УДК 532.526

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИПЕРЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ОСТРОГО КОНУСА

Т. В. Поплавская, С. Г. Миронов

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Рассмотрено гиперзвуковое течение вязкого газа в ударном слое около острых конусов. Рассчитанные на основе уравнений полного вязкого ударного слоя профили плотности и скорости, наклоны ударной волны, давление и тепловые потоки сравниваются с известными экспериментальными и теоретическими данными.

Из-за вычислительных трудностей при математическом моделировании пространственных задач обтекания тел сверхзвуковым потоком вязкого газа в рамках полных уравнений Навье — Стокса широкое распространение получила модель полного вязкого ударного слоя (ПВУС), представляющая собой промежуточное асимптотическое приближение между уравнениями пограничного слоя и полными уравнениями Навье — Стокса [1, 2]. В последнее время модель ПВУС широко используется для решения задач аэрогидродинамики и проблем входа тел в атмосферу. В большинстве работ рассматриваются течения около гладких затупленных конусов [3–7]. Гиперзвуковое обтекание острых тел исследовалось в рамках модели вязко-невязкого взаимодействия [8–10] или модели тонкого ударного слоя [1, 11]. В [12–14] модель ПВУС использовалась для расчета гиперзвукового обтекания пластины с острой кромкой.

Целью данной работы является теоретическое исследование применимости модели ПВУС для расчета гиперзвукового ударного слоя на острых конусах и изучение влияния различных параметров на характеристики таких течений.

В окрестности острого конуса течение в различных областях имеет различный характер. Непосредственно у вершины конуса существует небольшая область свободномолекулярного течения, затем следует континуальная область размазанного слоя, асимптотически переходящая в область сильного взаимодействия. Далее вниз по потоку реализуется режим слабого взаимодействия, где невязкое течение играет важную роль [15]. Спектр режимов течения на конусе такой же, как на плоской пластине, однако, как показано в работах [15, 16], осесимметричная геометрия конуса ведет к изменению картины обтекания: приближению ударной волны (УВ) к поверхности конуса (по сравнению с плоскими течениями на пластине и клине) и уменьшению толщины пограничного слоя. Вследствие этого происходит увеличение области размазанного слоя и ослабление УВ.

Так же как в плоском случае, границу размазанного слоя и области сильного взаимодействия определяет параметр разрежения $V = \mathrm{M}_\infty\sqrt{C}/\sqrt{\mathrm{Re}_x}$ (M_∞ — число Маха набегающего потока; C — постоянная Чепмена — Рубезина; Re_x — местное число Рейнольдса, вычисленное по параметрам набегающего потока), который максимален у вершины конуса и уменьшается вниз по потоку. Для плоского течения на пластине верхней границей применимости модели ПВУС является значение $V = 0{,}1 \div 0{,}15$. Из результатов экспериментов [16] следует, что длина размазанного слоя на острых конусах уменьшается

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00735).

с ростом полуугла раствора конуса, поэтому расчеты по модели ПВУС следует начинать с бо́льших значений параметра разрежения V: для конуса с полууглом раствора 5° $V = 0{,}16$, с полууглом раствора 10° — $V = 0{,}18$, с полууглом раствора 15° — $V = 0{,}21$.

Постановка задачи. Рассмотрим осесимметричное обтекание острого конуса гиперзвуковым потоком газа. В системе координат, связанной с поверхностью тела, уравнения ПВУС в безразмерных переменных имеют вид

$$
\begin{gathered}
\frac{\partial}{\partial x}(r\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(r\rho v) = 0, \qquad \rho u\,\frac{\partial u}{\partial x} + \rho v\,\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{1}{r\,\mathrm{Re}_L}\,\frac{\partial}{\partial y}\Big(r\mu\,\frac{\partial u}{\partial y}\Big) + \frac{\partial P}{\partial x} = 0,\\
\rho u\,\frac{\partial v}{\partial x} + \rho v\,\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{4}{3}\,\frac{1}{r\,\mathrm{Re}_L}\,\frac{\partial}{\partial y}\Big(r\mu\,\frac{\partial v}{\partial y}\Big) + \frac{\partial P}{\partial y} = 0,\\
c_p\rho u\,\frac{\partial T}{\partial x} + c_p\rho v\,\frac{\partial T}{\partial y} - \frac{1}{r\,\mathrm{Re}_L\,\mathrm{Pr}}\,\frac{\partial}{\partial y}\Big(rk\,\frac{\partial T}{\partial y}\Big) - \frac{1}{\mathrm{Re}_L}(\gamma-1)\mathrm{M}_\infty^2\mu\Big(\frac{\partial u}{\partial y}\Big)^2 -\\
-(\gamma-1)\mathrm{M}_\infty^2\Big(u\,\frac{\partial P}{\partial x} + v\,\frac{\partial P}{\partial y}\Big) = 0, \qquad P = \frac{1}{\gamma\,\mathrm{M}_\infty^2}\,\rho T.
\end{gathered}
\tag{1}
$$

