

10. Plotnikov P.I., Starovoitov V.N. Stefan problem with surface tension as a limit of the phase field model // Free boundary problems in continuum mechanics: Intern. Conf., Novosibirsk, 1991. — Basel u.a., 1992. — P. 263—270. — (Intern. Ser. of Numer. Math; V. 106).
11. Плотников П.И., Старовойтов В.Н. Задача Стефана с поверхностным натяжением как предел модели фазового поля // Дифференц. уравнения. — 1993. — Т. 29, № 3. — С. 461—471.

г. Новосибирск

Поступила 1/X 1993 г.,
в окончательном варианте — 11/1 1994 г.

УДК 532.526.4:532.526.3

С.И. Шпак

МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОЙ ВЯЗКОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПРЕДОТРЫВНЫХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ

Среди большого количества методов расчета двумерных турбулентных пограничных слоев (см., например, [1—6]) предлагаемая в [7] модель турбулентной вязкости для расчета двумерных турбулентных пограничных слоев выделяется тем, что она протестирована на большом количестве экспериментальных данных. Большинство из этих экспериментов выбраны Стэнфордской конференцией [8] в качестве контрольных для сопоставления результатов численных исследований турбулентных пограничных слоев. Тестовые расчеты в [7] проведены для течений в широком диапазоне изменения положительных и отрицательных градиентов давления, параметров проницаемости (вдув и отсос), шероховатости, теплообмена, чисел Маха и Рейнольдса, включая зону перехода от ламинарного пограничного слоя к турбулентному. Кроме того, данная модель весьма успешно применялась при расчетах отрывных течений в угловых конфигурациях в рамках задачи вязко-невязкого взаимодействия [9]. Все это позволяет сделать вывод, что эта модель турбулентной вязкости является одной из лучших в классе алгебраических моделей при расчетах двумерных течений. Трехмерные турбулентные пограничные слои — предмет многочисленных экспериментальных и расчетно-теоретических исследований. Анализ таких течений посвящен, например, симпозиум, проведенный в Западном Берлине в 1982 г. [5]. Особое внимание на нем уделялось экономичным методам расчета характеристик трехмерных пограничных слоев, успешно применяемым на практике. Отмечалось также, что имеется ограниченное количество экспериментальной информации, пригодной для тестирования численных исследований пространственных турбулентных течений. Расчет трехмерных течений требует для своей реализации максимально возможных ресурсов ЭВМ, и усложнение задачи использованием дифференциальных моделей турбулентности не всегда оправдано. Поэтому в данной работе проведена проверка работоспособности алгебраической модели турбулентной вязкости [7] в условиях пространственных пограничных слоев.

Система уравнений пространственного турбулентного пограничного слоя в ортогональной системе координат имеет вид

$$(1) \quad \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} - j \frac{\rho w^2}{x} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y};$$

$$(2) \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0;$$

© С.И. Шпак, 1994

$$(3) \quad \rho u \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial y} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} + j \frac{\rho u w}{x} = - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y};$$

$$(4) \quad \frac{1}{x'} \frac{\partial u x'}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

где u, v, w — компоненты вектора скорости; ρ — плотность; p — давление; $j = 0, x, y, z$ — координаты для декартовой системы координат, а $j = 1, \partial z = x \partial \vartheta$, x, ϑ — для полярной системы координат (x, y, ϑ) ; τ_{xy} и τ_{yz} — компоненты тензора касательных напряжений, которые являются доминирующими в приближении пограничного слоя:

$$(5) \quad \tau_{xy} = \mu \frac{\partial u}{\partial y} - \overline{\rho u' v'}, \quad \tau_{yz} = \mu \frac{\partial w}{\partial y} - \overline{\rho w' v'}.$$

