

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ОТРЫВНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ

УДК 518.517.4

А. В. Борисов, Н. Н. Федорова

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск

Широкое распространение отрывных течений в природе и практике обуславливает интерес к их экспериментальному и численному исследованию. Основные трудности математического моделирования таких течений связаны с тем, что отрыв пограничного слоя — пространственный нестационарный физический процесс, для описания которого требуется привлечение полных уравнений Навье — Стокса. В случае исследования течений при высоких числах Рейнольдса большую роль играют моделирование турбулентности и связанное с этим замыкание исходных уравнений. В сверхзвуковых отрывных течениях, где возникновение отрыва чаще всего обусловлено взаимодействием пограничного слоя со скачками уплотнения и сопровождается возникновением дополнительных возмущений в процессе вязко-невязкого взаимодействия, важно правильно описывать газодинамическую картину течения с хорошим разрешением разрывов. Развитие современных численных методов решения уравнений Эйлера позволяет весьма точно предсказать волновую структуру сверхзвуковых течений. Можно надеяться, что разработка аналогичных методов применительно к решению уравнений Навье — Стокса позволит точнее описывать газодинамические особенности в условиях сильного вязко-невязкого взаимодействия и лучше моделировать отрывные течения.

В предыдущих исследованиях, связанных с численным моделированием турбулентных отрывных течений как несжимаемой, так и сжимаемой жидкости, наибольшее внимание было уделено анализу возможностей используемых моделей турбулентности [1–3]. Несмотря на то что по сложившемуся мнению не следует ожидать появления универсальной модели турбулентности, продолжаются попытки улучшить расчеты турбулентного отрыва прежде всего на основе более точного описания пульсационных и осредненных характеристик в рамках все более сложных полуэмпирических моделей. Не отрицая важности модели турбулентности, особенно для правильного расчета распределения поверхностного трения и теплообмена в зонах взаимодействия, авторы данной работы ставили целью изучить влияние качества численного алгоритма на точность предсказания газодинамической структуры и масштабов отрывных течений.

Численное исследование двумерных сверхзвуковых пристенных течений проводилось на основе интегрирования осредненных по Фавру уравнений Навье — Стокса [4], для замыкания которых привлекалась двухпараметрическая $k - \omega$ -модель турбулентности [5]. Расчеты проведены на основе неявной конечно-разностной схемы типа универсального алгоритма [6] с использованием расщепления по физическим процессам и пространственным переменным [7], а также специальной аппроксимации повышенного порядка для невязких потоков и TVD-идеологии [8, 9], продемонстрировавших высокую степень разрешимости газодинамической структуры течения для уравнений Эйлера. Подробное описание исполь-

зуемых уравнений, модели турбулентности и разностной схемы можно найти в [10].

Проведены расчеты изученных экспериментально в [11–14] сверхзвуковых турбулентных течений, реализующихся в окрестности последовательности углов сжатия и расширения. Полные затабулированные данные этих экспериментов приведены в [15]. Выбранные конфигурации представляли собой установленные на пластине двумерные наклонные и прямые ступеньки высотой $h = 15$ мм и углом отклонения передней грани $\beta = 8; 25; 45; 90^\circ$. Структура течения в окрестности таких конфигураций характеризуется последовательным взаимодействием пограничного слоя со скачком уплотнения и веером волн разрежения и существенным образом зависит от угла β и числа Маха набегающего потока M_∞ . Увеличение угла β приводит к росту интенсивности скачка уплотнения, что позволяет проследить изменение картины течения от безотрывной ситуации до формирования крупномасштабной отрывной области.

Использование течений с различными последовательностями взаимодействия пограничного слоя со скачками уплотнения и волнами разрежения в качестве тестовых (см., например, [16, 17]) дает возможность оценить способность численных алгоритмов правильно воспроизводить газодинамические особенности, обусловленные вязко-невязким взаимодействием. Решение указанной задачи позволяет также изучать свойства моделей турбулентности, привлекаемых для замыкания основных уравнений, при различных типах возмущений.

