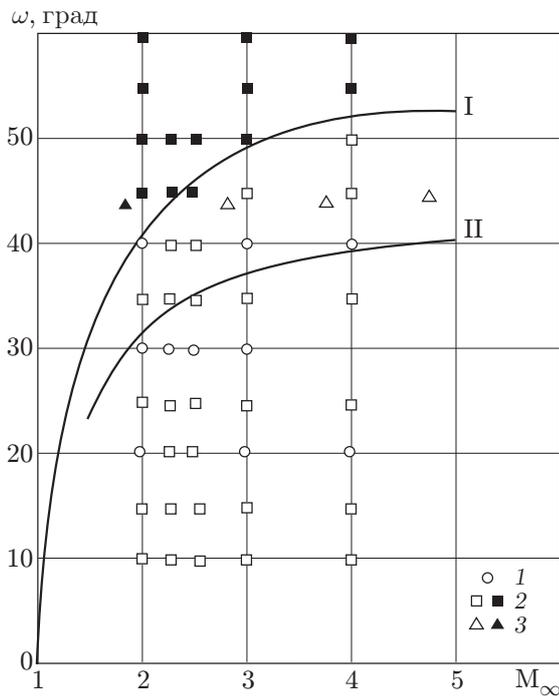


Рис. 7. Карта режимов обтекания затупленных конусов:

I —  $\omega_{кр}$ , II —  $\omega_*$ ; 1, 2 — данные настоящей работы (1 —  $\omega$  при  $\alpha = 0$ , 2 —  $\omega_\phi$ ), 3 — данные [4] ( $\omega$  при  $\alpha = 0$ )

мами обтекания острого конуса с отошедшей (выше кривой I) и присоединенной (ниже кривой I) ударной волной. Кривая II — граница режимов обтекания затупленного конуса. При  $\omega > \omega_*$  и  $x \rightarrow \infty$  вблизи поверхности тела  $M < 1$ , т. е. дозвуковая область неограничена. При  $\omega < \omega_*(M_\infty)$  на достаточном удалении от головной части затупленного конуса течение полностью сверхзвуковое, а дозвуковая область ограничена [3, 19]. На рис. 7 точками показаны различные режимы, исследованные в настоящей работе и в [4]. При этом кружки и треугольники соответствуют осесимметричному течению ( $\alpha = 0$ ). Квадратами показаны фиктивные значения  $\omega_\phi$  в случае обтекания усеченного конуса под углом атаки, которые при  $\phi = 0$  принимались равными  $\omega_\phi = \omega + \alpha$ , при  $\phi = 180^\circ$  —  $\omega_\phi = \omega - \alpha$ . Светлые точки соответствуют режимам обтекания, в которых зафиксирована внутренняя ударная волна и давление с удалением от торца не убывает. Темные точки соответствуют условиям обтекания усеченного конуса без образования внутренней ударной волны и с уменьшением давления с удалением от торца. Точки, расположенные ниже кривой II, соответствуют случаю, когда в дальнем от торца сечении  $P/P'_0 > 0,528$ , т. е. местное число Маха вблизи поверхности меньше единицы (действительно, из-за внутренних ударных волн местное полное давление может быть только меньше значения  $P'_0$ , поэтому для местного числа Маха следует соотношение  $M \leq \sqrt{5[(P'_0/P)^{2/7} - 1]}$ ).

На рис. 7 видно, что темные точки расположены выше кривой I, а светлые — ниже ее. Следовательно, известная граница режимов осесимметричного обтекания острого конуса  $\omega_{кр}(M_\infty)$  может быть использована для предсказания особенностей обтекания усеченного конуса под углом атаки: если  $\omega_\phi > \omega_{кр}(M_\infty)$ , то на боковой поверхности усеченного конуса давление с удалением от торца уменьшается и внутренние ударные волны отсутствуют. Если  $\omega_\phi < \omega_{кр}(M_\infty)$ , то обтекание усеченного конуса сопровождается образованием внутренней ударной волны и увеличением давления с удалением от торца.

На рис. 7 также видно, что точки, соответствующие режимам обтекания с неограниченной дозвуковой областью, лежат выше кривой II, а точки, соответствующие режимам с ограниченной дозвуковой областью, — ниже кривой II. Следовательно, эта граница так-

же может быть использована для предсказания особенностей обтекания усеченного конуса под углом атаки: если  $\omega_{\text{ф}} > \omega_*(M_\infty)$ , то вдали от торца  $M < 1$ , т. е. дозвуковая область неограничена. Если  $\omega_{\text{ф}} < \omega_*(M_\infty)$ , то вдали от торца  $M > 1$ , т. е. дозвуковая область ограничена.