Здесь μ — коэффициент динамической вязкости; u', v', w' — пульсационные составляющие скоростей в турбулентном течении; черта вверху означает осредненные по времени величины. Система координат выбирается таким образом, что ось Ox совпадает с направлением набегающего потока, ось Oz расположена на поверхности тела, а ось Oy перпендикулярна ей. Решение ищется в области $\Omega(x_0 \leq x \leq x_L, z_0 \leq z \leq z_k, 0 \leq y \leq Y)$. Граничные условия для системы (1) — (4) обычные для задач пограничного слоя: отсутствие скольжения на поверхности тела ($u = 0, v = 0, w = 0$ при $y = 0$), распределение параметров невязкого течения на внешней границе пограничного слоя (задаются либо распределения скоростей $u = u(x, z), w = w(x, z)$, либо коэффициенты давления $C_p(x, z) = (p(x, z) - p_\infty) / (0,5 \rho_\infty U_\infty^2)$ и углы α отклонения линий тока внешнего течения от направления набегающего потока при $y = Y$). В плоскостях $z_k = \text{const}$ и $x_L = \text{const}$ граничные условия для уравнений пограничного слоя не задаются. В данной работе рассматривались только такие течения, которые имеют либо плоскость растекания, либо плоскость симметрии ($z_0 = \text{const}$). Параметры течения на таких плоскостях можно получить, решая квазидвумерную задачу пограничного слоя, и затем использовать их для задания начальных данных. Если проинтегрировать уравнение (3) по z и принять $w_z = \partial w / \partial z$ за новую независимую переменную (учитывая также, что $w \equiv 0$), получим систему уравнений (вместо системы (1) — (4)) для плоскости симметрии или растекания:

$$(6) \quad \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y};$$

$$(7) \quad \rho u \frac{\partial w_z}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w_z}{\partial y} + \rho w_z^2 + j \frac{\rho u w_z}{x} = - \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right);$$

$$(8) \quad \frac{1}{x'} \frac{\partial u x'}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + w_z = 0.$$

В плоскости $x_0 = \text{const}$ задаются или экспериментальные профили скорости, или степенные профили проекции вектора скорости на направление линии тока внешнего течения $u_0 / u_{0e} = (y / Y)^{1/n}$ (индекс e означает принадлежность к внешней границе пограничного слоя, а индекс 0 — к исходным данным). Показатель степени n вычисляется согласно [10] по формуле $n = 2 / (H - 1)$, где H — формпараметр пограничного слоя. Профиль нормальной к направлению линий тока внешнего течения компоненты скорости w_0 задается в предположении о треугольной конфигурации профилей в плоскости годографа (u_0, w_0) [11]:

$$\frac{w_0}{u_{0e}} = \frac{u_0}{u_{0e}} \operatorname{tg} \beta_0 \quad \text{при} \quad \frac{u_0}{u_{0e}} < \frac{2\alpha_c}{\operatorname{tg} \beta_0 + 2\alpha_0},$$

$$\frac{w_0}{u_{0e}} = 2\alpha_0 \left(1 - \frac{u_0}{u_{0e}} \right) \quad \text{в остальном профиле.}$$

Профили u_0 и w_0 затем пересчитывались в профили u и w по следующим формулам: $v_0 = \sqrt{u_0^2 + w_0^2}$, $\alpha = \alpha_0 + \text{arctg}(w_0/u_0)$, $u/u_e = (v_0/v_{0e})\cos\alpha$, $w/u_e = (v_0/v_{0e})\sin\alpha$. По известным u и w профили третьей компоненты скорости v получались из численного решения уравнения, выведенного из уравнений (1) и (4) путем исключения из них производной $\partial u/\partial x$:

$$v \frac{\partial u}{\partial y} - u \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - u \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial u}{\partial y}.$$

Для описания двух компонент тензора напряжений Рейнольдса, входящих в выражения (5), вводится связь их с полем средних скоростей в форме, предложенной Буссинеском [10]:

$$-\overline{\rho u'v'} = \mu_x \partial u / \partial y, \quad -\overline{\rho w'v'} = \mu_z \partial w / \partial y.$$

Принято также предположение о локальной изотропности турбулентной вязкости, т.е. $\mu_x = \mu_y = \mu_z$. Турбулентная вязкость μ_t имеет вид

$$(9) \quad \mu_t = \rho l^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2}.$$

Входящая в (9) l определяется согласно [7] из соотношений

$$(10) \quad l = \begin{cases} ky \left[1 - \exp\left(-\frac{y\sqrt{\tau_p}}{\mu A}\right) + \exp\left(-\frac{y\sqrt{\tau_p} A_z}{Ah}\right) \right] & \text{при } y \leq \frac{\lambda \delta}{k}, \\ \lambda \delta & \text{при } y > \frac{\lambda \delta}{k}. \end{cases}$$

