

## К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ТОЛЩИНЫ УДАРНОГО СЛОЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВЯЗКОГО ГАЗА

Н. П. ИСАКОВА, А. Н. КРАЙКО

(Москва)

Расстояние отхода скачка уплотнения от тела в критической точке при его обтекании сверхзвуковым потоком представляет собой ту величину, которая для невязкого газа часто использовалась при сравнении различных теорий между собой и с экспериментом. Эта величина имеет и самостоятельное значение, например, для анализа лучистого переноса тепла от газа к телу. В случае малых чисел Рейнольдса, когда головной скачок уже нельзя рассматривать как поверхность разрыва, роль расстояния отхода скачка играет введенная тем или иным способом толщина ударного слоя.

К настоящему времени опубликовано большое количество теоретических работ, посвященных обтеканию затупленных тел сверхзвуковым (главным образом гиперзвуковым) потоком вязкого газа при условиях, когда ударный слой можно рассматривать как сплошную среду. Развитые теории позволяют определить распределения параметров на оси симметрии и толщину ударного слоя. Сравнение полученных таким путем величин показывает, что при фиксированных условиях толщины ударного слоя, найденных разными авторами, как правило, значительно различаются. Причина этого лежит в отличии используемых упрощенных уравнений и граничных условий, а также приближенных методов их решения.

Экспериментальных работ, посвященных сверхзвуковому обтеканию затупленных тел вязким газом, значительно меньше. Почти все исследования проводились для чисел Маха набегающего потока  $M_\infty = 2.6-6$ . Наиболее надежные результаты принадлежат А. В. Иванову [1, 2] и Расселу [3], которые использовали различные варианты электронно-лучевой техники.

Ниже рассмотрен приближенный способ определения толщины ударного слоя на тех режимах течения, когда области размытого скачка и пограничного слоя еще не слились. Толщина ударного слоя  $\Delta$  вводится как расстояние вдоль оси симметрии от критической точки тела до точки перегиба профиля плотности в размытом скачке. В основе принятой расчетной модели лежит предположение о том, что рост пограничного слоя и размывание скачка относительно некоторой точки происходят независимо. При этом влияние пограничного слоя на положение указанной точки учитывается обычным образом через толщину вытеснения пограничного слоя. В соответствии с принятой моделью расчет  $\Delta$  сводится к применению имеющихся результатов по невязкому обтеканию затупленных тел и расчету пограничного слоя в окрестности критической точки. Дальнейшее упрощение достигается благодаря использованию для вычисления градиента скорости в критической точке модифицированной формулы Ньютона.

Совпадение полученной таким путем зависимости толщины ударного слоя от числа Рейнольдса, числа Маха и показателя адиабаты  $\kappa$  с имеющимися экспериментальными данными оказалось хорошим. Приведено также сравнение с теоретическими результатами различных авторов. Подход, основанный на учете поправки на толщину вытеснения и в принципе совпадающий с использованным ниже, применялся Расселом [3] при анализе собственных результатов.

1. Рассмотрим обтекание плоского ( $\nu = 0$ ) или осесимметричного ( $\nu = 1$ ) тупого тела, контур которого имеет в критической точке конечный радиус кривизны  $r$ , сверхзвуковым потоком вязкого и теплопроводного газа. Пусть  $R = \rho_\infty u_\infty r / \mu_s$  — число Рейнольдса, вычисленное по радиусу  $r$ , плотности  $\rho_\infty$  и скорости  $u_\infty$  невозмущенного течения и вязкости  $\mu_s$  в точке торможения потока, прошедшего через бесконечно тонкий прямой скачок уплотнения.

