

О ВЛИЯНИИ ВДУВА НА СТАБИЛИЗАЦИЮ ТЕЧЕНИЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕЛА С ПОЛОСТЬЮ, ОБРАЩЕННОЙ НАВСТРЕЧУ СВЕРХЗВУКОВОМУ НАБЕГАЮЩЕМУ ПОТОКУ

Л. А. Базыма

Харьковский авиационный институт, 310070 Харьков

В рамках модели идеального газа методом Годунова проведено численное моделирование сверхзвукового обтекания тела с кольцевым уступом, образованным двумя соосно расположенными цилиндрами. Рассмотрены режимы нестационарного обтекания и особенности течения, связанные с наличием цилиндрической полости в носовой части тела. Исследовано влияние интенсивности вдува кольцевой пристеночной струи со дна полости на стабилизацию течения и сопротивление тела. Установлена область существования стационарного обтекания.

Наличие выемки в носовой части сверхзвукового летательного аппарата, как известно [1], может обеспечить эффективное функционирование соосно направленного датчика, размещенного на дне впадины. Однако в проведенных ранее исследованиях выявлен осциллирующий характер течения в окрестности соосной цилиндрической впадины в коническом носке [2] и цилиндре [3]. При геометрии впадины, отличающейся от цилиндрической, также наблюдается нестационарный характер течения [4]. В [5] на примере обтекания полого цилиндрического тела (стакана) показано, что вдув кольцевой струи со дна полости навстречу набегающему потоку может приводить к стабилизации течения.

В настоящей работе проведено численное исследование сверхзвукового обтекания стакана, установленного на торце кругового цилиндра. Со дна стакана осуществлялся вдув кольцевой струи навстречу набегающему потоку. Изучалось влияние интенсивности вдува на стабилизацию течения и сопротивление конфигурации.

1. Рассматривается обтекание конфигурации стакан — цилиндр потоком идеального газа с числом Маха $M_\infty = 3,7$. Длина стакана $l/d = 1,6$ и толщина его стенки $\delta/d = 0,04$, как и в [3, 5], а диаметр цилиндра $D/d = 3,2$ (d — диаметр стакана).

Система уравнений газовой динамики в форме Эйлера, записанная в цилиндрической системе координат, приведена в [5]. Обезразмеривание величин проводилось следующим образом:

$$r = \frac{\bar{r}d}{2}, \quad x = \frac{\bar{x}d}{2}, \quad t = \frac{\bar{t}d}{2a_\infty}, \quad a = \bar{a}a_\infty, \quad u = \bar{u}a_\infty, \quad v = \bar{v}a_\infty, \quad \rho = \bar{\rho}\rho_\infty, \quad p = \bar{p}\rho a_\infty^2.$$

Здесь p — давление; ρ — плотность; u, v — компоненты вектора скорости по x и r (компоненту по углу φ в данной системе координат считаем равной нулю); t — время; a — скорость звука.

В качестве начальных данных в расчетах без вдува ставились безразмерные параметры невозмущенного набегающего потока:

$$p = p_\infty = 1/\gamma, \quad \rho = \rho_\infty = 1, \quad u = u_\infty = M_\infty, \quad v = 0$$

(γ — постоянная адиабаты, в расчетах равная 1,4). Здесь и ниже черта над безразмерными величинами $r, x, t, a, u, v, \rho, p$ опущена.

В качестве граничных условий приняты условия непротекания на поверхности тела и условия, характеризующие набегающий поток [5].

При наличии вдува на теле задавались условия вытекания струи со звуковой скоростью $M_c = 1$. Параметры струи засылались в соответствующие ячейки сетки на поверхности тела. Интенсивность вдува $k = \rho_c u_c^2 / \rho_\infty u_\infty^2$ варьировалась в пределах $0,5 \div 1$.

Рассматривался вдув пристеночной кольцевой струи, внешний и внутренний диаметры которой в плоскости истечения $d_1/d = 0,92$, $d_2/d = 0,84$, и параметры истечения $u_c = -1$, $v_c = 0$, $\rho_\infty = k M_\infty^2$, $\gamma_c = 1,4$ аналогичны [5]. В качестве начальных данных использовались поля газодинамических параметров, полученные в расчете без вдува.

