

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНЫХ ВОЛН С ПОГРАНИЧНЫМИ СЛОЯМИ ДЛЯ ТЕЧЕНИЯ В УГЛЕ СЖАТИЯ

И.Э. Иванов¹, И.А. Крюков², Е.В. Ларина³

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, 119991, Ленинские горы, 1-2

²Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва, 119526, проспект Вернадского, 101-1

³Московский авиационный институт, Москва, 125993, Волоколамское шоссе, 4

Аннотация

Выполняется проверка возможности моделирования двумерного высокоскоростного течения вблизи сжимающего угла на основе двухпараметрических и трехпараметрических моделей турбулентности (МТ). Рассматриваются два случая: сверхзвуковое и гиперзвуковое течение. Исследуется влияние параметров моделей турбулентности на положение отрыва, восстановленное давление за точкой присоединения и значение давления внутри отрывного пузыря.

NUMERICAL SIMULATION OF SHOCK WAVE TURBULENT BOUNDARY LAYER INTERACTION FOR COMPRESSION CORNER FLOW

I.E. Ivanov¹, I.A. Kryukov², E.V. Larina³

¹Lomonosov Moscow State University, Russia, Moscow, 119991

²Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences, Russia, Moscow, 119526

³Moscow aviation institute, Russia, Moscow, 125993

The validation of two-equation and three-equation turbulence models is performed. Two-dimensional high-speed compression corner flow with supersonic and hypersonic speeds are considered. The effect of turbulence models parameters on the separation location, recovery the pressure magnitude and the pressure plateau value in the developed separation bubble is studied.

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена моделированию высокоскоростного турбулентного течения при натекании потока на двумерный сжимающий угол. Подобные течения формируются в воздухозаборниках двигателей сверх- и гиперзвуковых летательных аппаратов. В силу своей актуальности это течение исследовалось различными методами: экспериментально [1], [2], численно на основе полуэмпирических RANS моделей турбулентности (МТ) [2] и на основе прямого численного моделирования (DNS) [3], [4]. В силу того, что DNS и LES требуют существенных вычислительных ресурсов, полуэмпирические RANS модели остаются основным подходом к изучению рассматриваемого типа течений. Данная работа направлена на получение представления о том, насколько результаты, получаемые при помощи двух- и трехпараметрических МТ, которые неплохо зарекомендовали при расчетах сверхзвуковых течений в соплах и струях [5,14,19], хорошо совпадают с экспериментальными данными по положению отрыва, по восстановлению давления за отрывом и другим характеристикам течения, а также какие параметры МТ оказывают влияние на точность результатов. Рассматриваемые варианты течения различаются скоростью набегающего потока (числом Маха), углом и числом

Рейнольдса и отобраны в качестве тестовых вариантов для исследования МТ [1].

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

При обтекании высокоскоростным потоком сжимающего угла ударная волна, сформированная наклонной поверхностью, взаимодействует с развивающимся вдоль поверхности турбулентным пограничным слоем. При достаточно большом значении угла между горизонтальной и наклонной плоскостью образуется локальная отрывная зона с обратным течением. Присоединение потока происходит на наклонной плоскости, после чего вновь образуется турбулентный пограничный слой с нулевым градиентом давления. С точки зрения моделирования турбулентности такие течения могут осложняться рядом факторов, в частности, ненулевым продольным градиентом давления, кривизной линий тока, объемным сжатием. Турбулентность усиливается за счет взаимодействия с быстро сжимающимся течением в пределах пограничного слоя и за счет взаимодействия с ударной волной во внешнем потоке. Поэтому вблизи сжимающего угла необходим подбор МТ, правильно учитывающей неравновесность и сжимаемость турбулентности, особенно в случае гиперзвуковых скоростей.

Задача описывается системой осредненных по Фавру уравнений Навье–Стокса в двумерном случае и уравнений МТ. Для решения полученной системы используется метод повышенного порядка точности TVD типа (второго или третьего порядка по пространству вдали от экстремумов), точный решатель задачи Римана и метод Рунге–Кутты второго порядка точности для аппроксимации по времени [5]. Среди рассматриваемых МТ различные варианты $k-\varepsilon$ моделей, описанные в [6–10], низкорейнольдсовый вариант $k-\omega$ модели [11] и трехпараметрическая $k-\varepsilon-\mu_t$ модель, включающая два уравнения стандартной $k-\varepsilon$ модели [12] без учета сжимаемой диссипации и релаксационное уравнение для неравновесной турбулентной вязкости:

$$\frac{\partial \mu_t}{\partial t} + \frac{\partial u_i \mu_t}{\partial x_i} = c_\tau \frac{k}{\varepsilon} (\mu_{tE} - \mu_t) \quad (1)$$

