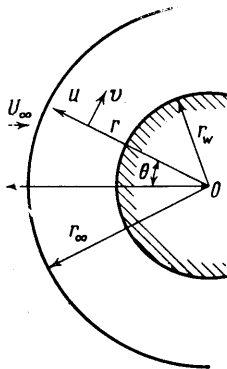


О РАСЧЕТЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ВЯЗКОГО ТЕЧЕНИЯ ВБЛИЗИ ЛИНИИ ТОРМОЖЕНИЯ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА

Б. М. ПАВЛОВ (Москва)

В работе численно исследуется сверхзвуковое течение вязкого газа в окрестности линии торможения плоского и осесимметричного затупленных тел (цилиндр, сфера). Как и в работах [1-5], рассматривающих сжатый слой вязкого газа в окрестности критической точки, используется локально-автомодельное приближение, при помощи которого уравнения Навье — Стокса преобразуются в систему обыкновенных дифференциальных уравнений. В настоящей работе решение отыскивается без упрощений работы [5] и при более общих условиях, что дает возможность исследовать широкий класс течений. Предлагаемый численный алгоритм позволяет получать структуру сжатого слоя вблизи линии торможения, включая ударную волну и пограничный слой. Проведенные на ЭВМ расчеты для различных условий обтекания иллюстрируются графиками.

§ 1. Рассмотрим сферу или поперечный круговой цилиндр в однородном сверхзвуковом потоке вязкого теплопроводного газа. Задача состоит в определении параметров стационарного течения в сжатом слое около затупленного тела. В изучаемых режимах обтекания предполагаются справедливыми уравнения Навье — Стокса для сжимаемого газа. Эти уравнения, записанные в цилиндрически полярных или сферически полярных координатах [1], служат исходными в данной работе.



Фиг. 1

Введем обозначения (фиг. 1): r, θ — полярные координаты; u, v — радиальная и тангенциальная составляющие скорости потока; ρ, p, T, h — плотность, давление, абсолютная температура и энтальпия ($h = c_p T$) соответственно; λ, μ — коэффициенты теплопроводности и вязкости.

Предполагается, что газ совершенный, показатель адиабаты γ и число Прандтля P постоянны, коэффициенты вязкости и теплопроводности пропорциональны корню квадратному из абсолютной температуры. Граничные условия задаются в набегающем однородном потоке ($r \rightarrow +\infty$) в виде

$$u(r, \theta) = -U_\infty \cos \theta, \quad v(r, \theta) = U_\infty \sin \theta$$

$$h(r, \theta) = h_\infty = \frac{U_\infty^2}{(\gamma - 1)M_\infty^2}, \quad \rho(r, \theta) = \rho_\infty = \frac{\gamma M_\infty^2 p_\infty}{U_\infty^2} \quad (1.1)$$

где U_∞, M_∞ — его скорость и число Маха соответственно, а также на поверхности обтекаемого тела ($r = r_w$), которая либо теплоизолирована

$$\frac{\partial h(r_w, \theta)}{\partial r} = 0 \quad (1.2)$$

либо охлаждается

$$h(r_w, \theta) \sim h_\infty \quad (1.3)$$

На теле для скоростей используются либо условия прилипания

$$u(r_w, \theta) = v(r_w, \theta) = 0 \quad (1.4)$$

либо, для слаборазреженных течений, условия скольжения ([8], гл. VIII) (только при тепловой изоляции)

$$u(r_w, \theta) = 0, \quad v(r_w, \theta) = \frac{2 - \sigma}{\sigma} q_w \frac{\partial v(r_w, \theta)}{\partial r} \quad (1.5)$$

Здесь q_w — длина свободного пробега молекул около тела, σ — коэффициент диффузного отражения молекул от поверхности тела ($\sigma = 1$ — полностью диффузное отражение).