Здесь оси x и y направлены по образующей конуса и перпендикулярно ей; $r = r_w + y\cos\theta$ — расстояние от точки до оси симметрии; r_w — расстояние от контура тела до оси симметрии; θ — полуугол раствора конуса; P, ρ, μ, k, T — давление, плотность, коэффициент вязкости, коэффициент теплопроводности и температура соответственно; $\mathrm{Pr} = \mu_\infty c_{p\infty}/k_\infty$ — число Прандтля; $\mathrm{Re}_L = \rho_\infty U_\infty L/\mu_\infty$ — число Рейнольдса, вычисленное по параметрам набегающего потока и длине модели L, измеряемой по оси конуса. Компоненты скорости обезразмерены по скорости набегающего потока U_∞, давление отнесено к удвоенному скоростному напору $\rho_\infty U_\infty^2$, коэффициенты вязкости μ и теплопроводности k, удельная теплоемкость c_p, плотность и температура отнесены к своим значениям в набегающем потоке, координаты x и y — к длине модели L.

Ударная волна полагается тонкой, и на ней задаются обобщенные условия Ренкина — Гюгонио [17]

$$
\begin{gathered}
u_s = \cos(\beta-\theta)[\cos\beta + k_s\,\mathrm{tg}(\beta-\theta)\sin\beta] - \frac{\mu_s\cos^3(\beta-\theta)[1-\mathrm{tg}^2(\beta-\theta)]}{\mathrm{Re}_L\sin(\beta+\alpha)}\,\frac{\partial u}{\partial y},\\
v_s = u_s\,\mathrm{tg}(\beta-\theta) - k_s\,\frac{\sin\beta}{\cos(\beta-\theta)},\\
P_s = \frac{1}{\gamma\mathrm{M}_\infty^2} + (1-k_s)\sin^2\beta - \frac{2\mu_s\sin(\beta-\theta)\cos(\beta-\theta)}{\mathrm{Re}_L}\,\frac{\partial u}{\partial y},\\
H_s = 1 + \frac{\gamma-1}{2}\,\mathrm{M}_\infty^2 - \frac{\cos(\beta-\theta)}{\sigma_s\,\mathrm{Re}_L\,\sin\beta}\Big[\frac{\partial H}{\partial y} - \frac{1-\mathrm{Pr}}{2}(\gamma-1)\,\mathrm{M}_\infty^2\,\frac{\partial}{\partial y}(u^2)\Big],\\
k_s = \frac{1}{\rho_s}, \qquad \sigma_s = \frac{\mathrm{Pr}}{\mu_s}.
\end{gathered}
\tag{2}
$$

Здесь β — угол наклона УВ, отсчитываемый от оси симметрии конуса; γ — показатель адиабаты в набегающем потоке; H — полная удельная энтальпия; индекс ∞ соответствует параметрам в набегающем потоке, индекс s — параметрам потока за УВ. Для определения формы УВ y_s использовалось интегральное условие сохранения расхода при переходе через УВ

$$
(r + y_s\cos\theta)^2 = 2\int\limits_0^{y_s}\rho u r\cos\theta\,dy. \tag{3}
$$

В качестве граничных условий на конусе использовались условия скольжения и скачка температуры [12–14, 18, 19].