Эта трехпараметрическая модель турбулентности построена по аналогии с «lag»-моделью ($k-\omega-\mu_t$) [13], а постоянная подобрана в диапазоне [0.01,15] для задачи отрывного течения в плоском сопле (см. [14]) и равна 0.75. Учет сжимаемости двухпараметрическими МТ обеспечивается различными моделями сжимаемой диссипации [15–17]. Во всех случаях на рисунках экспериментальные данные отмечены кружочками, а полученные результаты расчетов различными линиями.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Сверхзвуковой сжимающий угол

В первом расчетном случае [18] экспериментально исследовались четыре значения угла наклонной поверхности: 8°, 16°, 20°, 24°. Параметры набегающего потока: число Маха набегающего потока 2.85, число Рейнольдса на 1 м длины 7.3×10^7 , давление торможения 6.8 атм, температура торможения 268°К. На стенке задавались адиабатические граничные условия, толщина потери импульса при $x = -50.8$ мм равна 0.12 ($x = 0$ соответствует положению угла). Расчет проводился для углов 16°, 20°, 24°, а длина пластины определялась по толщине потери импульса. Использовалась сетка 600×150 ячеек со сгущением к стенке. Горизонтальная пластина в данном течении имеет большую длину, вследствие чего разрешение сетки в окрестности $x = 0$ (136.7 см от края пластины и 138.7 см от начала расчетной области) мало для получения хороших результатов. Этим объясняется некоторая немонотонность решения, наблюдаемая на рис.1–6. На рис. 1 дана качественная картина течения вблизи угла при достаточно большой величине угла: набегающий пограничный слой отрывается от пластины, образуется отрывной пузырь, присоединяющийся на наклонной части. От точек отрыва и присоединения отрывного пузыря отходят порожденные кривизной пузыря веера волн сжатия, сливающиеся в некоторой точке вдали от стенки с косою ударной волной, порожденной самим сжимающим углом. Искривленность линий веера объясняется особенностями графики.

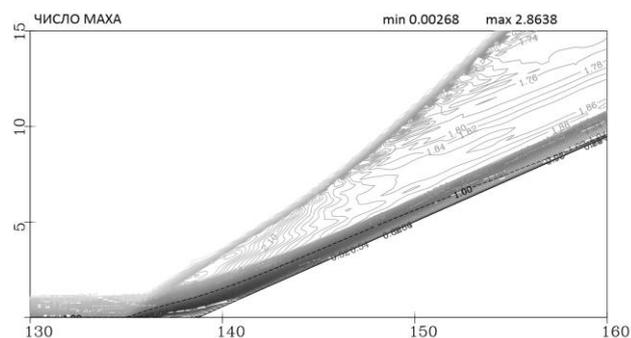


Рис.1. Поле числа Маха при обтекании сжимающего угла 24° [18]

В случае полностью присоединенного течения все МТ дают хорошее совпадение с экспериментальными данными по уровню статического давления на пластине, восстановленному давлению и наклону давления вблизи угла. На рис. 2 показаны результаты расчетов на основе различных $k-\varepsilon$ моделей с учетом сжимаемости, $k-\omega$ и трехпараметрической модели.

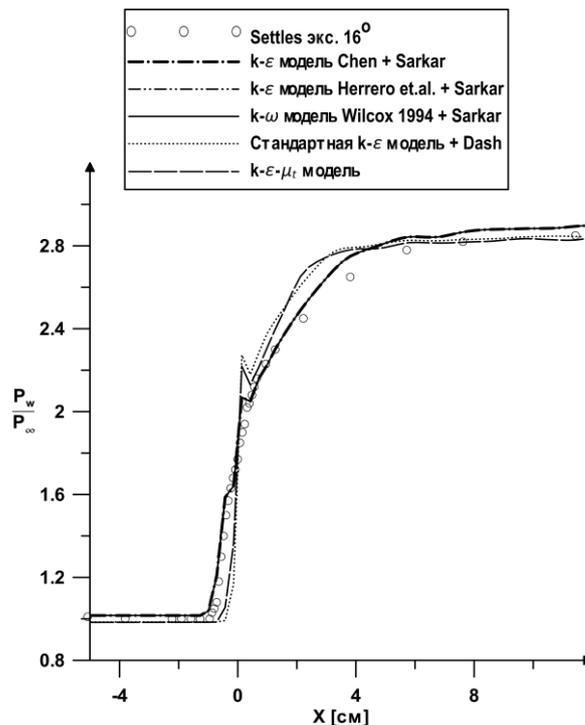


Рис. 2. Распределение статического давления вдоль стенки, сжимающий угол 16° [18]

Видно, что в данном случае статическое давление, полученное по трехпараметрической модели, мало отличается от давления, полученного по базовой двухпараметрической модели, где наблюдается немного более крутой наклон вблизи угла.

