

УДК 519.63, 533.697.3, 533.6.011.5

Исследование температурных полей в сверхзвуковом течении за обратным уступом*

И.А. Бедарев¹, М.А. Гольдфельд¹, Ю.В. Захарова¹, Н.Н. Федорова^{1,2}

¹Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный архитектурно-строительный
университет (Сибстрин)

E-mail: nfed@itam.nsc.ru

Представлены результаты численного моделирования и экспериментальных исследований высокоэнтальпийных турбулентных течений в окрестности 90-градусных обратных уступов при числах Маха $M_\infty = 2-4$. Эксперименты выполнены в трубе кратковременного действия ИТ-302М ИТПМ СО РАН. Расчеты проведены на основе полных осредненных по Фавру уравнений Навье–Стокса, дополненных моделью турбулентности Уилкокса. При различных числах Маха численно исследовано влияние температурного фактора на структуру течения в отрывной зоне и распределения температуры. Показано, что температура стенки существенно влияет на количество и размеры рециркуляционных вихрей, а также на распределение температуры в зоне отрыва и присоединения потока. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными по распределению давления на поверхности модели и волновой структуре течения.

Ключевые слова: высокоэнтальпийные течения, отрыв, математическое моделирование, турбулентность.

ВВЕДЕНИЕ

Ключевым элементом перспективных высокоскоростных летательных аппаратов является гиперзвуковой прямоточный воздушно-реактивный двигатель (ГПВРД). На эффективность работы двигателя и всего летательного аппарата существенно влияют процессы воспламенения топлива в камере сгорания. Гиперзвуковой поток воздуха ($M > 5$), проходя через воздухозаборник и изолятор, тормозится и на входе в камеру сгорания имеет, как правило, умеренно сверхзвуковые скорости ($M = 2-3$). При таких скоростях потока характерные времена пребывания смеси в камере сгорания малы, и, следовательно, для воспламенения и устойчивого горения в областях подачи топлива газ должен иметь достаточно высокую температуру.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№№ 07-08-00420, 09-08-01001-а), АВЦП “Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010)” на 2009 год (код проекта 2.1.1/4674).

Расширяющийся канал (канал с уступом/каверной) является традиционной геометрической конфигурацией для организации дозвуковых рециркуляционных зон, используемых для стабилизации горения в сверхзвуковом потоке [1]. Предполагается, что необходимая статическая температура потока в зоне воспламенения может быть обеспечена высокими значениями полной температуры $T_0 > 1500$ К. Однако, как показывают исследования, температурные поля высокоэнтальпийных течений в окрестности расширения канала весьма неоднородны. Волны разрежения, холодные стенки канала, впрыск холодного топлива или теплозащита стенок с помощью холодных струй могут приводить к тому, что в потоке образуются локальные относительно холодные и горячие зоны. Эффективность воспламенения зависит от того, каким образом организован подвод топлива.

В последние десятилетия выполнены многочисленные аналитические, численные и экспериментальные исследования сверхзвуковых течений за уступами [1–6]. Известны также подробные исследования влияния температуры стенки на параметры отрывных течений вблизи угла сжатия [4], за цилиндром и сферой [7]. В то же время, данные о влиянии температурного фактора на параметры течений за уступом крайне ограничены. Особую важность эти результаты имеют при исследованиях высокоэнтальпийных течений в установках кратковременного действия, для которых характерно изменение относительной температуры стенки в широком диапазоне в течение одного эксперимента. Течения около прямых уступов исследованы в [8, 9] для условий холодного ($T_0 = 300$ К) и высокоэнтальпийного ($T_0 = 2500$ К) внешнего потока при $M_\infty = 3$ и 4. Было показано, что температурные условия могут оказывать существенное влияние на распределение температуры и структуру течения за уступом. В частности, показано, что вихревая структура отрывной зоны перестраивается в зависимости от температурного фактора. Некоторые результаты работ [8, 9], например, для $M_\infty = 4$, приведены в настоящей статье. Предыдущие исследования были ограничены областью умеренно холодных значений температуры стенки. В настоящей работе продолжено изучение влияния температурного фактора в широком диапазоне, а также для других чисел Маха и параметров течения.

Основной целью настоящей работы является изучение структуры плоских сверхзвуковых турбулентных течений за прямым уступом при различных числах Маха $M_\infty = 2$ –4. Задача исследуется методами математического моделирования на основе осредненных по Фавру уравнений Навье–Стокса, дополненных k - ϵ моделью турбулентности Уилкокса. Расчеты выполнены для условий экспериментальной установки ИТ-302М ИТПМ СО РАН. Для нескольких значений температурного фактора получены картины течений и определены распределения давления и трения вдоль поверхности модели, а также профили в различных сечениях. Картины течения сопоставлены с экспериментальными теневыми фотографиями. Выполнено сравнение расчетных и экспериментальных данных по распределению статического давления вдоль стенки.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальные исследования выполнены в установке кратковременного действия ИТ-302М ИТПМ СО РАН [10], которая позволяет в режиме присоединенного трубопровода проводить исследования в широком диапазоне чисел Маха $M = 2$ –12 при максимальном полном давлении $P_0 = 40$ МПа, полной температуре $T_0 = 2500$ К и продолжительности режима до 200 мс. Сменные профилированные сопла позволяют получить на входе в канал поток с числами Маха от 2 до 5 [11]. Экспериментальная модель (рис. 1) представляла собой канал, состоящий из участка

