

УДК 533.6.011.5: 533.697.23

Численное моделирование трехмерного сверхзвукового течения в канале с взаимодействием плоского скачка уплотнения с продольно-ребристой поверхностью

И.И. Мажуль

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

E-mail: mazhul@itam.nsc.ru

Представлены результаты численного моделирования сверхзвукового течения в канале прямоугольного поперечного сечения, имеющем продольно-ребристую нижнюю поверхность. Канал содержит сужающийся входной участок, где обечайкой генерируется скачок уплотнения, падающий на нижнюю поверхность, и последующий участок постоянного поперечного сечения. Численное моделирование выполнено для вязкого трехмерного течения на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST. Расчеты проведены при числе Маха набегающего потока $M = 4$.

Ключевые слова: численное моделирование, сверхзвуковое течение, прямоугольный канал, продольно-ребристая поверхность, продольные вихревые структуры.

Введение

Процесс торможения сверхзвукового потока в плоском воздухозаборнике связан с взаимодействием скачков уплотнения с пограничным слоем, что приводит к образованию отрывных зон. В частности, такого рода взаимодействие имеет место в области входа воздухозаборника при падении скачка уплотнения, генерируемого обечайкой, на поверхность клина сжатия. Вопрос устранения отрыва пограничного слоя на входе воздухозаборника имеет большое практическое значение, поскольку от этого зависит эффективная работа воздухозаборника. Используются различные способы управления пограничным слоем для удаления его низкоэнергетической части, которая способствует отрыву потока.

Одним из эффективных способов управления течением и устранения отрыва пограничного слоя в воздухозаборниках является слив пограничного слоя [1, 2]. Для этого, в частности, могут быть использованы поперечные щели слива или перфорированные панели в месте падения скачка уплотнения на клин сжатия. Недостатком применения поперечных щелей слива является их фиксированное положение, независимо от режима полета летательного аппарата. Для учета изменения скорости сверхзвукового потока на входе возможно использование нескольких последовательно расположенных щелей слива козырькового типа [3]. Эффективность использования перфорированных панелей для слива пограничного слоя исследовалась в работах [4, 5]. В частности, полученные данные

в трубе периодического действия Т-313 ИТПМ СО РАН в диапазоне чисел Маха $M = 2 - 6$ и в импульсной трубе ИТ-302М при $M = 5 - 8$ показали, что перфорационный слив является эффективным методом регулирования воздухозаборника. Так, при $M = 4$ коэффициент расхода увеличился примерно на 20 %, а потери полного давления уменьшились в два раза по сравнению с вариантами без использования слива пограничного слоя.

Помимо поперечных щелей слива пограничного слоя используются также продольные щели слива. Например, в работе [6] на конфигурации конвергентного воздухозаборника исследовалась эффективность продольных щелей, расположенных в угловой области вдоль боковых щек. Было получено увеличение расхода на ~30 % при $M = 2$ и 10–15 % при $M = 4$ по сравнению с вариантом без слива. В работах [7, 8] рассматривался сверхзвуковой трехмерный воздухозаборник, построенный на основе V-образных тел и имеющий поворотные панели. При их повороте образуются поперечные и продольные щели, через которые сливается пограничный слой или происходит перепуск воздуха в процессе запуска. При $M = 1,75$ и 2 были получены экспериментальные данные, которые подтвердили работоспособность щелей слива и эффективность воздухозаборника.

В отличие от исследований [6–8] в работе [9] было предложено выполнение поверхности сжатия плоского воздухозаборника в области падения на нее скачка уплотнения с распределенными по размаху продольными щелями слива пограничного слоя или перепуска воздуха. Предполагалось, что слив пограничного слоя через продольные щели может быть более эффективен, чем его отсос с использованием перфорационных отверстий. При этом длина щелей должна выбираться с учетом положения падения скачка уплотнения от обечайки на поверхность клина сжатия воздухозаборника в зависимости от режима полета. Ширина продольных щелей может быть фиксированной или регулируемой, что обеспечивается с помощью подвижных элементов, имеющих треугольное поперечное сечение. В связи с этим возникает вопрос о взаимодействии скачка уплотнения, генерируемого обечайкой воздухозаборника, с пограничным слоем на продольно-ребристой поверхности. Такого рода исследования практически отсутствуют.

