

УДК 532.517.4

© 1996 г. А.Д. САВЕЛЬЕВ

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТСОСА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Представлены результаты численного решения уравнений Навье – Стокса, дополненных дифференциальной моделью турбулентности, для задачи отсоса газа из турбулентного потока, обтекающего пластину. В диапазоне чисел Маха от 0,8 до 1 рассмотрено влияние отсоса различной интенсивности на параметры течения в окрестности зоны отсасывания и ниже по течению.

Отсос потока через перфорированную поверхность является одним из немногих механизмов, способных эффективно воздействовать на параметры газа в пристеночной области течения. Уменьшение толщины пограничного слоя, вызванное отсосом, способствует предотвращению нежелательного отрыва потока, затягиванию перехода ламинарного течения к турбулентному и т.д. Из соображений общности решение подобных задач целесообразно проводить на основе уравнений Навье – Стокса вязкого сжимаемого газа. Примером может служить [1], где моделируется устранение с помощью отсоса возвратно-циркуляционной зоны, вызванной взаимодействием косога скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем на пластине. Ниже обсуждаются результаты численного решения задачи отсоса газа из околосзвукового турбулентного потока, обтекающего пластину. Целью проведенных расчетов было получение количественных данных по влиянию интенсивности отсоса на параметры потока ниже по течению от зоны отсасывания.

Рассматривается двумерное стационарное обтекание околосзвуковым потоком вязкого газа элемента плоской пластины. Течение описывается системой безразмерных по параметрам набегающего потока и характерному линейному размеру уравнений Навье – Стокса, включающей уравнения неразрывности, импульса и энергии

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j + \sigma_{ij}) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho E u_j + u_j \sigma_{ij} - q_j) = 0$$

где t, x_j – время и декартовы координаты, ρ, u_j, E – соответственно осредненные по времени среднемаховые плотность, компоненты скорости и полная энергия $E = \gamma^{-1} h + 0,5 u_j u_j$, $h = c_p T$ – энтальпия (c_p – теплоемкость при постоянном давлении, γ – отношение удельных теплоемкостей, T – температура).

Тензор вязких напряжений σ_{ij} и тепловой поток q_j выглядят следующим обра-

ЗОМ:

$$\sigma_{ij} = \delta_{ij} P - \text{Re}^{-1} \left(2\mu \left[S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_k} u_k \delta_{ij} \right] + \sigma_{ij}^T \right)$$

$$q_j = \text{Re}^{-1} \left(\mu \text{Pr}^{-1} \frac{\partial}{\partial x_j} h - q_j^T \right)$$

где тензор реинольдсовых напряжений σ_{ij}^T , турбулентный поток тепла q_j^T и тензор скоростей деформации S_{ij} имеют вид

$$\sigma_{ij}^T = 2\mu \left[S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_k} u_k \delta_{ij} \right], \quad q_j^T = -\mu_T \text{Pr}_T^{-1} \frac{\partial}{\partial x_j} h$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Здесь $P = \gamma^{-1}(\gamma - 1)\rho h$ – давление, μ и μ_T – коэффициенты молекулярной и вихревой вязкостей, Pr и Pr_T – ламинарное и турбулентное числа Прандтля, Re – число Рейнольдса, i, j, k везде равны 1,2. Система уравнений дополняется зависимостью коэффициента молекулярной вязкости от энтальпии потока в виде формулы Сазерленда. В расчетах $\gamma = 1,4$, $\text{Pr} = 0,72$ и $\text{Pr}_T = 0,9$.