§ 2. Ввиду сложности поставленной задачи в ряде работ [1-5, 7-10], рассматривающих течение в сжатом слое вязкого газа у затупленного тела, используются различные упрощения, связанные с теми или иными предположениями о характере течения в этой области (например, переход через скачок уплотнения, поведение плотности, толщина сжатого слоя и влияние вязкости в различных его зонах и т. д.). Обсуждение некоторых методов решения этой задачи имеется в работах [4, 8].

Из исследования работы [8] следует, что для определения параметров течения вблизи линии торможения наиболее подходящим будет предположение о местном подобии течения (так называемое «локально-автомодельное» приближение).

Согласно этому приближенному методу, искомые функции вблизи оси $\theta = 0$ ($\theta \ll 1$) можно представить в форме [1]

$$u(r, \theta) = u_0(r) \cos \theta, \quad v(r, \theta) = v_0(r) \sin \theta, \quad h(r, \theta) = h_0(r) \cos^2 \theta$$

$$\rho(r, \theta) = \rho_0(r), \quad p(r, \theta) = p_0(r) \cos^2 \theta + p_2(r) \sin^2 \theta, \quad \mu(r, \theta) = \mu_0(r) \cos \theta$$

После подстановки этих выражений в исходную систему Навье — Стокса и перехода к безразмерным переменным вида [5]

$$r^* = \frac{r}{r_w}, \quad u^* = \frac{u_0}{U_\infty}, \quad v^* = \frac{v_0}{U_\infty}, \quad h^* = \frac{h_0}{U_\infty^2}, \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_w}, \quad \mu^* = \frac{\mu_0}{\mu_w},$$

$$p^* = \frac{p_0}{\rho_w U_\infty^2}, \quad g^* = \frac{p_2}{\rho_w U_\infty^2}, \quad R_\infty = \frac{r_w \rho_\infty U_\infty}{\mu_\infty}, \quad R = \frac{r_w \rho_w U_\infty}{\mu_w}, \quad P = \frac{c_p \mu_w}{\lambda_w}$$

(где ρ_w, μ_w, λ_w взяты в критической точке теплоизолированного тела) получим совместную систему уравнений

$$(\rho u)' + (1 + j)\rho(u + v) / r = 0 \tag{2.1}$$

$$g' = \rho v(u + v) / r - \mu [v' - (u + v) / r] / rR \tag{2.2}$$

$$(\rho u^2)' + (1 + j)\rho u(u + v) / r + p' = -4/3 \{ \mu [(1 + j)(u + v) / 2r - u'] \}' / R + (1 + j)\mu [v' + 2u' - 3(u + v) / r] / rR \tag{2.3}$$

$$(\rho uv)' + (2 + j)\rho v(u + v) / r + 2(g - p) / r = \{ \mu [v' - (u + v) / r] \}' / R + \mu [(2 + j)v' + 4/3u' - (14 - j)(u + v) / 3r] / rR \tag{2.4}$$

$$(\rho uh)' + (1 + j)\rho h(u + v) / r - up' = [(\mu h')' + (1 + j)\mu h' / r - 2(1 + j)\mu h / r^2] / RP + 4/3\mu \{ [(u + v) / r - u']^2 + (1 - j)u'(u + v) / r \} / R \tag{2.5}$$

$$p_r = (\gamma - 1)\rho h / \gamma, \quad \mu = \sqrt{\gamma h / h^0} \tag{2.6}$$

Здесь и далее штрих означает дифференцирование по r , звездочки у безразмерных величин опущены, $j = 0$ — для плоского потока, $j = 1$ — для осесимметричного. Граничные условия для системы (2.1) — (2.6) в безразмерной форме принимают вид:

1) вдали от тела (h^0 — энтальпия торможения)

$$u_\infty = -1, \quad v_\infty = 1, \quad h_\infty = \frac{1}{(\gamma - 1)M_\infty^2}, \quad \mu_\infty = (h_\infty / h^0)^{1/2}$$

$$\rho_\infty = \mu_\infty \frac{R_\infty}{R}, \quad p_\infty = g_\infty = \rho_\infty / M_\infty \gamma \quad (h^0 = 0.5 + 1/(\gamma - 1)M_\infty^2) \tag{2.7}$$