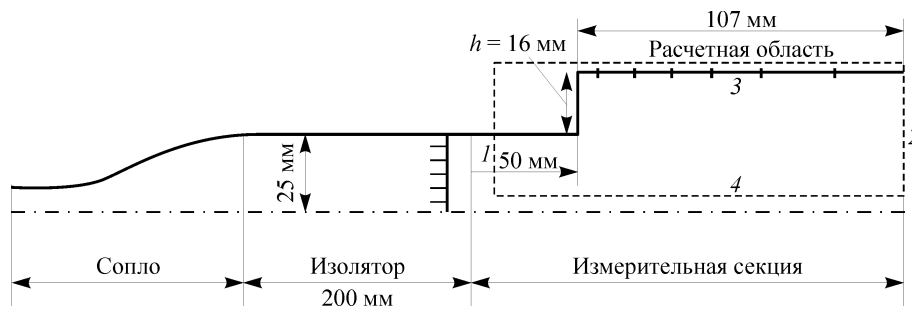


Рис. 1. Схема экспериментальной модели и расчетная область.

постоянного сечения шириной $d = 50$ мм, длиной $L = 300$ мм и из расширяющейся части. На верхней стенке расположен обратный уступ высотой h . При проведении калибровочных испытаний для контроля равномерности сверхзвукового потока в канале постоянного сечения была установлена гребенка приемников Пито. По длине модели установлены тензометрические датчики статического давления с номиналами 1,6, 4 и 10 бар. Проведенная оценка точности измерений в импульсной трубе показала, что давление измерялось со среднеквадратичной погрешностью 1–1,5 %. В эксперименте проводилась также теневая визуализация течения. Для получения теневых фотографий течений применялся прибор ИАБ-451 с постоянным источником света. Быстродействующая измерительная система работала в координации с аэрофизической многопользовательской базой экспериментальных данных “ARROW” [12] для сбора, обработки и представления информации.

Параметры исследованных в данной статье течений представлены в табл. 1. Здесь M_∞ — число Маха перед уступом, P_0 и T_0 — давление и температура торможения, h — высота уступа и Re_h — число Рейнольдса, вычисленное по характерному размеру h , P_∞ и T_∞ — статические давление и температура в набегающем потоке, $T_{w\text{ ad}}$ — адиабатическая температура стенки для данных условий.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ, ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ, МЕТОД РАСЧЕТА И СЕТКА

Расчеты плоских течений для указанных в табл. 1 параметров были выполнены с помощью разработанного авторами пакета программ для решения полных нестационарных осредненных по Фавру уравнений Навье–Стокса, дополненных двухпараметрической моделью турбулентности Уилкокса с поправкой на эффект сжимаемости [13]. Для аппроксимации уравнений по времени использована неявная разностная схема первого порядка точности, реализующаяся с помощью метода дробных шагов [14]. Расчет стационарных решений проведен методом установления. Численное решение считалось установившимся при достижении условия $\max_{i,j} (\partial \rho / \partial t)_{ij} < 10^{-2}$.

Таблица 1

Параметры исследованных течений

M_∞	h , мм	$P_0 \times 10^6$, Па	T_0 , К	$Re_h \times 10^5$	$P_\infty \times 10^6$, Па	T_∞ , К	$T_{w\text{ ad}}$, К
2,0	16	1,5	1200	5,1	0,192	667	1141
2,33	16	1,8	1400	4,1	0,138	690	1361
2,8	16	3,0	2000	7,6	1,55	778,8	1963
3,5	25	13,0	3000	9,4	0,172	869	2766
4,0	25	30	2500	19,3	0,197	595,2	2290

Аппроксимация пространственных производных выполнена на основе дивергентной формы уравнений, что обеспечило выполнение законов сохранения в исследуемых задачах. Конвективные члены уравнения аппроксимированы с помощью TVD схемы третьего порядка точности, а вязкие члены — центральными конечными разностями второго порядка точности.

Указанный пакет программ ранее успешно применялся для расчетов сверхзвуковых турбулентных отрывных течений в окрестности ступенек/уступов с различными углами наветренной/подветренной грани [15], падающего на пластину косо-го скачка [16], воздухозаборников [17] и других конфигураций [18, 19].

Расчетная область задачи, представленная на рис. 1 штриховой линией, включает не всю физическую модель, а только ее часть, непосредственно примыкающую к уступу, и ограничена входным (1), выходным (2) сечениями слева и справа, поверхностью модели (3) сверху и свободной границей (4) снизу.

Для получения профилей газодинамических и турбулентных параметров во входном сечении (1) для разных значений температурного фактора были проведены расчеты течения от критического сечения сопла и всей секции изолятора в рамках модели пограничного слоя. Градиент давления в расширяющейся части сопла был получен из квазиодномерной газодинамической теории в предположении равенства расхода газа. Расчеты в рамках пограничного слоя с внешним градиентом давления показали, что при данных условиях входное сечение расчетной области лежит в области развитого турбулентного пограничного слоя. Поскольку в условиях импульсной установки измерения профилей невозможно, сопоставления с экспериментом проводились по числу Маха, на которое влияет толщина пограничного слоя на стенках канала.

В выходном сечении (2) поставлены “мягкие” условия экстраполяции. Поскольку предметом исследований являлась ограниченная область в окрестности уступа, влияние нижней стенки модели не учитывалось. Нижняя граница расчетной области (4) предполагалась свободной, и на ней задавались неотражающие условия типа простой волны. На поверхности модели (3) использовались условия прилипания для скорости и температурные — двух видов: адиабатические температурные условия $\partial T / \partial n|_{wall} = 0$ или условия постоянства температуры $T|_{wall} = T_w$. При этом значение T_w изменялось в диапазоне от 300 К до значений, соответствующих условию адиабатической стенки. Значение температурного фактора K_T вычислялось как отношение температуры стенки T_w к полной температуре T_0 для данного числа Маха. Для удобства вычислительная область разворачивалась в вертикальном направлении на 180° .