Расчет турбулентных параметров течений производится на основе дифференциальной двухпараметрической $q - \omega$ -модели Кокли [2]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho q) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho q u_j) - \text{Re}^{-1} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \text{Pr}_q^{-1} \mu_T) \frac{\partial q}{\partial x_j} \right] = H_q$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega u_j) - \text{Re}^{-1} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \text{Pr}_\omega^{-1} \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] = H_\omega$$

$$H_q = 0,5\rho q \left(C_\mu f S \omega^{-1} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} - \omega \right), \quad H_\omega = \rho \left[C_1 \left(C_\mu S - \frac{2}{3} \omega \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - C_2 \omega^2 \right]$$

$$S = 2 \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad f = [1 - \exp(-\alpha R_T)] (1 + \beta \chi)^{-1}$$

$$\chi = (C_\mu S \omega^{-2})^{1/2} - 1, \quad R_T = \text{Re} \rho q^2 \cdot (\mu \omega)^{-1}, \quad C_1 = 0,045 + 0,405 f$$

$$C_2 = 0,92, \quad \text{Pr}_q = 1, \quad \text{Pr}_\omega = 1,3, \quad C_\mu = 0,09, \quad \alpha = 0,0018, \quad 0 < \beta < 1$$

Коэффициент турбулентной вязкости определяется по формуле

$$\mu_T = \text{Re} C_\mu f \rho q^2 \omega^{-1}$$

Параметр q представляет собой квадратный корень из кинетической энергии турбулентности и обезразмеривается по модулю скорости набегающего потока. Псевдозавихренность ω имеет размерность единицы на время и обезразмеривается по скорости, поделенной на характерный линейный размер.

Рассматриваемая область течения представляет собой прямоугольник, одна из сторон которого ($y = 0$) является обтекаемой поверхностью. В качестве начального приближения используются заранее посчитанные параметры турбулентного течения с числом Маха M_1 , давлением P_1 и толщиной развитого пограничного слоя δ . На левой границе ($x = 0$) используются дозвуковые граничные условия на основе решения характеристического уравнения

$$\frac{\partial z}{\partial t} + (u - a) \frac{\partial z}{\partial x} = 0, \quad z = \rho(2a - \gamma u)(2\gamma a)^{-1}$$

(u – параллельная поверхности компонента вектора скорости, a – скорость звука) и постоянных для каждой точки граничной линии полной энтальпии, полного давления, угла наклона вектора скорости, параметров q и ω . На других внешних границах используется экстраполяция параметров потока по внутренним узлам области. На пластине ставятся условия прилипания для скорости, температура, равная температуре торможения, и плотность, определяемая путем решения на стенке уравнения неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

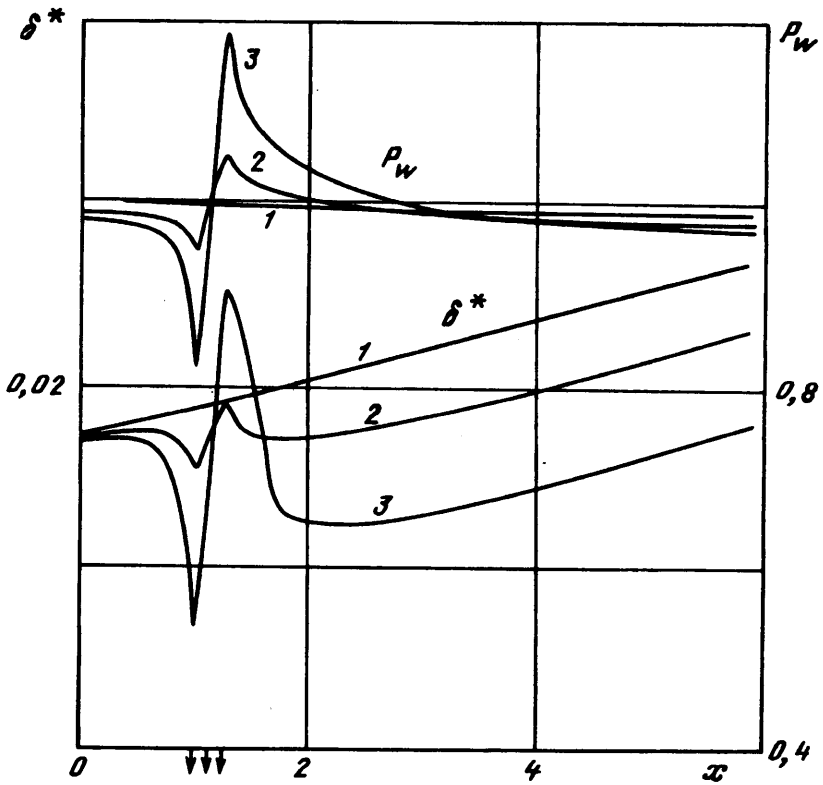
где v – вертикальная составляющая вектора скорости. Кинетическая энергия турбулентности на пластине, в том числе и на участке отсоса, полагается равной нулю. Для параметра ω ставится условие равенства нулю его первой производной по нормали к поверхности. На участке с "перфорацией" задается скорость отсоса u_s .