Для определения толщины ударного слоя примем следующую модель обтекания. Будем предполагать, что при уменьшении  $R$  в соответствии с имеющимися экспериментальными данными [1-4] происходит, с одной стороны, утолщение пограничного слоя, а с другой одновременное увеличение ширины ударной волны. Указанные эффекты будем считать независимыми, причем допустим, что размывание скачка происходит в обе стороны относительно его положения при невязком обтекании тупого тела, радиус кривизны которого в критической точке  $r^0 = r + \delta^*$ , где  $\delta^*$  — толщина вытеснения пограничного слоя на оси симметрии. Наконец, будем отождествлять точку перегиба профиля плотности размытого скачка с положением бесконечно тонкого скачка в соответствующем рассматриваемому случаю невязком течении. Таким образом действительное вязкое обтекание тела с радиусом кривизны в критической точке  $r$  и толщиной ударного слоя  $\Delta$  предполагается эквивалентным идеальному обтеканию тела с радиусом кривизны  $r^0$  и расстоянием отхода скачка  $\Delta^0 = \Delta - \delta^*$ .

Для режима невязкого ударного слоя (для больших  $R$ ), когда пограничный слой тонок ( $\delta^* \ll \Delta$ ), а скачок представляет собой разрыв нулевой толщины, данный метод учета вязкости совпадает с общепринятым. В другом предельном случае (малых  $R$ ) при переходе к режиму полностью размазанного слоя [5, 6] взаимодействие областей скачка и пограничного слоя становится существенным и введенное выше определение  $\Delta$  теряет смысл хотя бы из-за отсутствия у профиля плотности точки перегиба.

Сделанные предположения позволяют получить зависимость относительной толщины ударного слоя  $\Delta/r$  от  $R$ ,  $M_\infty$ ,  $\kappa$ ,  $\nu$ , отношения температуры стенки к температуре торможения невозмущенного потока  $T_w/T_0$ , числа Прандтля и от других возможных параметров задачи. Действительно, из определения  $r^\circ$  и  $\Delta^\circ$  следует, что

$$\frac{\Delta}{r} = \left( \frac{\Delta^\circ}{r^\circ} + \frac{\delta^*}{r^\circ} \right) \left( 1 - \frac{\delta^*}{r^\circ} \right)^{-1}, \quad \frac{r}{r^\circ} = 1 - \frac{\delta^*}{r^\circ} \quad (1.1)$$

Отношение  $\Delta^\circ/r^\circ$  находится из решения задачи невязкого обтекания соответствующего тела и может считаться известной функцией  $M_\infty$ ,  $\kappa$  и  $\nu$ , причем для широкого класса тел эта функция слабо зависит от формы контура. К настоящему времени получено много результатов подобного рода. Часть из них и, кроме того, обширную библиографию по данному вопросу можно найти в [7, 8].

Методы расчета  $\delta^*/r^\circ$  — относительной толщины вытеснения пограничного слоя в критической точке и вне ее — также хорошо разработаны (см., например, [9]). Здесь получено большое количество результатов, которые, в частности, показывают, что в значительной окрестности критической точки  $\delta^*$  почти не меняется. Заметим, что для несжимаемой жидкости этот же результат следует и из решения полных уравнений Навье — Стокса [10]. Наконец, известно [10], что в самой критической точке решение уравнений пограничного слоя (а следовательно, и значение  $\delta^*$ ) совпадает с решением уравнений Навье — Стокса. В рассматриваемом случае данное обстоятельство особенно важно, так как оно позволяет применять для определения  $\delta^*/r^\circ$  в широком диапазоне  $R$  результаты, найденные из решения уравнений пограничного слоя.

В силу сказанного использование имеющихся результатов по  $\Delta^\circ/r^\circ$  и  $\delta^*/r^\circ$  делает возможным найти в соответствии с (1.1) величину относительной толщины ударного слоя  $\Delta/r$  в функции от всех параметров задачи.

2. При вычислении  $\delta^*/r^\circ$  возможны дополнительные упрощения, которые не только облегчают расчет, но и делают явной зависимость  $\Delta/r$  от числа Рейнольдса.