Для решения системы уравнений (1) необходимо задать начальные условия при некотором значении $x = x_0$. Как отмечено выше, расчеты по модели ПВУС начинаются с границы областей размазанного слоя и сильного взаимодействия. Из анализа экспериментальных данных [15, 16, 20] следует, что вблизи этой границы пограничный слой заполняет практически всю область между телом и УВ. Поэтому предполагается, что до сечения $x = x_0$ течение описывается уравнениями осесимметричного пограничного слоя и УВ между вершиной конуса и сечением $x = x_0$ имеет постоянный наклон. Начальные условия определяются так же, как в задаче для плоской пластины [19]. При $x = x_0$ система уравнений ПВУС (1) сводится к обыкновенным дифференциальным уравнениям с использованием преобразования координат $\xi = x$, $\eta = y\sqrt{\mathrm{Re}_L}/\sqrt{x}$, характерного для течений в пограничном слое при равномерном внешнем потоке:

$$\frac{dJ}{d\eta} + \frac{1}{2} r\rho u = 0, \quad J = r\sqrt{\xi}\,\rho v - 0{,}5 r\rho u\eta, \quad J\frac{du}{d\eta} - \frac{d}{d\eta}\Big(r\mu\frac{du}{d\eta}\Big) = 0, \quad \frac{dP}{d\eta} = 0,$$
$$c_p J\frac{dT}{d\eta} - \frac{1}{\mathrm{Pr}}\frac{d}{d\eta}\Big(rk\frac{dT}{d\eta}\Big) - (\gamma - 1)\,\mathrm{M}_\infty^2 \mu r\Big(\frac{du}{d\eta}\Big)^2 = 0, \quad P = \frac{1}{\gamma\,\mathrm{M}_\infty^2}\,\rho T. \tag{4}$$

Система (4) решается при следующих граничных условиях: при $\eta = 0$ $J = 0$, u, T определяются из условий скольжения и скачка температуры [19], при $\eta = \eta_s$ $u = u_s$, $v = v_s$, $T = T_s$, $\rho = \rho_s$. Здесь η_s — положение УВ, которое находится из балансового соотношения массы в ударном слое.

Алгоритм решения и разностная схема. Алгоритм решения уравнений ПВУС следующий. Сначала решаются обыкновенные дифференциальные уравнения (4) вблизи вершины конуса. Полученные таким образом профили $u_н$, $v_н$, $T_н$, $P_н$, $\rho_н$ задаются в качестве начальных условий. Уравнения полного вязкого ударного слоя далее решаются маршевым методом по координате x. Нелинейность системы (1) требует использования итерационного подхода, позволяющего свести задачу в пределах одной итерации к последовательному решению методом прогонки разностных краевых задач, аппроксимирующих уравнения (1). Итерационный процесс в каждом сечении продолжается до выполнения условия сохранения расхода при переходе через УВ (3).

В результате решения задачи определяются скорость, температура, плотность и давление во всем ударном слое. На поверхности конуса вычисляются коэффициент напряжения трения $C_f = (\mu\,\partial u/\partial y)\big|_{y=0}/(\rho_\infty U_\infty^2/2)$ и коэффициент теплоотдачи $\mathrm{St} = (k\,\partial T/\partial y + u\mu\,\partial u/\partial y)\big|_{y=0}/[\rho_\infty U_\infty(H_\infty - H_w)]$ (число Стэнтона).

Поскольку уравнения ПВУС включают все члены уравнений сжимаемого пограничного слоя, для их решения применялась двухслойная неявная разностная схема с весами второго порядка точности по обоим направлениям, использованная ранее при решении уравнений пограничного слоя [21]. Расчеты по модели ПВУС проводились на разностной сетке с числом точек по нормали 200, шаг по координате x выбран равным 0,0001. Увеличение количества шагов сетки в 2 раза по обоим направлениям привело к изменению решения менее чем на 2 %. Число Прандтля принято равным 0,7, $\gamma = 1{,}4$, вязкость аппроксимировалась зависимостью Сазерленда.

Результаты вычислений. Результаты решения уравнений ПВУС на конусе сравнивались с экспериментальными данными, полученными в Институте теоретической и прикладной механики СО РАН, и известными результатами.

На рис. 1 приведено сравнение расчетной величины отхода УВ с экспериментальными данными [16, 20]. Сплошными линиями показаны результаты расчета по модели ПВУС