Авторами [10] было рассмотрено использование продольного оребрения обтекаемой поверхности (риблет) для снижения трения в турбулентном пограничном слое и для затягивания ламинарно-турбулентного перехода. В работе [11] исследовалось отрывное обтекание крыла малого удлинения с продольно-волнистой поверхностью при дозвуковых скоростях. Было показано, что волнистость поверхности приводит к радикальному изменению структуры отрывного течения над крылом, а именно: зона отрыва ламинарного потока, расположенная по размаху гладкого крыла, распадается на локальные отрывные области во впадинах между поверхностными волнами. Изменение структуры обтекания приводит к увеличению критического угла атаки крыла в полтора раза. Для такого управления течением интерес представляют также данные по исследованию тепловых потоков к волнистым поверхностям при сверхзвуковых скоростях. В работе [12] методом термоиндикаторных покрытий были получены соответствующие экспериментальные данные при обтекании волнистой поверхности турбулентным пограничным слоем в поперечном или продольном направлении при $M = 4$. В случае продольного обтекания средний уровень теплоотдачи к волнистой поверхности может быть меньше на ~20 %, чем к плоской пластине. При этом минимальные значения коэффициента теплоотдачи наблюдаются в области максимальной глубины волны. Аналогичный результат получен авторами [13] при обтекании продольной волны при числе Маха $M = 10,3$.

Целью настоящей работы является выявление структуры течения при взаимодействии скачка уплотнения с продольно-ребристой нижней поверхностью в прямоугольном канале модельного воздухозаборника. Работа связана с исследованием характеристик инновационного воздухозаборника, предложенного в [9]. Численное моделирование трехмерного течения выполнено при $M = 4$ на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST [14]. Примеры расчетов

отрывных течений с использованием различных моделей турбулентности, включая $k-\omega$ SST, можно найти в работе [15]. Результаты численного моделирования течения в рассматриваемой конфигурации в случае плоской нижней поверхности канала приведены в исследовании [16].

Конфигурации и условия расчета

Рассматривается модельная конфигурация, представляющая собой начальный участок плоского воздухозаборника с внутренним каналом прямоугольного поперечного сечения. Конфигурация содержит входной сужающийся участок с клином сжатия (обечайкой) с углом δ_k и горловой участок постоянного поперечного сечения (рис. 1). Клин сжатия генерирует скачок уплотнения, который взаимодействует с пограничным слоем на внутренних стенках канала. Размеры модельной конфигурации и условия расчета приняты исходя из требований испытаний моделей в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН при числе Маха $M = 4$.

Воздухозаборник высотой $H_0 = 0,04$ м расположен на плоской пластине длиной $L_0 = 0,29$ м, что позволяет моделировать нарастание пограничного слоя перед его входом. Клин сжатия имеет угол $\delta_k = 10^\circ$ и интенсивность возникающего скачка уплотнения при $M = 4$ достаточна для отрыва пограничного слоя на нижней продольно-ребристой поверхности канала. Относительная площадь горла $H_r/H_0 = 0,58$, относительная ширина воздухозаборника в горловом сечении $B/H_r = 3,19$, относительная длина горлового участка $L_r/H_r = 2,8$. Ширина воздухозаборника $B = 0,075$ м.

Нижняя поверхность прямоугольного канала имеет продольные ребра с треугольной формой поперечного сечения. Высота и ширина основания ребер составляет 5 мм, расстояние между вершинами ребер — 10 мм. Между ребрами образуются продольные впадины шириной 5 мм. В принятой системе координат вертикальная плоскость симметрии конфигурации соответствует координате $z = 0$ и проходит через вершину ребра.