В случае угла 20° наиболее точные результаты и по положению отрыва, и по наклону распределения давления до его полного восстановления дают RNG [9] и $k-\varepsilon$ модели [7] (рис 3).

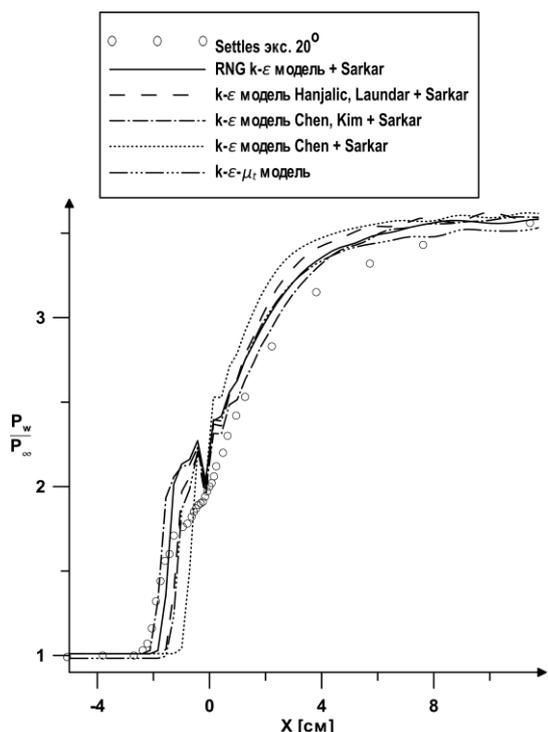


Рис. 3. Распределение статического давления вдоль стенки, сжимающий угол 20° [18]

Случай развитого отрывного течения с углом 24° приведен на рис. 4, где показаны результаты расчета с использованием трехпараметрических моделей.

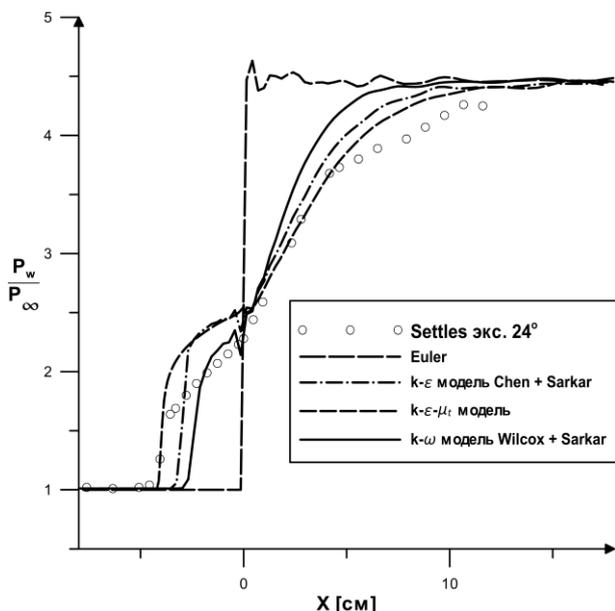


Рис. 4. Распределение статического давления вдоль стенки, сжимающий угол 24° [18], расчет по трехпараметрическим МТ

Видно, что данные МТ не лишены недостатков двухпараметрических моделей, но позволяют получать хорошее совпадение по длине отрывной зоны и уровню давления за отрывом. Восстановленное давление больше экспериментального, но оно согласуется с теоретическим значением для невязкого случая. На рис. 5 показано влияние модели сжимаемой диссипации.

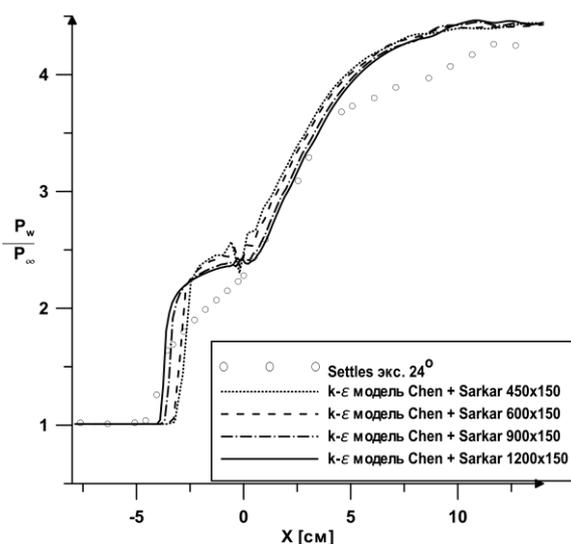


Рис. 5. Влияние сгущения сетки в продольном направлении на статическое давление вдоль стенки, 24° [18], k-ε модель [19]

Видно, что сжимаемость существенно влияет на положение отрыва и наклон распределения давления на наклонной поверхности угла. В данном случае для k-ε модели [19] проводилось исследование влияния параметров набегающей турбулентности, значения постоянных, ограничивающих уровень диссипации и уровень неравновесности (то есть отношения порождения к диссипации), используемых ограничителей, используемого решателя задачи Римана, которое показало (на данных рисунках не приводится) что их влияние пренебрежимо мало. Оказывается, что в данном случае продольный градиент давления в отрывном пузыре значительно меньше, чем в эксперименте, и на его значение продольное (см. рис. 5) и поперечное сгущение (рис. 6) сетки не оказывают существенного влияния.