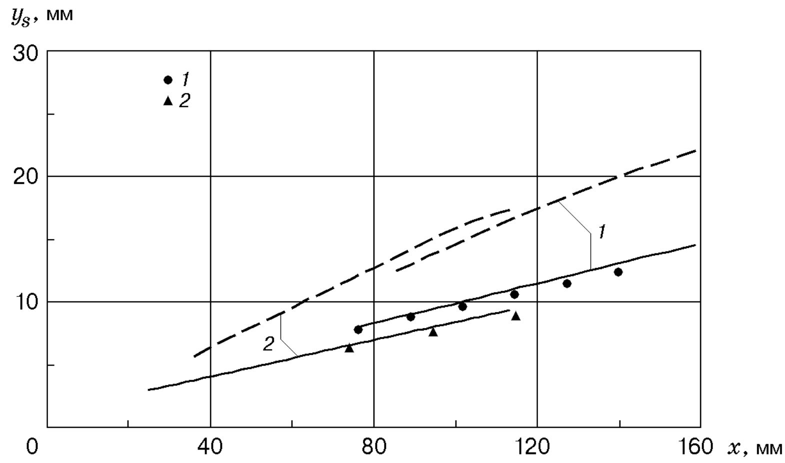

Рис. 1. Положение УВ на конусе:
сплошные линии — расчет по модели ПВУС на конусе, штриховые — то же на плоской пластине, точки — экспериментальные данные; *1* — $M_\infty = 23{,}8$, $Re_L = 4{,}55 \cdot 10^4$, $T_0 = 2700$ K, $T_w = 300$ K, $\theta = 5°$ [16]; *2* — $M_\infty = 21$, $Re_L = 6{,}78 \cdot 10^4$, $T_0 = 1150$ K, $T_w = 320$ K, $\theta = 10°$ [20]

на остром конусе. Различие расчетных и экспериментальных значений положения УВ не превышает 10 %. Штриховые линии соответствуют расчетам по модели ПВУС на плоской пластине под углами атаки, равными полууглам раствора конусов 5 и 10°. Видно, что в случае конуса вследствие осесимметричной геометрии УВ приближается к поверхности тела и уменьшается толщина пограничного слоя.

На рис. 2 показаны расчетные и экспериментальные профили плотности. Профили плотности *1*, *2* измерялись методом электронно-пучковой флюоресценции, профили *3*, *4* пересчитывались из измеренных значений давления и температуры. Профиль плотности *1* измерен в следе за конусом на расстоянии от основания конуса $0{,}8D$ (D — диаметр основания конуса). Предполагается, что на расстоянии одного диаметра от основания конуса профиль плотности в следе еще сохраняет распределение, характерное для ударного слоя

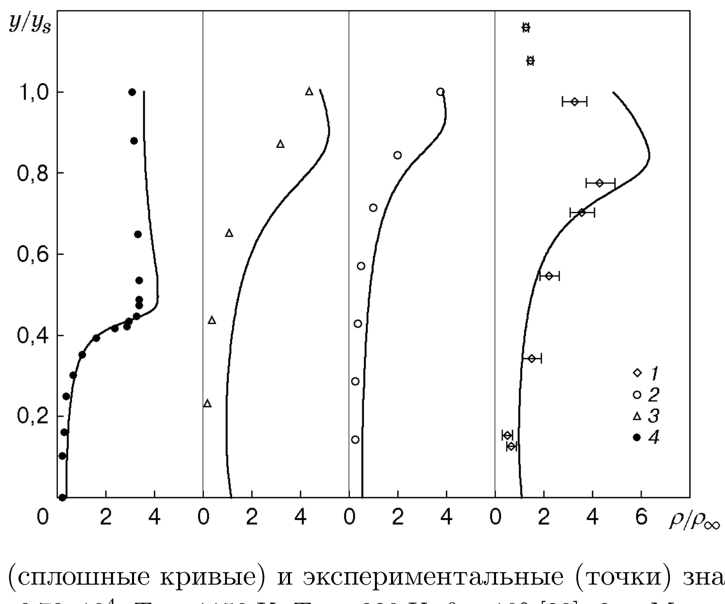

Рис. 2. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (точки) значения плотности:
1 — $M_\infty = 21$, $Re_L = 6{,}78 \cdot 10^4$, $T_0 = 1150$ K, $T_w = 320$ K, $\theta = 10°$ [20]; *2* — $M_\infty = 25$, $Re_L = 1{,}05 \cdot 10^5$, $T_0 = 1850$ K, $T_w = 300$ K, $\theta = 5°$ [23]; *3* — $M_\infty = 24{,}5$, $Re_L = 3{,}6 \cdot 10^4$, $T_0 = 2000$ K, $T_w = 294$ K, $\theta = 10°$ [15]; *4* — $M_\infty = 16{,}4$, $Re_L = 3{,}15 \cdot 10^5$, $T_0 = 297$ K, $T_w = 300$ K, $\theta = 10°$ [22]

