

01;03

## Численное моделирование асимметричного и нестационарного турбулентного обтекания острых конусов сверхзвуковым потоком

© Ю.П. Головачев, Н.В. Леонтьева

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: n.leont@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 25 апреля 2001 г.)

Представлены результаты численного моделирования сверхзвукового турбулентного обтекания тонких круговых конусов при углах атаки  $\alpha \geq 3\theta_c$ , где  $\theta_c$  — угол полураствора конуса. Задача решается в рамках локально-конического приближения системы уравнений Рейнольдса, записанных для среднемассовых величин, с использованием дифференциальной однопараметрической модели турбулентности. Численные решения находятся с помощью неявной конечно-разностной схемы постоянного направления. Основное внимание уделяется нарушению симметрии и стационарности поперечного отрывного течения.

### Введение

Обтекание острых конусов при больших углах атаки сопровождается поперечным отрывом потока, оказывающим существенное влияние на аэродинамические характеристики. При умеренных сверхзвуковых скоростях и больших числах Рейнольдса отрывное течение у подветренной части поверхности тонкого тела становится асимметричным, что приводит к появлению значительной боковой силы. Имеющиеся теоретические и экспериментальные данные указывают также на нестационарный характер отрывного течения, которое может содержать широкий спектр колебаний с частотами от нескольких десятков до нескольких тысяч герц. Нестационарные процессы, сопровождающие обтекание тонких заостренных тел при больших углах атаки, включают низкочастотные колебания, связанные с возникновением дорожки Кармана, высокочастотные колебания, обусловленные неустойчивостью свободного сдвигового слоя, и колебания промежуточной частоты, обусловленные взаимодействием вихрей в поперечном течении.

Теоретические исследования нарушения симметрии отрывного течения проводились ранее в основном для ламинарного режима обтекания [1–9]. В работах [1,3,5] нарушение симметрии объясняется конвективной неустойчивостью, которая инициируется возмущением формы конуса в окрестности носика. Такая точка зрения подтверждается результатами численного решения трехмерных уравнений Навье–Стокса и экспериментальными данными [10]. Однако она не объясняет асимметрии локально-конических решений уравнений Навье–Стокса [4,7,9]. В связи с этим нарушение симметрии отрывного течения объясняется также неустойчивостью бифуркационного типа, связанной с неединственностью стационарного решения уравнений Навье–Стокса [2]. Для сверхзвуковых течений эта неединственность была продемонстрирована в [8–9] на примере обтекания острых круговых конусов. Экспериментальные и теоретические исследования турбулентных течений с асим-

метричным поперечным отрывом потока проводились для дозвуковых режимов обтекания [10,11]. Результаты расчетов, выполненных с использованием алгебраической модели турбулентности, находятся в качественном соответствии с имеющимися данными для ламинарных течений, однако в отличие от них не показывают сколько-нибудь заметной нестационарности течения.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования сверхзвуковых турбулентных течений. Расчеты выполнены в рамках локально-конического приближения с использованием дифференциальной однопараметрической модели турбулентности [12].

### Постановка задачи и численный метод

Постановка задачи о сверхзвуковом обтекании острых тел в локально-коническом приближении подробно изложена в [13]. В этом приближении расчет пространственного обтекания сводится к решению двумерной задачи в плоскости, перпендикулярной продольной оси конуса. Численное исследование проводится с использованием системы уравнений Рейнольдса для осредненных характеристик турбулентного течения аналогично [14]. В отличие от [14] расчеты проводятся без предположения о симметрии течения относительно плоскости, содержащей продольную ось конуса и вектор скорости набегающего потока. По окружной координате, связанной с контуром поперечного сечения конуса, используются периодические граничные условия. Внешняя граница расчетной области размещается в невозмущенном набегающем потоке.

Численный метод решения задачи совпадает с изложенным в [9,14], за исключением процедуры введения искусственной диссипации в окружном направлении. В настоящей работе коэффициент искусственной диссипации  $\sigma$  монотонно уменьшается вдоль расчетного луча от постоянного значения  $\sigma_0$  вблизи стенки до нуля в невозмущенном набегающем потоке в соответствии с

формулой

$$\sigma = \sigma_0 \begin{cases} 1 & \text{при } \xi \leq \xi_1, \\ 0.5[1 + \cos(A(\xi - \xi_1))] & \text{при } \xi_1 \leq \xi \leq \xi_2, \\ 0 & \text{при } \xi \geq \xi_2, \end{cases}$$