2) в критической точке $r_w = 1$

а) при условиях прилипания

$$u_w = 0, \quad v_w = 0 \tag{2.8}$$

для теплоизолированной или охлаждаемой поверхностей соответственно

$$h_w' = 0, \quad h_w \sim h_\infty \tag{2.9}$$

б) при условиях скольжения для теплоизолированной поверхности

$$u_w = 0, \quad v_w = \frac{(2 - \sigma)q_w^* v_w'}{\sigma}, \quad h_w' = 0, \quad q_w^* = \frac{q}{r_w} = \frac{8}{5R} \left(\frac{2\gamma}{\pi(\gamma - 1)h^0} \right)^{1/2} \tag{2.10}$$

Здесь q_w^* — безразмерная величина длины свободного пробега (число Кнудсена).

Сформулированная выше краевая задача должна быть решена на оси $\theta = 0$, начиная от невозмущенного потока перед обтекаемым телом вплоть до передней критической точки.

В работе [3], в которой численно решалась подобная задача для сферы, полученная система обыкновенных дифференциальных уравнений упрощалась благодаря предположению о малости толщины сжатого слоя по сравнению с радиусом тела, что имеет место лишь при больших гиперзвуковых числах M_∞ . Метод численного решения в [3] весьма трудоемок из-за возникающей при счете неустойчивости, что не могло не сказаться на точности полученных результатов.

В данной работе, кроме местного подобия, других упрощений не делается, что дает возможность исследовать течения с различными числами $M_\infty > 1$ как в плоском, так и осесимметричном случаях, а использование условий скольжения на теле позволяет получить решение для меньших, чем в [5], чисел Рейнольдса R .

§ 3. Для численного исследования полученной краевой задачи будем использовать известный метод установления [11]. Допишем к уравнениям (2.1)–(2.5) производные по времени t (не совпадающему с физическим временем нестационарной системы Навье — Стокса) от величин ρ , g , ρu , ρv , ρh

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} + (1+j)\rho \frac{u+v}{r} &= 0, & \frac{\partial g}{\partial t} + \rho v \frac{u+v}{r} &= \frac{\partial g}{\partial r} + \frac{\mu}{rR} \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{u+v}{r} \right) \\ & & \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial r} + (1+j)\rho u \frac{u+v}{r} + \frac{\partial p}{\partial r} &= \\ & = \frac{4}{3R} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{1+j}{2} \frac{u+v}{r} \right) \right] + \frac{1+j}{R} \frac{\mu}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial r} + 2 \frac{\partial u}{\partial r} - 3 \frac{u+v}{r} \right) \\ & \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial r} + (2+j)\rho v \frac{u+v}{r} + 2 \frac{g-p}{r} &= \\ & = \frac{1}{R} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{u-v}{r} \right) \right] + \frac{\mu}{r} \left[(2+j) \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{14-j}{3r} (u+v) \right] \right\} \\ & \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho uh}{\partial r} + (1+j)\rho h \frac{u+v}{r} - u \frac{\partial p}{\partial r} &= + \frac{1}{RP} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \right. \\ & \left. + (1+j) \frac{\mu}{r} \left(\frac{\partial h}{\partial r} - \frac{2h}{r} \right) \right] + \frac{4\mu}{3R} \left[\left(\frac{u+v}{r} - \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + (1-j) \frac{\partial u}{\partial r} \frac{u+v}{r} \right] \end{aligned} \quad (3.1)$$

и будем численно находить предельное, не зависящее от t решение системы (3.1), (2.6), предполагая его существование и единственность при рассматриваемых стационарных граничных условиях (2.7)–(2.10) и некоторых начальных условиях при $t = 0$. Полагая, что при сверхзвуковом обтекании тело не слишком далеко возмущает однородный набегающий поток впереди себя, перенесем условия (2.7) из бесконечности на цилиндрическую (при $j = 0$) или сферическую (при $j = 1$) поверхность радиуса $r = r_\infty > 1$ перед телом (это предположение может быть легко проверено численно).