Плотность и вязкость на границе пограничного слоя заменим их идеальными (найденными без учета вязкости) значениями в критической точке, а распределение давления  $p$  по стенке вблизи оси симметрии будем определять по модифицированной формуле Ньютона [11]. Для вычисления производной вдоль поверхности от скорости газа, которая необходима для получения  $\delta^*/r^\circ$ , наряду с формулой Ньютона будем использовать условия постоянства полной энергии и энтропии в идеальной струйке тока, прошедшей через прямой скачок уплотнения и текущей вдоль поверхности тела. При этом процедура расчета  $\delta^*/r^\circ$  значительно упрощается. Так, например, при  $T_w/T_0 = 1$  становится возможным воспользоваться результатами, полученными для несжимаемой жидкости [10]. В итоге для  $T_w/T_0 = \nu = 1$  получим

$$\frac{\delta^*}{r^\circ} = \frac{K}{\sqrt{R^\circ}}, \quad K = 0.57\varphi^{1/4} \quad (2.1)$$

$$\varphi = \frac{\rho_\infty}{\rho_s} \left[ \frac{p_\infty}{p_s} \left( \frac{c\kappa M_\infty^2}{2} + 1 \right) \right]^{1/\kappa}$$

$$c = \frac{2}{\kappa M_\infty^2} \left[ \left( \frac{\kappa + 1}{2} M_\infty^2 \right)^{\kappa/(\kappa-1)} \left( \frac{\kappa + 1}{2\kappa M_\infty^2 - \kappa + 1} \right)^{1/(\kappa-1)} - 1 \right]$$

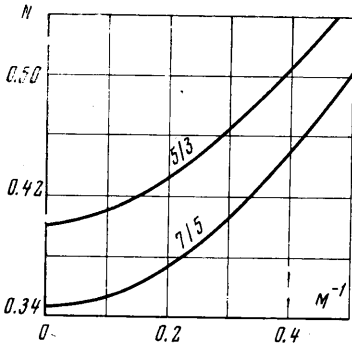
Здесь  $R^\circ = \rho_\infty u_\infty r^\circ / \mu_s \equiv Rr^\circ/r$ , а индексы  $\infty$  и  $s$ , как и ранее, приписаны параметрам невозмущенного потока и невязкого течения в критической точке. В плоском случае ( $\nu = 0$ ) коэффициент 0.57 в формуле для  $K$  следует заменить на 0.64. Вид зависимости  $\delta^*/r^\circ$  от  $R^\circ$  сохраняется и при  $T_w/T_0 \neq 1$ , однако численное значение коэффициента  $K$  при этом изменяется.

Подставив (2.1) в (1.1) и произведя некоторые преобразования с отбрасыванием членов порядка  $(K/R)^{3/2}$  и выше, окончательно получим

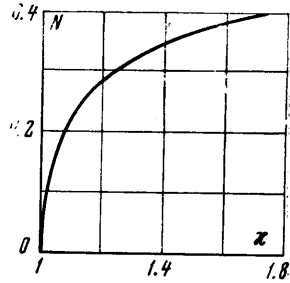
$$\frac{\Delta}{r} = \frac{\Delta^\circ}{r^\circ} + \frac{N}{\sqrt{R}} \left( 1 + \frac{K}{2\sqrt{R}} \right), \quad N = K \left( 1 + \frac{\Delta^\circ}{r^\circ} \right) \quad (2.2)$$

Зависимость  $N = N(M_\infty)$  при  $T_w/T_0 = v = 1$  для двух значений  $\kappa = 7/5$  и  $5/3$  показана на фиг. 1. На фиг. 2 для  $M_\infty = \infty$  дана зависимость  $N$  от показателя адiabаты  $\kappa$ . Как показали расчеты, вклад, вносимый в выражение для  $\Delta/r$  слагаемым  $K/2\sqrt{R}$ , становится существенным лишь тогда, когда начинается сильное взаимодействие областей скачка и пограничного слоя. Таким образом, в диапазоне чисел Рейнольдса, при которых можно рассчитывать на справедливость данного подхода,  $\Delta/r$  есть линейная функция  $1/\sqrt{R}$ .