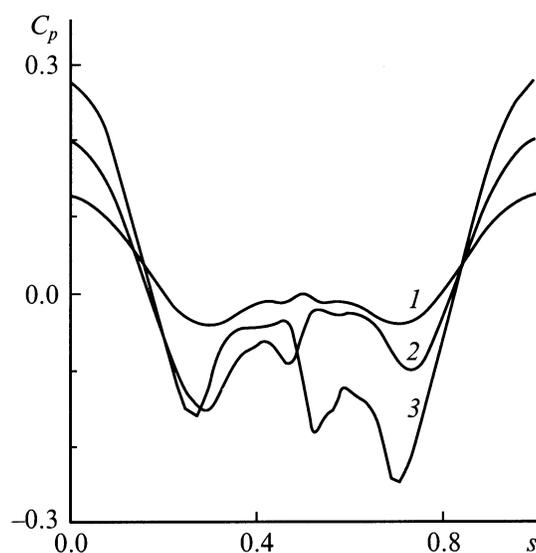
где  $0 \leq \xi \leq 1$  — нормализованная поперечная координата, при использовании которой головная ударная волна размещается в интервале  $\xi_1 \leq \xi \leq \xi_2$ .

Обсуждаемые ниже результаты расчетов получены при  $\xi_1 = 0.3$ ,  $A = 10.0$ ,  $\xi_2 = \xi_1 + \pi/A$  на сетке, сгущающейся у подветренной части тела и у его поверхности. Для построения сетки используются преобразования окружной и поперечной координат, представленные в [13]. При этом расстояние от поверхности тела до ближайшего внутреннего узла сетки имеет порядок динамической длины турбулентного пограничного слоя  $l_* = \mu / \sqrt{\rho \tau_w}$ , где  $\mu$  — коэффициент вязкости газа,  $\tau_w$  — напряжение трения на поверхности тела.

Численный алгоритм, включая процедуру генерации сетки и искусственную диссипацию, является полностью симметричным относительно плоскости, содержащей продольную ось конуса и вектор скорости набегающего потока. Разностная схема обеспечивает на гладких решениях второй порядок точности по обем пространственным координатам и первый по времени. Основная часть расчетов выполнена на сетке, содержащей 60 лучей при 150 узлах на луче.

## Результаты расчетов

Результаты расчетов соответствуют сверхзвуковому турбулентному обтеканию острых круговых конусов совершенным газом с отношением удельных теплоемкостей  $\gamma = 1.4$ , числом Прандтля  $Pr = 0.72$  и коэффици-



**Рис. 1.** Распределения коэффициента давления по поверхности конуса.  $M_\infty = 1.8$ ,  $\theta_c = 5^\circ$ ;  $\alpha$ , °: 1 — 10, 2 — 15, 3 — 20.

ентом молекулярной вязкости, вычисляемым по формуле Сазерленда для воздуха. Поверхность конуса считается теплоизолированной. Число Рейнольдса, вычисленное по параметрам невозмущенного потока и расстоянию от вершины конуса,  $Re = 2.5 \cdot 10^6$ .

На рис. 1 представлены распределения коэффициента давления по поверхности конуса с углом полураствора  $\theta_c = 5^\circ$  при трех значениях угла атаки. По оси абсцисс отложены значения окружной координаты, нормированной на длину окружности поперечного сечения конуса. Можно видеть, что решение является симметричным при  $\alpha = 10^\circ$  и асимметричным при  $\alpha = 15$  и  $20^\circ$ , причем с увеличением угла атаки характер асимметрии меняется на противоположный. Здесь следует подчеркнуть, что асимметрия возникает без какого-либо возмущения при использовании полностью симметричного вычислительного алгоритма. Так же как и при ламинарном режиме обтекания [9], результаты расчетов обнаруживают неединственность стационарного асимметричного решения, которое оказывается зависящим от начальных данных. В качестве примера на рис. 2 показаны поля скорости поперечного течения у подветренной части конуса при угле атаки  $\alpha = 18^\circ$ . Верхний и нижний рисунки соответствуют двум стационарным решениям, полученным интегрированием по времени от решений для  $\alpha = 17$  и  $19^\circ$ . Векторные линии поля скорости поперечного течения построены на сфере с центром в вершине конуса;  $\theta, \varphi$  — сферические координаты.

Рис. 3 демонстрирует зависимость характера численного решения от числа Маха набегающего потока и угла полураствора конуса. На рисунке можно видеть восстановление симметрии численного решения при увеличении  $M_\infty$  и  $\theta_c$ .

Представленные выше результаты находятся в качественном соответствии с имеющимися экспериментальными данными [10,15] по обтеканию цилиндра с оживальной носовой частью. Сравнение с результатами расчетов ламинарных течений [9] показывает, что при турбулентном обтекании асимметрии отрывного течения возникает при меньших значениях угла атаки и сохраняется до больших значений числа Маха и угла полураствора конуса.

