

УДК 532.517.4+533.6.011.5

© 1999 г. А.В. БОРИСОВ, А.А. ЖЕЛТОВОДОВ, А.И. МАКСИМОВ,
Н.Н. ФЕДОРОВА, С.И. ШПАК**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
СВЕРХЗВУКОВЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ
В ОКРЕСТНОСТИ ДВУМЕРНЫХ ПРЕПЯТСТВИЙ**

Исследовано развитие сверхзвуковых ($M = 3$) турбулентных отрывных течений в окрестности двумерных ступенек при изменении углов отклонения их наветренной грани от 8 до 90° . Сравнение обширных экспериментальных и расчетных данных по газодинамической структуре, распределениям давления и трения на поверхности, а также полям скоростей реализующихся течений продемонстрировало возможности численного моделирования на основе осредненных уравнений Навье – Стокса и $k - \omega$ -модели турбулентности.

Изучение свойств турбулентных отрывных течений относится к числу наиболее сложных и актуальных задач механики жидкости и газа [1–3]. Наряду с развитием расчетных методов в рамках моделей идеального и вязкого газа, обзор которых дан, например, в [1, 2], большое внимание уделяется численному решению осредненных уравнений Навье – Стокса, дополненных полуэмпирическими моделями турбулентности [4, 5]. Такой подход обеспечивает получение достаточно полной информации о свойствах рассматриваемых течений, необходимой для решений многочисленных прикладных задач.

В условиях сверхзвуковых скоростей отрывные течения чаще всего возникают при взаимодействии скачков уплотнения с пограничными слоями. Большое многообразие и сложность встречающихся в практике ситуаций приводят к необходимости глубокого изучения упрощенных канонических конфигураций, при обтекании которых проявляется действие лишь некоторых физических факторов [5, 6]. В частности, ряд свойств турбулентного отрыва анализируется на примерах двумерных взаимодействий в условиях падающих косых и прямых скачков уплотнения, при обтекании углов сжатия и других простых конфигураций.

В ранних расчетах, например [7], продемонстрирована возможность правильного предсказания некоторых свойств отрывных течений в углах сжатия на основе алгебраических моделей турбулентности, модифицированных для учета релаксационных эффектов в пограничных слоях. Однако проведенные в [8] исследования различных типов отрыва с привлечением алгебраических и дифференциальных моделей турбулентности показали, что они не позволяют хорошо описать все свойства течений, особенно полей скорости, а также распределений трения в зонах взаимодействия. Отмечено, что хуже всего соответствуют эксперименту расчеты поверхностного трения на основе алгебраических моделей. Анализ результатов современных расчетов [4, 9, 10] подтверждает эти выводы. Отсутствие всесторонних и подробных измерений, в особенности в отрывных зонах, не позволяет убедительно продемонстрировать надежность применяемых методов расчета [11, 12].

Настоящая работа является продолжением ранее начатого цикла экспериментальных и расчетных исследований турбулентных отрывных течений, возникающих при сверхзвуковом обтекании двумерных ступенек и уступов с наклонными гранями [9, 10,

13–21], в окрестности которых реализуется последовательное взаимодействие пограничного слоя со скачками уплотнения и волнами разрежения. Проведенные экспериментальные исследования [13–17] позволили получить обширные данные о газодинамической структуре, распределениях давления, трения и интенсивности теплообмена на поверхности, а также полях средней скорости, пульсаций массового расхода, плотности, скорости и температуры торможения реализующихся отрывных течений. Результаты включены в международную базу экспериментальных данных [6].

Возможности алгоритмов и моделей турбулентности для расчета отрывных течений в окрестности наклонных ступенек и уступов продемонстрированы в [9, 10, 17–21]. Выполненные с использованием q - ω -модели турбулентности Кокли расчеты для различных чисел Маха [20] зафиксировали тенденцию к расхождению с экспериментом по протяженности отрывных зон и распределению давления при увеличении угла отклонения наветренной грани ступенек. Сопоставления с данными по трению продемонстрировали в большей степени качественное, чем количественное, соответствие. Проведенные в [21] дополнительные исследования выявили существенное влияние способа аппроксимации конвективных членов на точность расчетов рассматриваемых отрывных течений.

Показано, что проявляющееся в расчетах искусственное утолщение скачков приводит к подавлению отрыва, как и в реальных случаях при сглаживании воздействующих на пограничный слой градиентов давления. В связи с этим использование максимально снижающих такой эффект численных алгоритмов не менее важно, чем выбор удачной модели турбулентности.

Целью настоящей работы являются анализ закономерностей развития сверхзвуковых турбулентных отрывных течений в окрестности двумерной ступеньки при увеличении угла отклонения ее наветренной грани с привлечением более полных экспериментальных данных и проверка эффективности развитых алгоритмов численного моделирования.