Расчетные данные получены для случая вязкого обтекания рассматриваемой конфигурации на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса с использованием модели турбулентности $k-\omega$ SST. Все вычисления проводились в программном комплексе Fluent [14] с использованием явной схемы второго порядка точности (explicit, second order upwind). Поставленная задача решалась в два этапа. На первом этапе выполнялись расчеты турбулентного пограничного слоя на носовой пластине, т.е. определялся профиль скорости и другие параметры потока в сечении входа воздухозаборника (профиль скорости в сечении входа будет далее показан на рис. 5 в сопоставлении с профилями скорости при развитии пограничного слоя вдоль нижней поверхности конфигурации, толщина пограничного слоя в сечении входа $\delta_{п.с.} \approx 4,5$ мм). Полученные данные использовались на втором этапе при расчете течения в канале.

При построении расчетной сетки в канале вдоль его боковых стенок, а также в области ребер и впадин между ними использовалось сгущение сетки к стенкам, что обеспечило значения параметра $y^+ < 1$ как на боковых стенках, так и на продольных ребрах. Перед областью отрыва расчетная сетка в пограничном слое содержала ~ 50 ячеек.

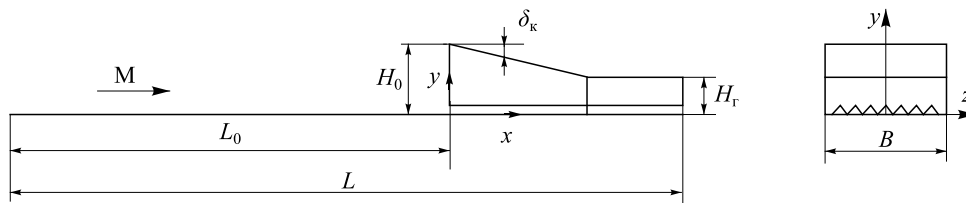


Рис. 1. Схема модельной конфигурации и система координат.

В расчетной области (от входного до выходного сечения) она имела $\sim 17 \cdot 10^6$ узлов. Для исследования сходимости по сетке было реализовано несколько расчетных сеток с количеством узлов $17 \cdot 10^6$, $20,4 \cdot 10^6$ и $22,6 \cdot 10^6$. Увеличение количества узлов достигалось адаптацией сетки на нижней поверхности конфигурации, что должно было сказаться при взаимодействии скачка уплотнения с пограничным слоем на ней. В качестве параметра, определяющего сходимость по сетке, использован коэффициент расхода (отношение расхода воздуха в выходном сечении к расходу во входном сечении воздухозаборника). Расчеты на различных сетках показали, что различие в коэффициенте расхода не превышает $\sim 0,07\%$, и это вполне допустимо для практических приложений. Заметим, что при расчетах не использовались условия симметрии течения, хотя конфигурация имеет вертикальную плоскость симметрии.

Входная граница расчетной области совпадает с сечением входа в канал. Здесь задавались параметры потока, полученные при расчете носовой пластины. Начальные параметры внутри расчетной области соответствовали параметрам потока на входе, а в выходном сечении канала — статическому давлению и температуре торможения набегающего потока. На стенках канала, поверхность которых предполагалась адиабатической, ставились условия прилипания. Установление стационарного режима течения в процессе численного решения задачи контролировалось по равенству расходов воздуха во входном и выходном сечениях канала. В представленных расчетах различие этих расходов не превышало $0,06\%$. Расчетные данные получены при числе Маха набегающего потока $M = 4$, давлении торможения $P_0 = 10,3$ бар, температуре торможения $T_0 = 290$ К, единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 48 \cdot 10^6$ 1/м.