В [18, 19] проведено исследование применимости «кинетически согласованных» разностных схем для предсказания турбулентных отрывных течений на примере обтекания прямой ступеньки ($\beta = 90^\circ$), экспериментально изученной в [11, 12]. Получено хорошее совпадение с экспериментом по распределению давления вдоль поверхности для различных чисел Маха набегающего потока. Вместе с тем трудно ожидать, что используемый в отмеченных выше работах метод будет эффективен для предсказания трения и теплообмена, определяемых вязкими эффектами.

В [17] приведены данные, демонстрирующие хорошее совпадение расчетных и экспериментальных распределений давления и трения на поверхности, а также полей скорости, плотности, чисел Маха и интегральных характеристик пограничного слоя. Расчеты получены на подробной расчетной сетке с использованием двух моделей турбулентности для ориентированных против потока наклонных ступенек с углами наклона подветренной грани до $\beta = 45^\circ$ и уступов с $\beta = 8; 25^\circ$. Необходимо отметить, что в рамках развитой численной методики продвинуться в сторону больших значений отклонения углов наветренной грани ступенек не удалось. О существенном улучшении численных результатов при использовании более подробной сетки свидетельствуют и данные [20].

В [21–23] приведены результаты исследований течений в окрестности указанных конфигураций с использованием схем первого и второго порядка аппроксимации для различных моделей турбулентности. Для небольших углов β получены правильная качественная картина течения и достаточно хорошее согласование с экспериментом по распределению на поверхности давления и коэффициента трения, однако с ростом β рассогласование между экспериментальными и расчетными данными усиливается. Настоящая работа — продолжение начатых ранее исследований, направленных на повышение качества расчетных методик, с целью достижения соответствия расчета эксперименту по всем параметрам течения в широком диапазоне углов β .

Остановимся более подробно на некоторых условиях экспериментов и деталях проведенных расчетов. На достаточном удалении от зоны взаимодействия перед препятствиями

Таблица 1

β , град	M_e	$Re_1 \cdot 10^{-6}$, m^{-1}	P_0 , кПа	T_0 , К	δ	δ^*	δ^{**}	$C_f \cdot 10^{-3}$
					мм			
8	2,8	33,1	416,1	292	3,33	1,07	0,23	1,59
25	2,88	32,4	414,14	294	4,1	1,43	0,3	1,47
45	2,8	34,8	414,14	282	5,72	1,92	0,43	1,5
90	2,94	36,3	420,71	277	3,33	1,07	0,23	1,59

на поверхности пластины формировался развитый турбулентный пограничный слой. В табл. 1 приведены основные параметры набегающего потока и пограничного слоя (число Маха над пластиной M_e , единичное число Рейнольдса Re_1 , давление P_0 и температура T_0 торможения, толщина пограничного слоя δ , его толщины вытеснения δ^* и потери импульса δ^{**} , а также коэффициент поверхностного трения C_f), соответствующие условиям экспериментов [15] для течений в окрестности ступенек с различными углами β . Граничные условия во входном сечении были получены путем решения задачи о пограничном слое над пластиной и выбором сечения x , в котором определенная численно толщина вытеснения совпадала с определенной экспериментально. При этом различия между расчетными и экспериментальными данными не превышали 1 % для параметров над пограничным слоем и 5 % для δ и δ^{**} . Необходимо отметить, что важное значение имеет правильное задание коэффициента C_f перед областью взаимодействия, поскольку именно он является определяющим фактором положения точки отрыва. В рамках использованного критерия выбора исходного сечения по толщине вытеснения расчетное и экспериментальное значения C_f отличались на 5 ÷ 6 % (при точности экспериментальной методики определения $C_f \approx 10 \div 15$ %), что гарантировало соответствие расчетного профиля перед зоной взаимодействия экспериментальным условиям.

Расчетная область была ограничена поверхностью тела и рядом сечений, выбранных на достаточном удалении от области взаимодействия. Сетка содержала от 100 до 250 узлов в x -направлении, от 90 до 150 узлов в y -направлении и экспоненциально сгущалась к поверхности тела. Параметр сгущения выбирался таким образом, чтобы значения переменной закона стенки y^+ в ближайших к поверхности тела точках сетки удовлетворяли условию $y^+ \leq 2$. Расчеты проводились вплоть до стенки, на которой задавались условия прилипания и отсутствия теплового потока.