1. Методики и условия экспериментальных исследований. Для анализа свойств рассматриваемых отрывных течений и тестирования численных методов расчета использовались ранее полученные экспериментальные данные [13, 14], дополненные новыми подробными измерениями поверхностного трения. Эксперименты проводились в сверхзвуковых аэродинамических трубах Т-313 и Т-325 Института теоретической и прикладной механики СО РАН с сечениями рабочих частей соответственно $0,6 \times 0,6$ и $0,2 \times 0,2$ м при числах Маха перед препятствиями $M_1 = 2,9 \pm 0,05$ и Рейнольдса $Re_1 = (34,6 \pm 1,6) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ в условиях адиабатической поверхности моделей. Установленные на пластине по всему размаху ступеньки фиксированной высоты $h = 15$ (Т-313) и 6 мм (Т-325) имели углы отклонения наветренной грани $\beta = 8, 25, 45$ и 90° . Достаточно большая относительная ширина моделей $b/h = 20\text{--}26,7$ исключала влияние концевых эффектов на характеристики течения в окрестности плоскости симметрии, что дополнительно было проверено установкой боковых ограничительных поверхностей. На пластине перед ступеньками реализовывался развитый турбулентный пограничный слой. Толщина слоя δ , соответствующая отношению $u/u_c = 0,99$, толщины вытеснения δ^* и потери импульса δ^{**} перед препятствиями, а также характерные для экспериментов значения давлений P_0 и температуры торможения T_0 приведены в таблице.

Измерения распределений давления на поверхности моделей проводились вдоль линии симметрии с точностью не менее 0,5%. Поля полного и статического давлений измерялись в вертикальной плоскости симметрии с помощью ориентированных с учетом местных сколов потока пневмозондов, что гарантировало погрешности в пределах ± 1 и $\pm 5\%$ соответственно. В условиях отрыва ниже линии нулевых скоростей пневмозонды ориентировались навстречу формирующемуся около поверхности возвратному течению. Расчет скорости на основе полученных полей давлений в пограничном слое проводился с учетом изменения температуры по его толщине в рамках обобщенного интеграла Крокко. Как было показано на основе оптических измерений

Труба	β , град	h , мм	P_0 , кПа	T_0 , К	δ , мм	δ^* , мм	δ^{**} , мм	h/δ
T-313	8	15	424,3	292 ± 4	3,4	1,07	0,23	4,41
T-313	25	15	422,3	294 ± 6	4,1	1,43	0,30	3,66
T-313	45	15	422,3	282 ± 4	4,3	1,46	0,30	3,49
T-313	90	15	422,0	275 ± 5	4,0	1,40	0,28	3,75
T-325	8-90	6	375 ± 15	283 ± 5	2,27	0,83	0,17	2,64

полей плотности [13], такое приближение вполне допустимо. Ошибка измерений распределений скорости в пограничном слое, обусловленная точностью определения местных чисел Маха и температуры, не превышала $\pm 5\%$, за исключением сечений в непосредственной близости к точкам отрыва и присоединения, где она могла увеличиться до $\pm 8-10\%$ вследствие влияния интерференции пневмозондов со скачками уплотнения.

Для определения коэффициента поверхностного трения вне отрывных зон по измеренным в T-313 профилям скорости использовалась методика [22], основанная на соотношении Людвига – Тиллмана, обобщенном для сжимаемых течений. Ошибка измерений этой величины находилась в пределах $\pm 10\%$, за исключением областей с сильными градиентами давления, где она могла возрасти до $\pm 15\%$. Визуализация течений осуществлялась с помощью теплеровского прибора и метода маслосажевого покрытия [13, 14].

С целью получения более полных данных о поверхностном трении в аэродинамической трубе T-325 выполнены дополнительные эксперименты с привлечением панорамного оптического метода, основанного на регистрации с помощью лазерного интерферометра изменения толщины нанесенной на поверхность модели масляной пленки. Данный метод является развитием описанного в [23] и в отличие от пневмометрического позволяет измерять поверхностное трение и в отрывных зонах. Подробное описание методики и аппаратуры дано в [17, 24]. Точность измерений коэффициента поверхностного трения с помощью этого метода находилась в пределах $\pm 6-10\%$.

2. Методика расчетов. Численные расчеты рассматриваемых течений выполнены на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса, записанных в переменных Фавра. Для их замыкания использовалась двухпараметрическая $k-\omega$ -модель турбулентности [25], которая в отличие от $k-\epsilon$ -модели не требует использования демпфирующих пристенных функций и дополнительных членов для учета влияния низких чисел Рейнольдса вблизи поверхности.

Вычислительный алгоритм основан на неявной четырехшаговой конечно-разностной схеме расщепления по пространственным переменным [21, 26]. Для аппроксимации конвективных членов использовалась схема типа TVD [27], построенная на расщеплении вектора невязки потоков по физическим процессам [26]. На поверхности обтекаемого тела задавались условия прилипания и адиабатичности. Плотность на стенке вычислялась из условия равенства нулю градиента давления по нормали. Начальное и конечное сечения расчетной области выбирались достаточно далеко от зоны взаимодействия пограничного слоя с возмущениями. Профили скорости на входе, как и распределения других параметров, получены путем расчета течения на пластине, исходя из условия совпадения толщины вытеснения с экспериментальными значениями. При этом также обеспечивалось соответствие эксперименту по коэффициенту поверхностного трения. В выходном сечении ставились "мягкие" краевые условия (равенство нулю вторых производных от всех расчетных параметров). На верхней границе, удаленной от нижней на расстояние более $2h$, задавались условия "простой волны" [28].