Введем в области $Q [t \geq 0, 1 \leq r \leq r_\infty]$ прямоугольную разностную сетку

$$t = n\tau, \quad r = 1 + ml \quad (n = 0, 1, 2, \dots; m = 0, 1, \dots, k; l = (r_\infty - 1) / k)$$

и значение искомых функций в ее узлах (n, m) будем обозначать через f_m^n . На этой сетке нестационарные уравнения (3.1) аппроксимируются при помощи двух двуслойных по времени конечно-разностных схем с погрешностью порядка $O(\tau^2)$ на установившемся решении.

Дадим их краткое описание, не приводя из-за громоздкости конечно-разностных уравнений. Первая схема — явная. Переход с n -го на $(n+1)$ -й временной слой осуществляется в три этапа. На первом этапе при помощи разностного оператора Δ_1 вычисляются величины $f_{m,1}^{n+1}$ ($m = 1, 2, \dots, k-1$) в направлении от $r = r_\infty$ до $r_1 = 1$, величины $f_{0,1}^{n+1}$ заданы соотношениями (2.7). При $r = 1$ ($m = k$) величины

$$\rho_{k,1}^{n+1} \quad \text{и} \quad g_{k,1}^{n+1}$$

определяются из уравнений (3.1), записанных в разностном виде с учетом

$$u_{k,1}^{n+1} = v_{k,1}^{n+1} = 0$$

в случае условий прилипания (2.8); величины $h_{k,1}^{n+1}$ нужно находить в случае тепловой изоляции из разностной аппроксимации первого из условий (2.9), и наконец, в случае скольжения величина $v_{k,1}^{n+1}$ находится из разностного уравнения, аппроксимирующего условие (2.10).

Все аппроксимации граничных условий выполняются также с погрешностью $O(\tau^2)$. На первом этапе для записи разностного оператора Δ_1 используется следующая аппроксимация производных:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &\approx \frac{f_{m,1}^{n+1} - f_m^n}{\tau}, & \frac{\partial f}{\partial r} &\approx \frac{f_{m+1}^n - f_{m-1}^{n+1}}{2l} \\ \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial f}{\partial r} \right) &\approx \frac{1}{2l^2} [(\mu_{m+1}^n + \mu_m^n)(f_{m+1}^n - f_m^n) - (\mu_m^n + \mu_{m-1}^n)(f_m^n - f_{m-1}^n)] \end{aligned}$$

В случае аппроксимации системы (3.1) — (3.5) по неявной схеме конечно-разностную систему и граничные условия в разностной форме можно представить в виде

$$A_m^n F_{m+1}^{n+1} + B_m^n F_m^{n+1} + C_m^n F_{m-1}^{n+1} = d_m^n$$

$$F_0^{n+1} = d_0^n, \quad K_k^n F_{k-2}^{n+1} + L_k^n F_{k-1}^{n+1} + S_k^n F_k^{n+1} = d_k^n$$

(n = 0, 1, 2, \dots; m = 1, 2, \dots, k-1)

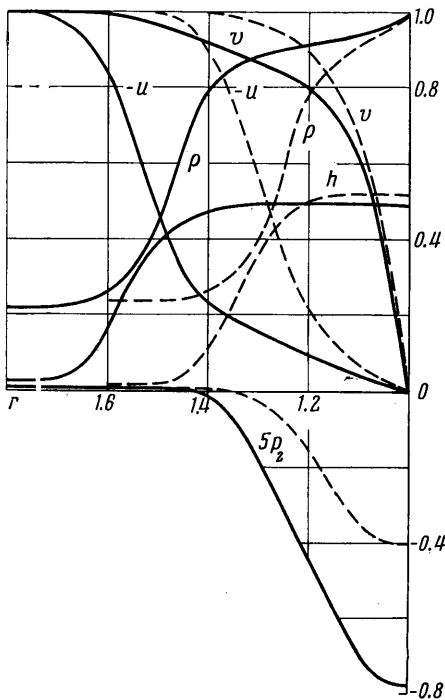
Здесь $F_m^{n+1} = (\rho, g, \rho u, \rho v, \rho h)_m^{n+1}$, d_m^n ($m = 0, 1, 2, \dots, k$) — пятикомпонентные векторы-столбцы; $A_m^n, B_m^n, C_m^n, K_k^n, L_k^n, S_k^n$ — квадратные матрицы пятого порядка. Полученная система линейных алгебраических уравнений для векторов F_m решается прогонкой [12].

