

УДК 533.696:533.6.011.5

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ТОНКОГО КОНУСА С НЕСИММЕТРИЧНЫМ НОСКОМ

ВИШНЕВЕЦКИЙ С. Л., ИВАНОВ М. А.

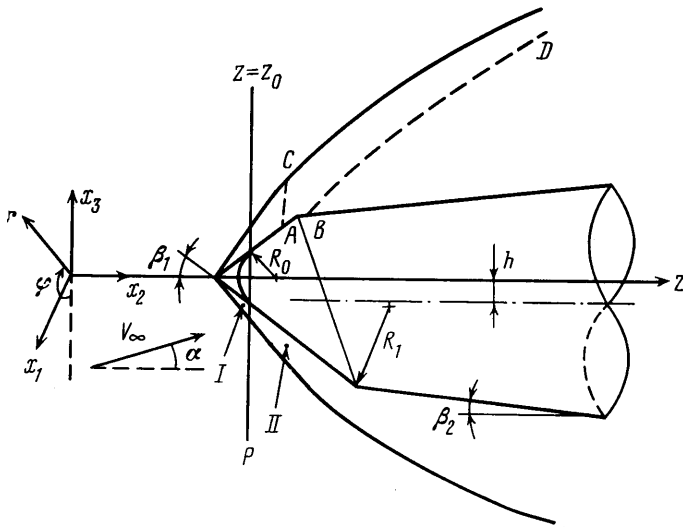
Исследовано обтекание тонкого конуса с несимметричным носком сверхзвуковым потоком невязкого нетеплопроводного газа при нулевом и отличном от нуля углах атаки. Расчет течения выполнен численным методом Бабенко — Воскресенского. Показано существенное влияние несимметрии носка на распределение параметров газа по поверхности тонкого конуса даже при большом удалении от носка. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

1. Для расчета распределения давления по поверхности тел сложной формы, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа, широко используются различные приближенные методы [1—4]. Однако эти методы не учитывают пространственного характера течения, что может привести к качественно неверному предсказанию аэродинамических характеристик обтекаемого тела. В настоящей статье исследованы некоторые особенности пространственного обтекания на примере течения около круговых конусов с малым углом полураствора β_2 и различными носками (фиг. 1). Носки представляют собой конус с углом полураствора β_1 , сопряженный с основным конусом дугами окружности радиуса R_1 по каждой образующей. Носки отличаются смещением h параллельных осей головного и основного конусов и могут быть либо острыми, либо со сферическим затуплением радиуса R_0 . В цилиндрической системе координат (z, r, φ) , связанной с осью головного конуса, уравнения поверхностей головного и основного конусов имеют вид

$$r = (z - z_1) \operatorname{tg} \beta_1$$
$$r = h \cos \varphi + \sqrt{(z - z_2)^2 \operatorname{tg}^2 \beta_2 - h^2 (1 - \cos^2 \varphi)}$$

где z_1 и z_2 постоянные. Пересечение образующих головного и основного конусов в меридиональной плоскости $\varphi = 0$ (без учета сопряжения дугой окружности) происходит при $z = 5,7$, а расстояние от оси основного конуса до точки пересечения равно 2,1 для всех носков. Радиус сопряжения $R_1 = 2$, радиус затупления $R_0 = 1$ (характерный линейный размер).

Для расчета обтекания такого тела сверхзвуковым потоком невязкого нетеплопроводного газа используется метод Бабенко — Воскресенского [5]. Тело считается неподвижным, а набегающий поток газа равномерным. Компоненты скорости газа u, v, w в цилиндрической системе координат отнесем к критической скорости звука c_* , плотность ρ — к плотности набегающего потока ρ_∞ , давление p — к $\rho_\infty c_*^2$. Область возмущенного течения между поверхностью тела и ударной волной разделим плоскостью P , нормальной к оси z , таким образом, чтобы в области II течения было сверхзвуковым. Будем определять течение в области II, считая, что на плоскости P параметры потока известны. Задача сводится к решению системы уравнений Эйлера газовой динамики с тремя независимыми переменными, с начальными данными на плоскости P , с граничным условием непротекания на теле и с пятью граничными условиями (зако-