В расчетной области строилась фиксированная регулярная разностная сетка, сгущавшаяся в направлении к поверхности тела по экспоненциальному закону. Параметр сгущения определялся условием $y^+ \leq 2$ для координаты ближайшего к телу узла сетки, где y^+ – переменная закона стенки. В продольном направлении для разных значений β сетка содержала 100–200 узлов, в поперечном – 70–150 узлов, из которых в невозмущенной части течения на пограничный слой приходилось не менее 30 узлов. Для прямой ступеньки

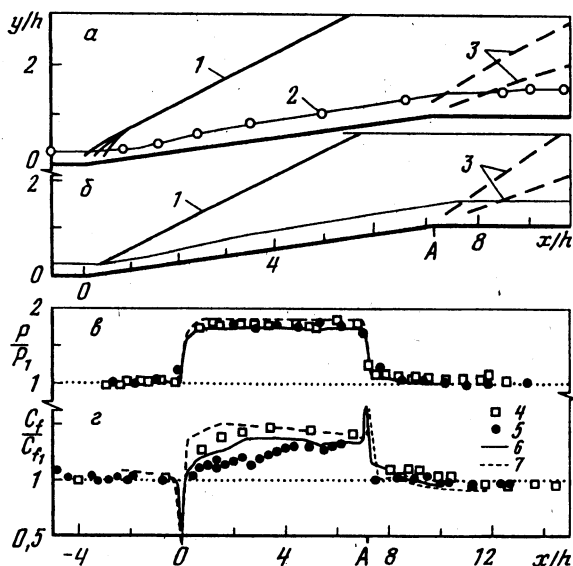
($\beta = 90^\circ$) ячейки сетки были прямоугольными с неравномерным шагом по переменной x , обеспечивающим также экспоненциальное сгущение в нормальном к вертикальной грани препятствия направлении. Для случаев $\beta = 8-45^\circ$ разностная сетка была неортогональна и имела равномерный шаг в продольном направлении, составляющий 0,2–0,3 толщины невозмущенного пограничного слоя. Стационарное решение находилось методом установления. Обсуждаемые далее результаты расчетов получены с использованием схем второго ($\beta = 8, 45$ и 90°) и третьего ($\beta = 25^\circ$) порядков аппроксимации по пространственной переменной. Более подробно вычислительный алгоритм и метод расчета описаны в [21].

3. Обсуждение результатов исследований. Совместный анализ экспериментальных и расчетных данных, полученных для фиксированного числа $M_1 = 2,9$ при увеличении угла отклонения наветренной грани ступенек высотой $h = 15$ и 6 мм, позволяет охарактеризовать особенности взаимодействия скачков уплотнения и волн разрежения с пограничным слоем в условиях безотрывного и отрывных течений, а также проверить адекватность численных расчетов. Полученные экспериментально газодинамические схемы течений для препятствий с $h = 15$ мм основаны на результатах пневмометрического зондирования и оптической визуализации [13, 14], а соответствующие им расчетные схемы построены на основе обработки изолиний и профилей полного и статического давления и скорости. Положение скачков уплотнения определялось по линиям максимального градиента давления. На всех фигурах начало оси x совпадает с передней точкой препятствия, а значения координат отсчитываются по внешнему контуру модели.

Согласно эксперименту, в случае малых углов отклонения потока ($\beta = 8^\circ$) реализуется безотрывное обтекание ступеньки (фиг. 1, а). Распространяющийся от угла сжатия скачок уплотнения, показанный кривой 1, в процессе взаимодействия с пограничным слоем трансформируется в систему волн сжатия. Символы 2 на внешней границе пограничного слоя соответствуют сечениям, в которых проводились измерения профилей скорости. При обтекании вершины ступеньки (А) во внешний поток распространяется веер волн разрежения, первая и последняя характеристики которого обозначены линиями 3. Толщина пограничного слоя за волнами разрежения заметно растет. Полученная в расчетах схема (фиг. 1, б) правильно воспроизводит основные особенности течения.

На фиг. 1, в, г приведены распределения относительного давления P/P_1 и трения C_f/C_{f1} на поверхности, полученные в экспериментах со ступеньками различной высоты, в сравнении с расчетами, выполненными для $h = 15$ мм в данной работе на основе $k-\omega$ -модели турбулентности и ранее в [19] с использованием $k-\epsilon$ -модели. Значения P_1 и C_{f1} соответствуют невозмущенному течению непосредственно выше точки начала роста давления перед препятствием. Здесь и далее экспериментальные данные 4, 5 относятся к ступеням с $h = 15$ и 6 мм, а расчетные кривые 6, 7 получены с $k-\omega$ - и $k-\epsilon$ -моделями турбулентности, за исключением последней фигуры. Приведенные результаты расчетов демонстрируют их полное совпадение с экспериментальными данными по давлению (фиг. 1, в). Характер поведения коэффициента C_f измеренного в аэродинамических трубах с использованием различных методов, качественно одинаков (фиг. 1, г). Наблюдаемые в области за скачком различия находятся в пределах максимальной погрешности измерений, а расчеты удовлетворительно соответствуют экспериментам. Рассчитанные на основе $k-\omega$ -модели профили скорости, приведенные в характерных для рассматриваемой конфигурации сечениях, также демонстрируют хорошее соответствие эксперименту (фиг. 2, а).