Интегрирование по неявной схеме проводилось при $\tau \sim l$; неустойчивости прогонки при счете замечено не было. Счет по неявной схеме существенно уменьшает требуемое для установления число временных слоев.

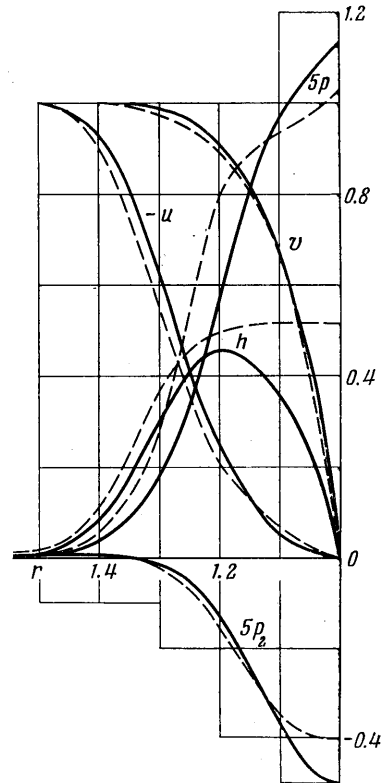
При пробных расчетах по обеим разностным схемам был обнаружен пилообразный по переменной r характер численного решения, что через достаточно большое число временных шагов могло исказить решение. Оказалось, что для устранения этого явления достаточно введения на каждом временном слое n сглаживания искоемых функций f_m^n по формуле вида

$$\bar{f}_m = f_m + \delta (f_{m-1} - 2f_m + f_{m+1})$$

(m = 1, 2, \dots, k-1)



Фиг. 4



Фиг. 5

где $0 \leq \delta \leq 0.25$ в силу условия устойчивости и, кроме того, $\delta l^2 / \tau \ll 1/R$, чтобы не размазывать решение сильнее истинной вязкости потока. После введения сглаживания расчеты по рассматриваемым схемам всегда приводили к четкому установившемуся решению.

§ 4. Составленные для обеих разностных схем программы позволяют рассчитывать поле течения вблизи оси $\theta = 0$ для широкой серии физических характеристик потока и параметров сетки.

В качестве начальных условий при $t = 0$ брались либо линейные по r профили искоемых функций, либо установившиеся решения при близких физических характе-

ристиках потока. Граница $r = r_\infty$ выбиралась так, чтобы искомые функции выходили на свои асимптотические значения в набегающем потоке (в данных расчетах величина r_∞ была не более $2r_w$). Вследствие отнесения при переходе к безразмерным переменным величин плотности и вязкости к их значениям в критической точке теплоизолированного тела при счете нужно добиться того, чтобы $\rho_w(t) \rightarrow 1$ при $t \rightarrow \infty$. Для этого варьируется параметр R_∞ , по которому при фиксированном числе R определяется ρ_∞ ; как правило, достаточно трех вариаций числа R_∞ . При расчете обтекания тела с охлаждаемой поверхностью сначала при фиксированных числах $M_\infty, R, P, \gamma, r_\infty, j$ находится решение для теплоизолированного тела, подбирается R_∞ и при этих же данных проводится расчет для условия на теле $h_w \sim h_\infty$.

При отнесении плотности и вязкости к их значениям в набегающем потоке ρ_∞, μ_∞ необходимость вариации R_∞ отпадает.

Точность численного решения контролировалась уменьшением шагов τ, l разностной сетки. Можно было использовать до 100 точек на временном слое. Для получения трех верных знаков в решении, как правило, достаточно брать 21 точку.

