

УДК 532.517.4 : 533.601.155

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИПЕРЗВУКОВОГО ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ КОНУСА С “ЮБКЕЙ”

И. А. Бедарев, А. А. Маслов, А. А. Сидоренко,
Н. Н. Федорова, А. Н. Шиплюк

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Экспериментально и численно исследовано осесимметричное ламинарное отрывное течение в окрестности конуса с “юбкой” при числе Маха $M = 6$. Измерены и сопоставлены с расчетом распределения давления и чисел Стэнтона вдоль поверхности модели, а также профили скорости в зоне взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем. Численно изучено влияние ламинарно-турбулентного перехода на параметры течения.

Введение. При обтекании сверхзвуковым потоком элементов летательных аппаратов (ЛА) скачки уплотнения и волны разрежения взаимодействуют с пограничным слоем на поверхности аппарата. В случае достаточно сильного взаимодействия (интенсивных ударных волн, больших чисел Маха) возникают обширные отрывные зоны, существенно перестраивающие волновую картину течения и изменяющие динамические и тепловые нагрузки. Для проектирования ЛА и оптимизации их формы важно достаточно точно определять параметры течения в окрестности точек отрыва и присоединения потока, поскольку именно здесь реализуются наиболее интенсивные нагрузки на поверхность. Известно, что положение точки отрыва в значительной степени определяется состоянием пограничного слоя перед зоной взаимодействия. Поскольку в турбулентных пограничных слоях противодействующие неблагоприятному градиенту давления касательные напряжения на стенке существенно выше, чем при ламинарном течении, отрыв турбулентного пограничного слоя наступает при более сильных градиентах давления. В то же время в случае турбулентного пограничного слоя имеют место большие тепловые потоки и поверхностное трение. В рассматриваемых случаях структура отрывной зоны может существенно различаться. Например, наличие зон вторичного отрыва вызывает дополнительные тепловые и аэродинамические нагрузки. Следовательно, учет состояния пограничного слоя перед зоной взаимодействия и ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковых пограничных слоях играет важную роль для достоверного предсказания аэродинамических нагрузок и тепловых потоков.

Изучению свойств ламинарного и турбулентного отрыва в сверхзвуковых течениях посвящено большое число экспериментальных и расчетных исследований (см., например, обзоры [1–4]). Как отмечено в [5], адекватность математического моделирования ламинарных отрывных течений определяется, главным образом, разрешающей способностью приближенного метода и мощностью компьютера. В случае турбулентных течений помимо указанных факторов большое значение имеет способ моделирования турбулентности. Однако в реальных условиях часто реализуется режим, при котором нельзя точно определить

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 00-01-00891, 02-01-00141).

состояние пограничного слоя, поскольку ламинарно-турбулентный переход происходит в зоне взаимодействия. В зависимости от условий конкретного эксперимента зона перехода может располагаться в окрестности отрывного скачка или скачка, исходящего из точки присоединения. По-видимому, это связано с тем, что на скачках происходит значительный рост пульсаций (как внутри пограничного слоя, так и во внешней невязкой области), что ускоряет процесс ламинарно-турбулентного перехода. Наличие перехода внутри зоны взаимодействия приводит к перераспределению параметров на поверхности модели.

Работа [6] является одной из первых работ, в которых вопрос влияния ламинарно-турбулентного перехода на параметры отрывных течений исследован экспериментально. Результаты этой работы подробно описаны в [7]. Основные различия между ламинарным, турбулентным и переходным режимами обтекания прямой ступеньки и обратного уступа, отмеченные в [6], обусловлены размерами отрывных зон и уровнем относительного давления в отрывной зоне. В ламинарном случае протяженность отрывной зоны существенно больше, о чем свидетельствует протяженная область плато давления; уровень давления в области плато невысокий. Увеличение числа Рейнольдса приводило к понижению давления в области плато. При отрыве переходного типа точка перехода располагалась между точками отрыва и присоединения, что обуславливало нестационарность процесса. В переходном режиме наблюдалась сильная зависимость характеристик потока от числа Рейнольдса, причем с увеличением числа Рейнольдса размеры отрывной зоны уменьшались. В случае развитого турбулентного течения, когда переход происходил существенно выше по потоку от точки отрыва потока, размеры отрывной зоны значительно уменьшались, а давление в области плато повышалось. В этом случае изменение числа Рейнольдса не оказывало существенного влияния на распределение давления по поверхности модели, за исключением области за точкой присоединения, в которой при увеличении числа Рейнольдса давление стремилось к значению, определяемому невязким решением. В [6] путем введения новых автомодельных переменных удалось почти полностью исключить влияние числа Рейнольдса и геометрических параметров течения на зависимость давления от расстояния и числа Маха, а также объяснить полученные корреляции на основе теории свободного взаимодействия.

В обзорной работе [8] отмечено, что отрывная зона нередко является источником гидродинамической неустойчивости, которая проявляется при небольших числах Рейнольдса и может инициировать ламинарно-турбулентный переход в слое смешения над отрывным пузырем. Изменение внешних условий, в свою очередь, оказывает влияние на возникновение отрыва и может привести к изменению его протяженности и других свойств.

В [9] свойства профилей скорости в окрестности зоны отрыва несжимаемого пограничного слоя исследуются с точки зрения линейной неустойчивости. Точки перегиба, характерные для профилей скорости в отрывной зоне, обуславливают наличие линейно-неустойчивой моды. Если максимальная скорость возвратного течения достигает 30 % скорости внешнего потока, то течение становится абсолютно неустойчивым, что приводит к нестационарности процесса.

В работах [10–18] приводятся результаты экспериментальных и расчетных исследований сверхзвуковых отрывных течений для различных конфигураций и параметров потока, при которых переходные явления играют значительную роль. Так, в [10] проведено сравнение экспериментальных и расчетных характеристик течения в окрестности двойного конуса при $M = 8$ и различных углах конуса. В одном из исследованных случаев, соответствующем согласно классификации [19] взаимодействию типа V, обнаружено значительное различие экспериментальных и расчетных данных по размеру отрывной зоны. Кроме того, расчеты, выполненные для ламинарного течения, не соответствовали экспериментальной зависимости протяженности отрывной зоны от числа Рейнольдса. Предположение о турбу-

лентном характере течения в зоне взаимодействия и использование двухпараметрической ($k-\varepsilon$)-модели турбулентности позволили значительно повысить точность определения размеров отрывной зоны и качественно описать зависимость параметров течения от числа Рейнольдса.