В (10) h — высота бугорков шероховатости; A , — постоянная, зависящая от типа шероховатости; $k = 0,4$ — постоянная Кармана; $\tau = \sqrt{\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2}$; τ_{xy} и τ_{yz} в области $y \leq \lambda \delta / k$ вычислялись следующим образом:

$$\tau_{xy} = (\tau_{xy})_w + y \frac{\partial p}{\partial x} + \rho \left(v \frac{\partial u}{\partial y} \right)_w y, \quad \tau_{yz} = (\tau_{yz})_w + y \frac{\partial p}{\partial z} + \rho \left(v \frac{\partial w}{\partial y} \right)_w y.$$

Здесь индекс w обозначает параметры на поверхности тела. Эти выражения получаются разложением τ_{xy} и τ_{yz} в ряд Тейлора вблизи поверхности тела с последующей подстановкой результатов в уравнения (1) и (3) соответственно. В [7] предлагается набор корректирующих функций для λ и A . В случае несжимаемых течений принимается $A = 26$, а

$$\lambda = \lambda_0 / (1 + \text{th}F),$$

где $\lambda_0 = 0,09$; $F = \sqrt{3,6 \cdot 10^{-5} \text{Re}_1} |\nabla \varphi| \delta_1^*$; $\varphi = (\delta_1^* / \tau_w) |\nabla P|$ — параметр равновесности Клаузера; $\text{Re}_1 = (u_\infty \rho_\infty \delta_1^*) / \mu_\infty$; $|\nabla \varphi| = \sqrt{(\partial \varphi / \partial x)^2 + (\partial \varphi / \partial z)^2}$. Для расчета ламинарных и переходных пограничных слоев вводится коэффициент перемежаемости γ аналогично [7]:

$$\gamma = 1 - \exp \left[-5,95 \left(\frac{x - x_b}{x_e - x_b} \right)^2 \right]$$

(x_b , x_e — координаты начала и конца зоны перехода от ламинарного течения к турбулентному). Таким образом, «суммарный» коэффициент вязкости $\mu_\Sigma = \mu + \gamma \mu_t$, а выражения (5) имеют вид

$$\tau_{xy} = \mu_\Sigma \frac{\partial u}{\partial y}, \quad \tau_{yz} = \mu_\Sigma \frac{\partial w}{\partial y}.$$

Величина δ_1^* , которая входит в корректирующие функции, представляет собой толщину вытеснения пространственного пограничного слоя, имеющую

тот же физический смысл, что и в случае плоского течения, и рассчитывается из уравнения [12]

$$(11) \quad \frac{\partial}{\partial x} (u_e \delta_{11}^* - v_e \delta_{11}^*) + \frac{\partial}{\partial z} (w_e \delta_{11}^* - v_e \delta_{12}^*) = 0.$$

Здесь $v_e = \sqrt{u_e^2 + w_e^2}$, а $\delta_{11}^* = \int_0^{\delta} (u_e - u) / v_e dy$ и $\delta_{12}^* = \int_0^{\delta} (w_e - w) / v_e dy$ отнесены к v_e , а не к u_e и w_e . Такая замена предотвращает расхождение интегралов при $w \rightarrow 0$. Следует отметить, что в пространственном течении интегралы δ_{11}^* и δ_{12}^* лишены какого-либо физического смысла и не являются компонентами толщины вытеснения. На поверхности растекания уравнение (11) примет вид

$$(12) \quad \frac{\partial}{\partial x} [u_e (\delta_{11}^* - \delta_{11}^*)] + \delta_{11}^* (w_z)_e - v_e (\delta_{12}^*)_z = 0,$$

где $(\delta_{12}^*)_z = \int_0^{\delta} \frac{(w_z)_e - w_z}{v_e} dy$.

Дифференциальные уравнения (1)–(4), (6)–(8), (11), (12) заменялись конечно-разностными аналогами с использованием неявной схемы второго порядка аппроксимации по координатам y и z и первого порядка по координате x . Полученные системы алгебраических уравнений решались маршевым методом по координатам x и z и векторной прогонкой по координате y . Расчетная сетка выбиралась исходя из условий конкретной задачи, задавалась жесткой по координатам x и z и подстраивалась по мере роста пограничного слоя по координате y . Шаг сетки допускается неравномерным по всем трем координатам. На основе данного алгоритма была составлена программа расчета для ЭВМ БЭСМ-6, по которой сделаны все представленные здесь расчеты.