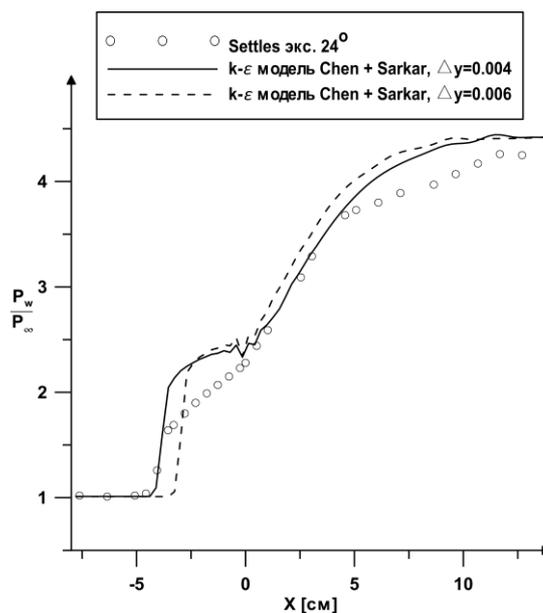


Рис. 6. Влияние сгущения сетки в поперечном направлении на статическое давление вдоль стенки, 24° [18], k-ε модель [19]

Показанные результаты выбраны таким образом, чтобы безразмерное расстояние до стенки соответствовало логарифмическому подслою. Видно, что при сгущении сетки в продольном направлении положение отрыва смещается к экспериментальной точке отрыва. То же самое имеет место и при сгущении к стенке.

На рис. 7 показано влияние модели сжимаемой диссипации.

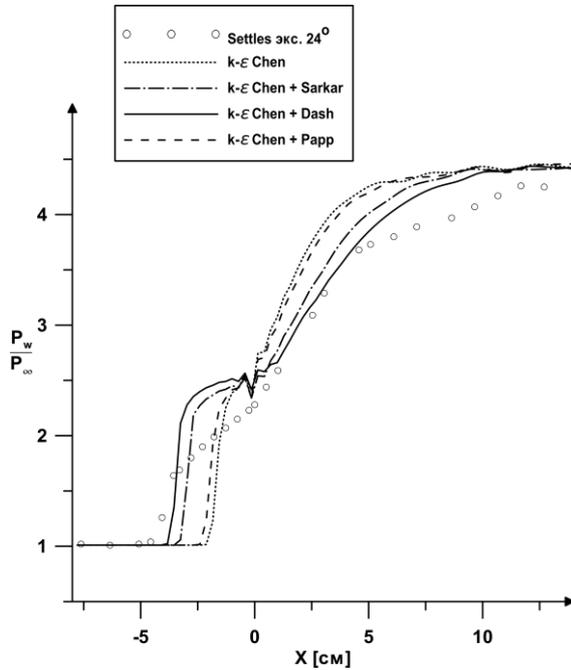


Рис. 7. Влияние модели сжимаемой диссипации на статическое давление вдоль стенки, 24° [18], $k-\epsilon$ модель [19]

Видно, что сжимаемость существенно влияет на положение отрыва и наклон распределения давления на наклонной поверхности угла. Наилучшим образом проявили себя модели сжимаемой диссипации [15], [16], что согласуется с [19], где данные модели сжимаемой диссипации отмечены как лучшие для сверхзвуковых струй и отрывных течений в соплах. В данном случае для $k-\epsilon$ модели [19] проводилось исследование влияния параметров набегающей турбулентности, значения постоянных, ограничивающих уровень диссипации и уровень неравновесности (то есть отношения порождения к диссипации), используемых ограничителей, используемого решателя задачи Римана, которое показало (на данных рисунках не приводится) что их влияние пренебрежимо мало.