Фиг. 1

ны сохранения потоков массы, импульса и энергии) на неизвестной поверхности ударной волны. Перейдем к новой системе координат, чтобы область, в которой ищется решение, имела фиксированные границы

$$\begin{cases} z=z \\ \xi=(r-g(z, \varphi))/(f(z, \varphi)-g(z, \varphi)) \\ \varphi=\varphi \end{cases} \quad (1.1)$$

Функция $g(z, \varphi)$ известна и определяет поверхность тела, а функция $f(z, \varphi)$, определяющая поверхность ударной волны, неизвестна и находится в процессе решения. После такой замены переменных и с учетом наличия плоскости симметрии для рассматриваемого течения область, в которой ищется решение, определяется неравенствами

$$z > z_0, \quad 0 \leq \varphi \leq 180^\circ, \quad 0 \leq \xi \leq 1 \quad (1.2)$$

Метод Бабенко – Воскресенского позволяет по параметрам потока u, v, w, p, ρ , расстоянию от поверхности тела до ударной волны и наклону ударной волны к оси z , заданным на плоскости $z=z_0$, найти эти параметры на некоторой близкой плоскости $z=z_0+\Delta z$. Задача определения течения в области (1.2) сводится к переходу с одной расчетной плоскости на другую путем решения системы разностных уравнений, полученных аппроксимацией на расчетной сетке исходной системы уравнений Эйлера, преобразованной к переменным (1.1). Система разностных уравнений решается методом итераций.

По этому методу составлена программа и проведены расчеты восьми вариантов обтекания тела с параметрами $\beta_1=30^\circ, \beta_2=7^\circ$ потоком газа с отношением теплоемкостей $\kappa=1,4$ при $M_\infty=3$:

№	1	2	3	4	5	6	7	8
α°	0	5	10	0	5	10	0	5

Для вариантов 1–3 $h=0$, для вариантов 4–8 $h=0,3$. В вариантах 7 и 8 рассматривается носок со сферическим затуплением. Вектор скорости набегающего потока параллелен плоскости симметрии тела и составляет с осью z угол α . Использовались параметры расчетной сетки $\Delta\varphi=\pi/16, \Delta\xi=0,05$; шаг по z – переменный (от $\Delta z=0,1$ на носке до $\Delta z=1,4$ на большом расстоянии от носка). Расчет течения на основном конусе проводился до $z=66$. Число итераций при переходе с одной расчетной плоскости на другую фиксировано и равно 4. Время расчета одного варианта (около 100 шагов по z) на ЭВМ ЕС-1033 составляет 30 мин. В качестве начальных данных на плоскости P для острых носков используются таблицы обтекания конусов под углом атаки [5], а для носков со сферическим затуплением – таблицы обтекания сферы [6]. Метод не позволяет рассчитывать течения около тел с изломом обра-

зующей. На участок сопряжения головного и основного конусов в каждой меридиональной плоскости приходилось 6–8 расчетных точек по z . При более грубой сетке наблюдались пилообразные колебания параметров течения после перехода через участок сопряжения.

Точность расчетов контролировалась проверкой выполнения интеграла Бернулли

$$\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho} = \text{const}$$

в узлах сетки, а также сравнением расхода газа через плоскость $z = \text{const}$ между поверхностью тела и ударной волной и расхода в соответствующей трубке тока в невозмущенном потоке. Расход сохраняется с точностью до 0,1%. Интеграл Бернулли выполняется с точностью до 1%, что соответствует точности начальных данных.

Метод не учитывает наличия вблизи поверхности тела высокоэнтропийного слоя, в некоторых точках которого точность выполнения интеграла Бернулли падает до 10%. При расчете течения численным методом постоянное значение энтропии на поверхности тела (которая является поверхностью тока) не сохраняется, так как при решении разностных уравнений возмущения энтропии переносятся с ударной волны на тело за конечное число шагов по координате z . Для реального течения линии тока, отходящие от ударной волны, асимптотически приближаются к поверхности тела, но не достигают ее. Это заставляет осторожно относиться к результатам расчета при $\xi = 0$. Тем не менее, как показано, например, в [7], расчет течения методом Бабенко – Воскресенского дает правильное распределение давления по поверхности тела.

2. Как для понимания структуры течения, так и для интерпретации результатов расчета оказываются полезными простейшие качественные оценки. Как известно, в сверхзвуковом потоке возмущения распространяются путем многократного взаимодействия звуковых волн или характеристик.