Течение в канале воздухозаборника

В случае вязкого течения во внутреннем прямоугольном канале рассматриваемой конфигурации с продольно-ребристой нижней поверхностью определяющим фактором является взаимодействие скачка уплотнения, индуцируемого клином сжатия воздухозаборника, с пограничным слоем на поверхностях канала.

О структуре течения непосредственно на стенках канала можно судить по данным рис. 2, где представлены линии тока вязкого течения на поверхности, построенные по составляющим τ_x , τ_y , τ_z поверхностного напряжения трения. Также здесь нанесены горизонтальные линии y_1 , y_2 и y_3 с относительными координатами $\bar{y} = y/H_T = 0,19$, $0,43$ и $0,85$ соответственно, вдоль которых далее представлено распределение давления. Линия z_0 обозначает плоскость симметрии конфигурации.

Линии тока вязкого течения на поверхности можно интерпретировать как предельные линии тока, что дает возможность судить о направлении потока вблизи поверхности. Следует отметить практически симметричную поперечную картину течения на нижней ребристой поверхности (рис. 2b) относительно вертикальной плоскости симметрии конфигурации. Видна стреловидность линии стекания (отрыва пограничного слоя) в области $x \sim 0,04 - 0,05$ м как на собственно ребрах, так и во впадинах между ними.

На боковой поверхности (рис. 2a) область отрыва пограничного слоя определяется положением линий стекания S и растекания R. Начало отрыва формируется под воздействием скачка уплотнения 1 от клина сжатия и отрывного скачка 2, показанных далее на рис. 4a. Эти скачки и определяют сложную форму линии стекания S. Так, поток за скачком уплотнения 1 от клина сжатия характеризуется существенным направлением потока к нижней поверхности с составляющей скорости $V_y < 0$. За отрывным скачком 2 поток, наоборот, направлен от нижней поверхности и здесь $V_y > 0$. Это можно будет также видеть далее на рис. 4b по различному направлению линий тока в структуре потока.