Численное моделирование осуществлялось методом Годунова [6]. Обоснование такого выбора изложено в [5, 7]. Расчеты проводились на сетке 60×70 . Распределение узлов сетки внутри полости задавалось равномерным. Соотношение размеров сторон ячейки сетки в полости принималось равным $\Delta r / \Delta x = 0,4$ (24 узла в поперечном и 33 узла в продольном направлениях). В [5] получено, что для такого соотношения $\Delta r / \Delta x$ результаты расчета при обтекании стакана близки к данным эксперимента [3] для $Re_\infty = 5 \cdot 10^5$.

2. Известно [8], что обтекание цилиндра с передней иглой будет нестационарным, если отношение длины иглы к диаметру цилиндра соответствует принятому в данной работе отношению длины стакана к диаметру цилиндра $l/D = 0,5$. Обтекание конфигурации игла — цилиндр во многом определяется также отношением диаметра иглы к диаметру цилиндра и геометрией иглы. В качестве иглы использовались конические или цилиндрические тела (заостренные, затупленные по сфере или с плоским торцом, но без полости). Можно ожидать, что и характер обтекания рассматриваемой конфигурации стакан — цилиндр будет определяться не только нестационарными процессами в полости, но и соотношением длины и диаметра стакана с диаметром цилиндра ($l/D, d/D$). Однако данные по обтеканию цилиндра с иглой, «относительный» диаметр (d/D) которой соответствовал бы «относительному» диаметру стакана, принятому в данной работе, в литературе отсутствуют. Отметим, что при изучении нестационарного обтекания тел с иглой рассматривались «тонкие» иглы ($d/D \sim 0,1$). В связи с этим предварительно проведен расчет конфигурации цилиндр — цилиндр (вместо стакана устанавливался сплошной цилиндр со значениями длины и диаметра, как и у стакана). Получено, что обтекание конфигурации цилиндр — цилиндр имеет нестационарный характер и сопоставимо с обтеканием цилиндра с короткой иглой. Обзор работ, в которых рассматривается обтекание тел с иглами, приведен в [8].

На рис. 1 представлена серия фрагментов расчетной области, иллюстрирующая изменение положения линий тока от времени. Видно, что течение в окрестности торца цилиндра большего диаметра отрывное. Точка отрыва потока находится на боковой поверхности цилиндра меньшего диаметра несколько ниже по течению от его кромки. В окрестности торца цилиндра большего диаметра и боковой поверхности цилиндра меньшего диаметра образуется хорошо развитая область возвратно-циркуляционного течения. Точка присоединения потока находится на торце цилиндра большего диаметра несколько ниже его передней кромки. Как и при обтекании тела с иглой, пульсации носят расходный характер. Они возникают вследствие нарушения баланса между газом, забрасываемым в зону отрыва в месте присоединения, и газом, покидающим ее.

Эксперименты [9] показали, что можно выделить два режима течения, которые отличаются друг от друга характером изменения форм отрывной области при пульсациях, величиной осредненных значений давления и тепловых потоков к поверхности тела, а также спектральными характеристиками колебаний давления. Режим течения без заметного