3. Сравнение результатов, полученных по (2.2) без учета слагаемого  $K/2\sqrt{R}$ , с экспериментальными и теоретическими данными различных авторов приведены на фиг. 3 и 4, причем рассматривавшимися телами были сфера ( $v = 1$ ) и круговой цилиндр ( $v = 0$ ). Во всех



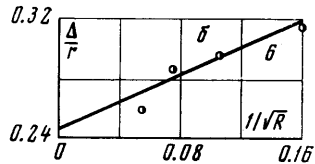
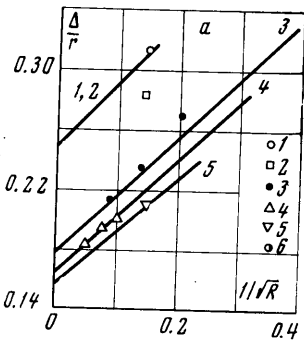
Фиг. 1



Фиг. 2

представленных случаях  $T_w/T_0 = 1$ . Исключение составляют теоретические кривые Пробстина и Кемпа [5], изображенные на фиг. 4 штриховыми линиями (для  $v = 1$  на фиг. 4, а и  $v = 0$  на фиг. 4, б) и отвечающие случаю  $M_\infty = \infty$ ,  $\kappa = 11/9$  и  $T_w/T_0 = 0$ . Хотя последние проводили расчеты для холодной стенки, однако принятое при этом допущение о постоянстве плотности в ударном слое делает их результаты более соответствующими случаю  $T_w/T_0 = 1$ .

На фиг. 3 для случая обтекания сферы изображены экспериментальные результаты различных авторов [1-3, 12], причем результаты работы [12] скорректированы в соответствии с указаниями И. В. Скокова. Светлым значком дано теоретическое значение, полученное Б. М. Павловым [13] для сферы при помощи численного интегрирования уравнений Навье — Стокса методом установления. Фиг. 3, а соответствует  $\kappa = 1.4$ , а фиг. 3, б — значению



Фиг. 3

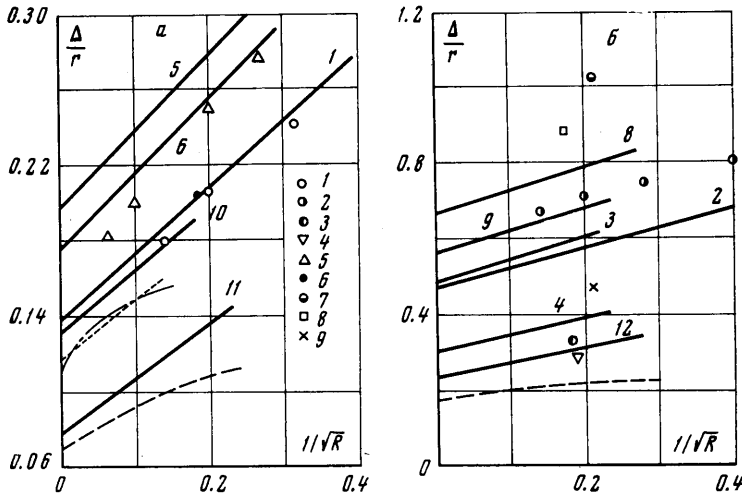
$\kappa = 5/3$ . Точки 1, ..., 6 на фигуре характеризуются следующими значениями чисел Маха и отвечают результатам, полученным в работе:

1	2	3	4	5	6
$M_\infty = 2.6$	2.6	4.2	4.9	6.0	3.8
[13]	[2]	[3]	[12]	[1]	[3]

Сплошные прямые, найденные для тех же условий по формуле (2.2), пронумерованы так же, как и точки. При этом точкам 1 и 2 соответствует одна прямая 1. Действительные значения  $M_\infty$  в работе [3] несколько отличались от указанных в таблице и изменялись соответственно от 4.11 до 4.38 и от 3.83 до 3.94. На фиг. 3 отсутствуют три экспериментальные точки, полученные в [3] для малых чисел Рейнольдса ( $R \approx 3$

и 12 при  $\kappa = 1.4$  и  $R \approx 20$  при  $\kappa = 5/3$ ), так как в этих случаях из-за отсутствия на измеренных профилях плотности точек перегиба используемое определение толщины ударного слоя теряет смысл. Не проводилось также сравнение с результатами тех экспериментальных работ (в частности, [14, 15]), в которых способ определения толщины ударного слоя (например, как области свечения) не позволяет провести необходимое сопоставление.