На рис. 1–4 приведены распределения давления (a) и трения (b) на поверхности для $\beta = 8; 25; 45; 90^\circ$ соответственно в зависимости от x — расстояния, отсчитываемого от вершины угла сжатия вдоль контура препятствия. Точка A на оси x — координата вершины угла расширения, значки — экспериментальные данные [15], линии 1 и 2 — результаты расчетов с первым и третьим порядком аппроксимации.

Рис. 1 показывает, что для слабых взаимодействий ($\beta = 8^\circ$) схемы первого и повышенного порядка дают практически одинаковый результат. По мере увеличения β (рис. 2–4) различия между расчетными данными становятся все более существенными. Расчеты по схеме первого порядка неверно предсказывают положение области начала роста давления и отрывного скачка, а также уровень давления («плато») в зоне отрыва. Сопоставление с экспериментальными расчетных данных, полученных по схеме третьего порядка аппроксимации, свидетельствует о существенном повышении качества предсказания волновой структуры течения. Заниженные по сравнению с экспериментальными значения расчетно-

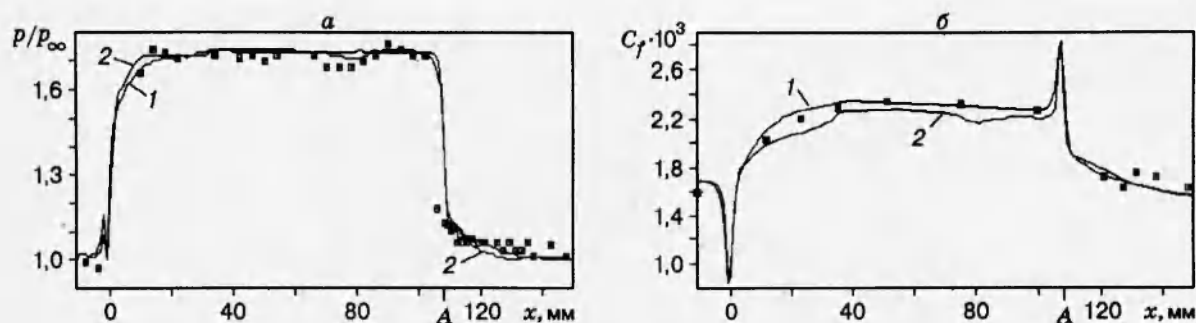


Рис. 1

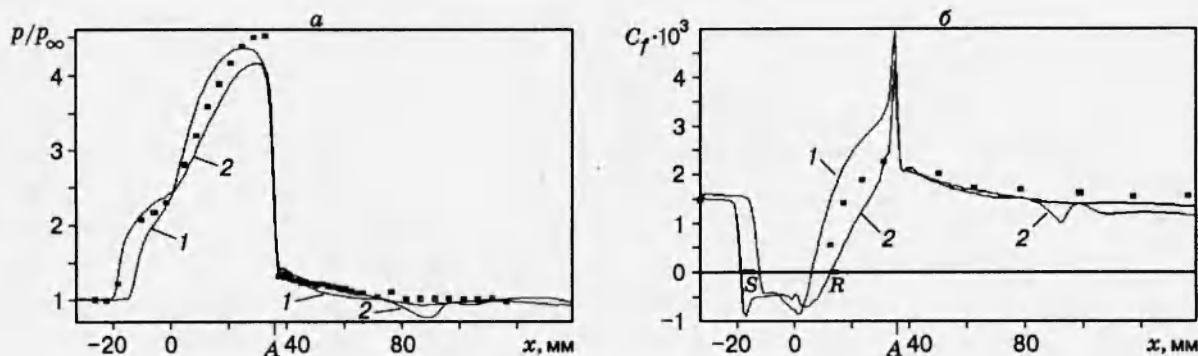


Рис. 2

го давления в районе вершины угла расширения (точка A , рис. 2, a , 3, a) можно объяснить расцентрированием веера волн Прандтля — Майера, что будет ясно из анализируемых далее газодинамических схем рассматриваемых течений.