При увеличении числа R установление к стационарному решению становится более медленным.

Некоторые результаты расчетов представлены в виде графиков безразмерных величин на фиг. 2—6. На фиг. 2—5 иллюстрируются решения для теплоизолированной поверхности тела (без скольжения). В этих расчетах $\gamma = 5/3, P = 3/4$.

На фиг. 2 даны графики функции ρ, u, v для чисел Маха $M_\infty = 2, 3, 20$ ($R = 100$) при обтекании сферы. Увеличение числа M_∞ , как видно из фиг. 2, приводит к уменьшению толщины сжатого слоя.

Фиг. 3 характеризует структуру сжатого слоя при переходе от слаборазреженного газа к плотному ($R = 50, 100, 500, 1000$) при обтекании сферы потоком с $M_\infty = 10$. Видно, что с ростом числа R градиенты величин ρ, u возрастают в зоне ударной волны, сжатый слой утоньшается; плотность $\rho(r)$ нельзя считать постоянной ни при одном из рассмотренных чисел R , что предполагалось в работе [4]. При числах $R \leq 100$ сжатый слой уже не тонок по сравнению с радиусом сферы, поэтому вряд ли годятся упрощенные уравнения в [3] для низких чисел R . Штриховая линия — решение работы [5] при $M_\infty = 10, R = 100$.

На фиг. 4 представлены решения для цилиндра (сплошные линии) и сферы (штриховые линии), находящихся в потоке с $M_\infty = 10, R = 100$. Из сравнения этих графиков видно, что на цилиндре сжатый слой примерно вдвое толще чем на сфере, и в нем видны зоны ударной волны, пограничного слоя и разделяющая их зона невязкого течения, в которой функции близки к линейным. Для сферы зоны пограничного слоя и ударной волны слиты.

На фиг. 5 показаны профили параметров течения при обтекании ($M_\infty = 10, R = 100$) сферы с охлаждаемой ($h_w = h_\infty$, сплошные линии) и теплоизолированной поверхностью (штриховые линии).

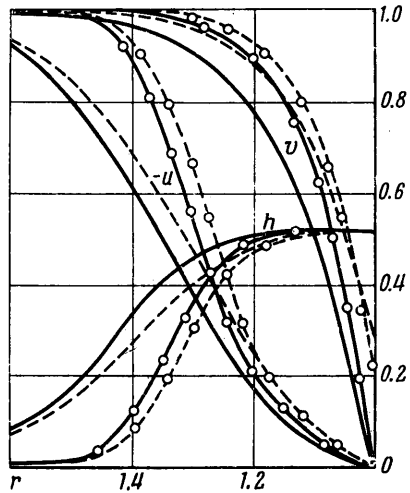
Фиг. 6 иллюстрирует обтекание теплоизолированной сферы ($M_\infty = 10, R = 50, 100$) с граничными условиями прилипания и скольжения ($\sigma = 1$). Сплошными линиями даны графики для условий прилипания, штриховыми — для условий скольжения; линии с кружками — для $R = 100$. Как видно из фиг. 6, учет скольжения заметно сказывается на решении (особенно для $R = 50$) и ведет к уменьшению толщины сжатого слоя.

Автор благодарит Г. И. Петрова, Г. Ф. Теленина и Л. А. Чудова за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступило 17.IV.1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Probstein R. F., Kemp N. H. Viscous aerodynamic characteristic in hypersonic rarefied gas flow. JASS, 1960, vol. 27, No. 3 (русс. перев.: Пробстин Р. Ф., Кемп Н. Вязкие аэродинамические характеристики в гиперзвуковом потоке разреженного газа. Механика. Сб. обз. и перев. ин. период. лит., 1961, № 2).
2. Ho N. T., Probstein R. F. The compressible Viscous layer in rarefied hypersonic flow. Rarefied gas dynamics (ed. by Talbot. L.). Academic Press, New York — London, 1961.