Аналогичная геометрическая конфигурация исследована в работе [11], в которой особое внимание уделяется изучению влияния угла атаки и степени затупления носовой части на структуру течения и теплообмен. Эксперименты выполнены при $M = 10$ для пяти углов атаки от 0 до 35° . Для численных расчетов использованы двумерная и трехмерная программы. Расчеты для турбулентного пограничного слоя выполнены с использованием алгебраической модели Болдвина — Ломакса. Сравнение результатов вычисления по разным программам показало, что для получения хорошего соответствия экспериментальным данным по теплообмену при больших углах атаки необходимо учитывать влияние пространственных эффектов и переходных явлений.

В [12] проведено сравнение экспериментальных и расчетных результатов исследования течений в окрестности возвращаемого аппарата типа Hermes при $M = 10$. Целью работы [12] являлось исследование интенсивности теплообмена при различных углах отклонения элевона, а также оценка влияния положения точки ламинарно-турбулентного перехода на характеристики течения. Для расчетов использованы алгебраическая и двухпараметрическая двухслойная модели турбулентности типа $k-\varepsilon$. Для моделирования перехода в заданном диапазоне продольной координаты вводилась функция перемежаемости. В случае минимального угла отклонения элевона расчетные данные сравнивались с эмпирической зависимостью относительного теплообмена от относительного давления. Показано, что учет переходного характера течения в расчетах с использованием дифференциальной модели турбулентности позволяет повысить точность определения тепловых потоков.

В [13] приведены результаты расчетов течения в следе за плохообтекаемым телом типа 70-градусного затупленного по сфере конуса при $M = 6$. Из анализа многочисленных экспериментальных данных следует, что за точкой присоединения происходит резкий рост теплообмена, обусловленный ламинарно-турбулентным переходом в сдвиговом слое. Целью работы являлась оценка применимости моделей турбулентности для моделирования явления перехода в указанной ситуации. Для моделирования перехода использованы ($k-\zeta$)- и ($k-\omega$)-модели турбулентности [20, 21] с введением функции перемежаемости. Рассмотрено несколько случаев с фиксированным положением точки перехода на различных частях тестовой модели. Сравнения с имеющимися экспериментальными данными показали преимущества ($k-\zeta$)-модели турбулентности и важность правильного выбора положения точки перехода.

Течение в окрестности модели спускаемого космического аппарата, головная часть которого представляет собой затупленный по сфере 70-градусный конус, при $M = 10$ и значениях рассчитанного по максимальному диаметру модели числа Рейнольдса $Re_D = 8,23 \cdot 10^4 \div 3,15 \cdot 10^5$ экспериментально и численно исследовано в [14]. Выполнены измерения тепловых потоков вдоль поверхности модели и расчеты в рамках двумерных осесимметричных уравнений Навье — Стокса. На головной и задней поверхностях модели, а также на поверхности державки выше точки присоединения при всех исследованных числах Рейнольдса получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных. Однако за точкой присоединения расчетные и экспериментальные данные существенно различаются, причем с ростом числа Рейнольдса различие увеличивается. В качестве объяснения этого явления выдвинута гипотеза о ламинарно-турбулентном переходе в окрестности точки присоединения сдвигового слоя, однако никаких расчетов, подтверждающих выдвинутую гипотезу, не приведено.

В [15] численно исследуется ламинарно-турбулентный переход на возвращаемом аппарате, представляющем собой затупленный по сфере 9-градусный конус. Расчет проведен в рамках уравнений Навье — Стокса при $M = 27$, $Re_D = 21 \cdot 10^3$ и $M = 5$, $Re_D = 9 \cdot 10^6$. После определения всех параметров течения был выполнен линейный анализ устойчивости численного решения, который показал, что в обоих исследованных случаях решения линейно-устойчивы. Тем не менее этот результат противоречил экспериментальным данным о турбулентном характере течения при $M = 5$, поэтому выполнен численный анализ нелинейной устойчивости. Результаты прямого численного моделирования показали, что в случае $M = 5$, $Re_D = 9 \cdot 10^6$ происходит рост возмущений конечной амплитуды, приводящий к возникновению турбулентных пятен. Таким образом, показано, что даже в случае линейно-устойчивых течений, когда e^N -метод не может быть использован для определения точки перехода, численное моделирование позволяет получить информацию о переходных явлениях.

В работах [16–18] приведены результаты численного моделирования переходных течений при обтекании плоской пластины и цилиндра с использованием $(q-\omega)$ -модели турбулентности [22]. Утверждается, что данная модель способна с приемлемой точностью описать переход без введения каких-либо функций перемежаемости. Из результатов параметрических расчетов перехода на плоской пластине [16] следует, что положение точки перехода зависит от числа Маха и турбулентной кинетической энергии во внешнем потоке. Расчеты обтекания цилиндра с изотермической стенкой при $M = 5$, $Re_D = 10^4 \div 10^8$ показали, что турбулизация течения приводит к смещению точки отрыва вниз по потоку, а также к возрастанию относительного теплового потока в задней критической точке.

Проведенный обзор имеющихся данных показал, что исследуемая задача представляет значительный интерес как с точки зрения объяснения физических особенностей сложного течения, так и с точки зрения разработки методологии моделирования ламинарно-турбулентного перехода и исследования его влияния на параметры течения.