В расчетной области была построена регулярная прямоугольная разностная сетка со сгущением узлов по направлению к твердым поверхностям. В большинстве расчетов сетка содержала 200÷300 узлов в y -направлении и 300÷500 узлов в x -направлении. Минимальный размер шага разностной сетки у поверхности модели выбирался таким образом, чтобы $y_1^+ \sim 1$ для выбранных условий набегающего потока. При этом в ламинарный подслой $y^+ < 12$ попадало около 5 расчетных узлов, что обеспечивало его достаточное разрешение. Параметр растяжения шага сетки при движении от поверхности не превышал 1,1, что также согласовалось с принятыми в литературе рекомендациями и нашим опытом расчета турбулентных отрывных течений [14–19].

Из-за больших температурных и, следовательно, плотностных градиентов, минимальные шаги по нормали к поверхности составляли порядка 10^{-5} (в безразмерных переменных), что приводило к очень жесткому условию на шаг по времени.

В этих условиях дальнейшее измельчение сетки становилось технически невозможным, и для исследования сходимости использовалось “ухудшение” сетки, т. е. перестраивали сетку внутри пограничного слоя, увеличивая y_1^+ до значения 10 и изменяя закон сгущения близи поверхности. При этом каких-либо изменений в распределениях давления, а также полях газодинамических параметров не происходило, а коэффициенты трения и тепловых потоков изменялись не более, чем на 10 %, что подтверждало сходимость по сетке.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В расчетах при числе Маха $M_\infty = 2$ использовались адиабатические температурные условия и условия холодной стенки, представленные в табл. 2 вместе с интегральными толщинами турбулентного пограничного слоя, а также полученными в расчетах значениями донного давления P_b .

На рис. 2 показаны распределения статического давления и коэффициента трения вдоль поверхности модели. Точка $x/h = 0$ соответствует внешнему, а $x/h = 1$ — внутреннему углу конфигурации. Давление и трение обезразмеривались на соответствующие значения перед уступом. Для холодной температуры стенки при $T_w = 300$ К (см. рис. 2, а, кривая 1) в донной области уровень давления наблюдался в 1,5 раза выше по сравнению с адиабатическими условиями и более высокими T_w . При увеличении T_w с 300 до 500 К уровень давления в донной области снижается, а восстановление давления происходит быстрее, что связано с сокращением размеров отрывной зоны (см. рис. 2, а). Изменение размеров отрывной зоны при повышении температуры стенки подтверждает распределение коэффициента трения (см. рис. 2, б). Немонотонное поведение коэффициента трения внутри отрывной зоны при $1 < x/h < 3$ и появление дополнительных точек с нулевым поверхностным трением свидетельствует о наличии вторичного отрыва потока при движении возвратного потока от точки растекания к внутреннему углу конфигурации. Вблизи внешнего угла уступа наблюдается перерасширение потока, которое можно идентифицировать по пику (локальному минимуму) в распределении давления. С этой особенностью течения связано существование висячего краевого скачка, который фиксировался в расчетах. Интенсивность краевого скачка при рассмотренных параметрах течения была незначительна, и он не оказывал существенного влияния на течения в исследованной зоне.

Таблица 2

Параметры расчетов

M_∞	T_w, K	$\delta, \times 10^{-3} \text{ mm}$	$\delta^* \times 10^{-4} \text{ mm}$	P_b/P_∞	$\delta/h,$
2,0	300	5,1	6,1	0,45	0,32
	500	4,9	7,3	0,37	0,30
	900	4,7	8,3	0,34	0,29
	адиабат	4,2	9,7	0,33	0,26
2,33	300	5,6	8,3	0,26	0,35
2,8	300	5,9	11,6	0,16	0,37
3,5	300	9,02	4,9	0,35	0,36
	700	8,54	4,6	0,20	0,34
	1500	7,96	11,3	0,22	0,32
	адиабат	7,34	9,3	0,25	0,29

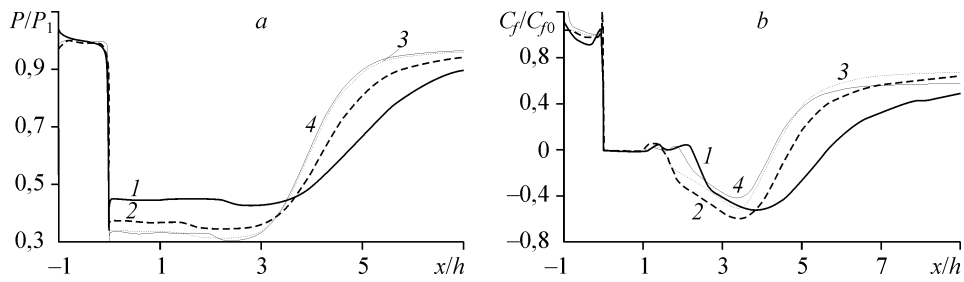


Рис. 2. Распределения давления (а) и поверхностного трения (b) вдоль поверхности модели при $M_\infty = 2$. $T_w = 300$ (1), 500 (2), 900 (3) К, адиабатическая стенка (4).

На распределении трения около внешнего угла также наблюдается локальный максимум, связанный с перестройкой профилей течения. Существование указанного пика в распределении трения согласуется с аналитическими исследованиями [6]. При этом вдоль вертикальной подветренной грани уступа значение коэффициента трения на два порядка меньше, чем в других областях, что связано с низкими значениями градиентов скорости в направлении по нормали к стенке. Это приводит к тому, что на графиках значения коэффициента трения близки к нулю, что не позволяет идентифицировать внутреннюю структуру отрывной зоны.