Увеличение угла сжатия до $\beta = 25^\circ$ (фиг. 3, а) приводит к появлению локальной отрывной зоны, ограниченной зафиксированными методом маслосажевой визуализации линиями стекания (S) и растекания (R). При рассмотрении обтекания данной конфигурации в рамках модели идеального газа реализуется присоединенный к вершине угла сжатия косой скачок уплотнения, который в реальном течении транс-

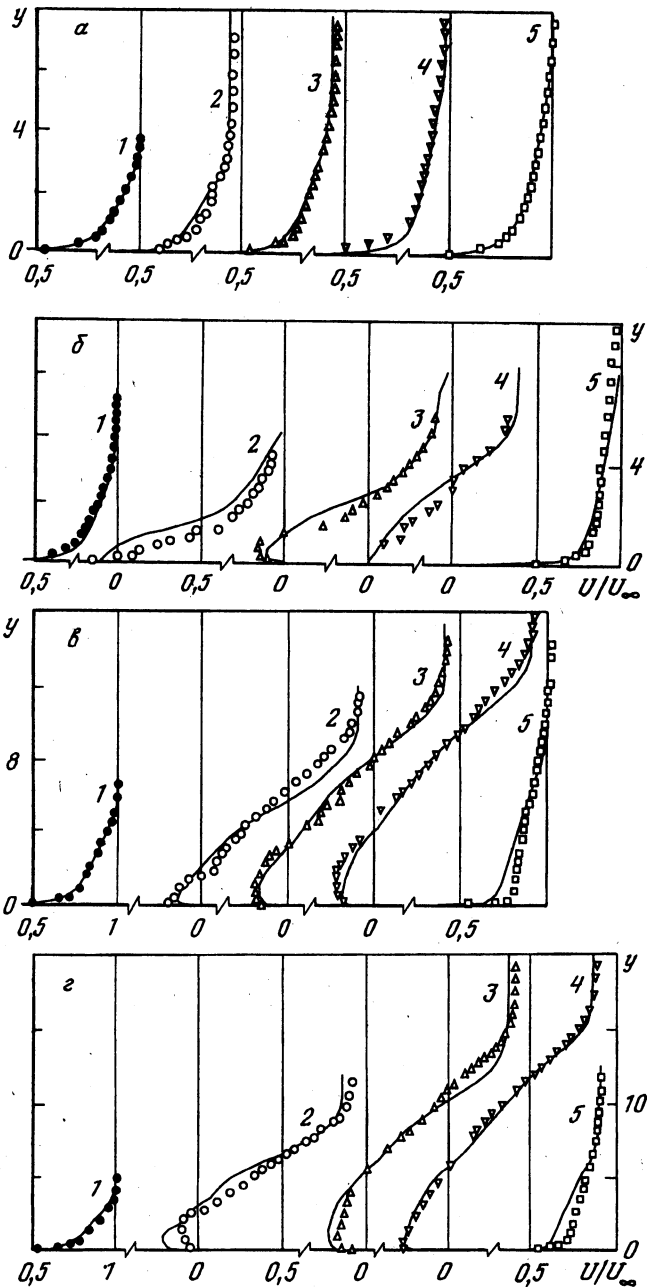


Фиг. 1. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для $\beta = 8^\circ$ ($M_1 = 2,9$): 1 – скачок уплотнения; 2 – внешняя граница пограничного слоя; 3 – волны разрежения; 4, 5 – экспериментальные данные для $h = 15$ и 6 мм; 6, 7 – расчеты с $k-\omega$ - и $k-\epsilon$ -моделями турбулентности ($h = 15$ мм)

формируется в расположенную над зоной отрыва λ -конфигурацию волн. При этом в окрестности линии S формируется отрывной скачок, а над линией R – система волн сжатия. Из тройной точки λ -конфигурации вниз по течению распространяется контактная поверхность, показанная линией 8, слабые признаки которой были обнаружены в результате тщательного анализа тепловых снимков. При обтекании вершины ступеньки A непосредственно за волнами разрежения зафиксированы распространяющиеся от поверхности слабые волны сжатия.

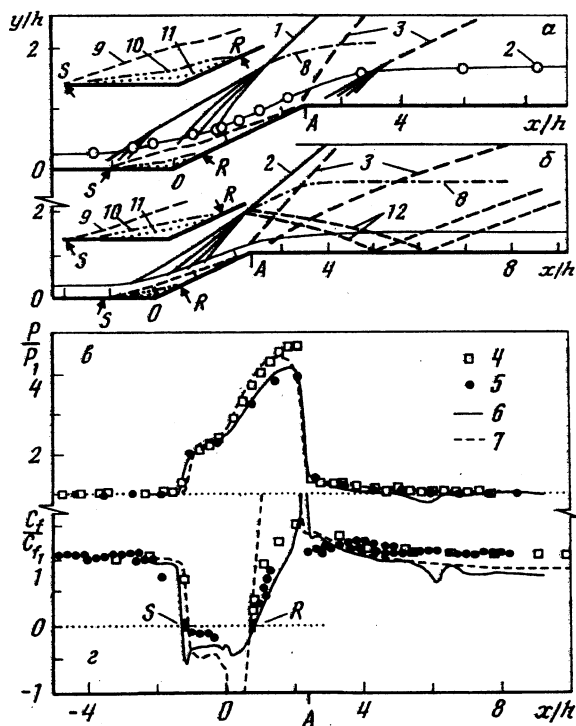
Как следует из экспериментов, в распределении давления перед углом сжатия (фиг. 3, в) наблюдается начало формирования изобарической области ("плато давления"), характерной для развитых отрывных течений. Полученные для ступенек различной высоты экспериментальные данные (4 и 5) практически совпадают друг с другом, за исключением небольшой области максимальных давлений в присоединившемся течении непосредственно перед вершиной A . Это вполне объяснимо, поскольку различие в значениях h/δ для исследованных конфигураций (см. таблицу) приводит к меньшей относительной протяженности наклонной грани для ступеньки с $h = 6$ мм. В этом случае расположенные вблизи вершины волны разрежения препятствуют росту давления до характерного более высокого ступеньке уровня. Это же объясняет и небольшое различие в распределениях поверхностного трения непосредственно перед вершиной A , зафиксированное в экспериментах в указанной области для ступенек различной высоты (фиг. 3, г). Вместе с тем в обоих случаях после присоединения потока реализуется сверхкритическое состояние пограничного слоя, что препятствует распространению влияния волн разрежения на течение в отрывных зонах и обуславливает совпадение распределений давления, а также поверхностного трения вблизи линии растекания R . Результаты оптических измерений поверхностного трения 5 для $h = 6$ мм хорошо соответствуют пневмометрическим измерениям 4 при $h = 15$ мм и дополняют их в области возвратного течения между точками S и R .