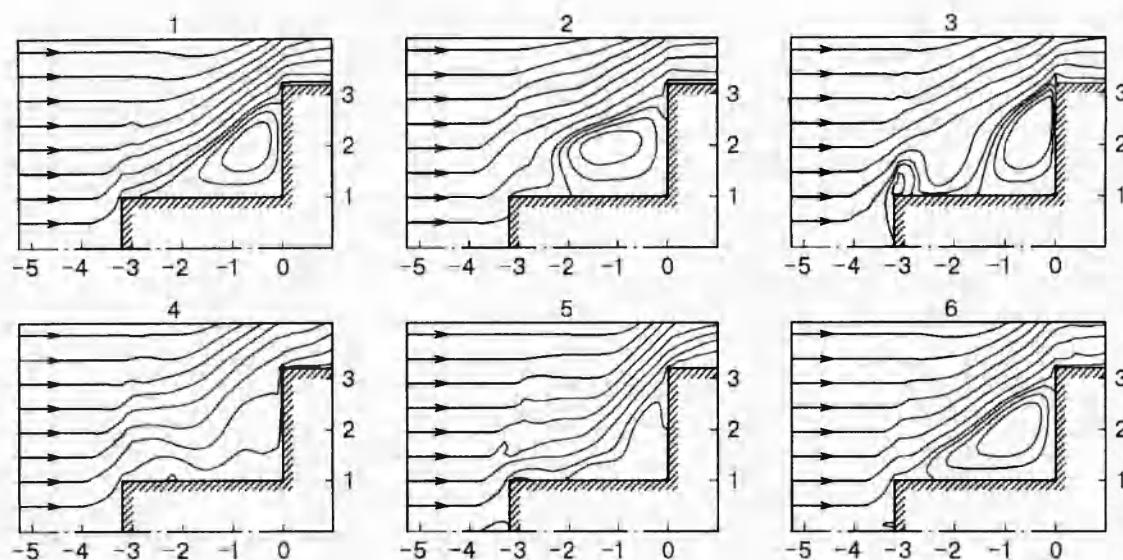


Рис. 1. Изменение положения линий тока во времени при обтекании конфигурации цилиндр — цилиндр:
 $t = 80,8; 83,8; 84,4; 85,0; 87,6; 91,3$ (фрагменты 1–6 соответственно)

изменения формы застойной зоны авторы [9] назвали режимом первого рода. Другой режим с сильными изменениями формы зоны отрыва — режимом второго рода. При переходе от первого режима ко второму резко изменяются давление и характер его распределения на поверхности тела.

Для конфигурации цилиндр — цилиндр также можно выделить два характерных режима течения, которые периодически следуют друг за другом. На рис. 1 показаны положения линий тока в моменты времени до и после перехода от первого режима ко второму. Видно, что до перехода (фрагмент 1) объем застойной зоны меняется незначительно, она остается приблизительно конической, однако ее граница становится то выпуклой, то вогнутой, положения точек отрыва также колеблются с небольшой амплитудой. Коэффициент сопротивления c_x конфигурации цилиндр — цилиндр в этом режиме течения изменяется в диапазоне $0,65 \div 1,15$.

После перехода (фрагменты 2–4) происходит смещение точки отрыва потока к торцу цилиндра большего диаметра, граница застойной зоны становится выпуклой, а ее объем сокращается. К моменту времени $t = 85,0$ (фрагмент 4) она разрушается, после чего происходит формирование новой застойной зоны (фрагменты 5 и 6). Коэффициент сопротивления в этом режиме течения изменяется в диапазоне $0,5 \div 1,4$.

Продолжительность второго режима течения (процесса разрушения старой и формирования новой застойной зоны) $\Delta t_2 \sim 9$, что значительно меньше продолжительности первого режима течения. На рис. 2 показано изменение коэффициента сопротивления конфигурации цилиндр — цилиндр от времени. Можно видеть, что максимальные значения амплитуды c_x , сопутствующие разрушению и формированию застойной зоны, наблюдаются через интервалы времени $\Delta t_1 \approx 80 \div 100$. Расчет проводился до $t \approx 500$.

3. Обтекание конфигурации стакан — цилиндр (без вдува струи) имеет существенно нестационарный характер. Как и при обтекании стакана [3, 5], наблюдаются устойчивые пульсации давления в полости. При этом основные характеристики процесса (средний отход ударной волны, амплитуда пульсаций давления, период колебаний) близки к данным расчета [5] и эксперимента [3] для $Re_\infty = 5 \cdot 10^4$. На рис. 3 представлено изменение давле-

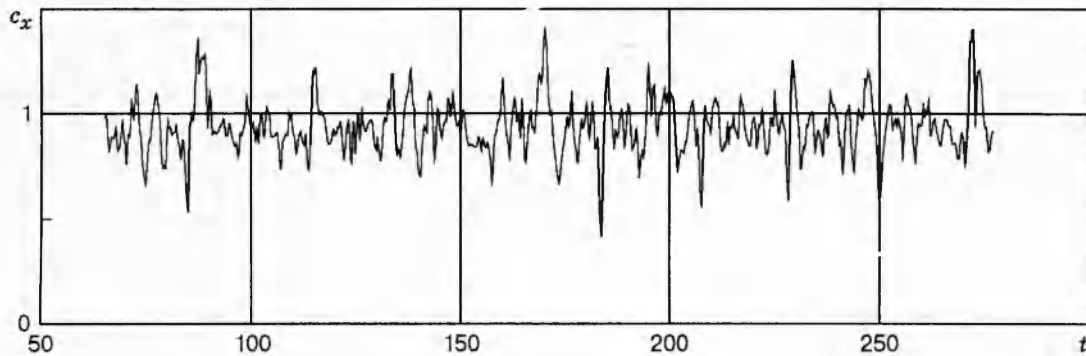


Рис. 2. Изменение коэффициента сопротивления конфигурации цилиндр — цилиндр от времени