Для анализа влияния температурного фактора K_T на вихревую структуру течения в рециркуляционной зоне были построены поля температур и линии тока (рис. 3). Изменение температуры стенки T_w оказывает существенное влияние на вихревую структуру течения и поля температур. Для всех рассмотренных значений температурного фактора в области присоединения потока получена высокая

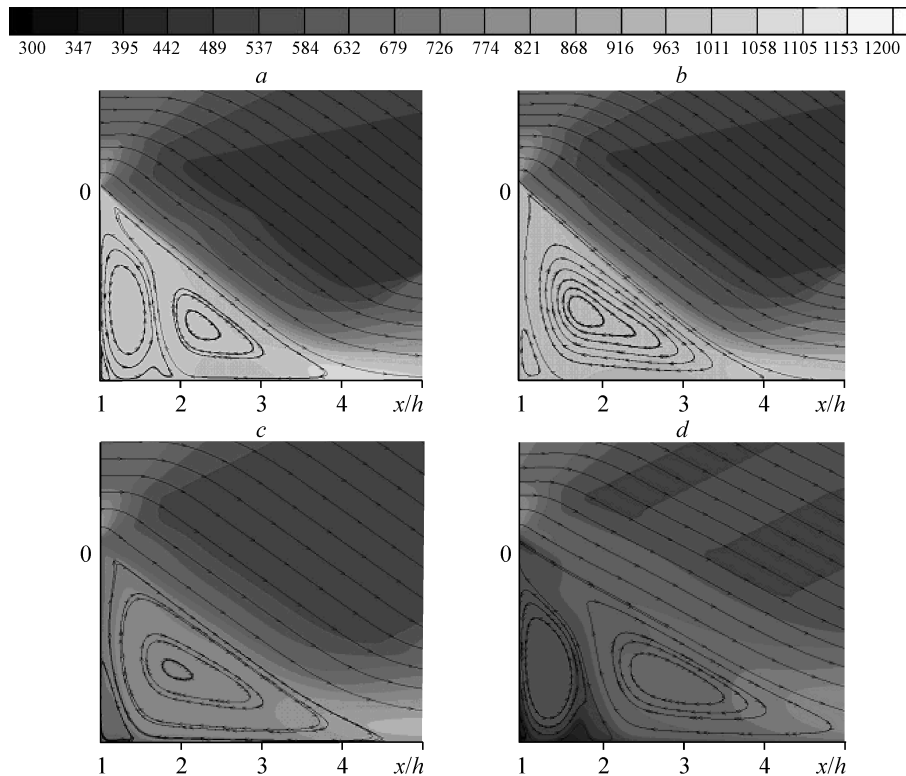


Рис. 3. Поля температур и линии тока при $M_\infty = 2$ для условий адиабатической (а) и холодной (b, d) стенок при $T_w = 900$ (b), 500 (c), 300 (d) К.

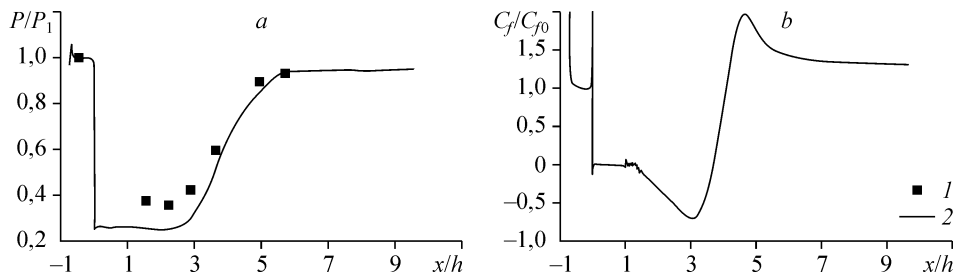


Рис. 4. Распределения давления (а) и трения (б) вдоль поверхности при $M_\infty = 2,33$ для $T_w = 300$ К, расчет (1), эксперимент (2).

температура, а температура слоя смешения близка к температуре внешнего потока. Со слоем смешения граничит вращающийся по часовой стрелке вихрь, который переносит горячий газ внутрь отрывной зоны. Вблизи торца уступа существует вихрь противоположной направленности, размер которого изменяется при снижении температуры стенки. При адиабатических условиях вихри имеют примерно одинаковые размеры, а во внутреннем угле конфигурации наблюдается третий вихрь с направлением вращения по часовой стрелке (см. рис. 3, а). При снижении температуры стенки размер внешнего вихря увеличивается, приторцевого — уменьшается, а внутренний вихрь пропадает (см. рис. 3, б, с). Дальнейшее снижение температуры стенки до $T_w = 300$ К приводит к тому, что трехвихревая структура восстанавливается (см. рис. 3, д). При этом температура газа в отрывной зоне существенно ниже той, что наблюдалась при адиабатических температурных условиях. От отрывной зоны во внешний поток распространяются волны разрежения, источником которых является пониженное давление в центре внешнего вихря (см. рис. 3, д). Это понижение давления отражается в распределении давления (см. рис. 2, а) в диапазоне $2,5 > x/h > 3,5$.

При $M_\infty = 2,33$ расчетные исследования выполнялись для условий экспериментов в ИТ-302М (строка 2, см. табл. 1). На рис. 4 представлены распределения статического давления и поверхностного трения для условий холодной стенки ($T_w = 300$ К). Символами показаны экспериментальные данные. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными по распределению давления на стенке (см. рис. 4, а) показывает, что расчет верно предсказывает длину отрывной зоны. Несовпадение расчетных и экспериментальных данных в уровне донного давления может быть связано с возможным несоответствием расчетных и экспериментальных параметров пограничного слоя перед уступом. Как отмечено выше, в эксперименте измерения профилей перед уступом не проводились. Профили всех параметров во входном сечении рассчитывались в рамках модели пограничного слоя.