Решение находится методом установления с помощью конечно-разностной схемы [3], обладающей третьим порядком аппроксимации конвективных и вторым вязких членов исходных уравнений по пространственным координатам. Расчеты проводятся на неравномерной сетке, узлы которой сгущаются в областях ожидаемых больших градиентов параметров потока. В данном случае прямоугольная разностная сетка содержала 80×36 узлов, на зону всасывания приходилось 11 узлов.

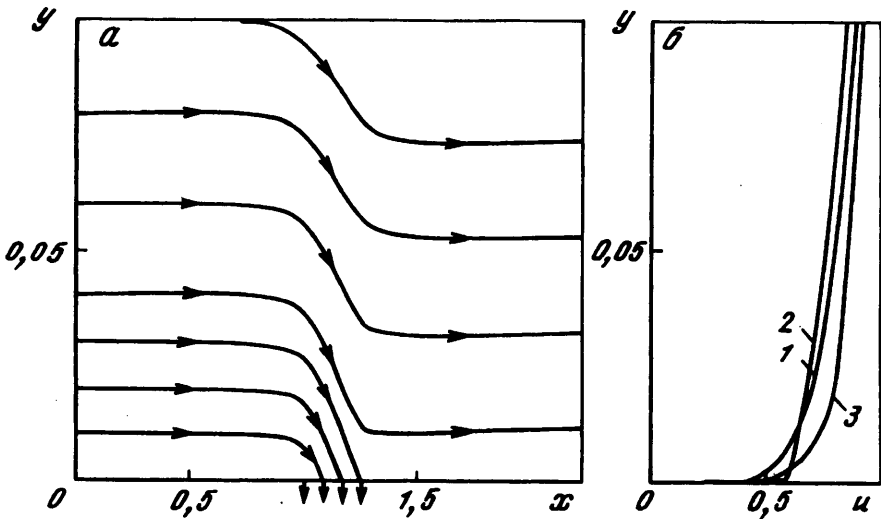
В качестве характерных параметров принималась длина 1 м и скорость газа в удаленной от поверхности части набегающего потока. Размеры области интегрирования составляли шесть характерных длин вдоль поверхности и две поперек. Участок отсоса протяженностью 0,25 располагался на расстоянии одной длины от левой границы. Расчеты велись в диапазонах чисел Маха от 0,8 до 1 и Рейнольдса от $5 \cdot 10^6$ до 10^7 . Скорость отсоса u_s варьировалась от 0 до $-0,1$. Начальная толщина пограничного δ слоя составляла около 0,1.

Полученные результаты показывают, что отсос газа из пограничного слоя приводит к отклонению основного потока в сторону зоны отсасывания и ускорению течения тем более сильному, чем больше скорость u_s . При уменьшении числа Re влияние отсоса возрастает, а при увеличении – снижается.