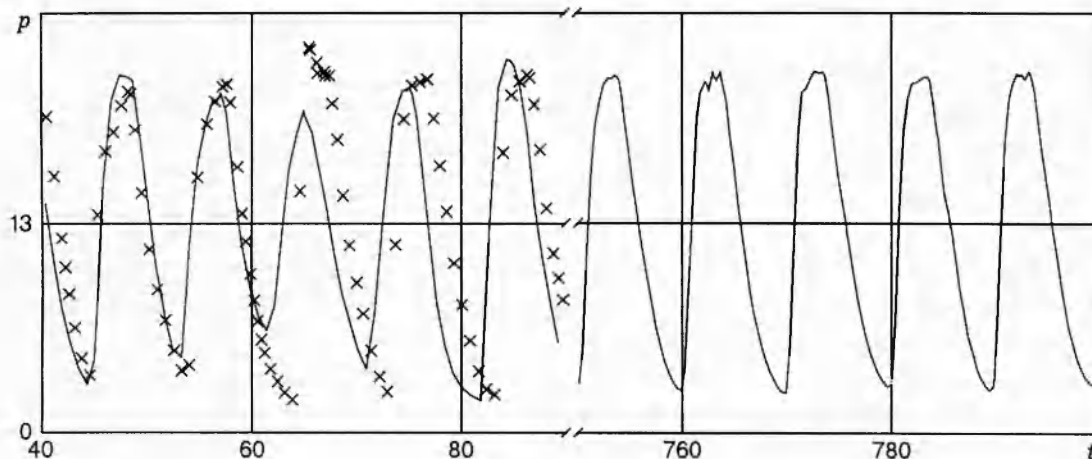


Рис. 3. Изменение давления в центре дна стакана: сплошные линии — обтекание конфигурации стакан — цилиндр; крестики — обтекание стакана [5]

ния в центре дна стакана. Крестиками отмечены результаты расчета обтекания стакана, полученные в [5] на сетке 60×40 ($\Delta r / \Delta x = 0,4$). Колебания устанавливаются на временах $t \approx 750$. Число Струхала в установившемся режиме $Sh = s / a_0 \bar{t} \approx 0,22$ (\bar{t} — период колебаний, a_0 — скорость звука при температуре торможения, $s = (l + \bar{\Delta})$ — характерная длина, $\bar{\Delta}$ — средний отход головной ударной волны от среза стакана). Отметим, что при обтекании стакана в [5] на такой же сетке получено $Sh = 0,237$.

В процессе пульсаций форма застойной зоны в окрестности торца цилиндра претерпевает значительные изменения. Рис. 4 иллюстрирует изменение положения линий тока за один период колебаний. Видно, что до начала втекания газа в полость (фрагмент 1) форма застойной зоны приближенно коническая, граница ее выпуклая, точка отрыва потока находится на боковой поверхности стакана в окрестности его кромки, а точка присоединения — на торце цилиндра. В процессе втекания газа в полость происходит смещение точки отрыва потока от кромки стакана в направлении торца цилиндра, а объем застойной зоны значительно сокращается (фрагменты 2 и 3).

При вытекании газа из полости объем застойной зоны возрастает, точки отрыва и присоединения смещаются к кромкам стакана и цилиндра соответственно (фрагмент 4). Затем происходит слияние вытекающей из полости струи газа с застойной зоной (фраг-