Полученные в расчетах газодинамическая картина течения (фиг. 3, б), включая линии 9, 10 и 11, распределения давления (в) и трения (г) на поверхности, а также



Фиг. 2. Экспериментальные и расчетные профили скорости для ступенек с $h = 15$ мм: а - $\beta = 8^\circ$, 1-5 - $x/h = -0,73, -2,33, 6,66, 8,47, 9,87$; б - $\beta = 25^\circ$, 1-5 - $x/h = -2,2, -0,8, 0,6, 0,73, 5,23$; в - $\beta = 45^\circ$, 1-5 - $x/h = -3,93, -2,07, -1,33, -0,81, 3,95$; г - $\beta = 90^\circ$, 1-5 - $x/h = -6, -1,87, -1,77, -1,23, 2$

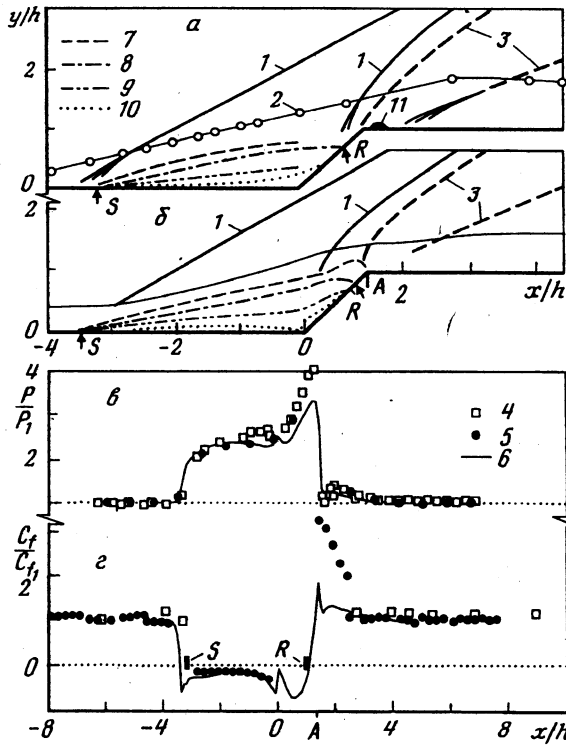
профили скорости в характерных сечениях (Фиг. 2, б) удовлетворительно соответствуют экспериментам. На Фиг. 3, в, г для сравнения также приведены результаты выполненных ранее на основе $k-\epsilon$ -модели турбулентности расчетов [19]. Сопоставляя экспериментальную (а) и полученную в расчетах (б) схемы течения, можно сделать



Фиг. 3. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для $\beta = 25^\circ$: обозначения 1-7, как на фиг. 1; 8 – контактная поверхность; 9 – звуковая линия ($M = 1$); 10 – линия нулевых скоростей; 11 – линия максимальной скорости в возвратном течении; 12 – вторичные волны разрежения

закключение, что расчет в основном верно предсказывает реализующиеся волновую структуру, размер отрывной зоны и особенности течения в ней. В отличие от эксперимента в расчетах зафиксирован дополнительный веер волн разрежения 12, который распространяется из тройной точки λ -конфигурации скачков к верхней поверхности препятствия и приводит к появлению местных минимумов давления и коэффициента трения при $x/h \approx 6$ (фиг. 3, в, г). Как следует из фиг. 3, в, полученный в данных расчетах уровень максимального давления перед вершиной A ступеньки высотой $h = 15$ мм (кривая б) примерно на 10% ниже экспериментального значения. Это приводит к несколько завышенным значениям местных чисел Маха во внешнем потоке за λ -конфигурацией скачков и более высокому расположению над поверхностью ее тройной точки. Оба указанных фактора способствуют падению вторичного веера волн разрежения 12 ниже по потоку по сравнению с экспериментом. В расчетах [19] (кривая 7) указанный максимум давления предсказывался более точно и на верхней поверхности ступеньки отсутствовали ассоциируемые с вторичными возмущениями характерные минимумы в распределениях давления и трения. На основе анализа имеющихся данных обнаружено, что область влияния вторичных волн разрежения в эксперименте располагалась заметно ближе к вершине A ступеньки и находилась в зоне распространяющихся от нее возмущений. В связи с этим зафиксировать точное положение этих волн было весьма сложно.

Приведенные на фиг. 3, в результаты демонстрируют хорошее соответствие эксперименту выполненных в данной работе и в [19] расчетов в окрестности локальной



Фиг. 4. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для $\beta = 45^\circ$: обозначения 1–6 как на фиг. 1 и 3; 7 – звуковая линия ($M = 1$); 8 – разделяющая линия тока; 9 – линия нулевых скоростей; 10 – линия максимальной скорости в возвратном течении; 11 – локальная отрывная зона

отрывной зоны. Как следует из фиг. 3, z , рассчитанное на основе $k-\omega$ -модели турбулентности распределение поверхностного трения хотя и проявляет более сильную по сравнению с экспериментом тенденцию к занижению уровня на верхней поверхности препятствия, в окрестности отрывной зоны в целом лучше соответствует эксперименту, чем полученное в [19]. Оба расчета хорошо предсказывают положение соответствующих линиям S и R точек отрыва и присоединения, где $C_f = 0$.