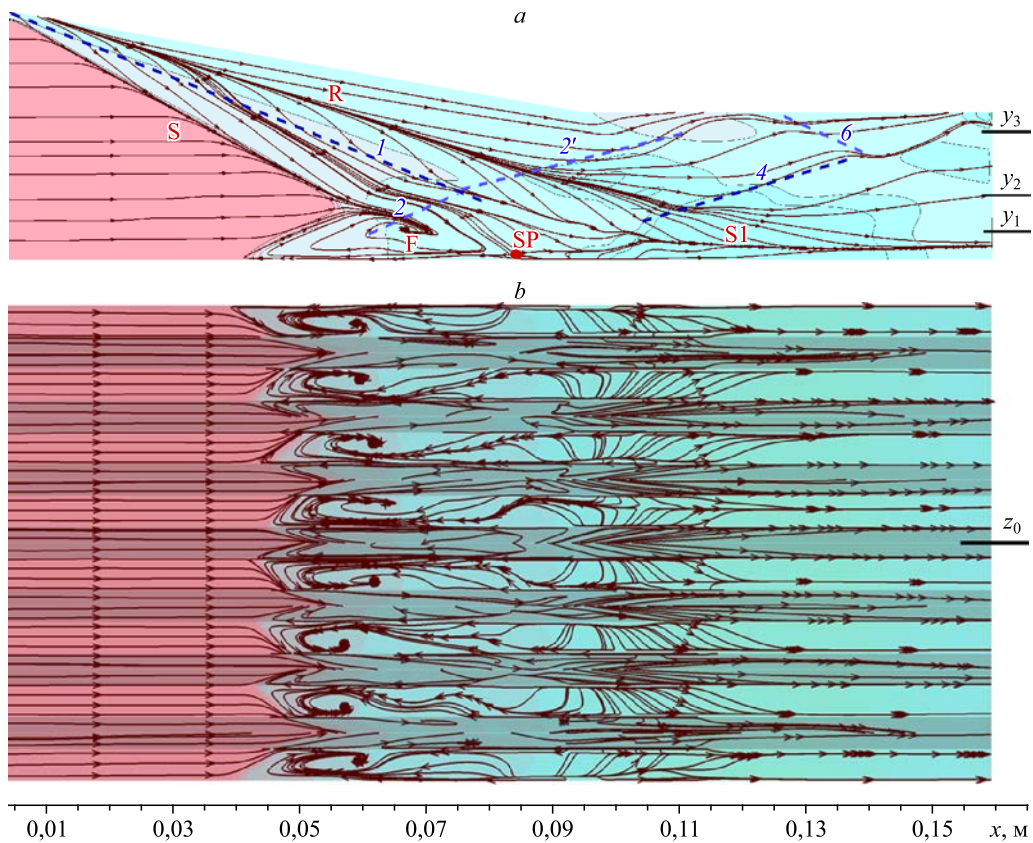


Рис. 2. Предельные линии тока на боковой (а) и нижней (б) поверхностях.

 z_0 — плоскость симметрии.

Взаимодействие потоков разного направления, как отмечалось по результатам экспериментальных исследований течения в полуканалах [17], приводит к образованию фокуса F. За областью отрыва видно формирование линии стекания S1, исходящей из седловой точки SP, что указывает на возможность появления продольных вихревых структур.

Более подробно течение на нижней ребристой поверхности в области вертикальной плоскости симметрии конфигурации показано на рис. 3. В продольном направлении рассматриваемая область течения ограничена зоной отрыва пограничного слоя при $x \sim 0,035 - 0,115$ м, в поперечном — ребром и смежными к нему впадинами. Здесь $1-1'$ — грани продольного ребра, $2, 2'$ — горизонтальные поверхности (впадины) между ребрами, 3 и 4 — линии стекания (отрыва) на горизонтальных поверхностях и на ребрах соответственно, линии $A-A$ и $B-B$ обозначают боковые границы впадины. По расхождению поверхностных линий тока можно отметить область присоединения 5 на ребрах и во впадинах при $x \sim 0,09 - 0,1$ м. За областью присоединения потока 5 видны продольные

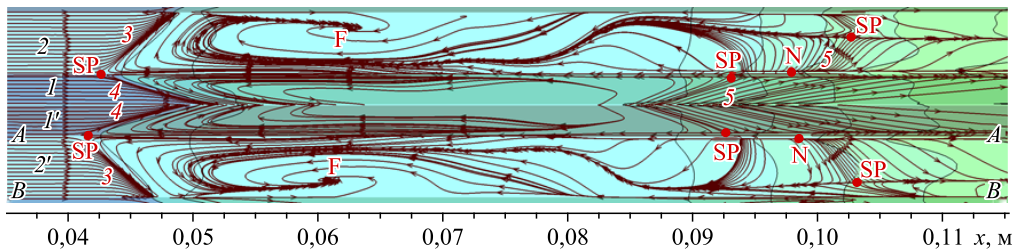


Рис. 3. Предельные линии тока в области продольного ребра.

линии стекания и растекания, исходящие из седловых SP и узловых N точек соответственно. Масштаб представления течения не позволяет провести детальный топологический анализ особых точек, здесь показаны только некоторые положения фокусов F, седловых SP и узловых N точек.

Стреловидность (наклон к продольной оси конфигурации) линий отрыва пограничного слоя во впадинах между ребрами можно, по-видимому, связать с наличием фокусов F и противоположным направлением предельных линий тока (т.е. скорости течения) вблизи боковых границ A-A и B-B впадины. Это обуславливает различное воздействие на пристенное течение в отрывной области и, как следствие, различное положение начала отрыва пограничного слоя. Анализ численных данных показывает, что в области линии отрыва 3, прилегающей к ребру A-A, имеют место более низкие значения скоростного напора в пристенной части пограничного слоя, что способствует более раннему отрыву. Здесь также наблюдаются более низкие значения поверхностных напряжений трения τ_x по сравнению с аналогичной областью у ребра B-B. Стреловидность линий отрыва на продольном ребре связана с падением на него косо отрывного скачка уплотнения 2 (см. рис. 4).