1. Условия экспериментов. Эксперименты проводились в гиперзвуковой аэродинамической трубе Т-326 Института теоретической и прикладной механики СО РАН при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 5,92$. Аэродинамическая труба Т-326 [23] является установкой эжекторного типа с выхлопом в атмосферу (время непрерывного действия определяется режимом работы и при $M_\infty \approx 6$ достигает 20 мин). Рабочая часть трубы представляла собой камеру Эйфеля, диаметр ядра потока равен 180 мм. Во избежание конденсации производился подогрев воздуха электрическим нагревателем. Неравномерность поля скоростей в потоке не превышала 0,7 % при $M_\infty \approx 6$. Давление и температура в форкамере поддерживались постоянными с точностью до 0,5 %. Уровень пульсаций массового расхода при условиях эксперимента ($M_\infty = 5,92$, $T_0 = 390$ К, $P_0 = 1,01$ МПа, $Re_1 = 12,5 \cdot 10^6$ м⁻¹) составлял примерно 1 %, что характерно для аэродинамических труб обычного типа.

Экспериментальная модель, схема которой приведена на рис. 1, представляла собой составной конус. Модель устанавливалась вдоль оси сопла под нулевым углом атаки и скольжения. Погрешность установки модели определялась по измерениям давления на поверхности в диаметрально противоположных точках и составляла 0,06°. Радиус затупления носика модели не превышал 0,01 мм. На поверхности модели имеется 30 дренажных отверстий, расположенных с учетом предполагаемых размеров и положения зоны отрыва. Вблизи излома контура модели дренажные отверстия располагались с шагом 1,5 мм по продольной оси. Кроме того, модель была снабжена термопарой для контроля ее температуры во время испытаний. Измерения выполнялись после прогрева модели до достижения адиабатических условий.

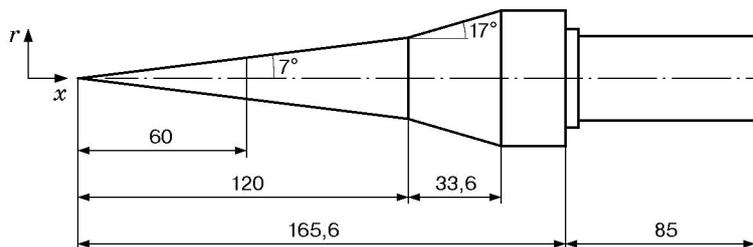


Рис. 1. Схема экспериментальной модели

Давление на поверхности модели измерялось тремя индукционными датчиками ДМИ с диапазоном 0–10 кПа. Датчики при помощи пневмокоммутатора подключались поочередно к каждому из десяти обслуживаемых ими дренажных отверстий, измерение проводилось после установления давления в пневмотрассе. Погрешность измерения давления не превышала 1 % верхнего предела измерения датчика.

Распределение скорости в пограничном слое модели и зоне отрыва получено по измерениям профилей полного давления за прямым скачком уплотнения P'_0 , а также при помощи термоанемометра постоянного тока ТПТ-4. При этом модель разворачивалась вокруг продольной оси таким образом, чтобы исключить возможное влияние дренажных отверстий на течение в пограничном слое. Давление P'_0 измерялось тензодатчиком с диапазоном 0–150 кПа. Насадок Пито имел толщину 0,25 мм и перемещался поперек пограничного слоя с шагом 0,05 мм. При данных размерах насадка погрешность измерения не превышала 3 %. Поскольку применение достаточно громоздкого насадка Пито для исследований в тонком пограничном слое и зоне отрыва ставит под сомнение точность измеренных профилей скорости, те же исследования были проведены с использованием термоанемометра. Применение датчиков, изготовленных из вольфрамовой проволоки диаметром 5 мкм и длиной 1,3 мм, обеспечивало минимальный уровень возмущений, вносимых в поток. Датчики перемещались в пограничном слое с точностью до 0,01 мм, начальное положение датчиков относительно поверхности модели определялось по электрическому контакту.

Восстановление скорости по измеренному значению P'_0 выполнялось с использованием интеграла Крокко. Процедура обработки данных термоанемометрических измерений описана в [24]. Необходимо отметить, что во всех случаях профили скорости, полученные по измерениям обоими способами, почти совпадают.

В ходе эксперимента значения измеряемых параметров (P_s , P'_0 , положение насадка Пито, параметры в форкамере, данные термоанемометрических измерений) записывались в память персонального компьютера. Перемещения датчиков и вращение модели выполнялись с использованием того же компьютера в соответствии с программой эксперимента.

Для измерения тепловых потоков на поверхности использовалась модель сходной геометрии, изготовленная из стеклопластика АГ-4В. Этот материал обладает низкой теплопроводностью, его характеристики хорошо изучены, поэтому он широко применяется для изготовления моделей в аэродинамическом эксперименте. Носик модели изготовлен из стали для сохранения малого радиуса затупления. Распределение температуры на поверхности модели фиксировалось при помощи тепловизора ТВ-МЗ, работающего в режиме строчной развертки.

Эксперимент проводился следующим образом. Модель, находящаяся при комнатной температуре, при помощи специального механизма быстро вводилась в поток. Для повышения точности измерений эксперименты выполнялись при следующих значениях параметров потока: $P_0 = 1,21$ МПа, $T_0 = 413$ К. Распределение температуры в 256 точках на поверхности вдоль образующей конуса записывалось в течение 120 с.

Методика определения теплового потока по измерениям температуры стенки в зависимости от времени основана на решении одномерных нестационарных уравнений теплопроводности. Описание данной методики приведено в работе [25]. Число Стэнтона определялось по формуле $St = q/(\rho_e U_e c_p (T_r - T_w))$, где q — тепловой поток; ρ_e , U_e — плотность и скорость на границе пограничного слоя соответственно; T_r — температура восстановления; c_p — теплоемкость газа. Погрешность определения числа Стэнтона по данной методике не превышала 7 %.