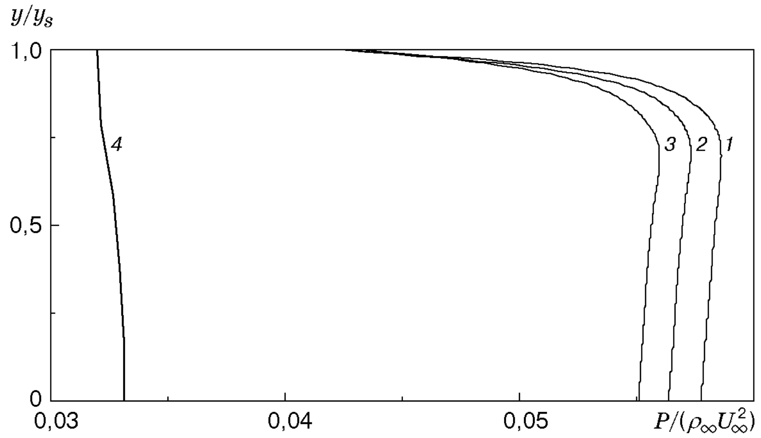

Рис. 3. Распределение давления поперек ударного слоя при $M_\infty = 21$, $\mathrm{Re}_L = 6{,}78 \cdot 10^4$, $T_0 = 1150$ K, $T_w = 320$ K, $\theta = 10°$:

1–3 — расчет по модели ПВУС (*1* — $x = 0{,}6$; *2* — $x = 0{,}8$; *3* — $x = 1$); *4* — расчет по невязкой теории

в концевом сечении конуса. При измерениях в отсутствие поверхности обтекания точность метода электронно-пучковой флюоресценции больше.

В расчетах по модели ПВУС получено, что максимум плотности находится не на УВ, как в случае плоской пластины, а ниже, в невязкой части ударного слоя, что подтверждается экспериментальными данными [20]. По-видимому, это также связано с осесимметричной геометрией конуса, приводящей к ослаблению УВ. На рис. 3 показана зависимость давления от нормальной к поверхности координаты, рассчитанная по модели ПВУС в сечениях $x = 0{,}6$; 0,8; 1,0 (кривые *1–3* соответственно). Кривая *4* — распределение давления, полученное по невязкой теории при том же числе Маха ($M_\infty = 21$). В обоих случаях минимум давления находится на УВ. При обтекании пластины на УВ находится максимум давления [19], поэтому положение максимума плотности совпадает с положением УВ. На конусе давление достигает максимума в невязкой области ударного слоя, находящейся за УВ, поэтому максимум плотности достигается на некотором удалении от УВ.

На рис. 4 приведены результаты измерений давления $P_c = (P/P_\infty)/(\gamma\, M_\infty \sin^2\theta)$ на поверхности конуса в зависимости от параметра $x_c = M_\infty\sqrt{C}/(\mathrm{Re}_x \sin^2\theta)$ [24]. Расчетные

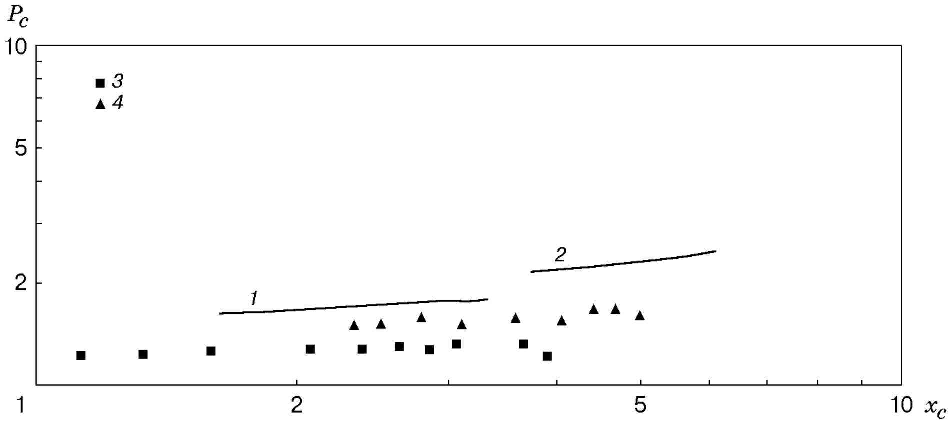

Рис. 4. Распределение давления на поверхности конуса:

сплошные линии — расчет по модели ПВУС, точки — экспериментальные данные [24]: *1*, *3* — $M_\infty = 15$, $\mathrm{Re}_L = 8{,}1 \cdot 10^4$, $T_0 = 4000$ K, $T_w = 320$ K, $\theta = 9°$; *2* — $M_\infty = 15$, $\mathrm{Re}_L = 6{,}4 \cdot 10^4$, $T_0 = 4000$ K, $T_w = 320$ K, $\theta = 6{,}3°$; *4* — $M_\infty = 15 \div 20$, $\mathrm{Re}_L = 6{,}4 \cdot 10^4$, $T_w/T_0 = 0{,}08$, $\theta = 6{,}3°$

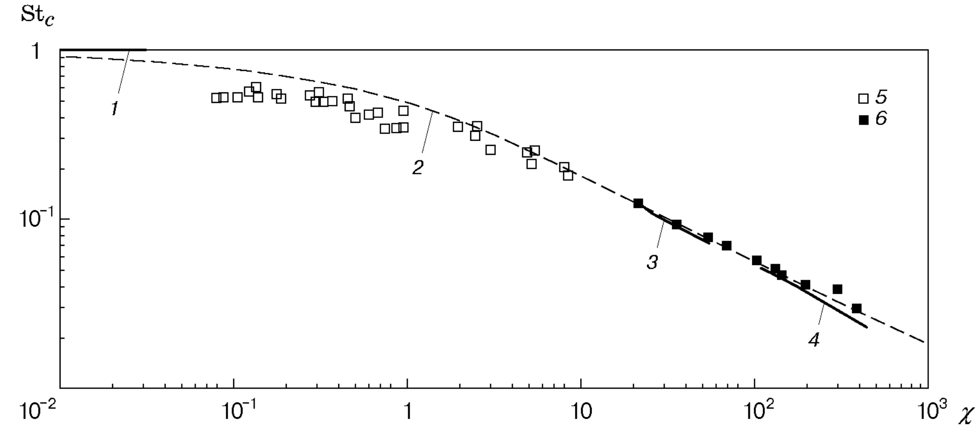

Рис. 5. Распределение числа Стэнтона на поверхности конуса:

1 — свободномолекулярный предел [24]; *2* — теория тонкого вязкого ударного слоя ($\theta = 10°$) [1]; *3* — результаты настоящего расчета ($\mathrm{M}_\infty = 19 \div 24$, $\mathrm{Re}_L = 1{,}73 \cdot 10^4$, $T_0 = 4000$ К, $T_w = 320$ К, $\theta = 10°$); *4* — результаты настоящего расчета ($\mathrm{M}_\infty = 15$, $\mathrm{Re}_L = 8{,}1 \cdot 10^4$, $T_0 = 4000$ К, $T_w = 320$ К, $\theta = 9°$); *5* — $\mathrm{M}_\infty = 19 \div 24$, $\mathrm{Re}_L = 6{,}48 \cdot 10^2 \div 1{,}73 \cdot 10^4$, $T_w/T_0 = 0{,}08$, $\theta = 10°$ [24]; *6* — $\mathrm{M}_\infty = 15$, $\mathrm{Re}_L = 8{,}1 \cdot 10^4$, $T_0 = 4000$ К, $T_w = 320$ К, $\theta = 9°$ [24]

данные, полученные по модели ПВУС (кривые *1*, *2*) при тех же параметрах, что и в эксперименте, лежат выше экспериментальных данных (различие не более 25 %).

На рис. 5 приведены результаты измерений и расчетов значений числа Стэнтона $\mathrm{St}_c = \mathrm{St}\,(1 - T_w/T_0)/\sin\theta$ (T_0 — температура торможения) в зависимости от параметра $\chi = \mathrm{Re}_x/(\mathrm{M}_\infty^2 C\gamma\cos\theta)$ [24]. Здесь же представлены результаты настоящих расчетов (кривые *3*, *4*). Видно, что рассчитанные по модели ПВУС значения числа Стэнтона хорошо согласуются с экспериментальными данными и результатами расчетов по теории тонкого вязкого ударного слоя [1].