В работе [3] наряду с рассмотрением теплоизолированных моделей проводилось экспериментальное исследование обтекания охлаждаемых ( $T_w/T_0 = 0.26$ ) сфер, причем прочие параметры не изменялись. Анализ полученных в этих случаях распределений плотности показывает, что для  $\kappa = 1.4$  толщина ударного слоя почти по-



Фиг. 4

стоянна. Это согласуется и с (2.2), так как при  $T_w/T_0 = 0.26$  толщина вытеснения  $\delta^*$ , а следовательно, и  $N$  близки к нулю. При  $\kappa = 5/3$  совпадение экспериментальных данных с результатами, полученными внесением поправки на  $\delta^*$ , как уже отмечалось в [3], несколько хуже, хотя отличие и не носит систематического характера. Так, при  $R \approx 90$  и 180 толщина ударного слоя больше, а при  $R \approx 40$  и 370 меньше идеального значения. Однако и здесь наибольшее отличие, которое имеет место при  $R \approx 90$ , примерно вдвое меньше, чем для теплоизолированной сферы. Обтекание теплоизолированной сферы ( $\kappa = 1.4$ ,  $M_\infty = 9.18$ ,  $T_w/T_0 \approx 0.3$  и  $R \approx 25$ ) экспериментально исследовалось также в [16]. Полученная там величина  $\Delta/r \approx 0.11$  ниже идеального значения ( $\approx 0.14$ ). Условия этого эксперимента, однако, отвечают режиму полного слияния областей скачка и пограничного слоя.

Таким образом, при отсутствии заметного взаимодействия областей скачка и пограничного слоя данный подход приводит к вполне удовлетворительному совпадению с имеющимися экспериментальными данными. Причина этого, вероятно, заключается в том, что различные эффекты, неучтенные в принятой весьма грубой модели, в значительной степени компенсируют друг друга, как, например, в случае определения параметров на поверхности тела [17, 18]. В то же время строгий учет взаимного влияния областей скачка и пристеночного слоя [19, 20], который проводился на основе метода сращиваемых асимптотических разложений, связан с довольно сложными вычислениями. В связи со сказанным формулу (2.2) можно рассматривать просто как удачную аппроксимацию имеющихся экспериментальных данных. При оценке границ применимости этой формулы в случае теплоизолированных сфер может оказаться полезным полученное в [4] соотношение  $d/\Delta \approx 2.2(\delta/\Delta)^2$ , где  $d$  и  $\delta$  — толщины ударной волны и пограничного слоя соответственно.

На фиг. 4 представлены теоретические результаты различных авторов. Точки 1 и 2 рассчитаны для  $\kappa = 1.4$ , а все остальные — для  $\kappa = 5/3$ . Указанным точкам соответствуют следующие значения  $M_\infty$  и  $\nu$  и первоисточники:

	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$M_\infty = 10$		5.2	2	3	10	20	2	5.5	10
$\nu = 1$		0	1	1	1	1	0	0	0
	[7]	[7]	[21]	[21]	[21]	[21]	[22]	[22]	[21]

Сплошные прямые, построенные для аналогичных условий по (2.2), пронумерованы теми же цифрами, что и точки. Прямая, отвечающая точке 7, не нанесена из-за отсутствия данных по  $\Delta^\circ/r^\circ$  для цилиндра при  $\kappa = 5/3$  и  $M_\infty = 2$ . Следует, однако, отметить, что в соответствии с имеющимися данными для  $\kappa = 1.4$  величина  $\Delta/r$ , которую дает точка 7, не превышает идеального значения ( $R = \infty$ ) для тех же  $M_\infty$  и  $\kappa$ . Это, как сообщил авторам Б. М. Павлов, есть следствие малой точности соответствующего расчета. Начальные точки ( $R = \infty$ ) прямых 2, 8 и 9 получены экстраполяцией по  $\kappa$  с использованием результатов для сферы ( $\kappa = 1.4$  и  $5/3$ ) и цилиндра ( $\kappa = 1.4$ ). Пунктиром на фиг. 4 даны результаты Огучи [24], пересчитанные на  $\kappa = 1.4$  при помощи квадратичной интерполяции, а штрих-пунктиром — результаты Дэвиса и Чу [25]. Две последние кривые и прямая 10, полученная по (2.2), соответствуют  $\kappa = 1.4$  и  $M_\infty = \infty$ . Кроме того, как уже отмечалось, на фигуре штрихами нанесены теоретические кривые Пробстина и Кемпа [5], которым отвечают прямые 11 и 12. Начальная точка прямой 11, для которой  $\kappa = 11/9$  и  $M_\infty = \infty$ , получена по формуле, приведенной в [26], а начальная точка прямой 12, как и в случае прямых 2, 8 и 9 найдена экстраполяцией по  $\kappa$ .