Результаты расчетов. Расчеты проводились для двух конфигураций: пограничный слой на пластине с препятствием в виде вертикального цилиндра или профиля и течение на подветренной стороне треугольного полукрыла, установленного под углом атаки. Для этих течений имеются подробные экспериментальные данные, полученные в [11, 13], а также расчеты [14], выполненные с привлечением дифференциальной $k - \epsilon$ -модели турбулентности. Такие течения выбраны потому, что на конференции EUROMECH 60 [8] их рекомендовали в качестве контрольных задач для сопоставления различных методов расчета трехмерных пограничных слоев, так как именно в этих задачах характеристики течения зависят от всех трех координат.

Пластина с цилиндром. С целью проверки метода расчета и алгоритмов программы сначала был рассчитан ламинарный пограничный слой на пластине с препятствием в виде вертикального кругового бесконечного цилиндра. Внешнее течение для такой задачи определяется по формулам [15]

$$u_e = 1 - \frac{(\Delta z)^2 - (\Delta x)^2}{[(\Delta x)^2 + (\Delta z)^2]^2}, \quad w_e = -2 \frac{\Delta z \Delta x}{[(\Delta x)^2 + (\Delta z)^2]^2}.$$

Здесь $\Delta z = (z - z_0) / a$; $\Delta x = (x - x_0) / a$. Область расчета и начальные данные выбирались следующими: $x_0 / a = 7,492$, $a = 0,061$ м, $u_{\infty} = 30,5$ м/с, $L = 3,2192$ м, $z_k / a = 1,4$ (индексом ∞ отмечены параметры набегающего потока). На рис. 1 приведены результаты расчета местного коэффициента трения для пяти сечений ($z/a = 0; 0,5; 0,8; 1,0$ и $1,4$ — линии 1–5 соответственно, крестиками показаны данные [15], кружками — [16], треугольниками — [17]). Из сопоставления результатов проведенных расчетов с результатами других работ можно сделать вывод, что алгоритмы и программа работают правильно и можно перейти к проверке работоспособности предлагаемых соотношений для турбулентной вязкости.

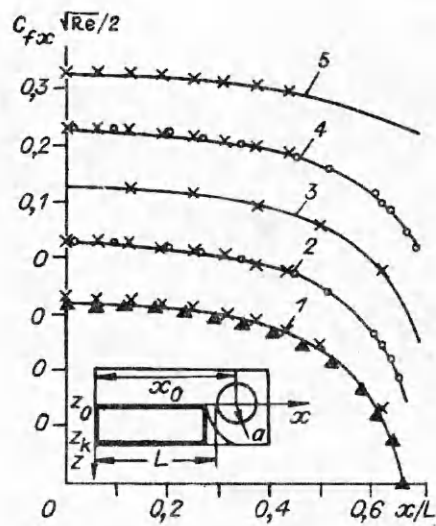


Рис. 1

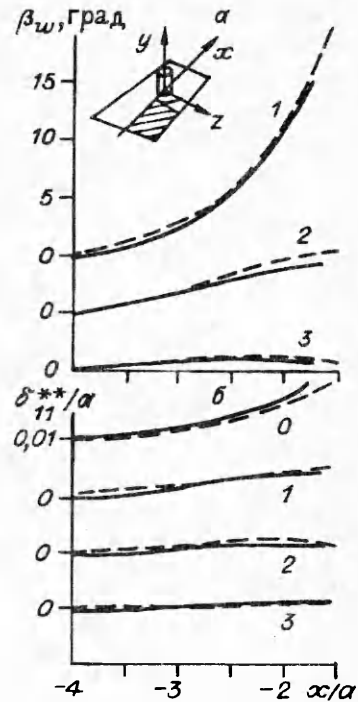


Рис. 2

Турбулентный пограничный слой для этой же задачи рассчитывался при начальных данных, как и в [14]: $Re_{11}^{**} = U_{\infty} \delta_{11}^{**} \rho_{\infty} / \mu_{\infty} = 50000$, $x/a = -4$, $\delta_{11}^{**} = 0,01a$, $H = 1,26$, $z_k/a = 3$. На рис. 2 приведены значения угла предельных линий тока (α) и x -компоненты толщины потери импульса δ_{11}^{**} (δ) (штриховые линии — данные [14]). Некоторые отличия от расчетов по более сложным моделям для турбулентной вязкости, а в [14] использовалась модель $k - \epsilon$, проявляются в более раннем (на расстоянии $x/a = -1,7$ от оси цилиндра), чем в [14] (при $x/a = -1,54$), положении линии отрыва. В остальном совпадение вполне удовлетворительное.