2. Математическая модель и методика расчета. Математической моделью служили осредненные по Фавру уравнения Навье — Стокса, записанные в криволинейных координатах $\eta = \eta(x, r)$, $\xi = \xi(x, r)$:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \eta} = \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \eta} + H_A, \quad (1)$$

где $\mathbf{U} = J(\rho, \rho u, \rho v, E)$ — вектор консервативных переменных; ρ — плотность; u, v — скорости в направлениях x и r соответственно; E — полная энергия на единицу объема; H_A — источниковый член. Невязкие и вязкие потоки, записанные в цилиндрической системе координат, имеют вид

$$\mathbf{F} = J(\tilde{\mathbf{F}}\xi_x + \tilde{\mathbf{G}}\xi_r), \quad \mathbf{G} = J(\tilde{\mathbf{F}}\eta_x + \tilde{\mathbf{G}}\eta_r), \quad \mathbf{R} = J(\tilde{\mathbf{R}}\xi_x + \tilde{\mathbf{S}}\xi_r), \quad \mathbf{S} = J(\tilde{\mathbf{R}}\eta_x + \tilde{\mathbf{S}}\eta_r),$$

где J — якобиан преобразования. Векторы невязких ($\tilde{\mathbf{F}}$ и $\tilde{\mathbf{G}}$) и вязких ($\tilde{\mathbf{R}}$ и $\tilde{\mathbf{S}}$) потоков записываются в виде

$$\tilde{\mathbf{F}} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{pmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{G}} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{pmatrix},$$

$$\tilde{\mathbf{R}} = \begin{pmatrix} 0 \\ t_{xx} \\ t_{xr} \\ ut_{xx} + vt_{xr} - \dot{q}_x \end{pmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{S}} = \begin{pmatrix} 0 \\ t_{rx} \\ t_{rr} \\ ut_{xr} + vt_{rr} - \dot{q}_r \end{pmatrix}.$$

Полная удельная энергия E включает удельную внутреннюю энергию e и кинетическую энергию газа: $E = \rho e + \rho(u^2 + v^2)/2$. Давление p вычисляется по уравнению состояния идеального газа $p = \gamma \rho e$ (γ — показатель адиабаты). Тепловые потоки \dot{q}_x , \dot{q}_r моделировались согласно закону Фурье.

Источниковый член H_A в уравнениях (1), учитывающий осесимметричность задачи, может быть представлен в виде суммы

$$H_A = H_A^{(1)} + H_A^{(2)} + H_A^{(3)},$$

где

$$H_A^{(1)} = -\frac{J}{r} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (i + p)v \end{bmatrix}, \quad H_A^{(2)} = -\frac{J}{r} \begin{bmatrix} 0 \\ t_{xr} \\ t_{rr} - 2\mu^*v/(3r) \\ ut_{xr} + vt_{rr} - \dot{q}_r - 2\mu^*v^2/(3r) \end{bmatrix},$$

$$H_A^{(3)} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left[J\xi_x \begin{bmatrix} 0 \\ -2v\mu^*/(3r) \\ 0 \\ -2uv\mu^*/(3r) \end{bmatrix} + J\xi_r \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -2v\mu^*/(3r) \\ -2v^2\mu^*/(3r) \end{bmatrix} \right] +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial \eta} \left[J \eta_x \begin{bmatrix} 0 \\ -2v\mu^*/(3r) \\ 0 \\ -2uv\mu^*/(3r) \end{bmatrix} + J \eta_r \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -2v\mu^*/(3r) \\ -2v^2\mu^*/(3r) \end{bmatrix} \right].$$

Тензор напряжений t_{ij} можно представить в виде суммы вязких (\bar{t}_{ij}) и рейнольдсовых (τ_{ij}) напряжений: $t_{ij} = \bar{t}_{ij} + \tau_{ij}$. В расчетах ламинарного течения член турбулентных напряжений полагался равным нулю, а для турбулентных и переходных течений использовалась гипотеза Буссинеска

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \bar{U} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}.$$

Для замыкания осредненных уравнений использована двухпараметрическая ($k-\omega$)-модель турбулентности Уилкокса [21]. Турбулентная вязкость в модели вычисляется по формуле $\mu_t = \alpha^* \rho k / \omega$, турбулентная кинетическая энергия k и удельная диссипация кинетической энергии турбулентности в тепло ω определяются из следующих уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u k}{\partial x} + \frac{\partial \rho v k}{\partial r} &= \frac{\partial \alpha_x}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_r}{\partial r} - \frac{\rho v k}{r} + \frac{\alpha_r}{r} + P - \beta^* \rho \omega k, \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho u \omega}{\partial x} + \frac{\partial \rho v \omega}{\partial r} &= \frac{\partial \beta_x}{\partial x} + \frac{\partial \beta_r}{\partial r} - \frac{\rho v \omega}{r} + \frac{\beta_r}{r} + \frac{\alpha \omega}{k} P - \beta \rho \omega^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\alpha_x, \alpha_r, \beta_x, \beta_r$ — вязкие потоки турбулентных величин:

$$\alpha_x = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x}, \quad \alpha_r = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r}, \quad \beta_x = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x}, \quad \beta_r = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial r},$$

$P = \mu_t S - 2\rho k D / 3$ — порождение турбулентной кинетической энергии,

$$S = 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} D^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2, \quad D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r},$$

$\beta, \beta^*, \alpha, \sigma_k, \sigma_\omega$ — модельные коэффициенты; β, β^* — функции турбулентного числа Маха $M_t = \sqrt{2k/a}$; $a = \sqrt{\gamma RT}$ — локальная скорость звука; $\beta^*(M_t) = \beta_0^*(1 + \xi^* F(M_t))$; $\beta(M_t) = \beta_0 - \beta_0^* \xi^* F(M_t)$; $F(M_t) = (M_t^2 - M_{t0}^2) H(M_t - M_{t0})$; $H(x)$ — функция Хевисайда. Эмпирические константы, использованные в настоящих расчетах, имели следующие значения: $\alpha^* = 1, \alpha = 5/9, \beta_0 = 3/40, \beta_0^* = 9/100, \sigma_k = 1/2, \sigma_\omega = 1/2, \xi^* = 3/2, M_{t0} = 1/4$.

В качестве граничных условий для турбулентных параметров на поверхности модели и внешней границе использовались условия $y \rightarrow 0: \omega \rightarrow 6\nu_w / (0,075y^2), k = 0; y > \delta: \omega \geq \omega_e, k \geq k_e$ (ν_w — молекулярная вязкость на стенке).