При рассмотрении теоретических результатов различных авторов необходимо иметь в виду, что не во всех представленных случаях за толщину ударного слоя бралось расстояние от критической точки тела до точки перегиба профиля плотности. Для работ [5, 25], авторы которых принимали модель вязкого слоя с бесконечно тонкой ударной волной, толщина ударного слоя определялась по расстоянию отхода скачка. В [7, 24] применялись модифицированные соотношения Рэнкина — Гюгонио. В этих случаях  $\Delta$  находилась по положению границы, на которой они выставлялись. Последнее определение, по-видимому, более соответствует толщине ударного слоя в смысле двухслойной модели Ченга [9], хотя в [7] указанная граница в значительной степени условна [27, 28].

В заключение заметим, что небольшое количество экспериментальных результатов по обтеканию цилиндра, полученных при помощи техники тлеющего разряда [29] и на основе измерения профиля температуры [23], не дают достаточно четкого представления о закономерностях течения, как в случае сферы. Так, в [29] при уменьшении  $R$  не обнаружено заметного роста толщины ударного слоя, определенной по положению точки перегиба профиля плотности. Поэтому здесь справедливость предложенного подхода нуждается в дополнительном обосновании.

Поступило 10 VII 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. В. Экспериментальное определение распределения плотности перед затупленными телами, обтекаемыми сверхзвуковым потоком разреженного газа. ПМТФ, 1964, № 6.
2. Иванов А. В. Структура ударной волны в воздухе при числах Маха от 2.6 до 6. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
3. Russel D. A. Density disturbance ahead of a sphere in rarefied supersonic flow. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 8.
4. Авдуревский В. С., Иванов А. В. Течение разреженного газа вблизи передней критической точки затупленного тела при гиперзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
5. Probststein R. F., Kemp N. H. Viscous aerodynamic characteristic in hypersonic rarefied gas flow. J. Aeronaut. Sci., 1960, vol. 27, No. 3. (Рус. перев.: Механика, Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1961, № 2 (66), стр. 59—95).
6. Cheng H. K. The blunt-body problem in hypersonic flow at low Reynolds number. IAS Paper, 1963, No. 63—92.
7. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. Под ред. О. М. Белоцерковского, Изд. 2. Тр. ВЦ АН СССР, 1967.
8. Лунев В. В., Магомедов К. М., Павлов В. Г. Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. Тр. ВЦ АН СССР, 1968.
9. Башкин В. А., Колина Н. П. Ламинарный пограничный слой на эллипсоидах вращения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
11. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
12. Заварзина И. Ф., Скоков И. В. Обтекание сферы потоком разреженного газа. Докл. АН СССР, 1967, т. 172, № 3, стр. 547—549.
13. Павлов Б. М. О расчете сверхзвукового обтекания затупленных тел с использованием полных уравнений Навье — Стокса. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
14. Bailey A. B., Sims W. H. Shock detachment distance for blunt bodies in argon at low Reynolds number. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 12.