Сравнение профилей скорости в характерных сечениях в окрестности отрывной зоны (фиг. 2, б) показывает удовлетворительное соответствие расчета эксперименту, хотя с приближением к линии нулевых скоростей в области возвратного течения проявляется некоторое их расхождение. На верхней поверхности соответствие существенно лучше.

Как следует из эксперимента (фиг. 4, а), дальнейшее увеличение угла отклонения грани до $\beta = 45^\circ$ приводит к возникновению крупномасштабной отрывной зоны перед препятствием. При обтекании такой конфигурации в рамках модели идеального газа реализуется единственный отсоединенный от вершины угла сжатия искривленный скачок уплотнения с дозвуковой зоной за ним, течение в которой находится в области влияния вершины A . В реальном течении от линии S распространяется отрывной скачок, как и при $\beta = 25^\circ$, однако в окрестности приблизившейся к вершине A линии R формируется отчетливый скачок уплотнения, а не волны сжатия. Распределение давления на поверхности (фиг. 4, б) характеризуется протяженной областью практически постоянного значения ("плато давления"). За вершиной A обнаружены признаки до-

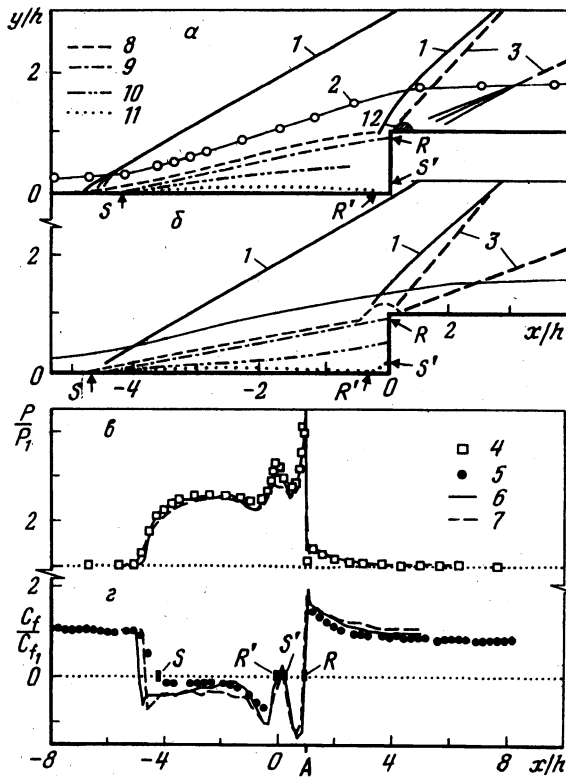
полнительной мелкомасштабной отрывной зоны II , течение в которой носит сильно перемежающийся нестационарный характер, как и в случае нормальной к потоку ступеньки [13], где указанную зону удалось зафиксировать лишь оптической съемкой с использованием импульсного (10 нс) источника света. За распространяющимися от вершины волнами разрежения образуются слабые волны сжатия.

Полученная в расчете газодинамическая схема (фиг. 4, б) качественно верно отражает основные особенности течения. Расчет уточняет положение звуковой линии 7 непосредственно перед ступенькой, определение которой в экспериментах путем пневмометрического зондирования было затруднено. Значительная по толщине дозвуковая область в присоединяющемся за линией R пограничном слое, находящемся в докритическом состоянии, определяет глобально дозвуковой характер обтекания вершины ступеньки. Именно этим обусловлено отличие распределения давления (его небольшой рост) непосредственно за точкой A (фиг. 4, в) от случая $\beta = 25^\circ$ (фиг. 3, в).

Расчет с использованием k - ω -модели турбулентности и в этом случае в целом достаточно хорошо предсказывает распределения давления (фиг. 4, в) и трения (τ), масштабы отрывной зоны (б, з), а также распределения скорости в возмущенном пограничном слое (фиг. 2, в). Вместе с тем необходимо отметить занижение максимума давления непосредственно перед вершиной A почти на 20% по сравнению с экспериментом.

Следует обратить внимание на хорошее совпадение расчета C_f с экспериментом в протяженной зоне возвратного течения между точками S и R (фиг. 4, з), где с помощью оптического метода выполнены подробные измерения. Свойственное для локальной отрывной зоны (фиг. 3, з) отличие проявляется лишь в малой окрестности точки отрыва S , где расчет дает более высокие по сравнению с экспериментом абсолютные значения C_f . Около основания ступеньки расчетные значения коэффициента трения приближаются к нулю, что свидетельствует об условиях, близких к зарождению повторного отрыва в распространяющемся с наклонной грани дозвуковым возвратном течении. Полученные картины предельных линий тока на поверхности не показали признаков вторичного отрыва в этой области. Необходимо отметить более высокий уровень измеренного поверхностного трения по сравнению с расчетом непосредственно за вершиной препятствия A . Однако, учитывая зафиксированную в экспериментах повышенную нестационарность течения в этой области, к правильности и измерений и расчетов здесь следует относиться с осторожностью. Обращает внимание то, что ни расчет, ни эксперимент не обнаруживают на верхней поверхности препятствия точек с нулевым поверхностным трением, ограничивающих зафиксированную с помощью оптической визуализации локальную отрывную зону. Это можно объяснить перемежающимся характером реального мелкомасштабного отрывного течения II . Наносившаяся при измерениях трения непосредственно за вершиной ступеньки тонкая пленка силиконового масла растекалась в направлении основного потока, не фиксируя возвратного течения [17]. Как показано в [29], такое явление имеет место при значениях коэффициента перемежаемости $\gamma_u < 0,5$, когда возвратное течение существует менее 50% времени. Используемая для расчетов модель, основанная на осредненных уравнениях Навье – Стокса, также не позволяет описать отмеченные нестационарные эффекты.