При числе Маха $M_\infty = 2,8$ были проведены расчеты для условий, представленных в табл. 1. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по распределению давления на холодной стенке ($T_w = 300$ К), проиллюстрированное на рис. 5, а,

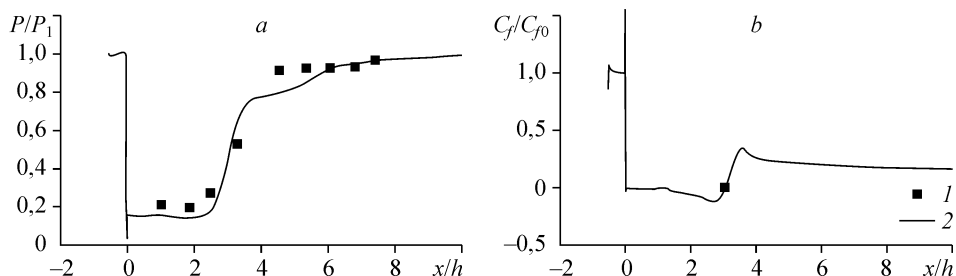


Рис. 5. Распределения давления (а) и трения (б) вдоль поверхности при $M_\infty = 2,8$ для $T_w = 300$ К, эксперимент (1), расчет (2).

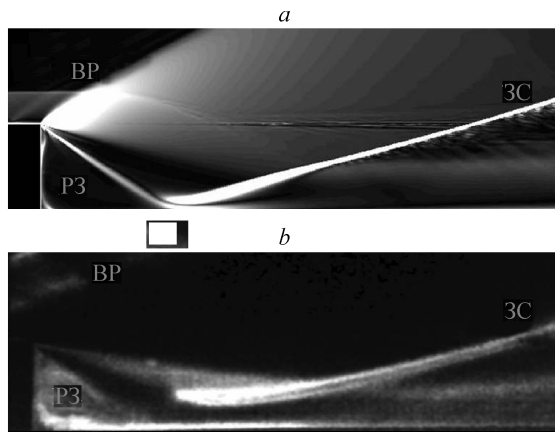


Рис. 6. Расчетное поле плотности (а) и экспериментальная картина течения (б) для $M_\infty = 2,8$.

показывает их хорошее совпадение в донной области и вниз по потоку после точки присоединения. Полученная в расчете протяженность отрывной зоны хорошо согласуется с результатами эксперимента (см. рис. 5, б). На рис. 6 сопоставлены полученные расчетным путем градиенты плотности (а) и экспериментальная теневая картина

течения (б) для случая $M_\infty = 2,8$, $T_w = 300$ К. Сравнение показывает, что расчет верно воспроизводит наклоны первой и последней характеристик веера волны разрежения (ВР), а также протяженность рециркуляционной зоны (РЗ) и положение замыкающего скачка уплотнения (ЗС).

Далее представлены результаты расчетов для числа Маха $M_\infty = 3,5$ и полной температуры $T_0 = 3000$ К. На рис. 7 показаны распределения давления и трения для нескольких значений T_w . Следует отметить значительное увеличение протяженности отрывной зоны для случая $T_w = 300$ К (см. рис. 7, б, кривая 1). Это связано, по всей видимости, с низким значением температурного фактора и большим перепадом между адиабатической ($T_{ад} = 2800$ К) и статической ($T_{ст} = 870$ К) температурами. Увеличение температуры стенки до 700 К (кривая 2) приводит к резкому сокращению отрывной области. Однако при $T_w = 1500$ К и адиабатических условиях (кривые 3, 4) протяженность отрывной зоны увеличивается.

При адиабатических и умеренно холодных температурных условиях рост давления за точкой присоединения происходит неоднородно. Возможные причины такой неоднородности поведения давления при обтекании уступов обсуждались в [18]. В этой работе показано, что направленные к стенке вторичные волны сжатия образуются при прохождении хвостового скачка через слой смешения. Это и приводит к образованию второй области с более высоким градиентом давления. Поле статического давления для случая $M_\infty = 3,5$, $T_w = 700$ К представлено на рис. 8, где показано 50 изолиний в диапазоне $2 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^5$ Па. На рисунке можно видеть веер волн разрежения, хвостовой скачок и описанные выше вторичные волны сжатия, которые приходят на нижнюю поверхность уступа при $6 < x/h < 7$ и далее отражаются от нее, догоняя хвостовой скачок.

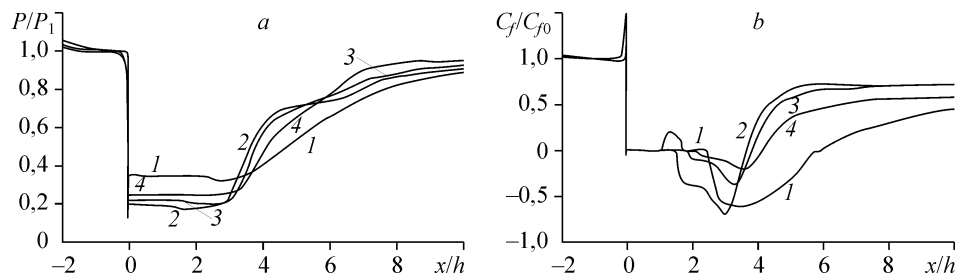


Рис. 7. Распределение давления (а) и трения (б) для $M_\infty = 3,5$ при $T_w = 300$ (1), 700 (2), 1500 (3) К, адиабатическая стенка (4).