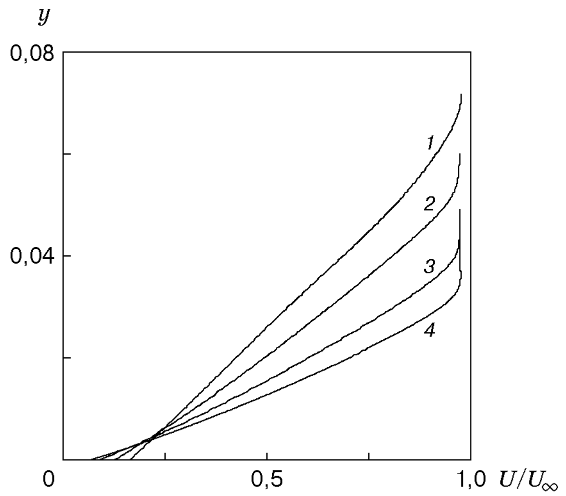

Рис. 6

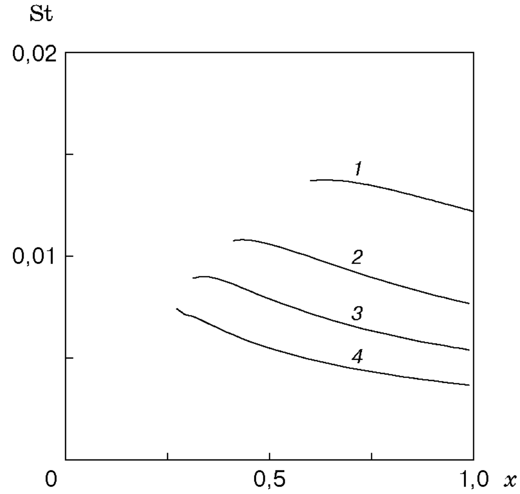

Рис. 7

Рис. 6. Распределение скорости по поперечной координате при $\mathrm{M}_\infty = 21$, $T_0 = 1150$ К, $T_w = 320$ К, $\theta = 10°$:

1 — $\mathrm{Re}_L = 3 \cdot 10^4$; *2* — $\mathrm{Re}_L = 6{,}78 \cdot 10^4$; *3* — $\mathrm{Re}_L = 1{,}2 \cdot 10^5$; *4* — $\mathrm{Re}_L = 2{,}4 \cdot 10^5$

Рис. 7. Распределение числа Стэнтона по продольной координате при $\mathrm{M}_\infty = 21$, $T_0 = 1150$ К, $T_w = 320$ К, $\theta = 10°$ (обозначения те же, что на рис. 6)

Следует отметить, что результаты расчетов существенно зависят от числа Рейнольдса. Его влияние на профили скорости и тепловые потоки показано на рис. 6, 7. Видно, что с увеличением Re_L величина отхода УВ уменьшается и профили скорости (рис. 6) "прижимаются" к поверхности конуса, а значения числа St (рис. 7) монотонно уменьшаются во всех сечениях x. Заметим, что уменьшение Re_L в два раза приводит к увеличению числа St на 30 %. В настоящей работе число Рейнольдса вычислялось по параметрам набегающего потока следующим образом. Плотность и скорость находились по изэнтропическим формулам с учетом колебательных степеней свободы. При температуре меньше 120 K вязкость определялась по линейному закону, при температуре больше 120 K — по закону Сазерленда. Возможно, этот способ вычисления числа Рейнольдса не совпадает со способом, используемым в работе [24], поэтому настоящие расчетные данные отличаются от экспериментальных.

Таким образом, создан алгоритм численного решения уравнений ПВУС на остром конусе под нулевым углом атаки. Рассчитаны все характеристики потока при различных числах Маха и Рейнольдса. Получено удовлетворительное соответствие численных и экспериментальных данных.