Полученные для $\beta = 90^\circ$ данные характеризуют свойства течения на очередной стадии его развития. Построенные на основе эксперимента (фиг. 5, а) и расчета (б) схемы хорошо соответствуют друг другу и свидетельствуют о дальнейшем росте протяженности отрыва перед препятствием. Основные газодинамические особенности такого течения (реализующаяся структура волн и последовательность отрывных зон) качественно аналогичны рассмотренным ранее для $\beta = 45^\circ$. Вместе с тем увеличение угла грани приводит к отрыву распространяющегося вниз от вершины A возвратного течения на линии стекания S' с присоединением на пластине на линии растекания R' .



Фиг. 5. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для $\beta = 90^\circ$: обозначения 1–5 как на фиг. 1, 3, 4; 6, 7 – расчеты с $k-\omega$ моделью турбулентности для $h = 15$ и 6 мм; 8 – звуковая линия; 9 – разделяющая линия тока; 10 – линия нулевых скоростей; 11 – линия максимальной скорости в возвратном течении; 12 – локальная отрывная зона

Указанные линии стекания и растекания зафиксированы в эксперименте с помощью маслосажевого визуализации. Как следует из распределения давления на поверхности (фиг. 5, в), вторичный отрыв возникает в результате сильного торможения возвратного течения с приближением к точке $x/h = 0$. На пластине в точке R' формируется локальный максимум давления. В расчетах в указанных точках повторного отрыва и присоединения четко зафиксированы значения $C_f = 0$ (фиг. 5, г).

Расчетные распределения давления и трения, полученные для большой и маленькой ступенек (соответственно кривые 6, 7, фиг. 5, в, г), практически совпадают друг с другом и хорошо соответствуют эксперименту. Некоторое различие значений h/δ для исследованных конфигураций привело в расчетах к небольшому снижению максимумов давления в окрестности точек присоединения R и R' на торце ступеньки вблизи вершины и перед ее основанием для $h = 6$ мм. Это находится в полном соответствии с ранее выполненными экспериментами [30]. Интересно, что в рассматриваемом случае непосредственно за вершиной ступеньки измеренное и рассчитанное распределения трения практически совпали. Вместе с тем, как и в проанализированных ранее ситуациях, в окрестности точки отрыва S расхождение сохраняется. Можно предполагать, что причиной этого является перемежающийся характер течения в данной области, связанный с флуктуациями основания отрывного скачка [31]. Как показано в [32] на примере отрывного обтекания угла сжатия, использование метода крупных

вихрей позволяет предсказывать не только распределение осредненного давления, но и его пульсации в области перемежающегося отрыва. По этой причине представляется важной дальнейшая проверка этого подхода для расчета поверхностного трения. Однако пока нельзя исключать и того, что указанное несоответствие может быть обусловлено и свойствами используемого для расчетов алгоритма, что также требует дополнительной проверки.

Приведенные на фиг. 2, z результаты для рассматриваемой конфигурации при $h = 15$ мм демонстрируют достаточно хорошее соответствие рассчитанных профилей скорости эксперименту.