Распределения на поверхности относительного давления P_w и толщины вытеснения пограничного слоя δ^* в зависимости от значения продольной координаты x для $M_1 = 0,9$ и $Re = 5 \cdot 10^6$ представлены на фиг. 1. Зона отсасывания отмечена стрелочками. Решение без отсоса отмечено цифрой 1, 2 – при скорости отсоса $u_s = -0,03$ и 3 – при $u_s = -0,1$. Отсасывание газа вызывает уменьшение давления и толщины пограничного слоя на левой границе зоны "перфорации". За участком отсоса поток подтормаживает. Здесь наблюдаются максимальные значения давления и увеличение толщины вытеснения. Несколько ниже по течению давление и толщина вытеснения снижаются за счет ускорения пристеночного потока внешним, скорость которого выше, чем в отсутствие отсоса. Величина δ^* ниже своего значения, соответствующего $u_s = 0$, а скорость ее нарастания вдоль координаты x примерно одинакова во всем рассмотренном диапазоне изменения интенсивности отсоса.



Фиг. 1. Распределение на поверхности относительного давления P_w и толщины вытеснения пограничного слоя δ^* для $M_1 = 0,9$ и $Re = 5 \cdot 10^6$ при трех значениях скорости отсоса v_s : 1 - $v_s = 0$, 2 - 0,03, 3 - 0,1



Фиг. 2. Линии тока (а) и профили продольной компоненты вектора скорости при значениях продольной координаты: $x = 0$ - кривая 1, $x = 1,25$ - 2 и $x = 2,5$ - 3 (б), полученные для $M_1 = 0,8$, $Re = 5 \cdot 10^6$ и $v_s = -0,1$

Получено, что рост скорости отсоса и увеличение числа M_1 ведут к возрастанию пикового значения давления. В то же время увеличение числа Re уменьшает уровень максимального значения P_w и протяженность зоны выравнивания давления за ним. Профили коэффициентов турбулентной вязкости, кинетической энергии и турбулентного масштаба длины на расстоянии большем 1,5–2 от зоны всасывания в целом повторяют профили этих параметров, полученные в расчетах с другими значениями u_s при одинаковой величине δ^* .

На фиг. 2, а представлены линии тока, построенные по векторам скорости, для случая $M_1 = 0,8$, $Re = 5 \cdot 10^6$ и $u_s = -0,1$. Расход через участок "перфорации" при этом составляет 2,3% от расхода газа через поверхность единичного размера в набегающем потоке. Видно, что газ, удаленный от поверхности не более чем на 0,03, что составляет примерно 0,3 δ , полностью отсасывается.

На фиг. 2, б приведены профили продольной компоненты вектора скорости, полученные в данном расчете для разных значений координаты x . Кривая 1 соответствует значению $x = 0$ (на левой границе), 2 – $x = 1,25$ (в конце участка отсоса) и 3 – $x = 2,5$ (ниже по течению). Приведенные профили иллюстрируют эффекты подтормаживания потока за зоной отсасывания (верхний участок профиля с цифрой 2) и его дальнейшего разгона ниже по течению.

Заключение. Следует отметить, что с помощью интенсивного отсоса удается устранить значительное количество газа из прилегающего к поверхности участка течения. При этом наблюдаются рост поверхностного трения, возмущения давления и уменьшение толщины пограничного слоя. Ниже по течению пограничный слой нарастает примерно с той же скоростью, что и без отсасывания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (код проекта И-8100).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tassa Y., Sankar N.L. Effect of suction on a shock-separated boundary layer. A numerical study // AIAA Journal. 1979. V. 17. № 11. P. 1268–1270.
2. Coakley T.J. Turbulence modeling methods for the compressible Navier-Stokes equations // AIAA Paper. 1983. № 1693. 13 p.
3. Савельев А.Д., Толстых А.И. Алгоритмы расчета течений вязкого газа, основанные на компактных аппроксимациях третьего порядка // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1987. Т. 27. № 11. С. 1709–1724.

Москва

Поступила в редакцию
14.XII.1995