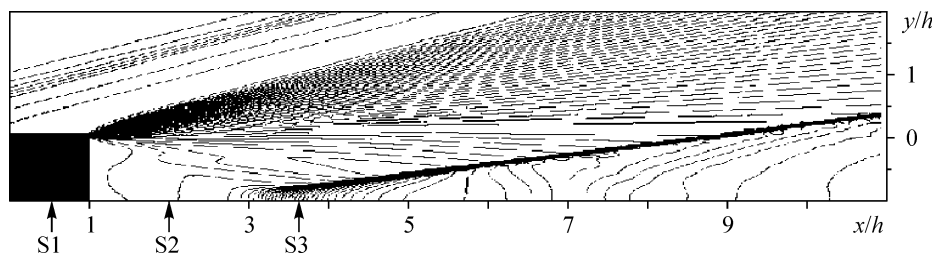


Рис. 8. Изолинии статического давления для $M_\infty = 3,5$ при $T_w = 700$.

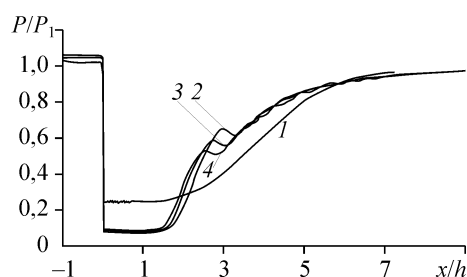
На рис. 9 представлено распределение статического давления при $M_\infty = 4$ для различных температурных факторов. Кривая 1 соответствует условиям холодного течения ($T_0 = 500$ К) с адиабатическими условиями на стенке, кривые 2, 3, 4 — результаты расчетов, полученные для условий высокоэнтальпийной установки при адиабатических (кривая 2), и холодных (кривая 3 при $T_w = 1832$ К, кривая 4 при $T_w = 1145$ К) условиях на стенке. Из рисунка видно, что при снижении температуры стенки до умеренно холодных значений ($T_w = 1145$ К) наблюдается сокращение протяженности отрывной зоны и незначительное снижение донного давления. Для более низких температур стенки в этом случае расчетов не проводилось.

Для количественной оценки изменения параметров потока в зависимости от величины температурного фактора K_T при $M_\infty = 3,5$ были построены профили в трех поперечных сечениях S1–S3, расположенных перед уступом, в рециркуляционной зоне и вблизи точки присоединения потока (см. рис. 8).

На рис. 10–12 представлены профили температуры, плотности, скорости и турбулентной кинетической энергии (ТКЭ). Цифрами 1–4 на рисунках обозначены результаты расчетов, полученные при $T_w = 300, 700, 1500$ К и адиабатических условиях соответственно.

В сечении S1, расположенном перед зоной взаимодействия, изменение температурного фактора K_T приводит к существенному изменению профилей всех параметров (см. рис. 10). При адиабатических условиях течение имеет большой температурный градиент около поверхности, который приводит к образованию высоких градиентов плотности. При снижении температуры стенки до значения $T_w = 1500$ К профили температуры, а следовательно, и плотности вблизи поверхности являются немонотонными. Температура имеет локальный минимум на стенке, затем в достаточно узкой зоне около поверхности повышается из-за действия вязкой диссипации, вследствие чего образуется локальный максимум. Далее температура монотонно снижается до температуры набегающего потока $T_\infty = 711$ К (см. рис. 10, а). При умеренно холодной температуре стенки $T_w = 700$ К, близкой к температуре набегающего потока, профили температуры и плотности более равномерны. Однако в силу вязкой диссипации вблизи стенки профиль температуры остается немонотонным. В условиях

Рис. 9. Распределения давления для $M_\infty = 4$: “холодное течение” с адиабатическими условиями на стенке (1), “горячий поток” с адиабатической стенкой (2), “горячий поток” при $T_w = 1832$ (3), 1145 (4) К.



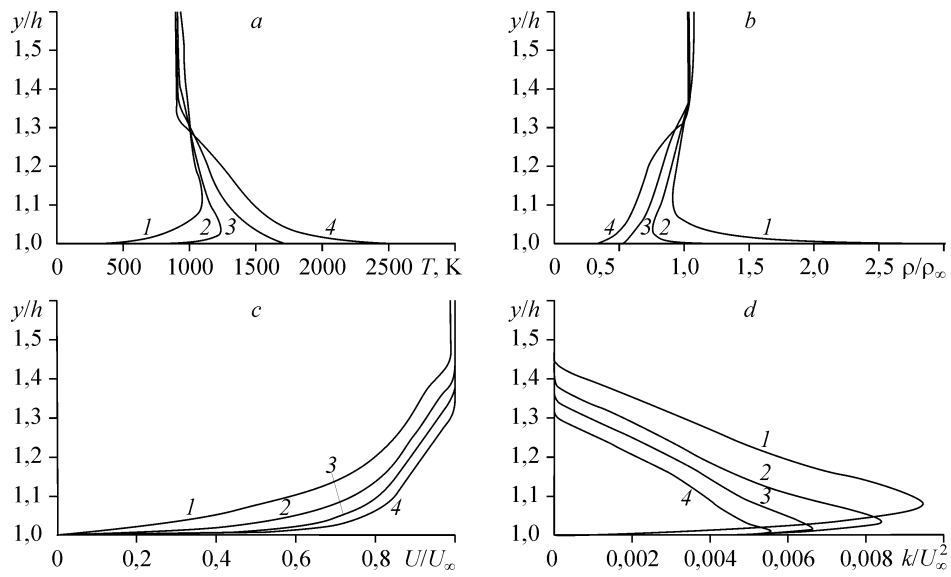


Рис. 10. Профили температуры (а), плотности (b), скорости (с) и ТКЭ (d) для $M_\infty = 3,5$ в сечении S1 при $T_w = 300$ (1), 700 (2), 1500 (3) К, адиабатическая стенка (4).