Заключение. Комплексные экспериментальные и расчетные исследования особенностей развития сверхзвуковых турбулентных отрывных течений в окрестности двумерных препятствий в широком диапазоне изменения углов отклонения наветренной грани показали, что, несмотря на характерные для таких течений нестационарные эффекты, особенно сильно проявляющиеся в окрестности точек отрыва и присоединения, математическое моделирование на основе осредненных уравнений Навье – Стокса и k - ω -модели турбулентности обеспечивает адекватное предсказание масштабов отрывных зон, газодинамической структуры течений, распределений давления и трения на поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-01-01777 и 97-01-00885).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гогши Л.В., Степанов Г.Ю. Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979. 367 с.
2. Гогши Л.В., Степанов Г.Ю. Отрывные и кавитационные течения. М.: Наука, 1990. 382 с.
3. Smits A.J., Dussauge J.-P. Turbulent shear layers in supersonic flow. Woodbury, N.Y.: AIP Press, 1996. 357 p.
4. Knight D.D. Numerical simulation of compressible turbulent flows using the Reynolds-averaged Navier-Stokes equations // Turbulence in Compressible Flows. AGARD Rep. 1997. № 819. P. 5–1 – 5–52.
5. Marvin J.G. Turbulence modeling for computational aerodynamics // AIAA Journal. 1983. V. 21. № 7. P. 941–955.
6. Settles G.S., Dodson L.J. Supersonic and hypersonic shock/boundary-layer interaction database // AIAA Journal. 1994. V. 32. № 7. P. 1377–1383.
7. Shang J.S., Hankey W.L., Jr. Numerical solution for supersonic turbulent flow over a compression ramp // AIAA Journal. 1975. V. 13. № 10. P. 1368–1374.
8. Viegas J.R., Horstman C.C. Comparison of multiequation turbulence models for several shock boundary-layer interaction flows // AIAA Journal. 1979. V. 17. № 8. P. 811–820.
9. Zheltovodov A.A., Borisov A.V., Knight D.D., Horstman C.C., Settles G.S. The possibilities of numerical simulation of shock waves/boundary layer interaction in supersonic and hypersonic flows // Proc. Intern. Conf. Methods Aerophys. Res. Novosibirsk, Russia, 1992. Novosibirsk: Inst. Theor. and Appl. Mech. Russ. Acad. Sci., 1992. Pt 1. P. 164–170.
10. Zheltovodov A.A. Investigation of supersonic turbulent separated flows // Experimentation, Modelling and Computation in Flow, Turbulence and Combustion. Chichester: Wiley, 1996. V. 1. P. 337–350.
11. Иванов В.А. Метод расчета МГД-течения с отрывом пограничного слоя // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32. № 6. С. 909–919.
12. Савельев А.Д. Расчеты течений вязкого газа на основе компактных схем третьего порядка // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1995. Т. 35. № 10. С. 1538–1551.
13. Желтоводов А.А., Павлов А.А. Исследование течения в сверхзвуковой отрывной зоне перед ступенькой: Препринт № 1. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979. 50 с.
14. Желтоводов А.А., Яковлев В.Н. Этапы развития, структура и характеристики турбулентности сжимаемых отрывных течений в окрестности двумерных препятствий: Препринт № 27-86. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986. 55 с.
15. Желтоводов А.А., Лебига В.А., Яковлев В.Н. Измерение характеристик турбулентности в сжимаемых пограничных слоях в окрестности отрывных зон // ПМТФ. 1989. № 3. С. 108–113.

16. *Желтоводов А.А., Зауличный Е.Г., Трофимов В.М.* Развитие моделей для расчета теплообмена в условиях сверхзвуковых турбулентных отрывных течений // ПМТФ. 1990. № 4. С. 96–104.
17. *Борисов А.В., Воронцов С.С., Желтоводов А.А., Павлов А.А., Шнак С.И.* Развитие экспериментальных и расчетных методов исследования сверхзвуковых отрывных течений: Препринт № 9-93. Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1993. 45 с.
18. *Желтоводов А.А., Шилейн Э.Х., Хорстман С.С.* Развитие отрыва при взаимодействии скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем, возмущенным волнами разрежения // ПМТФ. 1993. № 3. С. 58–68.
19. *Horstman C.C., Zheltovodov A.A.* Numerical simulation of shock waves/expansion fans – turbulent boundary layer interaction // Intern. Conf. Methods Aerophys. Res. Novosibirsk, Russia, 1994. Novosibirsk: Inst. Theor. and Appl. Mech. Russ. Acad. Sci., 1994. Pt 2. P. 118–125.
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., Федорова Н.Н.* Расчет турбулентных отрывных течений на основе метода повышенного порядка аппроксимации // Теплофиз. и аэромех. 1995. Т. 2. № 3. С. 253–269.
22. *Гольдфельд М.А., Сарен Ю.А.* Приближенное определение поверхностного трения по профилю скорости двумерного сжимаемого турбулентного пограничного слоя // Сб. докл. 3-й Всесоюз. шк. по методам аэрофизических исследований. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982. С. 129–132.
23. *Monson D.J., Higuchi H.* Skin friction measurements by a dual-laser-beam interferometer technique // AIAA Journal. 1981. V. 19. № 6. P. 739–744. (Рус. перев.: Монсон Д.Дж., Хигучи Х. Измерение поверхностного трения с помощью двухлучевого лазерного интерферометра // Ракетн. техника и космонавтика. 1981. Т. 19. № 8. С. 80–88.)
24. *Maksimov A.I., Pavlov A.A., Shevchenko A.M.* Development of the optical skin friction measurement technique for supersonic gradient flows // Proc. Intern. Conf. Methods Aerophys. Res. Novosibirsk, Russia, 1994. Novosibirsk: Inst. Theor. and Appl. Mech. Russ. Acad. Sci., 1994. Pt 2. P. 172–177.
25. *Wilcox D.C.* Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models // AIAA Journal. 1988. V. 26. № 11. P. 1299–1310.
26. *Ковеня В.М., Яненко Н.Н.* Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981. 304 с.
27. *Chakravathy S.R., Osher S.* A new class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws // AIAA Paper. 1985. № 85–0363. 11 p.
28. *Roache P.J.* Computational Fluid Dynamics. Albuquerque, New Mexico: Hermosa Publ., 1976. 446 p. (Рус. перев.: Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.)
29. *Zheltovodov A.A.* Shock waves/turbulent boundary-layer interactions – fundamental studies and applications // AIAA Paper. 1996. № 96-1997. 27 p.
30. *Демьяненко В.С., Желтоводов А.А.* Экспериментальное исследование отрыва турбулентного пограничного слоя в окрестности ступенек // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 5. С. 73–80.
31. *Dolling D.S.* Considerations in the comparison of experimental data with simulations – Consistency of math models and flow physics // AIAA Paper. 1996. № 96-2030. 13 p.
32. *Hunt D., Nixon D.* A very large eddy simulation of an unsteady shock wave/turbulent boundary layer interaction // AIAA Paper. 1995. № 95-2212. 11 p.

Новосибирск

Поступила в редакцию
27.X.1997