Дальнейшее увеличение угла атаки сопровождается переходом от стационарного асимметричного к нестационарному периодическому режиму обтекания. Это иллюстрируется рис. 4, на котором представлена зависимость от времени давления в двух точках, расположенных на подветренной части тела симметрично относительно плоскости, содержащей продольную ось конуса и вектор скорости набегающего потока. Давление отнесено к  $\rho_\infty V_\infty^2$ , время — к  $x/V_\infty$ , где  $x$  — расстояние от вершины конуса. До момента  $t = 60$  интегрирование проводилось с коэффициентом искусственной диссипации  $\sigma_0 = 8$ . Затем этот коэффициент увеличивался до 10. Как видно из рисунка, при достаточно малой искусственной диссипации изменение давления характеризуется незатухающими колебаниями

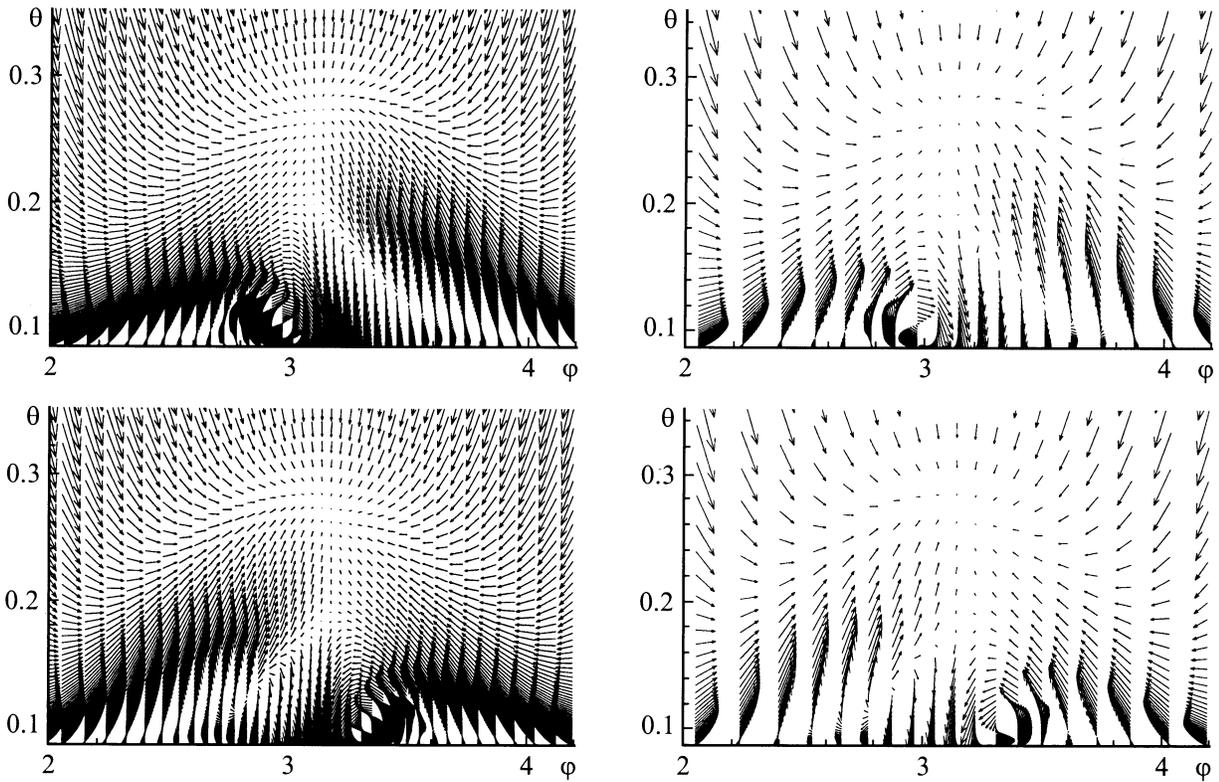


Рис. 2. Векторные линии поля скорости поперечного течения у подветренной части конуса.  $M_\infty = 1.8$ ,  $\theta_c = 5^\circ$ ,  $\alpha = 18^\circ$ .

с частотой  $f \approx 0.03V_\infty/x$  Hz. Расчеты показали, что эта частота не изменяется при уменьшении шага интегрирования по времени и измельчении расчетной сетки у подветренной части конуса. В качественном отношении представленные на рис. 4 результаты согласуются с экспериментальными данными [15] для ламинарного до-

звукового обтекания цилиндра с оживальной носовой частью. Увеличение искусственной диссипации подавляет осцилляции давления и приводит к стационарному асимметричному решению. Более подробный анализ влияния искусственной диссипации на асимметрию численного решения представлен в [9].