Сравнение статического давления вдоль нормали к стенке, полученного по наилучшей высокорейнольдсовой $k-\epsilon$ модели [19], которая даёт наиболее приемлимые результаты, и трехпараметрической $k-\epsilon-\mu_t$ модели, приводится на рис. 8. Видно, что результаты моделирования довольно заметно отличаются от экспериментальных данных, как внутри области отрыва, так и после присоединения течения. Давление вблизи стенки завышено для обеих моделей практически во всех точках, где проводились измерения, за исключением точки $x = -0.0305$ м, что может быть связано с запаздыванием отрыва. Трехпараметрическая модель в области отрыва (графики от $x = -0.0305$ м до $x = 0.0102$ м) с

высокой точностью воспроизводит положение градиента давления; и после точки присоединения трехпараметрическая модель несколько снижает точность, но остается точнее двухпараметрической модели.

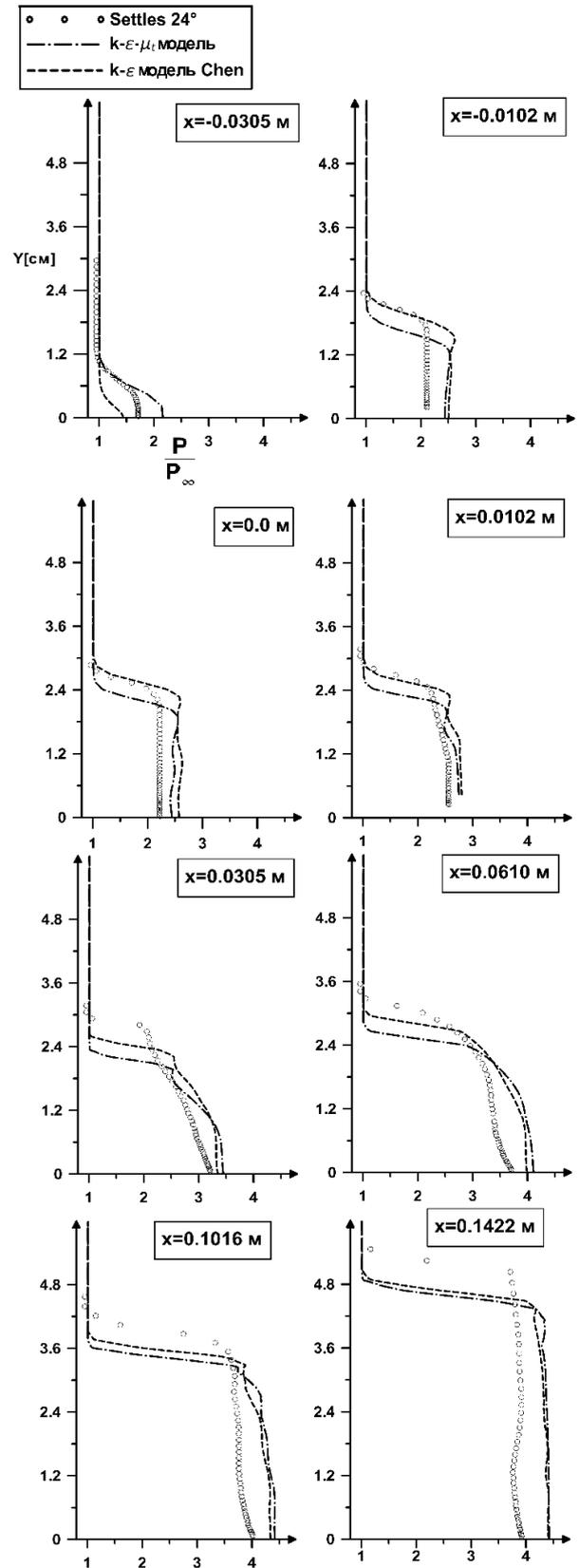


Рис. 8. Распределение статического давления вдоль нормали к стенке, $k-\epsilon$ модель [19] и $k-\epsilon-\mu_t$ модель

3.2. Гиперзвуковой сжимающий угол

Во втором расчетном случае используются данные работы [20], в которой исследовались четыре значения углов наклонной поверхности: 15°, 30°, 34°, 38°. Тепловые потоки на стенке опубликованы в отдельной работе [21]. Параметры течения: число Маха набегающего потока 9.22, число Рейнольдса на 1м длины 4.7×10^5 , температура торможения 1070°K, $T_\infty = 64.5^\circ\text{K}$, изотермическая стенка с температурой 295°K. Длина пластины до угла равна 56 см (от начала расчетной области до угла 58 см). Расчеты проводились для углов 15°, 38° на сетке 300x100 ячеек со сгущением к стенке.

Безотрывное течение (рис. 9) большинство рассмотренных моделей турбулентности описывают достаточно точно. Случай отрывного течения представляет больший интерес с точки зрения проверки моделей турбулентности. В [2] отмечалось, что область взаимодействия близка к точке перехода и это приводит к сильной зависимости длины области отрыва от числа Рейнольдса по сравнению с равновесными турбулентными пограничными слоями, которые требуют, чтобы области между точкой перехода и областью взаимодействия была порядка 50÷100 толщин пограничного слоя.