наиболее холодной стенки $T_w = 300$ К статическая температура потока возрастает до 1080 К, а затем снижается до T_∞ .

Следующее сечение S2 находится в средней части отрывной зоны, о чем свидетельствуют отрицательные значения на профилях средней скорости (см. рис. 11, с). Графики показывают слабое влияние температурного фактора на профили средней скорости в слое смешения (СС), расположенном при $0,5 > y/h > 0,9$. Заметим, что для $T_w = 300$ К слой смешения расположен выше, чем при других значениях T_w . Выше слоя смешения находится волна разрежения (ВР), которую сечение $x = \text{const}$ проходит в “обратном” направлении, т. е. из области

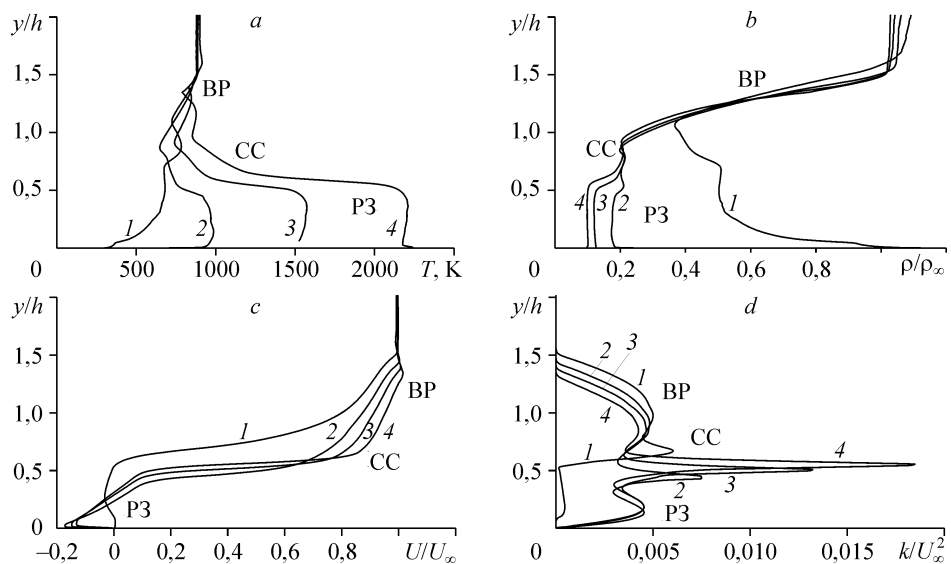


Рис. 11. Профили температуры (а), плотности (b), скорости (с) и ТКЭ (d) для $M_\infty = 3,5$ в сечении S2 при $T_w = 300$ (1), 700 (2), 1500 (3) К, адиабатическая стенка (4).

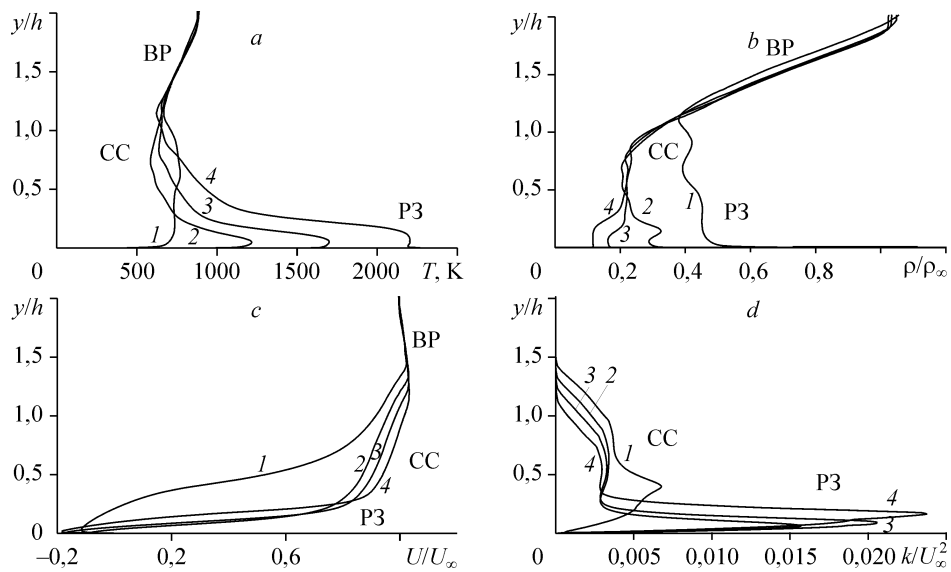


Рис. 12. Профили температуры (а), плотности (b), скорости (с) и ТКЭ (d) для $M_\infty = 3,5$ в сечении S3 при $T_w = 300$ (1), 700 (2), 1500 (3) К, адиабатическая стенка (4).

более низкого в область более высокого давления. Внутри рециркуляционной зоны (P3) наблюдается существенное различие в профилях температуры и плотности, при этом для $T_w = 300$ плотность вблизи стенки близка к плотности набегающего потока (см. рис. 11, b). Профили температуры и плотности для разных T_w существенно различаются в отрывной зоне и слое смешения. Графики ТКЭ (см. рис. 11, d) имеют три локальных максимума, первый из которых находится в области возвратного течения, второй — на линии перегиба в профилях средней скорости и третий — в центральной части слоя смешения.