Пластина с профилем. Рассчитывался турбулентный пограничный слой на пластине с препятствием в виде симметричного бесконечного профиля [11], передняя секция которого образована круговым цилиндром с радиусом $a = 0,3048$ м. Расчет начинался с расстояния $x/a = -2,5$ от оси цилиндра

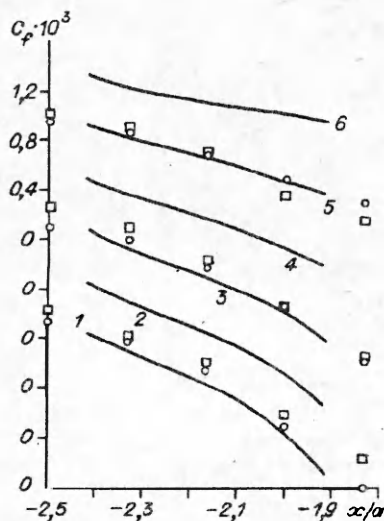


Рис. 3

и продолжался вплоть до линии отрыва. Скорость набегающего потока $u_{\infty} = 60,96$ м/с. В качестве начальных брались сглаженные экспериментальные профили скорости. Параметры внешнего течения рассчитывались из измеренного распределения коэффициента давления $C_p = (p - p_{\infty}) / (0,5 \rho_{\infty} U_{\infty}^2)$ и углов α отклонения линий тока внешнего течения от направления набегающего потока. На рис. 3 приведено распределение коэффициента трения C_f для шести сечений ($z/a = 0; 0,0833; 0,1667; 0,25; 0,3333; 0,4167$ — линии 1—6 соответственно, значки — эксперименты [11]). На рис. 4 и 5 показаны профили продольной компоненты скорости u/u_e и угла отклонения

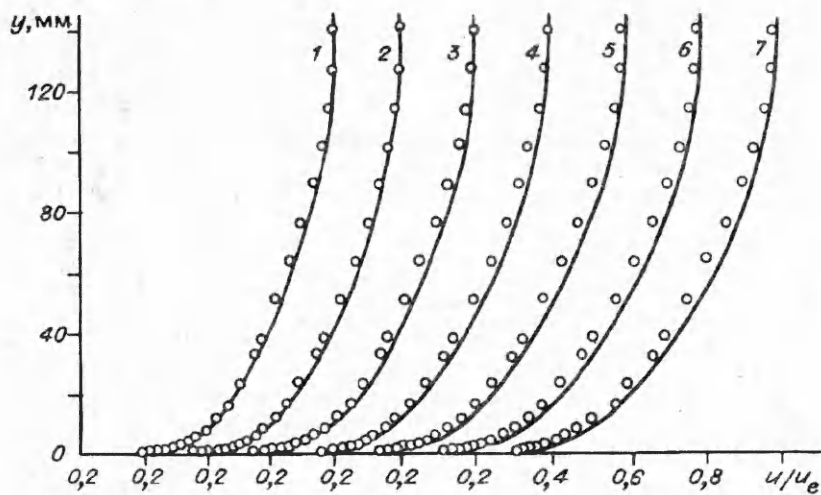


Рис. 4

местных линий тока по толщине пограничного слоя от направления линий тока внешнего течения β для одного сечения $z/a = 0,4167$ (сплошная линия — расчет, значки — эксперимент, профили 1—7 отвечают сечениям по координате x/a , отсчитываемой от оси цилиндра: $-2,42$; $-2,33$; $-2,25$; $-2,17$; $-2,08$; $-2,03$; $-1,93$). Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными в целом удовлетворительное. Наблюдается некоторое запаздывание рассчитанной величины разворота потока внутри пограничного слоя от измеренной в эксперименте при приближении к линии отрыва (примерно на 12%), но это может быть вызвано несовпадением направления набегающего потока и оси модели в эксперименте (около 1,16 см в начале пластины), что привело к заниженному, по сравнению с истинными условиями эксперимента, поперечному градиенту давления внешнего потока в расчете.