Оценим скорость распространения возмущений в меридиональной плоскости и в окружном направлении. Определим расстояние Δz , на котором возмущение от поверхности тела дойдет до ударной волны. Уравнение характеристики AC , исходящей из точки сопряжения образующей головного конуса с дугой окружности, имеет вид

$$\frac{dr}{dz} = \frac{1}{\sqrt{M^2 - 1}}$$

Полагая $M = \text{const}$ и интегрируя, получаем

$$\Delta z = \sqrt{M^2 - 1} (r_j - r_g)$$

Для нашего случая, когда $M \approx 1,8$, а расстояние от тела до ударной волны $(r_j - r_g) \approx 1$, получаем $\Delta z \approx 1,5$.

Распространение возмущения в окружном направлении оценим, считая $w = 0$. Возмущение распространяется вдоль поверхности тела по характеристике

$$r_g \frac{d\varphi}{dz} = \frac{1}{\sqrt{M^2 - 1}}$$

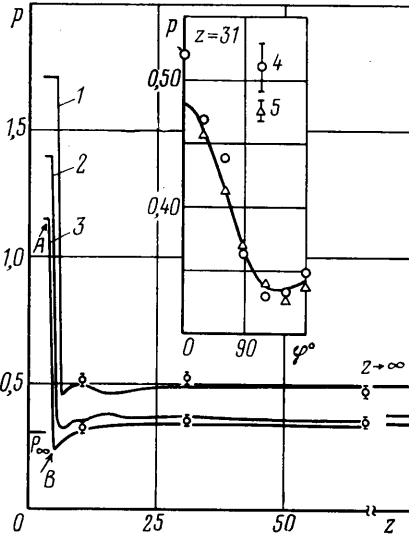
Интегрируя в пределах $\varphi = 0 - 180^\circ$, найдем расстояние Δz , на котором возмущение вернется в исходную меридиональную плоскость, отразившись от противоположной

$$1 + \text{tg } \beta_2 \frac{\Delta z}{r_0} = \exp(2\pi \sqrt{M^2 - 1} \text{tg } \beta_2)$$

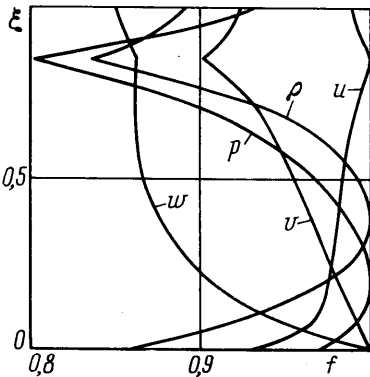
где r_0 – начальный радиус тела. Подставляя численные значения, получим $\Delta z \approx 40$. Наличие неравной нулю составляющей скорости w , как указано в [2], лишь увеличит длину Δz и даже в случае существования местных зон с $w > c$ может сделать невозможным возврат отраженных возмущений.

Таким образом, в первом приближении течение в каждой меридиональной плоскости можно рассматривать независимо от других меридиональных плоскостей, что является некоторым обоснованием приближенных методов, не учитывающих пространственного характера обтекания.

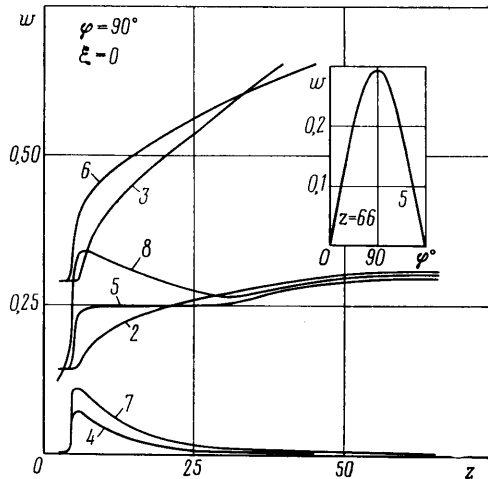
Следует ожидать, что влияние возмущения потока из-за несимметрии носка скажется на большем по сравнению с размерами носка расстоянии из-за «медленного» взаимодействия между меридиональными плоскостями. Эти выводы полностью подтверждаются результатами расчетов. Перестройка поля течения в каждой меридиональной плоскости происходит в области, ограниченной характеристикой AC , ударной волной и характеристикой BD (фиг. 1). Характеристики исходят из точек A и B сопряжения образующей головного конуса с дугой окружности и дуги окружности с образующей основного конуса. Так как в точках A и B образующая поверхности тела претерпевает разрыв кривизны, то в потоке при переходе через эти характеристики параметры газа могут иметь разрывы первых производных. В области между характеристиками AC и BD параметры течения имеют большие градиенты по z . Правее характеристики BD распределение параметров близко к предельному распределению, т. е. распределению для конуса с углом полураствора β_2 без затупления. На фиг. 2 показано распределение давления по поверхности тела для варианта 5, а также предельные значения при $z \rightarrow \infty$, полученные параболической экстраполяцией табличных данных [5]. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $\varphi = 0, 90, 180^\circ$. В каждой меридиональной плоскости на отрезке Δz , соот-