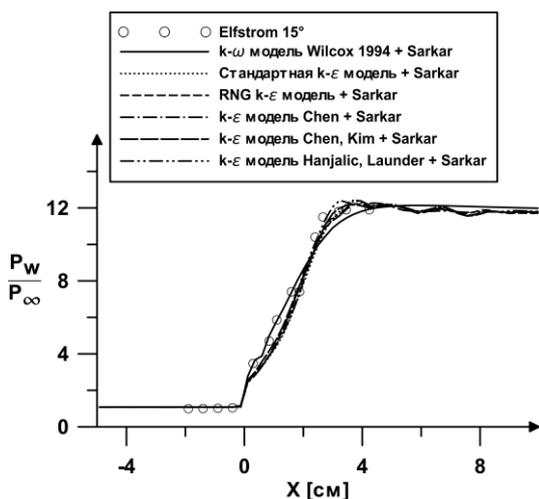


Рис.9. Статическое давление вдоль стенки при обтекании сжимающего угла 15° [20]

На рис. 10–11 приведена качественная картина течения в форме полей чисел Маха и логарифма статического давления, полученные в случае угла 38° с использованием трехпараметрической модели. Звуковая линия столь близка к стенке, что в данном масштабе едва заметна, в отличие от предыдущего случая (рис. 1), где от области отрыва и по большей части наклонной плоскости она хорошо видна (пунктир). Гиперзвуковой пограничный слой занимает значительную часть течения, и веера волн разрежения, порождаемые в точке отрыва, прижимаются к отрывному пузырю. Слияние вееров волн и ударной волны происходит близко к стенке, что приводит к большим градиентам давления вблизи стенки.

На рис. 12 приведены распределения статического давления, полученные с использованием $k-\omega$ модели [11] и $k-\epsilon$ модели для низких чисел Рейнольдса [10].

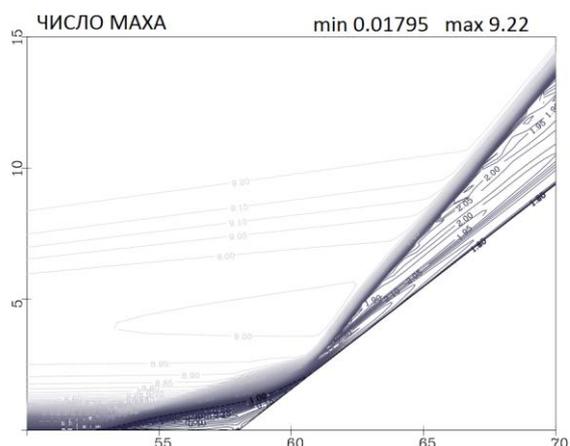


Рис. 10. Поле числа Маха [20], $k-\epsilon-\mu_t$ модель

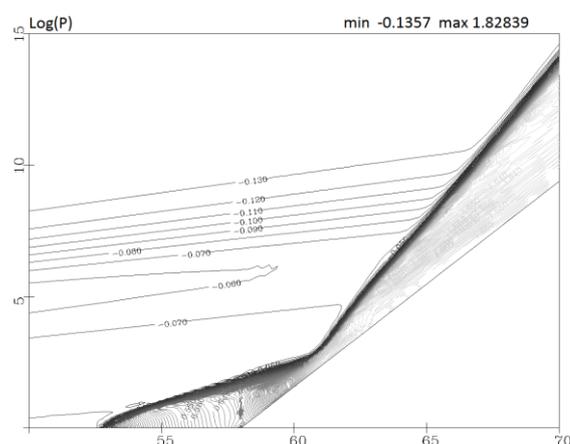


Рис. 11. Поле логарифма статического давления [20], $k-\epsilon-\mu_t$ модель

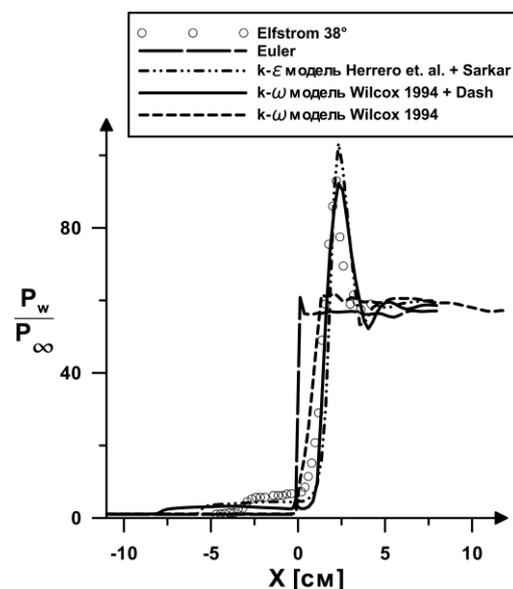


Рис. 12. Статическое давление вдоль стенки 38°, [20], низкорейнольдсовые модели

Видно, что и уровни давления, и градиент давления согласуются с экспериментом, но длина отрывной области довольно значительно завышена. Следует отметить, что большинство исследовавшихся низкорейнольдсовых МТ приводят к высокой чувствительности

течения к некоторым особенностям моделей, в частности, к модели сжимаемости.