На рис. 2 представлена схема течения в окрестности исследуемой конфигурации. На границах расчетной области задавались граничные условия различного типа: I — входные условия; II — условия простой волны; III — мягкие граничные условия; IV — условия прилипания для скоростей и условия адиабатичности или изотермичности для температуры.

Стационарное решение системы (1), (2) определялось методом установления на основе неявной четырехшаговой конечно-разностной схемы типа универсального алгоритма [26] с использованием расщепления по физическим процессам и пространственным переменным. При этом сначала решались уравнения Навье — Стокса (1), а затем для вычисленных газодинамических параметров из уравнений (2) определялись турбулентные величины. Для аппроксимации невязких потоков использовался TVD-подход, основанный на методе расщепления вектора потоков Ван Лира [27]. Подробное описание численного алгоритма имеется в [28, 29]. Указанный метод использовался ранее для численного моделирования

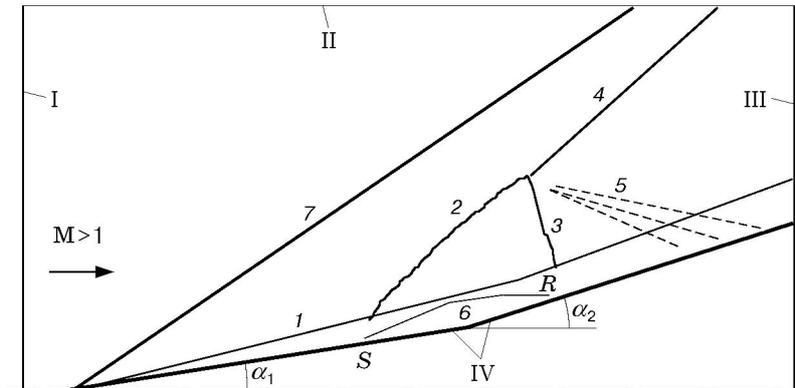


Рис. 2. Схема течения и расчетная область:

1 — граница пограничного слоя, 2 — отрывной скачок, 3 — скачок из точки присоединения, 4 — замыкающий скачок, 5 — веер волн разрежения, исходящий из тройной точки λ -конфигурации, 6 — отрывная зона, 7 — скачок уплотнения, исходящий от носика конуса; I–IV — границы расчетной области; S — точка отрыва; R — точка присоединения

сверхзвуковых турбулентных отрывных течений в окрестности плоских [30, 31] и осесимметричных [32] конфигураций и хорошо зарекомендовал себя с точки зрения предсказания параметров указанных течений.

При расчете ламинарных течений программный блок, предназначенный для расчета турбулентных величин, отключался, а соответствующее значение турбулентной вязкости μ_t полагалось равным нулю. Для моделирования ламинарно-турбулентного перехода использовалось фиксированное положение точки перехода, причем переход в расчете происходил непосредственно за задаваемой точкой.

3. Результаты расчетов и экспериментов. На рис. 3 приведены экспериментальная схема течения и расчетные изолинии плотности в области отрыва пограничного слоя, полученные в предположении ламинарного характера течения во всей области. Видно, что расчет воспроизводит основные детали волновой картины течения: положение ударных волн, размеры отрывной зоны. Следует отметить, что в расчете тройная точка λ -конфигурации лежит ниже по течению, чем в эксперименте.

Для того чтобы устранить влияние численной (аппроксимационной) вязкости, которая при расчете ламинарных течений может оказаться сравнимой с молекулярной (физической) вязкостью, проведена серия расчетов на сгущающихся сетках. Число узлов в направлении x менялось в диапазоне $N = 100 \div 600$, в направлении y — в диапазоне $M = 50 \div 400$. На рис. 4 приведено сравнение экспериментального и расчетных распределений поверхностного давления для разных сеток (P_{w1} — статическое давление перед зоной взаимодействия). Результаты расчетов при $N = 300$, $M = 400$ и $N = 600$, $M = 200$ совпадают с результатами расчетов при $N = 300$, $M = 200$. Расчет воспроизводит распределение поверхностного давления в области отрыва, но за точкой присоединения расчетные значения P_w немного завышены. В расчете также отсутствует зафиксированное в эксперименте падение относительного давления за точкой присоединения $x > 130$ мм.

На рис. 5 представлено распределение чисел Стэнтона на поверхности обтекаемого тела. Отмечается хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных вне области взаимодействия. В области отрыва расчетные значения занижены по сравнению с экспериментальными, а за точкой присоединения существенно завышены. Таким образом, можно говорить только о качественном согласии результатов. Несоответствие может

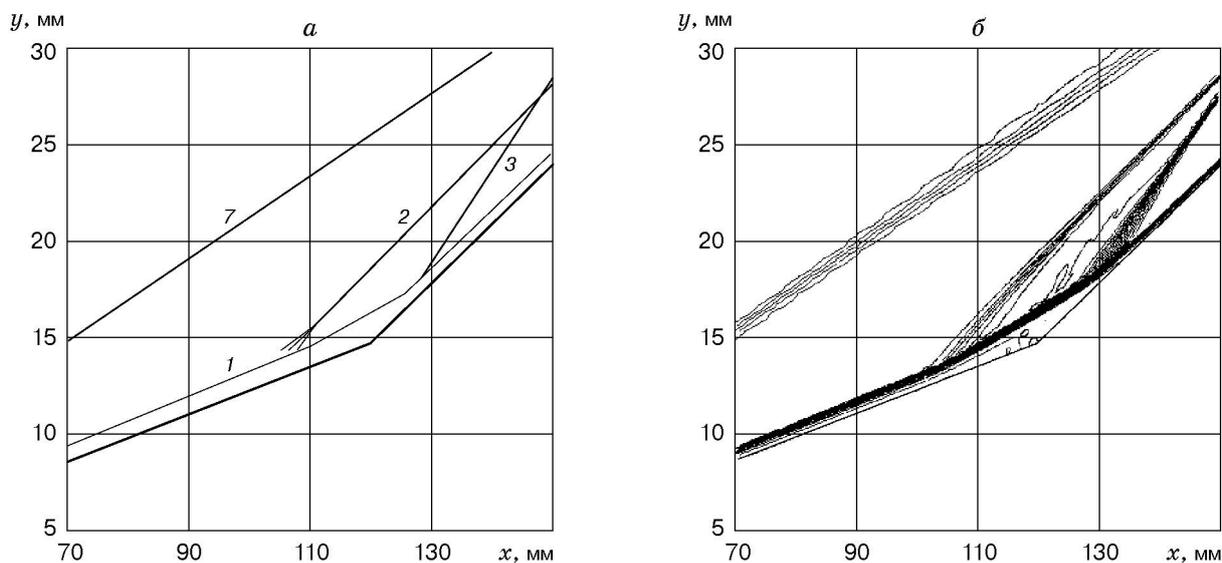


Рис. 3. Экспериментальная схема течения (а) и расчетные изолинии плотности (б) (обозначения те же, что на рис. 2)