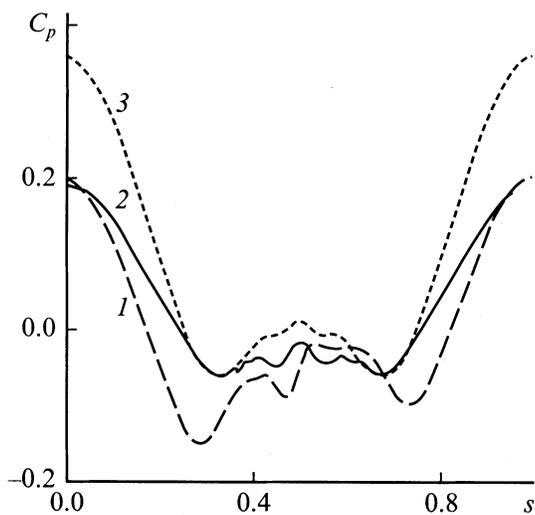


Рис. 3. Распределение коэффициента давления на поверхности конуса.  $\alpha = 15^\circ$ ; 1 —  $M_\infty = 1.8$ ,  $\theta_c = 5^\circ$ ; 2 —  $M_\infty = 3.5$ ,  $\theta_c = 5^\circ$ ; 3 —  $M_\infty = 1.8$ ,  $\theta_c = 10^\circ$ .

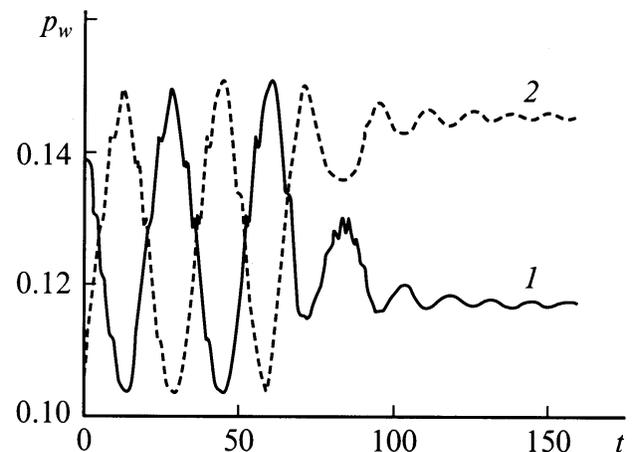


Рис. 4. Изменение давления на подветренной части конуса.  $M_\infty = 1.8$ ,  $\theta_c = 5^\circ$ ,  $\alpha = 21.25^\circ$ ;  $s = 0.3$  (1),  $0.7$  (2).

## Заключение

Результаты численного моделирования сверхзвуковых турбулентных течений около острых конусов при больших углах атаки демонстрируют нарушение симметрии течения без какого-либо возмущения при использовании полностью симметричного вычислительного алгоритма. Результаты расчетов демонстрируют также неединственность стационарного и асимметричного решения, восстановление симметрии при увеличении числа Маха и угла полураствора конуса и переход к нестационарному обтеканию с увеличением угла атаки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-01-00735).

## Список литературы

- [1] *Degani D.* // AIAA Paper. N 90-0593.
- [2] *Siclari M.J.* // AIAA J. 1992. Vol. 30. N 1. P. 124–133.
- [3] *Degani D.* // AIAA J. 1991. Vol. 29. N 4. P. 560–566.
- [4] *Kandil O.A., Wang T.C., Liu C.H.* // Proc. AGARD Conf. 1990. N 0493.
- [5] *Vanden K.J., Belk D.M.* // AIAA J. 1993. Vol. 31. N 8. P. 1377–1383.
- [6] *Levy Y., Hesselink L., Degani D.* // AIAA J. 1995. Vol. 33. N 6. P. 999–1007.
- [7] *Zheng R., Hanxin Z.* // Proc. 7<sup>th</sup> Intern. Symposium on Comput. Fluid Dyn. Beijing (China): International Academic Publ., 1997. P. 602–607.
- [8] *Golovachev Yu.P.* // Proc. 8<sup>th</sup> Intern. Symposium on Comput. Fluid Dyn. Bremen (Germany), 1999. CD-ROM.
- [9] *Головачев Ю.П., Леонтьева Н.В.* // ЖВМиМФ. 2000. Т. 40. № 4. С. 638–646.
- [10] *Lamont P.J.* // AIAA J. 1982. Vol. 20. N 11. P. 1492–1499.
- [11] *Degani D., Levy Y.* // AIAA J. 1992. Vol. 30. N 9. P. 2267–2273.
- [12] *Spalart P.R., Allmaras S.R.* // Recherche Aerospat. 1994. N 1. P. 5–21.
- [13] *Головачев Ю.П.* Численное моделирование течений вязкого газа в ударном слое. М.: Наука, Физматлит, 1996. 374 с.
- [14] *Головачев Ю.П., Леонтьева Н.В.* // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 1. С. 99–105.
- [15] *Degani D., Zilliac G.G.* // AIAA J. 1990. Vol. 28. N 4. P. 642–649.