Для оценки влияния сетки на результаты расчетов были построены две сетки со сгущением. В первом варианте сетки высота первой ячейки у стенки $\Delta y_{\min} = 0.04$ была постоянной. Во втором варианте Δy_{\min} линейно уменьшалась вблизи угла до 0.004. На рис. 13 показаны распределения y^+ вдоль стенки вблизи угла для двух вариантов сетки.

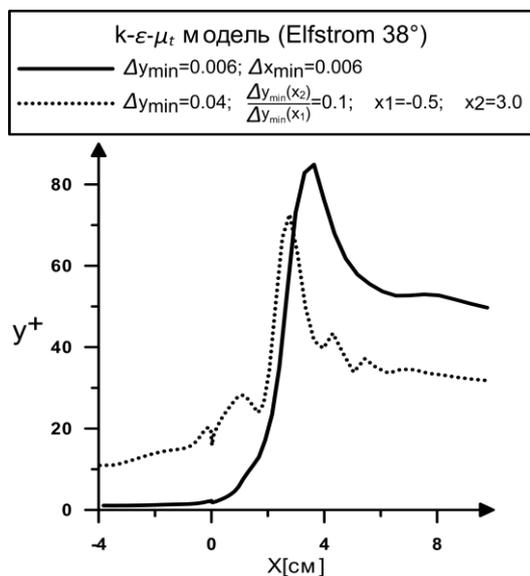


Рис. 13. Распределение безразмерного расстояния до стенки y^+ , [20], $k-\epsilon-\mu_t$ модель, два варианта сетки

Второй вариант сетки позволяет обеспечить приемлемое y^+ в первой ячейке сетки в интересующей области – области отрыва и взаимодействия ударной волны и пограничного слоя. На рис. 14 представлено статическое давление, рассчитанное по высокорейнольдсовым моделям турбулентности.

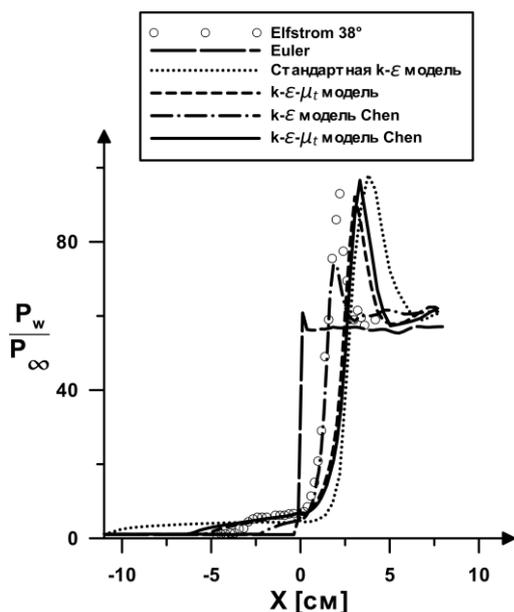


Рис. 14. Статическое давление вдоль стенки 38° [20], высокорейнольдсовые модели

Видно, что трехпараметрическая $k-\epsilon-\mu_t$ модель достаточно точно предсказывает значение давления в отрывном пузыре, приводит к более раннему отрыву и более позднему скачку давления, в то время как $k-\epsilon$ модель [19], напротив, приводит к раннему отрыву и занижает значение скачка давления (рис. 14). Сочетание данных моделей не приводит к улучшению результатов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена задача моделирования взаимодействия ударных волн с пограничным слоем в случаях высокоскоростного обтекания сжимающего угла. Показано, что с использованием рассмотренных двухпараметрических и трехпараметрических моделей можно получить приемлемое соответствие между экспериментальными и расчетными значениями длины отрывной зоны и значения восстановленного давления. Среди наиболее удачных МТ для расчета отрывных течений при обтекании сжимающего угла можно отметить высокорейнольдсовые модели: двухпараметрическую $k-\epsilon$ модель [19] с моделью сжимаемой диссипации [15] и трехпараметрическую $k-\epsilon-\mu_t$ модель без учета сжимаемой диссипации.