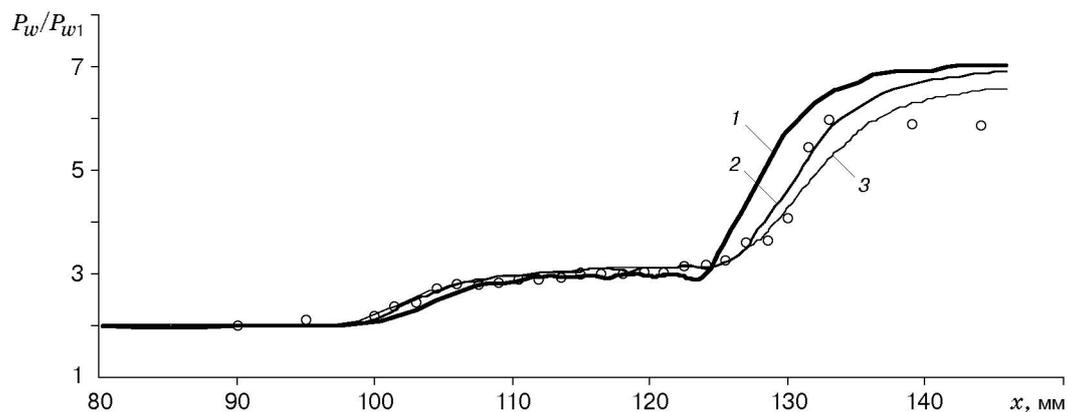


Рис. 4. Распределения давления, полученные в эксперименте (точки) и расчетах на сетках с различным количеством узлов (линии):

1 — $N = 100$, $M = 50$; 2 — $N = 150$, $M = 100$; 3 — $N = 300$, $M = 200$

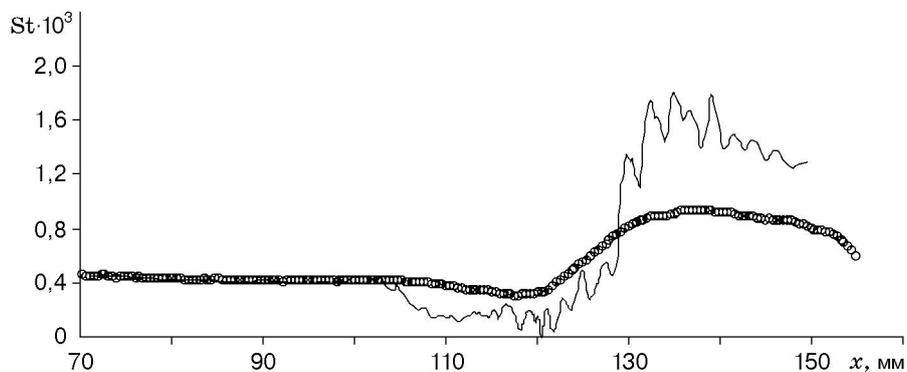


Рис. 5. Расчетное (линия) и экспериментальное (точки) распределения значений числа Стэнтона вдоль обтекаемого тела