Графики, представляющие поведение коэффициента поверхностного трения для различных углов β (рис. 2, b –4, b), показывают, что поведение коэффициента C_f , полученного в расчете по схеме повышенного порядка аппроксимации, также лучше коррелирует с экспериментальными данными по сравнению с определенным по схеме первого порядка. Отметим, что порядок аппроксимации оказывает существенное влияние на положение точек отрыва и присоединения, соответствующих $C_f = 0$. На рис. 2, b –4, b S и R обозначают положения точек отрыва и присоединения, которые в эксперименте определялись на основе маслосаживой визуализации течения на поверхности, а также по измеренным профилям скорости. Различные методики давали несколько отличающиеся значения положений этих точек, и разброс экспериментальных данных показан на рисунках утолщенными отрезками на оси x . Рис. 2, b –4, b дают возможность сопоставить зафиксированную экспериментально и в расчетах протяженность отрывных зон, ограниченных точками отрыва и присоединения. В табл. 2 приведены значения координат точек S и R для расчетов с первым порядком (расчет 1) и третьим порядком (расчет 2) аппроксимации, а также экспериментальные данные [15]. Очевидно, что схемы повышенного порядка аппроксимации позволяют достаточно хорошо предсказать масштабы отрывных зон.

С точки зрения моделирования турбулентности в пристенном слое важно сопоставить расчетные и экспериментальные значения C_f внутри отрывной области. Данные [15] не содержат информации о распределении трения в области возвратного течения по причине ограниченности применявшейся методики. Развитые оптические методы измерения тре-

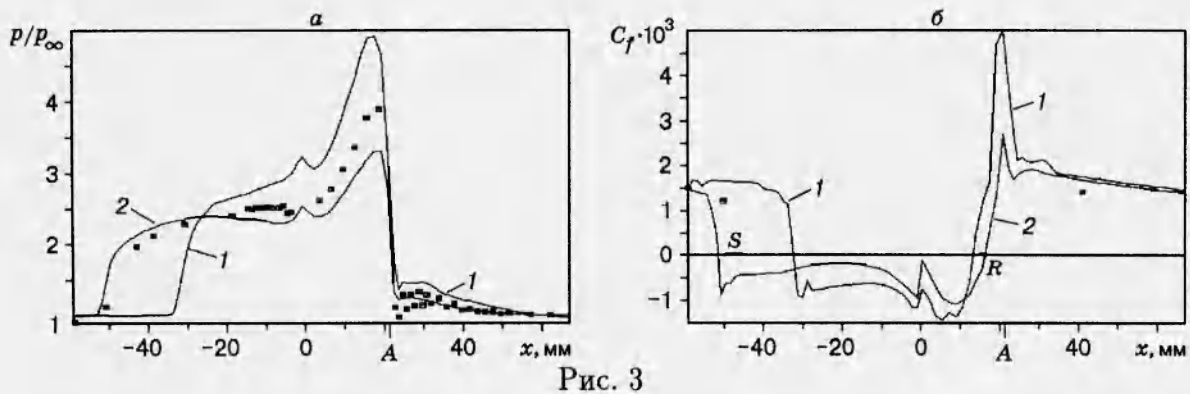


Рис. 3

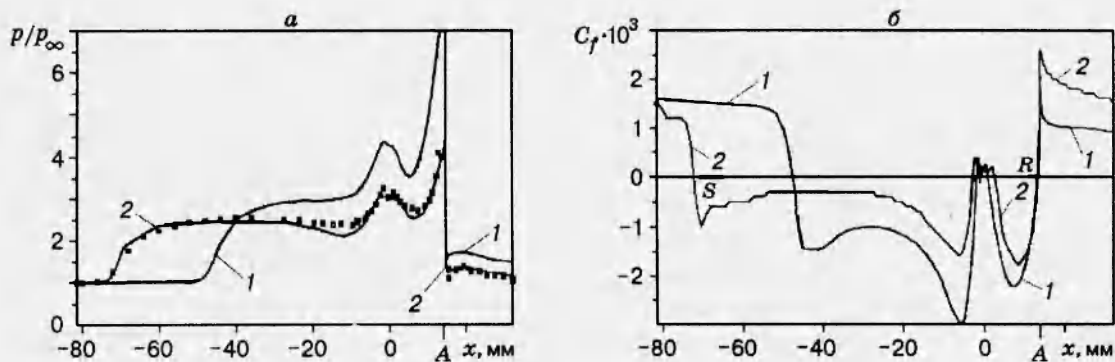


Рис. 4

ния [24, 25] дают возможность определять C_f во всей области, включая и отрывные зоны. Проведенное в этих работах сравнение для ступеньки $\beta = 45^\circ$, $h = 5$ мм показало неплохое соответствие полученных на основе обсуждаемого подхода расчетных результатов экспериментальным внутри области рециркуляционного течения.