Треугольное крыло. В следующем примере рассчитывается турбулентный пограничный слой, индуцированный вихрем, который сходит с наветренной стороны треугольного полукрыла, установленного под углом атаки 8° (рис. 6). Вихрь затем присоединяется на подветренной стороне вблизи корневой хорды и вторично отрывается вблизи кромки крыла. Область расчета лежит между линией присоединения вихря на подветренной стороне

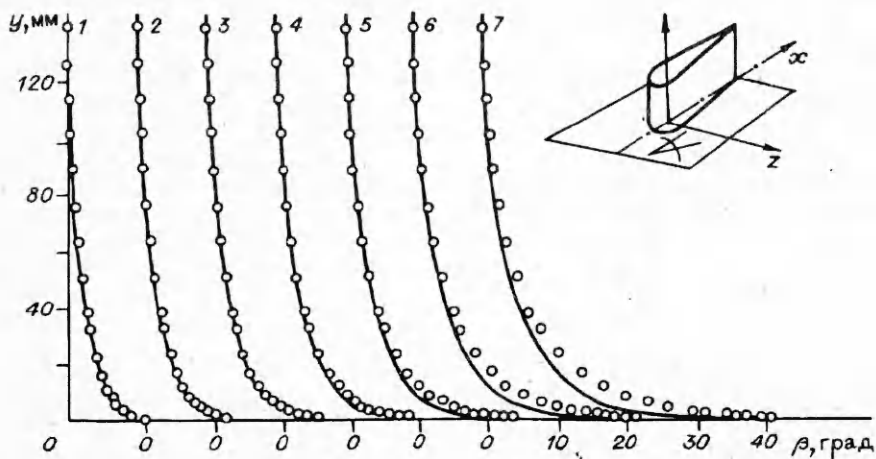


Рис. 5

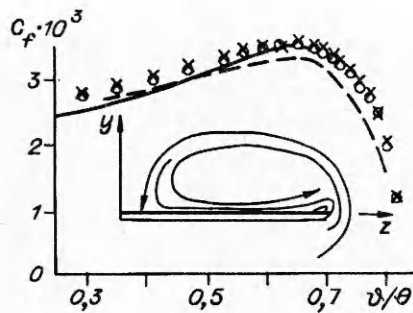


Рис. 6

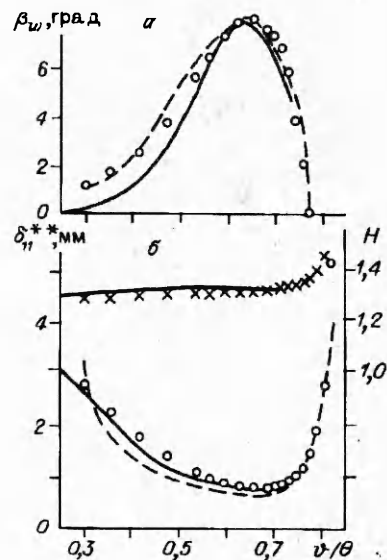


Рис. 7

и линией его отрыва. Данное течение исследовано экспериментально в [13] и рассчитано в [14] с использованием $k - \epsilon$ -модели турбулентности. Расчет велся в полярной системе координат в области $r = 2,53 - 5,53$ м и $\delta/\theta = 0,25 - 0,729$ при скорости набегающего потока $U_\infty = 60$ м/с. Однако в отличие от работы [14] условие коничности течения ($\partial p/\partial x = 0$, $\partial u_e/\partial x = 0$, $\partial w_e/\partial x = 0$) в расчете не использовалось, так как это не соответствовало экспериментальным данным (измеренные в эксперименте [13] значения коэффициента давления C_p не были постоянны вдоль крыла). Поэтому в расчете применялось измеренное в эксперименте распределение коэффициента давления C_p для задания внешнего течения. На рис. 6 показаны структура течения и результаты проведенных расчетов коэффициента поверхностного трения (сплошная кривая), результаты расчетов [14] (штриховая) и эксперимента [13] (значки). На рис. 7, а показаны углы отклонения линий тока вблизи стенки β_w , а на рис. 7, б приведены значения толщины потери импульса δ_{11}^{**} (кружки) и формпараметр пограничного слоя H (крестики). Сравнение приведено только для одного сечения, в котором проводились измерения в эксперименте. По оси абсцисс откладывается значение безразмерного полярного угла δ/θ ($\theta = 14^\circ$). Как следует из рис. 6, 7, результаты расчетов интегральных характеристик пограничного слоя удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными и результатами расчетов [14].