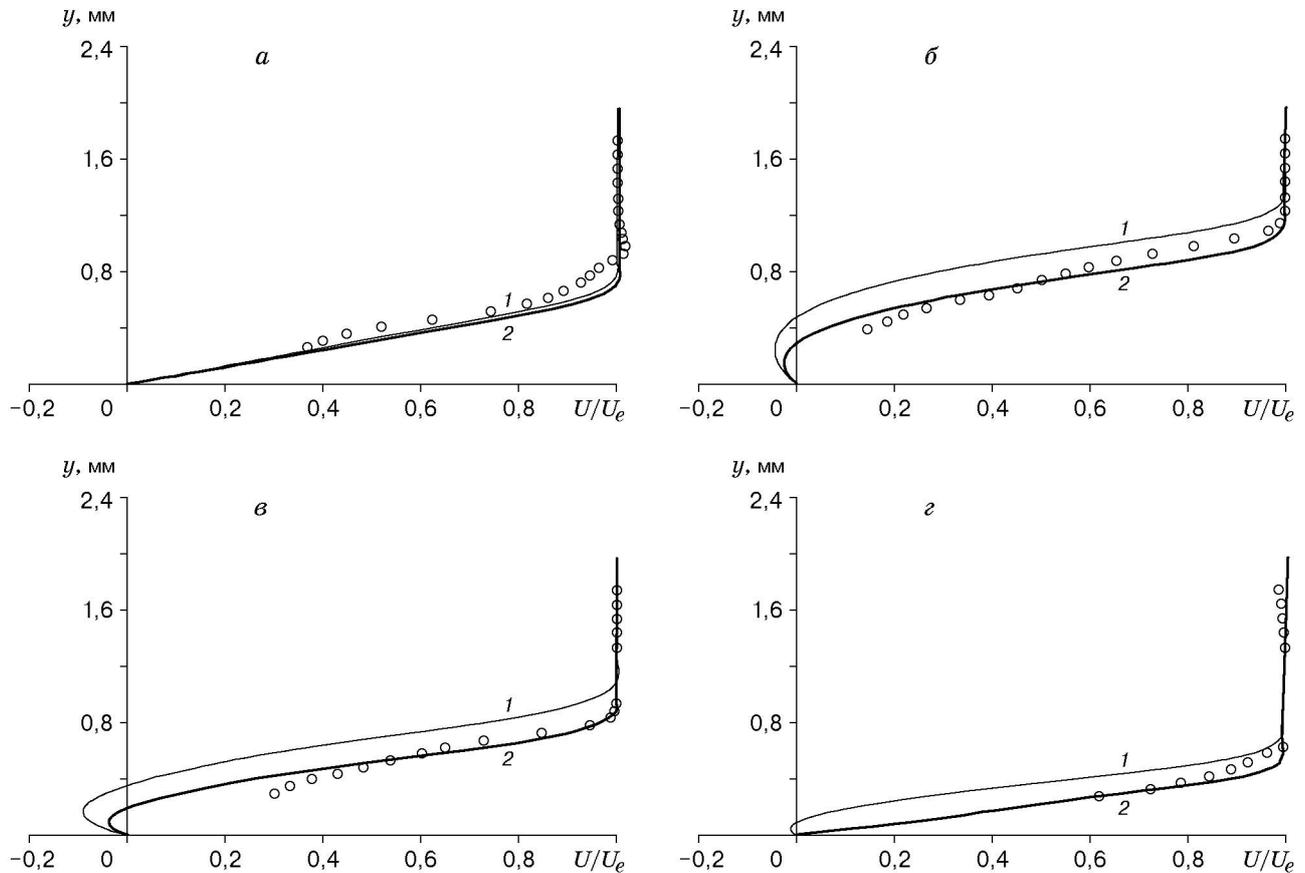


Рис. 6. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) профили скорости в различных поперечных сечениях для ламинарного (1) и переходного (2) режимов течения:

a — $x = 90$ мм; *б* — $x = 115$ мм; *в* — $x = 125$ мм; *г* — $x = 130$ мм

быть объяснено использованием разных методов определения теплообмена в физическом и численном эксперименте. В расчете на поверхности конуса задавалось условие постоянной температуры (холодная стенка), а в эксперименте теплообмен рассчитывался по скорости изменения температуры на поверхности.

На рис. 6 представлены расчетные и экспериментальные профили скорости в различных поперечных сечениях, соответствующих сечению до области взаимодействия ($x = 90$ мм), в отрывной зоне ($x = 115, 125$ мм) и за точкой присоединения ($x = 130$ мм). Видно, что в расчете завышена толщина пограничного слоя в зоне отрыва и присоединения потока. Во введении отмечалось, что возможной причиной такого различия может быть переходный или турбулентный характер течения в области отрыва. Поэтому проведены расчеты, в которых начиная с некоторого фиксированного сечения учитывалась турбулентная вязкость. Из рис. 6 следует, что учет переходного характера течения позволяет улучшить согласие расчетных и измеренных профилей скорости.

Параметрические расчеты, выполненные при различном положении ламинарно-турбулентного перехода, показали, что положение точки перехода оказывает влияние на параметры отрывного течения. На рис. 7 показаны распределения давления для двух вариантов расчетов — чисто ламинарного и переходного режимов течения с точкой перехода при $x = 130$ мм. В случае переходного течения отмечается немонотонная зависимость $P_w(x)$ в окрестности точки перехода. При этом результаты расчета согласуются с

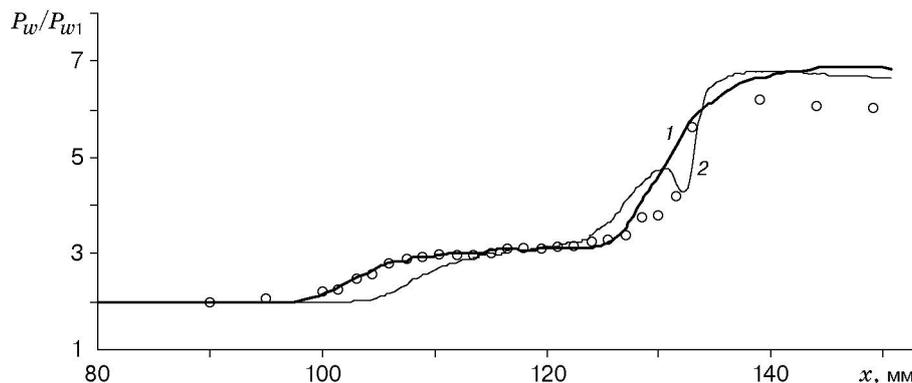


Рис. 7. Экспериментальное (точки) и расчетные (линии) распределения давления вдоль поверхности для ламинарного (1) и переходного (2) режимов течения

наблюдаемым в эксперименте уменьшением давления при $x > 140$ мм. Следует отметить, что в расчетах переходных режимов длина отрывной зоны получается заниженной. По-видимому, это вызвано тем, что возвратное пристенное течение “переносит” информацию от точки присоединения к точке отрыва, что приводит к сдвигу точки отрыва вниз по течению. Кроме того, учет ламинарно-турбулентного перехода в расчетах путем внезапного “включения” турбулентности в некоторой фиксированной точке можно считать лишь грубой моделью переходного процесса. Тем не менее проведенные параметрические расчеты воспроизводят полученные в эксперименте данные, что может служить доказательством правильности выдвинутой гипотезы.

4. Выводы. Проведены эксперименты и выполнены расчеты параметров сверхзвукового течения в окрестности двойного конуса с углами 7 и 17° при $M = 6$. Расчетное распределение давления в зоне отрыва, полученное в предположении ламинарности течения, хорошо согласуется с экспериментом. Однако наблюдаются различия расчетных и экспериментальных данных по толщине слоя смешения над отрывной зоной, а также распределений давления за точкой присоединения, для объяснения которых выдвинута гипотеза о возможном ламинарно-турбулентном переходе, происходящем в окрестности точки присоединения потока. Проведенные модельные параметрические расчеты с учетом влияния переходных процессов качественно воспроизводят данные экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Korkegi R.** Survey of viscous interaction associated with high Mach number flight // AIAA J. 1971. V. 9. P. 771–784.
2. **Greene J. E.** Interaction between shock waves and turbulent boundary layers // Progr. Aerospace Sci. 1970. V. 11. P. 235–340.
3. **Adamson T. C. (Jr.), Messiter A. F.** Analysis of two-dimensional interaction between shock waves and boundary layers // Annu. Rev. Fluid Mech. 1980. V. 12. P. 103–138.
4. **Dolling D. S.** Fifty years of shock wave / boundary layer interaction research — what next? // AIAA J. 2001. V. 39, N 8. P. 1517–1531.
5. **Knight D. D.** Numerical simulation of compressible turbulent flows using the Reynolds-averaged Navier — Stokes equations // Turbulence in compressible flows: AGARD Rep. 1997. N 819. P. 5-1-5-52.
6. **Chapman D. R., Kuehn D. M., Larson H. K.** Investigation of separated flows in supersonic streams with emphasis on the effect of transition. Washington, 1957. (Rep. / NACA; N 3869).