На рис. 5 приведены структура течения для $\beta = 8^\circ$, построенная на основании экспериментальных данных (а), и изолинии безразмерного полного давления $\tilde{P}_0 = P_0/\rho_\infty U_\infty^2$, полученные по схеме первого (б) и третьего (в) порядка; 1 — скачок уплотнения, 2 — веер волн разрежения, 3 — пограничный слой, который при этом значении угла является безотрывным. Общее количество изолиний 30, уровни выбраны эквидистантно между минимальным ($\tilde{P}_0 = 0$) и максимальным ($\tilde{P}_0 = 0,85$) значениями давления. Положение сечений, в которых проводились измерения профилей скорости, показаны на рис. 5,а кружками. Из анализа расчетных данных видно, что, несмотря на правильное предсказание интенсивности и положения волн обеими схемами, схема первого порядка (рис. 5,б) существенно размывает скачок уплотнения и веер волн разрежения. В расчетах по схеме третьего порядка (рис. 5,в) задавалось максимально возможное значение схемного параметра, определяющего степень локализации волновых фронтов на сетке [26]. Это позволило достаточно четко проявить структуру течения, но, с другой стороны, привело к появлению «шума» в окрестности скачка уплотнения. Возможные причины появления шума в численном решении в окрестности стационарных ударных волн исследовались в [27].

Экспериментальная картина течения при $\beta = 25^\circ$ представлена на рис. 6,а. На рис. 6,б,в приведены расчетные изолинии безразмерного статического давления $\tilde{p} = p/\rho_\infty U_\infty^2$ для первого и третьего порядка аппроксимации соответственно. Количество изолиний 30,

Таблица 2

Результаты	β , град					
	25		45		90	
	x_S	x_R	x_S	x_R	x_S	x_R
	мм					
Эксперимента [15]	-15 ÷ -18	12 ÷ 15	-45 ÷ -49	15 ÷ 16	-65 ÷ -70	14
Расчета 1	-13	6	-31	14	-48	14
Расчета 2	-20	12	-51	18	-72	14