Сечение S3 находится вблизи точки присоединения в зоне волн сжатия. Волна разрежения подходит ближе к поверхности тела — $2,0 > y/h > 1,1$, рециркуляционная зона достаточно узкая — $0,3 > y/h > 0$, причем в случае $T_w = 300$ К поперечный размер рециркуляционной зоны существенно больше, чем при других значениях T_w (см. рис. 12, c). Для адиабатических и умеренно холодных значений T_w на границе слоя смешения и рециркуляционной зоны существуют большие градиенты температуры, а в случае $T_w = 300$ К распределение температуры более равномерное (см. рис. 12, a). На графиках ТКЭ видны два локальных максимума, нижний, более заметный, соответствует линии перегиба скоростей, а верхний — слою смешения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены расчетные исследования влияния температурного фактора на структуру сверхзвуковых высокоэнthalпийных турбулентных течений в окрестности уступов при $M_\infty = 2\div 4$ при изменении температуры стенки от адиабатических значений до $T_w = 300$ К. Показано, что температурные условия на стенке влияют на все параметры течения в зоне взаимодействия. При уменьшении температуры стенки T_w размер отрывной зоны и донное давление меняются немонотонно.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными по распределению давления на стенке, структуре течения и протяженности отрывной зоны показало удовлетворительное соответствие. Оценка вихревой структуры, полей

температур и давлений в рециркуляционной зоне может быть использована при проведении экспериментальных исследований процессов воспламенения и горения в трубах кратковременного действия для выбора места подачи топлива в зону с оптимальным уровнем температуры для его воспламенения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Uenishi K., Rogers R.C., Northam G.B. Numerical Predictions of a Reaward-Facing-Step flow in a Supersonic Combustor // J. Propulsion. 1989. Vol. 5, No. 2. P. 158–164.
2. Гогин Л.В., Степанов Г.Ю. Турбулентные отрывные течения. М: Наука, 1979. 127 с.
3. Charman D.R. An analysis of the base pressure at supersonic velocities and comparison with experiment. 1951. NASA TR No. 1051. 23 p.
4. Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н., Калугин В.Т. Аэродинамика отрывных течений. М.: Высшая школа. 1988. 351с.
5. Швец А.П., Швец И.Т. Газодинамика ближнего следа. Киев: Наук. думка, 1976. 384 с.
6. Нейланд В.Я., Боголепов В.В., Дудин Г.Н., Липатов И.И. Асимптотическая теория сверхзвуковых течений вязкого газа. М.: Физматлит, 2004. 456 с.
7. Башкин В.А., Егоров И.В., Егорова М.В., Иванов Д.В. Ламинарно-турбулентное обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком газа // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 31–43.
8. Bedarev I.A., Fedorova N.N., Goldfeld M.A. Turbulent Flows Over Backward Facing Steps // Proc. of the Fifth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, ESA SP-563, February, 2005. P. 311–316.
9. Fedorova N.N., Bedarev I.A. Numerical Simulation of Supersonic Turbulent Flows over Backward Facing Steps // Computational Fluid Dynamics 2006. Proc. of the Fourth Inter. Conf. on Computational Fluid Dynamics, ICCFD 4, Ghent, 10-14 July 2006. Springer-Verlag. 2009. P. 713–718.
10. Пузырёв Л.Н., Ярославцев М.И. Стабилизация параметров газа в форкамере гиперзвуковой импульсной аэродинамической трубы // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1990. Вып. 5. С. 135–140.
11. Goldfeld M.A., Starov A.V., Vinogradov V.A. et al. Methodical Aspects of the Study of Supersonic Combustor in the Impulse Regime // Proc. of 8th Inter. Conf. on the Methods of Aerophysical Research, Novosibirsk. 1996. Vol.1. P.123–129.
12. Semenova Yu.V., Nestoulia R.V. Database Technologies for Aerodynamic experiment results storage, processing, analysis and presentation // Proc. XII Inter. Conf. on the Methods of Aerophysical Research. Pt II, Novosibirsk: Publishing House of Siberian Branch of RAS, 2004. P. 147–152.
13. Wilcox D.C. Turbulence modelling for CFD, DCW Ind. Inc., La Canada, California. 1993. 477 p.
14. Борисов А.В., Федорова Н.Н. Расчет турбулентных отрывных течений на основе метода повышенного порядка аппроксимации // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2, № 3. P. 253–269.
15. 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 // Computational Fluid Dynamics J. 2001. Vol. 10. Spec. Number. P. 194–202.
16. Fedorova N.N., Fedorchenko I.A., Shuelein E.E. Experimental and Numerical Study of Oblique Shock Wave / Turbulent Boundary Layer Interaction at $M = 5$ // Comp. Fluid Dyn. J. 2001. Vol. 10, No. 3. P. 376–381.
17. Bedarev I.A., Fedorova N.N., Goldfeld M.A., Falempin F. Mathematical modelling of Supersonic Turbulent Flows in Inlets with Rotating Cowl // Computational Fluid Dynamics 2004 (Proc. of the ICCFD-3). 2006. Springer-Verlag. P. 295–300.
18. Бедарев И.А., Федорова Н.Н. Структура сверхзвуковых турбулентных течений в окрестности уступов // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 6. С. 48–58.
19. Бедарев И.А., Маслов А.А., Сидоренко А.А., Федорова Н.Н., Шиплюк А.Н. Экспериментальное и численное исследование гиперзвукового отрывного течения в окрестности конуса с юбкой // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 8. С. 100–112.

Статья поступила в редакцию 30 апреля 2008 г.