7. **Чжен П.** Отрывные течения. М.: Мир, 1972. Т. 1–3.
8. **Гапонов С. А., Козлов В. В., Курбацкий А. Ф., Маслов А. А.** Гидродинамическая неустойчивость и турбулентность // Теплофизика и аэромеханика. 1997. Т. 4, № 2. С. 225–246.
9. **Hammond D. A., Redekopp L. G.** Local and global properties of separation bubbles // *Eur. J. Mech. B. Fluids*. 1998. V. 17, N 2. P. 145–164.
10. **Wright M. J., Sinba K., Olejniczak J., Candler G. V.** Numerical and experimental investigation of double-cone interaction // *AIAA J.* 2000. V. 38, N 12. P. 2268–2276.
11. **Hozumi K., Yamamoto Y., Fujii K., et al.** Investigation of hypersonic compression ramp heating at high angles of attack // *J. Spacecraft Rockets*. 2001. V. 38, N 4. P. 488–496.
12. **Filippis F. D., Serpico M., Marini M.** Comparison between numerical and experimental results on different Hermes elevon shapes. N. Y., 1996. (Paper / AIAA; N 96-2472).
13. **Nance R. P., Horvath T. J., Hassan H. A.** Transition and turbulence modelling for blunt-body wake flows. N. Y., 1997. (Paper / AIAA; N 97-2570).
14. **Hollis B. R., Perkins J. N.** Transition effects on heating in the wake of blunt body. N. Y., 1997. (Paper / AIAA; N 97-2569).
15. **Laurien E.** Numerical investigation of laminar-turbulent transition on re-entry capsules // *J. Spacecraft Rockets*. 1996. V. 33, N 3. P. 313–318.
16. **Ivanov D., Obabko A., Egorov I.** Simulation of separated flows on the base of differential turbulence model. N. Y., 1997. (Paper / AIAA; N 97-1861).
17. **Башкин В. А., Егоров И. В., Егорова М. В., Иванов Д. В.** Развитие структуры поля течения около кругового цилиндра при наличии ламинарно-турбулентного перехода // Теплофизика высоких температур. 2000. Т. 38, № 5. С. 759–768.
18. **Башкин В. А., Егоров И. В., Егорова М. В., Иванов Д. В.** Ламинарно-турбулентное обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком газа // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2000. № 5. С. 31–43.
19. **Edney V.** Anomalous heat transfer and pressure distributions on the blunt bodies at hypersonic speeds in the presence of an impinging shock. Stockholm, 1968. (Rep. / Aeronaut. Res. Inst. Sweden; N 115).
20. **Robinson D. F., Harris J. E., Hassan H. A.** Unified turbulence closure model for wall bounded and free shear flows // *AIAA J.* 1995. V. 33, N 12. P. 2325–2331.
21. **Wilcox D. C.** Turbulence modeling for CFD. La Cañada, California: DCW Industr. Inc., 1993.
22. **Coackley T. J., Huang P. G.** Turbulence modeling for high speed flows. N. Y., 1992. (Paper / AIAA; N 92-0436).
23. **Григорьев В. Д., Клеменков Г. П., Омелаев А. И., Харитонов А. М.** Гиперзвуковая аэродинамическая труба Т-326. Аэрофизические исследования. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1972.
24. **Maslov A. A., Shiplyuk A. N., Sidorenko A. A., Tran Ph.** Study related to hypersonic boundary layer stability on a cone with a flare. Novosibirsk, 1997. (Prepr. / SB RAS. Inst. of theor. and appl. mech.; N 2-97).
25. **Маслов А. А., Сапогов Б. А., Шиплюк А. Н.** Методика определения тепловых потоков в аэрофизическом эксперименте // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3, № 2. С. 157–163.
26. **Ковеня В. М., Яненко Н. Н.** Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1981.
27. **Van Leer B.** Flux-vector splitting for the Euler equations // *Lecture Notes Phys.* 1982. V. 170. P. 507–512.

28. **Борисов А. В., Федорова Н. Н.** Расчет турбулентных отрывных течений на основе метода повышенного порядка аппроксимации // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2, № 3. С. 253–269.
29. **Бедарев И. А., Федорова Н. Н.** Исследование факторов, влияющих на качество предсказания турбулентных отрывных течений // Вычисл. технологии. 1999. Т. 4, № 1. С. 14–32.
30. **Bedarev I. A., Borisov A. V., Fedorova N. N.** Numerical simulation of the supersonic turbulent separated flows in vicinity of the backward- and forward-faced steps // Comput. Fluid Dynamics J. 2001. Spec. number. P. 194–202.
31. **Fedorova N. N., Fedorchenko I. A., Shuelein E.** Experimental and numerical study of oblique shock wave / turbulent boundary layer interaction at $M = 5$ // Comput. Fluid Dynamics J. 2001. V. 10, N 3. P. 376–381.
32. **Bedarev I. A., Fedorova N. N.** Mathematical modelling of axisymmetric separated flows at super- and hypersonic speeds // Proc. of the 10th Intern. conf. on the methods of aerophys. res., Novosibirsk — Tomsk, 9–16 July, 2000. Novosibirsk: Publ. House SB RAS, 2000. Pt 3. P. 15–20.

Поступила в редакцию 29/IV 2002 г.