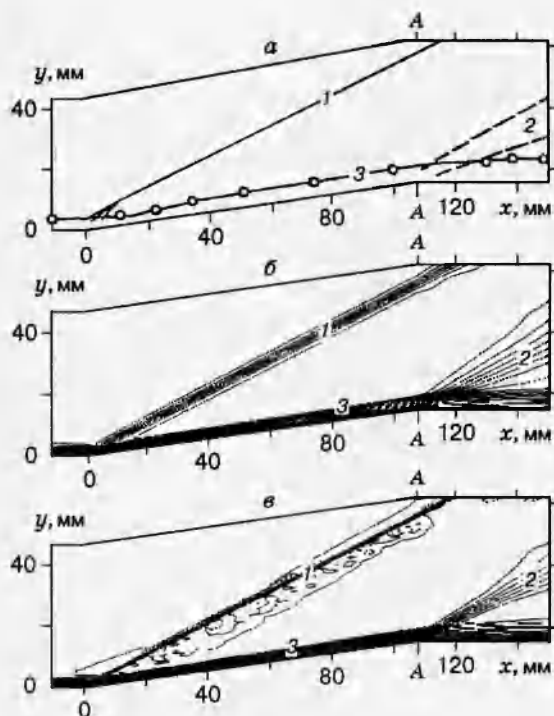


Рис. 5

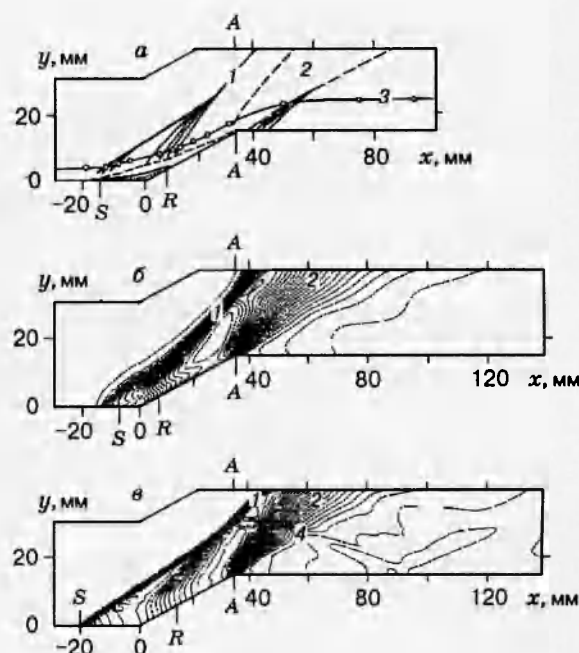


Рис. 6

$\tilde{p}_{\min} = 0,06$, $\tilde{p}_{\max} = 0,42$. Скачок уплотнения 1, вызванный наличием угла сжатия, имеет достаточную интенсивность, чтобы оторвать пограничный слой. На рис. 6, а точками S и R показаны границы отрывной области, определенные по профилям скорости. Повышение порядка позволяет заметно точнее найти размеры отрывной области. Более точная локализация волн сжатия, формирующихся в окрестностях точек отрыва и присоединения, позволяет получить в расчетах наблюдавшуюся экспериментально λ -конфигурацию (рис. 6, в). Расчеты также показывают, что из тройной точки исходит веер волн разрежения 4, вызывающий возникновение локальной зоны пониженного давления и коэффициента трения на верхней грани ступеньки (рис. 2, кривые 2), которые в эксперименте столь отчетливо не видны. Контактный разрыв был очень слабым и прослеживался только по энтропийной функции. Необходимо отметить, что такая структура течения не является противоречивой и обоснована экспериментами (см. [28], где изучалось взаимодействие скачков различной интенсивности). В расчете с первым порядком аппроксимации (рис. 6, б) сильное размазывание скачков привело к фактическому их слиянию в одну волну и практически к отсутствию признаков λ -конфигурации.