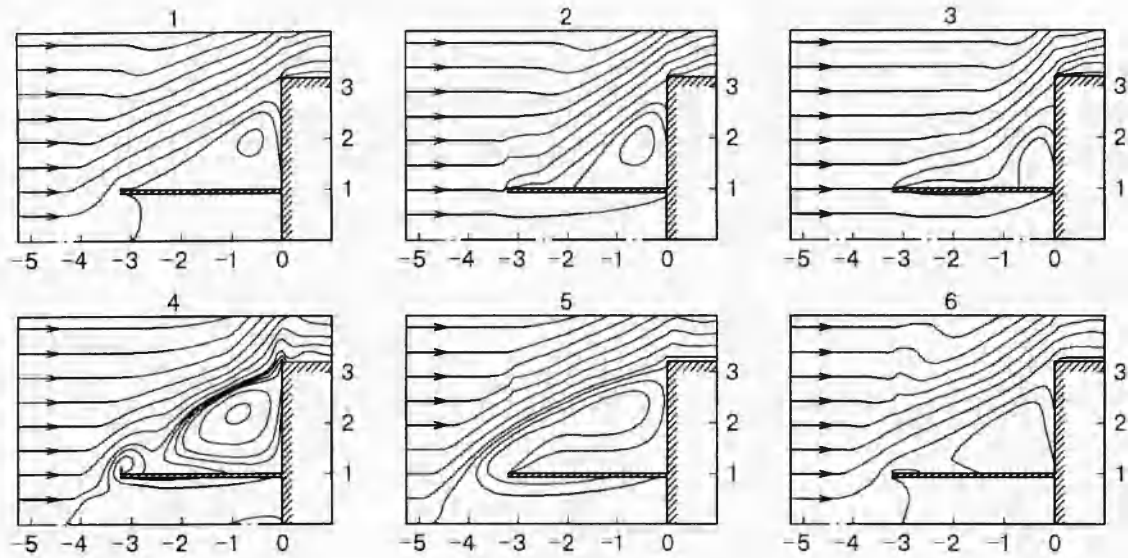


Рис. 4. Изменение положения линий тока во времени при обтекании конфигурации стакан — цилиндр:
 $t = 778,8; 780,2; 781,7; 784,2; 786,9; 788,3$ (фрагменты 1-6 соответственно)

мент 5). После снижения давления в полости (фрагмент 6) процесс вытекания газа заканчивается и начинается новый цикл. В процессе пульсаций коэффициент сопротивления конфигурации c_x стакан — цилиндр изменяется в диапазоне $0,5 \div 1,8$.

4. Как отмечалось в [5], вдув кольцевой струи ориентирует вектор скорости в пристеночной области около стенки полости навстречу набегающему потоку, что способствует затуханию пульсаций при обтекании стакана сверхзвуковым потоком газа. В настоящей работе проведена серия расчетов обтекания конфигурации стакан — цилиндр при вдуве кольцевой пристеночной струи различной интенсивности со дна полости. В диапазоне $k = 0,5 \div 0,7$ приращение интенсивности вдува проводилось с шагом $\Delta k = 0,1$.

Установлено, что характер изменения давления в центре дна стакана и отхода ударной волны от среза стакана Δ (величина отхода отнесена к радиусу стакана) в зависимости от интенсивности вдува близок к характеру изменения этих параметров, полученному в [5]. Так, при интенсивности вдува $k = 0,5 \div 0,6$ наблюдается существенное снижение амплитуды пульсаций давления, а для $k = 0,7$ изменение давления в установившемся режиме (при $t > 400$) составило менее 0,001 %. Величина отхода головной ударной волны от среза стакана $\Delta \approx 0,8$ практически не меняется при изменении параметра вдува k .

На рис. 5 показан фрагмент расчетной области с полем векторов скоростей, положением линий тока и головной ударной волны в установившемся режиме при интенсивности вдува $k = 0,7$. Видна хорошо развитая область возвратно-циркуляционного течения в окрестности торца цилиндра и боковой поверхности стакана. Точка присоединения потока находится на торце цилиндра, несколько ниже его кромки. Дальнейшее увеличение интенсивности вдува приводит к смещению точки присоединения потока ближе к кромке торца цилиндра. Для $k > 0,875$ получить установившееся решение не удалось. По-видимому, по мере приближения точки присоединения потока к кромке торца цилиндра чувствительность системы ко всякого рода возмущениям возрастает, что может привести к нарушению баланса между газом, поступающим в область возвратно-циркуляционного течения, и газом, покидающим ее, и инициировать пульсации. Значения коэффициента сопротивления конфигурации стакан — цилиндр c_x , полученные в стационарном режиме