Таким образом, результаты проведенных расчетов позволяют сделать вывод о пригодности предлагаемой модели турбулентной вязкости для расчета пространственных несжимаемых пограничных слоев. В [7] эта модель использована для расчетов сжимаемых течений, а в [9] — для расчетов двумерных отрывных течений на основе теории пограничного слоя. Учитывая продемонстрированную пригодность такой модели для широкого диапазона условий, целесообразно проверить возможность ее использования и для расчетов сверхзвуковых отрывных течений на основе осредненных уравнений Навье — Стокса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reynolds W.C. Advances in the computation of turbulent flows // Adv. in Chem. Engng. — 1974. — V. 9.
2. Чеймберс Т.Л., Уилкокс Д.С. Критическое исследование двухпараметрических моделей для замыкания системы уравнений турбулентного пограничного слоя // РТК. — 1977. — Т. 15, № 6.

3. Федяевский К.К., Гиневский А.С., Колесников А.В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. — Л.: Судостроение, 1973.
4. Турбулентные течения в пограничном слое. Ч. 2. Расчетные и экспериментальные исследования. — М.: ЦАГИ, 1980. — № 575.
5. Трехмерные турбулентные пограничные слои. — М.: Мир, 1985.
6. Klinksiek W.F., Pierce F.J. A finite difference solution of the two and three-dimensional incompressible turbulent boundary layer equations // Trans. ASME. Ser. I. J. Fluids Engng. — 1973. — V. 95, N 3. — P. 445—458.
7. Долгов В.Н., Шулемович В.М., Шпак С.И. Турбулентная вязкость для расчета двумерных пограничных слоев в широком диапазоне градиентов давления, чисел Маха, Рейнольдса и параметров проницаемости. — Новосибирск, 1978. — (Препр. / АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 17).
8. Computation of Turbulent Boundary Layers — 1968: AFOSR — IFP — Stanford Conf.: Proc. — Stanford, Calif., 1969.
9. Гогиш Л.В., Долгов В.Н. Использование свойств автомодельности течения в зоне возвратных токов для моделирования течений с отрывом // Моделирование в механике: Сб. науч. тр. — Новосибирск: ВЦ; ИТПМ СО АН СССР, 1988.
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1969.
11. East L.F., Hoxey R.P. Low-speed three-dimensional turbulent boundary layer data. Pt 1, 2. — London, 1971. — (Rept and Memo / Aeron. Res. Council; N 3653).
12. Лойцянский Л.Г. Ламинарный пограничный слой. — М.: Физматгиз, 1962.
13. East L.F. Measurement of the three-dimensional incompressible turbulent boundary layer induced on the surface of a slender delta wing by the leading — edge vortex. — London, 1975. — (Rept and Memo / Aeron. Res. Council; N 3768).
14. Расторги А.К., Роди В. Расчет произвольных трехмерных турбулентных пограничных слоев // РТК. — 1978. — Т. 16, № 2.
15. Себеси Т. Расчет трехмерных пограничных слоев. II. Трехмерные течения в декартовых координатах // РТК. — 1975. — Т. 13, № 8.
16. Филло Дж.А., Барбэнк Р. Расчет трехмерных ламинарных пограничных слоев // РТК. — 1972. — Т. 10, № 3.
17. Ветлущая Л.М., Ветлущий В.Н. Ламинарный пограничный слой на пластине с препятствием // ЧММСС. — 1979. — Т. 10, № 3.

г. Новосибирск

Поступила 9/XII 1993 г.,
в окончательном варианте — 14/I 1994 г.

УДК 532.517.4

П.Г. Заец, А.Т. Онуфриев, Н.А. Сафаров, Р.А. Сафаров

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ, СООТВЕТСТВУЮЩИХ НАПРЯЖЕНИЮ ТРЕНИЯ И МОМЕНТАМ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА, В РАЗВИТОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ В ТРУБЕ

Анализ экспериментальных результатов по поведению спектров, соответствующих диагональным составляющим тензора рейнольдсовых напряжений [1], и привлечение свойств подобия обобщенной модели спектра изотропного потока [2, 3] показывают, что существует достаточно универсальное представление для упомянутых спектральных распределений. В энергосодержащем интервале волновое число при этом нормируется на величину продольного корреляционного интегрального масштаба. Неоднородность и неизотропия потока вносят систематические отклонения в спектральные распределения.

Использование интегрального масштаба в качестве характерной длины подобия содержится уже в формуле Кармана [4] и в работе [5] при выводе уравнения переноса для интегрального корреляционного масштаба. В связи с последним вопросом представляет интерес то, как будут вести себя спектры,

© П.Г. Заец, А.Т. Онуфриев, Н.А. Сафаров, Р.А. Сафаров, 1994