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

ветствующем сопрягающей дуге окружности AB , происходит резкое изменение давления (а также других параметров течения). Затем в распределении давления наблюдается «ложка» и далее изменение давления (и других параметров) мало и происходит со все уменьшающейся скоростью по мере роста координаты z . Поэтому представляет определенный интерес характер стремления параметров течения к их предельным значениям. Как известно (например, [2]), толщина высокэнтропийного слоя при обтекании затупленного конуса асимптотически стремится к 0 как

1/ r . Если предположить, что носок влияет на течение на большом расстоянии от него за счет высокоэнтропийного слоя, то следует ожидать, что параметры асимптотически стремятся к своим предельным значениям как $1/r$. Такое предположение с большой точностью подтверждается для случая осесимметричного обтекания (вариант 1). Гипербола, аппроксимирующая рассчитанное распределение давления по поверхности основного конуса для этого варианта, имеет вид

$$p_i = p_i + \frac{A}{r} \quad (2.1)$$

Коэффициент $A = -0,056$ и предельное значение $p_i = 0,4036$ получены по значениям в двух точках $z=66$ ($r=9,54$) и $z=52$ ($r=7,82$) рассчитанного распределения давления. Параболическая и линейная интерполяции табличных значений [5] дают для p_i значения 0,4003 и 0,4064 соответственно. Давление p_i , полученное по формуле (2.1), превышает рассчитанное давление p при значениях z , равных 66, 40, 30 на 0; 0,02; 0,35%, а разность $(p_i - p)$ при тех же z составляет 1,5; 2,25; 3,3%. При обтекании с углом атаки или для тела с несимметричным носком такое асимптотическое поведение искажается из-за пространственного характера течения.

На фиг. 3 показано распределение параметров течения между поверхностью тела и ударной волной для варианта 5 при $z=66$ в меридиональной плоскости $\varphi=90^\circ$. Показанные на фигуре параметры газа f связаны с безразмерными параметрами f_1 , полученными расчетом течения, формулой

$$f = 1 + \frac{(f_1/f_0 - 1)}{k}$$

где f_0 — максимальные значения параметров, равные для u, v, w, p, ρ соответственно 1,961; 0,216; 0,295; 0,370; 1,217, а k — масштабные коэффициенты, равные соответственно 1; 10; 3; 1; 1. Для этой меридиональной плоскости характеристика BD не достигла ударной волны, и при $\xi=0,85$ в распределении параметров газа имеется излом. Для этого же варианта в меридиональной плоскости $\varphi=0$ характеристика достигает ударной волны и, естественно, излома в распределении параметров нет.

Распределение компоненты скорости w между поверхностью тела и ударной волной существенно отличается от предельного распределения, когда максимальное значение w наблюдается при $\xi=1$. Такое отличие связано с тем, что частицы газа, находящиеся вблизи поверхности тела, обладают высокой энтропией и малой кинетической энергией (высокоэнтропийный слой). Поэтому частицы газа не могут оказать достаточного сопротивления постоянно действующему градиенту давления по φ , что приводит к сильному возрастанию w вблизи тела и к ее росту в зависимости от z (фиг. 4, варианты 2, 3, 5, 6). Аналогичное поведение w наблюдается при обтекании под углом атаки затупленных по сфере конусов [7]. Компонента скорости газа w может превзойти местную скорость звука, при этом на подветренной стороне тела возникает особенность типа ударной волны, которая не позволяет продолжить расчет течения. Явление перехода w через местную скорость звука и возникновение ударной волны наблюдаются и для острых конусов при углах атаки, больших угла полураствора конуса [8]. В реальных условиях при наличии сил вязкости на подветренной стороне тела образуются развитые отрывные зоны [9]. При расчете вариантов 3 и 6 особенность возникла при $z=40$ и 45 (фиг. 4), то не позволило продолжить расчет дальше по z .