В дальнейшем планируется перейти к расчетам гиперзвуковых течений вблизи тел более сложной формы [22,23].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-01-00711a).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- МТ — модель турбулентности;
- μ_t — неравновесная турбулентная вязкость, кг/(м·с);
- μ_{tE} — равновесная турбулентная вязкость (определяется по алгебраическому выражению базовой двухпараметрической модели турбулентности), кг/(м·с);
- k — кинетическая энергия турбулентности, м²/с²,
- ϵ — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, м²/с³;
- c_t — эмпирическая постоянная трехпараметрической модели турбулентности, безразмерная величина;
- ω — средняя частота турбулентных пульсаций, 1/с;
- t — время, с;
- x_i — координата, м;
- \bar{u}_i — i -я компонента осредненного по Фавру вектора скорости, м;
- T_∞ — температура набегающего потока, К;
- Δy_{\min} — величина, управляющая сгущением сетки в направлении к стенке, безразмерная.

Индексы:

- i — номер направления в трехмерном пространстве;
- t — обозначение турбулентной величины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Settles G.S., Dodson L.J. Hypersonic Shock/Boundary-Layer Interaction Database // NASA Contractor Report 177577, 1991.
2. Roy C. J., Blottner F. G. Review and Assessment of Turbulence Models for Hypersonic Flows: 2D/Axisymmetric Cases // AIAA Pap. 2006-0713, 2006.
3. Martin M. P. Preliminary DNS Database of Hypersonic Turbulent Boundary Layers // AIAA Pap. 2003-3726, 2003.

4. Pruet C. D., Chang C-L Spatial Direct Numerical Simulation of High-Speed Boundary- Layer Flows Part II: Transition on a Cone in Mach 8 Flow // *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, 1995, 7, 397-424.
5. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Метод расчета турбулентных сверхзвуковых течений // *Математическое моделирование*, 21, 12, 2009, 103–121.
6. Chen Y.S. Applications of a new wall function to turbulent flow computations // *AIAA Pap.* 86-0438, 1986.
7. Chen Y.S., Kim S.W. Computation of turbulent flows using an extended k-ε turbulence closure model // *NASA Contractor Report* 179204, 1987.
8. Hanjalic K., Launder B.E. A Reynolds-stress model of turbulence and its application to thin shear flows // *J. Fluid Mech.*, 1972, 52, 609-638.
9. Yakhot V., Orszag S.A., Thangam S., Gatski T.B., Speziale C.G. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique // *Physics of Fluids*, 1992, 4, 7, 1510-1520.
10. Herrero J., Grau F.X., Grifoll J., Gilart F. A new wall k-ε formulation for high Prandtl number heat transfer // *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1991, 34, 3, 711–721.
11. Wilcox D. *Turbulence Modeling for CFD* // DCW Industries, Inc., Griffin Printing, Glendale, California, 1994.
12. Launder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flows // *Computer Meth. Appl. Mech. Engn.*, 1974, 3, 3, 269–289.
13. Olsen M.E., Coakley T.J. The lag model, a turbulence model for non-equilibrium flows // *AIAA Pap.* 2001-2564, 2001.
14. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Численное моделирование отрывных течений в соплах. // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2010. Т.9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-024.pdf>
15. Sarkar S., Erlebacher G., Hussaini M.Y., Kreiss H.O. The analysis and modelling of dilatational terms in compressible turbulence // *J. Fluid Mech.*, 1991, 227, 473–493.
16. Dash S.M., Kenzakowski D.C., Seiner J.M., Bhat T.R.S. Recent advances in jet flow field simulation. Part I – Steady flow // *AIAA Pap.* 93-4390, 1993.
17. Papp Jr.W.J., Maher M.H., Baker R.F. Use of shredded tires in the subbase layers of asphalt pavements // *ASTM STP 1275, Testing Soil Mixed with Waste or Recycled Materials*, 1997, 286–298.
18. Settles G.S., Fitzpatrick T.J., Bogdonoff S.M. Detailed Study of Attached and Separated Compression Corner Flowfield in High Reynolds Number Supersonic Flow // *AIAA J.*, 1979, 17, 6.
19. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Моделирование турбулентности в сверхзвуковых струйных течениях // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2010. Т.9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-023.pdf>
20. Elfstrom G.M. Turbulent Hypersonic Flow at a Wedge-Compression Corner // *J. Fluid Mech.*, 1972, 53, 113–127.
21. Coleman G. T., Stollery J. L. Heat transfer from hypersonic turbulent flow at a wedge compression corner // *J. Fluid Mech.*, 1972, 56, 4, 741–752.
22. Котов М.А., Кузенов В.В. Создание сложных поверхностей гиперзвуковых летательных аппаратов системами САПР // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2010. Т.9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-039.pdf>
23. Суржиков С.Т. Расчет обтекания модели космического аппарата MSRO с использованием кодов NERAT-2D и NERAT-3D // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2010. Т.9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-003.pdf>