Рис. 7 представляет определенную экспериментально газодинамическую структуру

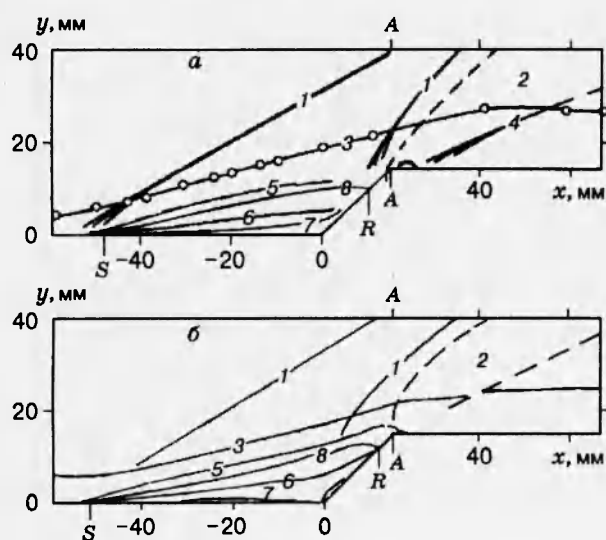


Рис. 7

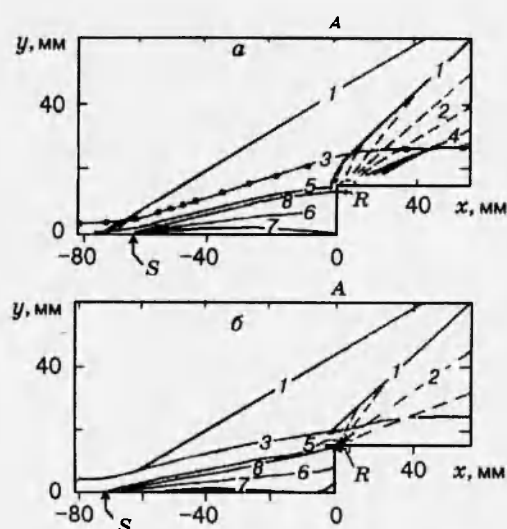


Рис. 8

течения (а) и полученную в расчетах по схеме повышенного порядка (б) для $\beta = 45^\circ$. Здесь 1 — скачки уплотнения, 2 — веер волн разрежения, распространяющийся от вершины ступеньки (штриховые линии — крайние характеристики), 3 — граница пограничного слоя, 4 — веер волн сжатия, линии 5 — $M = 1$, 6 — нулевая скорость, 7 — максимум возвратной скорости, 8 — нулевой расход. Точка S на рис. 7,а отвечает положению точки отрыва, найденному по профилям скорости, а точка R — положению точки присоединения, определенному на основе маслосажековой визуализации. Расчет обеспечивает хорошее соответствие эксперименту по волновой структуре, положению характерных линий течения, а также размеру отрывной зоны (см. табл. 2).

На рис. 8 приведены экспериментальная (а) и расчетная (б) схемы обтекания прямой ступеньки $\beta = 90^\circ$ (обозначения соответствуют принятым на рис. 7). Сопоставление схем течения показывает достаточно хорошее совпадение волновых структур особенностей течения в отрывной зоне. Скачок уплотнения, формирующийся непосредственно перед торцом, в расчетах быстро затухает из-за взаимодействия с волной разрежения. Волны сжатия, обозначенные цифрой 4, также слабы и в расчетах не отслеживаются.

Таким образом, расчеты, проведенные по схеме высокой точности, продемонстрировали хорошее качество предсказания волновой структуры течений, формирующихся в условиях сильного вязко-невязкого взаимодействия и отрыва турбулентного пограничного слоя. Проведенные ранее исследования с использованием иной пространственной аппроксимации исходных уравнений не позволяли получать столь хорошего совпадения расчетных и экспериментальных данных. Особенно сильное влияние порядок пространственной аппроксимации оказывает на точность расчетов течений с отрывными областями.

Авторы выражают благодарность А. А. Желтоволоду, инициирующему настоящие исследования, за возможность использования экспериментальной базы данных, плодотворные обсуждения результатов и ценные замечания по тексту статьи, С. И. Шпаку, любезно предоставившему оригинальную программу графической обработки расчетных и экспериментальных данных, проф. Д. Кнайту (США, Рутгерский университет) — за постоянное внимание к работе, доктору М. Барнетту (США, Научно-исследовательский центр Корпо-

рации объединенных технологий) — за организацию финансовой поддержки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Сибирского отделения РАН (в рамках конкурса международных проектов 1995 г.) и Научно-исследовательского центра Корпорации объединенных технологий (UTRC, США).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Marvin J. S.** Modeling of turbulent separated flows for aerodynamic applications // Recent Advances in Aerodynamics / Ed. by Krothapalli and C. A. Smith. Proc. Int. Symp. held at Stanford University, Aug. 22-26, 1983. Berlin: Springer-Verl., 1983.
2. **Marvin J. S., Coakley T. J.** Turbulence Modeling for Hypersonic Flows. NASA Technical Memorandum 101079. 1989.
3. **Rodi W.** Recent developments in turbulence modeling // Proc. of 93 Workshop on Mathematical Modeling of Turbulent Flows, August 1993, Japan.
4. **Wilcox D. C.** Turbulence Modeling for CFD. La Cañada, California: DCW Industries Inc., 1993.
5. **Wilcox D. C.** Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models // AIAA J. 1988. V. 26, N 11. P. 1299-1310.
6. **Яненко Н. Н.** Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967.
7. **Ковеня В. М., Яненко Н. Н.** Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
8. **Van Leer B.** Towards the ultimate conservative difference scheme V: A second-order sequel to Godunov's method // J. of Computational Phys. 1979. V. 32, N 1. P. 101-136.
9. **Harten A.** High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // J. of Computational Phys. 1983. V. 49, N 2. P. 357-393.
10. **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.
11. **Желтоводов А. А.** Анализ свойств двумерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях // Исследования пристенных течений вязкого газа. Новосибирск: Ин-т теоретической и прикладной механики СО АН СССР, 1979. С. 59-94.
12. **Желтоводов А. А., Павлов А. А.** Исследование течения в сверхзвуковой отрывной зоне перед ступенькой. Новосибирск, 1979. (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теоретической и прикладной механики; № 1).
13. **Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н.** Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения. Новосибирск, 1983. (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теоретической и прикладной механики; № 28-83).
14. **Желтоводов А. А., Яковлев В. Н.** Этапы развития, структура и характеристики турбулентности сжимаемых отрывных течений. Новосибирск, 1986. (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теоретической и прикладной механики; № 27-86).
15. **Желтоводов А. А., Трофимов В. М., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н.** Задокументированные данные экспериментальных исследований сверхзвуковых турбулентных отрывных течений в окрестности наклонных ступенек и уступов. Новосибирск,