Следует отметить, что при  $\omega_* < \omega_{\text{ф}} < \omega_{\text{кр}}$  на относительно небольшом удалении от торца выполняется условие  $P/P'_0 < 0,528$ . Следовательно, течение вблизи поверхности сверхзвуковое, что подтверждается возникновением на этих режимах внутренних ударных волн. При этом в дальних сечениях  $P/P'_0 > 0,528$ , т. е. течение дозвуковое. Следовательно, использование границы II корректно только при большом удалении от торца, что и следует из условий ее получения [19].

**Заключение.** В диапазоне чисел Маха  $M = 2 \div 4$  и углов атаки до  $20^\circ$  исследовано сверхзвуковое обтекание усеченных конусов с полууглами раствора конуса  $\omega = 20, 30, 40^\circ$ .

Получены подробные данные о положении головной и внутренней ударных волн, измерено распределение давления на боковой поверхности конуса.

Установлено, что появление внутренней ударной волны определяет характер распределения давления по длине образующей усеченного конуса. Показано, что если внутренняя ударная волна возникает (отсутствует), то по мере удаления от торца давление стремится к асимптотическому значению (давлению на эквивалентном остром конусе) снизу (сверху).

Показано, что известные границы режимов  $\omega_{\text{кр}}(M_\infty)$  и  $\omega_*(M_\infty)$ , полученные для осесимметричного обтекания острых и затупленных конусов, могут быть использованы для предсказания режимов течения в вертикальной плоскости симметрии усеченного конуса при его обтекании под углом атаки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Петунин А. Н.** Методы и техника измерений параметров газового потока. М.: Машиностроение, 1996.
2. **Лин Т. К., Грабовски У. Р., Елмгрен К. Э.** Об оптимизации формы возвращаемых летательных аппаратов // Аэрокосм. техника. 1985. Т. 3, № 4. С. 116–126.
3. **Любимов А. Н., Русанов В. В.** Течения газа около тупых тел. М.: Наука, 1970. Ч. 1.
4. **Handbook of supersonic aerodynamics. Body of revolution: Navweps Rep.** Washington, 1961. V. 3. Section 8.
5. **Рябинков Г. М., Рябинков А. Г.** Экспериментальное исследование обтекания цилиндра с плоским торцом // Проблемы прикладной математики и механики. М.: Наука, 1971. С. 269–277.
6. **Амелина М. А., Бродецкий М. Д., Волонихин И. И. и др.** Многоканальный измеритель давлений МИД-100 // Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1978. С. 98–113.
7. **Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.** Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
8. **Philpott D. R.** An investigation into the flow around a family of elliptically nosed cylinders at zero incidence at  $M = 2.5$  and  $4.0$  // Aeronaut. Quart. 1972. V. 23, pt 4. P. 315–326.
9. **Альбом течений жидкости и газа /** Под ред. М. Ван-Дайка. М.: Мир, 1986.
10. **Любимов А. Н.** О существовании внутренних ударных волн при обтекании газом затупленных конусов // Докл. АН СССР. 1970. Т. 191, № 4. С. 783–786.
11. **Шевелев Ю. Д.** Пространственные задачи вычислительной аэрогидродинамики. М.: Наука, 1986.

12. **Краснов Н. Ф., Кошевой В. И., Данилов А. Н., Захарченко В. Ф.** Аэродинамика ракет. М.: Высш. шк., 1968.
13. **Уорд Л., Паф П.** Отход головной волны от затупленных и острых конусов // Ракет. техника и космонавтика. 1968. Т. 10, № 10. С. 247, 248.
14. **Амарантова И. И., Буковшин В. Г., Шустов В. И.** Исследования обтекания конусов с большими полууглами раствора // Учен. зап. ЦАГИ. 1987. Т. 18, № 2. С. 110–113.
15. **Бабенко К. И., Воскресенский Г. П., Любимов А. Н., Русанов В. В.** Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М.: Наука, 1964.
16. **Химмельблау Д.** Анализ процессов статистическими методами. М.: Мир, 1973.
17. **Бродецкий М. Д., Ольховиков Г. П., Харитонов А. М. и др.** К методике измерения направления и числа М 3-мерного сверхзвукового потока // Учен. зап. ЦАГИ. 1984. Т. 15, № 3. С. 136–139.
18. **Краснов Н. Ф.** Аэродинамика тел вращения. М.: Оборонгиз, 1958.
19. **Терентьев Ю. Д.** О форме звуковой линии при обтекании затупленного клина сверхзвуковым потоком совершенного газа // Докл. АН СССР. 1979. Т. 247, № 2. С. 319–323.

*Поступила в редакцию 2/Х 2001 г.,  
в окончательном варианте — 21/І 2003 г.*

---