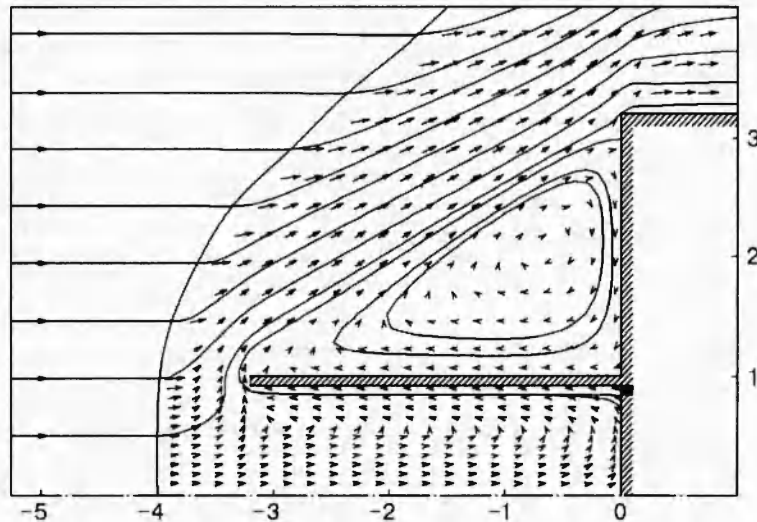


Рис. 5. Поле векторов скоростей, положение линий тока и головной ударной волны в установившемся режиме ($k = 0,7$) для конфигурации стакан — цилиндр при вдуве кольцевой пристеночной струи со дна полости

ее обтекания, при изменении интенсивности вдува k в диапазоне $0,7 \div 0,875$ следующие:

| | | | | | |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| k | 0,700 | 0,750 | 0,800 | 0,850 | 0,875 |
| c_x | 0,731 | 0,724 | 0,719 | 0,714 | 0,712 |

Таким образом, результаты выполненного численного исследования позволяют сделать выводы:

- нестационарность обтекания конфигурации стакан — цилиндр (без вдува) обусловлена пульсациями в полости и пульсациями возвратно-циркуляционной зоны в окрестности торца цилиндра;
- основные характеристики процесса пульсаций в полости рассматриваемой конфигурации сопоставимы с полученными в [3, 5] при обтекании стакана;
- пульсации возвратно-циркуляционной зоны происходят согласованно с пульсациями в полости, в отличие от пульсаций возвратно-циркуляционной зоны при обтекании конфигурации без полости, когда наблюдаются два режима пульсаций, периодически следующих друг за другом;
- вдув кольцевой пристеночной струи со дна полости приводит к существенному снижению амплитуды пульсаций при $0,5 \leq k < 0,7$.

В диапазоне значений интенсивности вдува $k = 0,7 \div 0,875$ наблюдается стационарная картина обтекания. При дальнейшем увеличении интенсивности вдува (расчеты проводились до значения $k = 1$) пульсации возобновляются, что связано с неустойчивостью возвратно-циркуляционной зоны при приближении точки присоединения потока к кромке торца цилиндра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burbank P. B., Stallings R. L. Heat-transfer and pressure measurements on a flat-face cylinder at a Mach number range of 2,49 to 4,44 // NASA TMX-221. 1959.
2. Bohachevsky I. D., Kostoff R. N. Supersonic flow over convex and concave shapes with radiation and ablation effects // AIAA J. 1972. V. 10, N 8. P. 1024–1031.

3. Антонов А. Н., Шалаев С. П. Экспериментальное исследование нестационарного течения в полостях, обтекаемых сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1979. № 5. С. 180–183.
4. Sambamurthi J. K., Huebner L. P., Utreja L. R. Hypersonic flow over cone with nose cavity. N. Y., 1987 (Paper / AIAA; N 87-1193).
5. Базыма Л. А. Взаимодействие осевой и кольцевой струй, вытекающих из цилиндрической полости, с набегающим сверхзвуковым потоком газа // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 3. С. 69–73.
6. Численное решение многомерных задач в газовой динамике / Под. ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
7. Базыма Л. А., Холявко В. И. Модификация конечно-разностной схемы Годунова на подвижной сетке // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1996. Т. 36, № 4. С. 124–133.
8. Базыма Л. А. Аэродинамика тел вращения с передней срывной зоной. Харьков, 1988. Деп. в ВИНТИ 3.10.88, № 7262-B88.
9. Антонов А. Н., Грецов В. К. Исследование нестационарного отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1974. № 4. С. 93–99.

*Поступила в редакцию 29/VII 1996 г.,
в окончательном варианте — 28/III 1997 г.*