1990. (Отчет / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теоретической и прикладной механики; № 2030).
16. Zheltovodov A. A., Horstman C. C. Experimental and numerical investigation of 2-D expansion/shock wave-turbulent boundary layer interactions. Новосибирск, 1993. (Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т теоретической и прикладной механики; № 2-93).
 17. Horstman C. C., Zheltovodov A. A. Numerical simulation of shock waves/expansion fans-turbulent boundary layer interaction // Int. Conference on the Methods of Aerophysical Research. August 22-26, 1994, Novosibirsk, Russia. Proceedings. Pt 2. P. 118-125.
 18. Граур И. А., Елизарова Т. Г., Четверушкин Б. Н. Моделирование сложных газодинамических течений на основе кинетических алгоритмов // Дифференц. уравнения. 1986. Т. 22, № 7. С. 1173-1180.
 19. Граур И. А., Елизарова Т. Г., Четверушкин Б. Н. Численное моделирование турбулентного обтекания прямой ступеньки // Мат. моделирование. 1990. Т. 3, № 11. С. 31-44.
 20. Борисов А. В., Желтоводов А. А., Бадекас Д., Нараянсвами Н. Численное исследование сверхзвуковых турбулентных отрывных течений в окрестности наклонных ступенек // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 2. С. 68-80.
 21. Борисов А. В., Карамышев В. Б. Метод численного исследования отрывных турбулентных течений. Новосибирск, 1988. (Препр./ АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теоретической и прикладной механики; № 9-88).
 22. Борисов А. В., Карамышев В. Б. Численное моделирование отрывных турбулентных течений // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1990. Вып. 1. С. 37-43.
 23. Borisov A. V., Fedorova N. N., Shpak S. I. Numerical simulation of a turbulent separation based on the averaged Navier-Stokes equations // Int. Conference on the Methods of Aerophysical Research August 22-26, 1994, Novosibirsk, Russia. Proceedings. Pt 2. P. 55-61.
 24. Maksimov A. I., Pavlov A. A., Shevchenko A. M. Development of the skin friction measurement technique for supersonic gradient flows // Int. Conference on the Methods of Aerophysical Research. August 22-26, 1994, Novosibirsk, Russia. Proceedings. Pt 2. P. 172-176.
 25. Борисов А. В., Воронцов С. С., Желтоводов А. А. и др. Развитие экспериментальных и расчетных методов исследования сверхзвуковых отрывных течений. Новосибирск, 1993. (Препр./ РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т теоретической и прикладной механики; № 9-93).
 26. Anderson W. K., Thomas J. L., Van Leer B. Comparison of finite volume flux vector splitting for the Euler equations // AIAA J. 1986. V. 24, N 9. P. 1453-1460.
 27. Woodward P., Colella P. The numerical simulation of two-dimensional fluid flow with strong shocks // J. of Computational Phys. 1984. V. 54, N 1. P. 115-173.
 28. Edney B. Anomalous heat transfer and pressure distributions on a blunt bodies at hypersonic speeds in the presence of an impinging shock. Report N 115. Aeron. Res. Institute of Sweden, 1968.

Поступила в редакцию 16/V 1995 г.