Несимметричная форма носка вызывает возникновение больших градиентов давления (и других параметров) по φ . Это связано с тем, что в разных меридиональных плоскостях переход через участок сопряжения головного и основного конусов происходит при различных значениях z (фиг. 2). Так, при $z=5$ перепад давления между меридиональными плоско-

стями $\varphi=0$ и 180° составляет 1,45, что в 2,6 раза больше перепада давления на головном конусе и почти в 10 раз больше перепада давления на основном конусе. Большой градиент давления приводит к перетеканию газа из области с высоким давлением в область с более низким, т. е. к резкому возрастанию компоненты скорости w на носке (фиг. 4). На этой же фигуре показано типичное распределение w по φ . Особенно сильное возрастание w наблюдается для несимметричного носка со сферическим затуплением, что объясняется более интенсивным высокоэнтропийным слоем по сравнению с острым носком. Влияние несимметричного носка сказывается на больших по сравнению с его размерами расстояниях. Так, для варианта 4 перетекание газа приводит к тому, что давление на поверхности основного конуса при $\varphi=180^\circ$ оказывается выше, чем при $\varphi=0$. Хотя разница давлений мала и постоянно уменьшается (3,7% при $z=20$, 2% при $z=30$, 0,5% при $z=66$), такое распределение давления приводит к тому, что для нормальной силы

$$N(z) = - \int_0^{2\pi} \int_{S_0} p(\varphi, z) n_z dS$$

действующей на тело в направлении оси x_3 , после достижения при $z=6$ максимального значения, равного 2,2, наблюдается сначала резкое, а потом все более плавное уменьшение. При $z=66$ $N(z)$ уменьшается до величины 0,4. Если рассчитывать $N(z)$, определяя распределение давления без учета пространственного характера течения, например по формуле Ньютона, то получается качественно неверный результат: после достижения максимума нормальная сила остается постоянной. При наличии угла атаки несимметрия носка также приводит к уменьшению перепада давления между меридиональными плоскостями $\varphi=0$ и 180° , которое сохраняется при больших z . Для вариантов 2 и 5 эти перепады при $z=66$ составляют соответственно 0,165 и 0,159, т. е. отличаются на 3,7%.

На фиг. 2 приведены экспериментальные данные распределения давления по поверхности основного конуса. Точность измерения давления пружинными (точки 4) и водяными (точки 5) манометрами составляет соответственно 5 и 2% и показана на фигуре вертикальными штрихами. Результаты эксперимента удовлетворительно согласуются с результатами расчета. Отметим, что экспериментальные данные получены на модели с изломом образующей, т. е. образующие головного и основного конусов соединялись без сопряжения дугой окружности.

Авторы выражают благодарность И. М. Каршману за участие в обсуждении результатов расчетов и помощь при проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
2. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М.: Машиностроение, 1975. 327 с.
3. Swain C. E. Aerodynamics of reentry vehicles with asymmetric nosetip shape change.— AIAA Pap., 1977, № 782. 9 p.
4. De Jarnette F. R., Ford C. P., Young D. E. Calculation of pressures on bodies at low angles of attack in supersonic flow.— J. Spacecraft and Rockets, 1980, v. 17, № 6, p. 529–536.
5. Бабенко К. И., Воскресенский Г. П., Любимов А. Н., Русанов В. В. Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М.: Наука, 1964. 505 с.
6. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел. Ч. 1, 2. М.: Наука, 1970, ч. 1 – 287 с., ч. 2 – 379 с.
7. Дьяконов Ю. Н., Пчелкина Л. В., Сандомирская И. Д. Сверхзвуковое обтекание затупленных тел. М.: Изд-во МГУ, 1971. 406 с.
8. Daywitt J., Kutler P., Anderson D. Computation of the inviscid supersonic flow about cones at large angles of attack by a floating discontinuity approach.— NASA TM, 1977, № 73259. 95 p.
9. Авдудевский В. С., Медведев К. И. Исследование отрыва ламинарного пограничного слоя на конусе под углом атаки.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 3, с. 117–119.

Москва

Поступила в редакцию
13.VII.1981