15. Воронин Ф. С. Экспериментальное исследование обтекания сферы гиперзвуковым потоком разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
16. Tirmaleša D. An experimental study of hypersonic rarefied flow over a blunt body. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 2.
17. Ван-Дайк М. Теория сжимаемого пограничного слоя во втором приближении с применением к обтеканию затупленных тел гиперзвуковым потоком. В кн.: «Исследование гиперзвуковых течений», М., «Мир», 1964, стр. 35—58.
18. Davis R. T., Flügge-Lotz I. Second-order boundary-layer effects in hypersonic flow past axisymmetric blunt bodies. J. Fluid Mech., 1964, vol. 20, pt 4, pp. 593—623.
19. Булах Б. М. К теории обтекания тупоносого тела гиперзвуковым потоком вязкого газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 6.
20. Као Н. С. Hypersonic viscous flow near the stagnation streamline of a blunt body. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 11.
21. Павлов Б. М. О расчете сверхзвукового вязкого течения вблизи линии торможения затупленного тела. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
22. Павлов Б. М. Численное решение задачи о сверхзвуковом вязком течении газа около затупленных тел. В сб.: «Вычислительные методы и программирование», Изд-во МГУ, 1968, вып. 11, стр. 32—44.
23. Vogenitz F. W., Bird G. A., Broadwell J. E., Rungaldier H. Theoretical and experimental study of rarefied supersonic flows about several simple shapes. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 12.
24. Oguchi H. Hypersonic flow near the forward stagnation point of a blunt body of revolution. JASS, 1958, vol. 25, No. 12.
25. Davis R. T., Chyu W. J. Laminar flow past a sphere at high Mach number. J. Fluid Mech., 1966, vol. 24, pt 3, pp. 481—495.
26. Сейф А. Новые исследования в области гиперзвуковых течений. В сб.: «Газовая динамика космических аппаратов», М., «Мир», 1965, стр. 183—214.
27. Толстых А. И. О численном расчете сверхзвукового обтекания затупленных тел потоком вязкого газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1966, т. 6, № 1.
28. Горюславский В. С., Толстых А. И. Численный расчет течения в области сферического затупления при малых числах Рейнольдса. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5.
29. Калугин В. М. Об измерении плотности газа в сверхзвуковом разреженном потоке при помощи свечения тлеющего разряда. ПМТФ, 1969, № 2.

## ОБТЕКАНИЕ НАКЛОННОГО ПРЕПЯТСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Д. М. ВОЙТЕНКО, А. И. ЗУБКОВ, Ю. А. ПАНОВ

(Москва)

Физические особенности обтекания трехмерного препятствия сверхзвуковым потоком изучены в ряде работ (например, [1—3] и др.), в которых основное внимание было уделено цилиндрическим препятствиям, перпендикулярным поверхности. В данной работе излагаются результаты исследований режимов течения вблизи наклонных препятствий, имеющих круглую (диаметр 22 мм) и прямоугольную (10 × 22 мм) формы поперечного сечения, установленных на плоской заостренной пластине. Высота препятствия считалась условно бесконечно большой, так как верхний конец его был выведен из потока. Лобовая поверхность прямоугольного препятствия и поверхность пластины были дренированы вдоль линии симметрии.

Угол наклона препятствия  $\alpha$ , отсчитываемый от поверхности пластины по часовой стрелке (набегающий поток направлен слева направо), изменялся через 5° в диапазоне от 25° до 170°. Число Маха набегающего потока  $M_0 = 3$ . Пограничный слой перед препятствием был турбулентным.

Для визуализации течения вблизи поверхности модели применялся метод масляных покрытий [4]. Картина обтекания модели потоком фотографировалась через прибор Тенлера. Перед препятствием в зависимости от его угла наклона наблюдаются различные конфигурации скачков уплотнения, возникающие в области пересечения основного скачка уплотнения 1 и скачка уплотнения 2, образующегося вследствие отрыва пограничного слоя (фиг. 1, б и др.). Подробно газодинамическая схема течения вблизи препятствий при  $\alpha = 90^\circ$  рассмотрена в работах [1—3].

Как показали эксперименты, угол наклона скачка 2 в плоскости симметрии слабо зависит от угла  $\alpha$  и при  $M_0 = 3$ , его можно считать постоянным и равным  $\sim 27^\circ 30'$ .