Авторы выражают благодарность А. А. Маслову и В. Н. Ветлуцкому за полезные обсуждения и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Cheng H. K., Gordon Hall J., Golian T. C., Hertzberg A.** Boundary-layer displacement and leading-edge blutness effects in high-temperature hypersonic flow // J. Aerospace Sci. 1961. V. 28, N 5. P. 353–381.
2. **Davis R. T.** Numerical solution of the hypersonis viscous shock-layer-equations // AIAA J. 1970. V. 8, N 5. P. 843–851.
3. **Васильевский С. А., Тирский Г. А., Утюжников С. В.** Численный метод решения уравнений вязкого ударного слоя // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1987. Т. 27, № 5. С. 741–750.
4. **Тирский Г. А., Утюжников С. В.** Сравнение моделей тонкого и полного вязкого ударного слоя в задаче сверхзвукового обтекания притупленных конусов вязким газом // Прикл. математика и механика. 1989. Т. 53, вып. 6. С. 963–969.
5. **Davis R. T., Rubin S. G.** Non-Navier — Stokes viscous flow computations // Computers Fluids. 1980. V. 8, N 1. P. 101–131.
6. **Бородин А. И., Пейгин С. В.** Метод глобальных итераций для решения трехмерных уравнений вязкого ударного слоя // Теплофизика высоких температур. 1992. Т. 30, № 6. С. 1124–1129.
7. **Бородин А. И., Пейгин С. В.** Модель параболизованного вязкого ударного слоя для исследования пространственного гиперзвукового обтекания тел потоком вязкого газа // Теплофизика высоких температур. 1993. Т. 31, № 6. С. 925–933.
8. **Probstein R. F., Elliott E.** The transverse curvature effect in compressible axially symmetric laminar-boundary-layer flow // J. Aeronaut. Sci. 1956. N 28. P. 208–224.
9. **Yasuhara N.** Axisymmetric viscous flow past very slender bodies of revolution // J. Aeronaut. Sci. 1962. N 29. P. 667–688.
10. **Stewartson K.** Viscous hypersonic flow past a slender cone // Phys. Fluids. 1964. N 7. P. 667–675.
11. **Eaton R. R., Kaestner P. C.** Viscous shock layer flow in the windward plane of cones at angle of attack. N. Y., 1973. (Paper / AIAA; N 73-134).

12. **Maslov A. A., Mironov S. G., Poplavskaya T. V., et al.** Viscous shock layer on a plate in hypersonic flow // Europ. J. Mech. B. Fluids. 1999. V. 18, N 2. P. 213–226.
13. **Маслов А. А., Миронов С. Г., Поплавская Т. В., Ветлуцкий В. Н.** О влиянии угла атаки на гиперзвуковое обтекание пластины // Теплофизика высоких температур. 1998. Т. 36, № 5. С. 754–760.
14. **Маслов А. А., Миронов С. Г., Поплавская Т. В. и др.** Исследование аэродинамического нагрева пластины в вязком гиперзвуковом потоке // Теплофизика высоких температур. 1999. Т. 37, № 3. С. 415–419.
15. **McCroskey W. J., Bogdonoff S. M., Genchi A. P.** Leading edge flow studies of sharp bodies in rarefied hypersonic flow // Rarefied gas dynamic. N. Y.; L.: Acad. Press, 1967. V. 2. P. 1047–1066.
16. **Feik R. A., Genchi A. P., Vas I. E.** A study of merging on cones // Rarefied gas dynamic. N. Y.; L.: Acad. Press, 1969. V. 1. P. 493–500.
17. **Тирский Г. А.** К теории гиперзвукового обтекания плоских и осесимметричных затупленных тел вязким химически реагирующим газом при наличии вдува // Науч. тр. Ин-та механики МГУ. 1975. № 39. С. 5–39.
18. **Ветлуцкий В. Н., Маслов А. А., Миронов С. Г. и др.** Гиперзвуковой поток на плоской пластине. Экспериментальные результаты и численное моделирование // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 6. С. 60–67.
19. **Поплавская Т. В., Ветлуцкий В. Н.** Расчетное исследование вязкого ударного слоя на пластине // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 2. С. 91–100.
20. **Анискин В. М., Миронов С. Г.** Экспериментальное исследование пульсаций плотности в гиперзвуковом ламинарном следе за конусом // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 3. С. 111–117.
21. **Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В.** К расчету ламинарного пограничного слоя на плоской треугольной пластине со сверхзвуковыми передними кромками // Числ. методы механики сплошной среды. 1982. Т. 13, № 1. С. 31–43.
22. **Vas I. E., Sierchio J. G.** Downstream effects of bluntness in the merged flow regime // Rarefied gas dynamic. N. Y.; L.: Acad. Press, 1974. P. 307–315.
23. **Peterson C. W.** An experimental study of laminar hypersonic blunt cone wakes // Astronaut. Acta. 1969. V. 15. P. 67–76.
24. **Waldron H. F.** Viscous hypersonic flow over pointed cones at low Reynolds numbers // AIAA J. 1967. V. 5, N 2. P. 208–218.

Поступила в редакцию 30/X 2000 г.,
в окончательном варианте — 25/XII 2000 г.