Фиг. 6

3. Шидловский В. П. К задаче об обтекании сферы сверхзвуковым потоком слаборазреженного газа. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 2.
4. Hayes W. D., Probstein R. F. Hypersonic flow theory. Academic Press, New York, 1959, Chap. X (русс. перев.: Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. Изд. иностр. лит., 1962, гл. X).
5. Levinsky E. S., Yoshihara H. Rarefied hypersonic flow over a sphere. Hypersonic flow research, ed. by Riddell F., Academic Press, New York, 1962 (русс. перев.: Левинский Е., Исихара Х. Обтекание сферы гиперзвуковым потоком разреженного газа. Кн. «Исследование гиперзвуковых течений», Изд. «Мир», 1964).
6. Fundamentals of gas dynamics, Sec. II, ed. by H. Emmons, Princeton Univ. Press, Princeton, New Jersey, 1958 (русс. перев. Основы газовой динамики (под ред. Г. Эммонса), Изд. иностр. лит., 1963).
7. Cheng H. K. Hypersonic shock-layer theory of the stagnation region at low Reynolds number, Proceedings of the Heat transfer and fluid mechanic institute. Stanford Univ. Press, Stanford, Calif., 1961.
8. Kao H. C. Hypersonic viscous flow near the stagnation streamline of a blunt body. AIAA, 1964, No. 11 (русс. перев.: Као Х. Гиперзвуковое вязкое течение вблизи критической линии тока затупленного тела, ч. I, II. Ракетная техника и космонавтика, Изд. «Мир», 1964, № 11).
9. Mark R. M. On the Hypersonic flow of rarefied gas past a sphere. Rarefied Gas Dynamics (ed. by Laurmann), Academic Press, New York, 1963, vol. 2.
10. Слезкин Н. А. К теории течения газа между поверхностью ударной волны и притупленной поверхностью тела вращения. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1959, № 2.
11. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отходящей ударной волной. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1961, № 6.
12. Richtmyer R. D. Difference methods for initial-value problems, Interscience Publishers, inc., New York, 1957, Chap. IX (русс. перев.: Рихтмайер Р. Д. Разностные методы решения краевых задач. Изд. иностр. лит., 1960).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ ЗА КОНУСОМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Ю. А. ПАНОВ, А. И. ШВЕЦ

(Москва)

В последнее время опубликовано большое количество работ, посвященных вопросу теоретического расчета донного давления (например, [1-3] и т. д.). На основании схемы Чепмена и Корста [4, 5], при тех или иных дополнительных предположениях рассчитывается давление в застойной зоне за плоскими и осесимметричными телами, обтекаемыми сверхзвуковым потоком газа. Анализ правомерности различных гипотез и допущений и оценку точности полученных расчетных данных, в сравнении с экспериментами, можно найти в работах [6, 7] и др. Многие частные аспекты проблемы — смещение вдоль струйной границы застойной зоны за телом и влияние на него пограничного слоя, сходящего с задней кромки тела; условия присоединения оторвавшегося потока в районе горловины следа за телом нуждаются в дальнейшем экспериментальном исследовании. Большое значение имеет и исследование течения непосредственно в самой застойной зоне, особенно в задачах, связанных с изучением колебания донного давления и теплообмена на донной части. Однако экспериментальных работ по этому вопросу имеется немного (см. например [8, 9]), и они не дают достаточно полных сведений о картине течения за различными телами в сверхзвуковом потоке.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований структуры течения за острым конусом с полууглом раствора 10° и диаметром донной части $d = 150$ мм, который обтекался потоком воздуха с числом Маха $M = 3$. Конус крепился в рабочей части как на двух заостренных боковых штифтах, так и на круглой донной державке, длина и диаметр которой выбраны таким образом, чтобы они не влияли на величину среднего донного давления. Донная часть конуса и донная державка дренированы. Поле полных и статических давлений изучалось при помощи гребенок, укрепленных на стержне, который был вмонтирован в дно конуса и имел возможность перемещения в направлении основного потока. Гребенка полных давлений изготовлена из стальных трубок с внутренним диаметром, равным 1 мм, которые были расположены как по направлению основного по-