Картина течения в вертикальной плоскости симметрии конфигурации ($z = 0$) и в продольном сечении $z = 0,005$ м (середина близлежащей впадины) представлена на рис. 4. Показано распределение изомах (линий равных значений числа Маха) и линий тока продольного течения, построенных по составляющим скорости V_x и V_y . Скачок уплотнения 1 от клина сжатия при падении на нижнюю поверхность вызывает отрыв пограничного слоя и, как следствие, появление отрывного скачка 2. Результатом их взаимодействия являются скачки уплотнения 1' и 2'. Заметим, что именно отрывным скачком 2 определяется отрыв потока на продольных ребрах. За зоной отрыва пограничного слоя имеет место висячий скачок присоединения 4, отраженный от верхней стенки скачок 6 и результат их пересечения — скачки 4' и 6'. Наблюдается также веер волн расширения 3 над отрывной зоной и веер волн расширения 5 в угловой точке верхнего контура канала. Из распределения линий тока продольного течения следует, что за зоной отрыва после скачка присоединения 4 поток в основном направлен вверх от нижней поверхности.

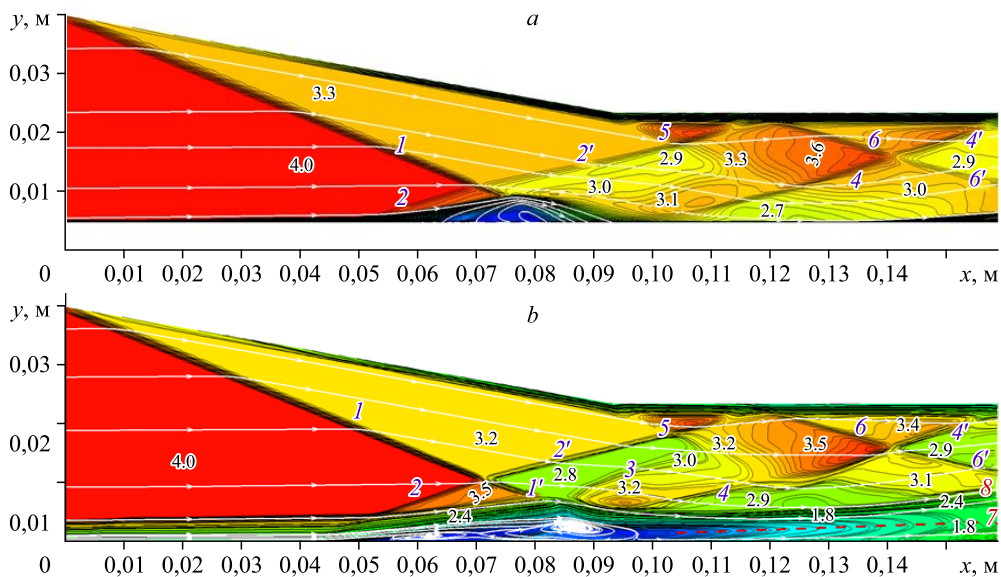


Рис. 4. Структура течения в плоскости симметрии $z = 0$ (a) и в сечении $z = 0,005$ м (b).

По распределению линий тока на рис. 4*b* видно, что область отрыва пограничного слоя в рассматриваемом сечении находится в диапазоне $x \sim 0,043\text{--}0,096$ м. Это согласуется с положением линий стекания (отрыва) и растекания (присоединения) на поверхности, представленных ранее на рис. 3. При этом линии стекания и растекания как на впадинах, так и на гранях продольных ребер являются стреловидными. Кроме того отметим более раннее начало стреловидного отрыва пограничного слоя (область $x = 0,042\text{--}0,047$ м) на горизонтальных поверхностях впадин по сравнению с течением на плоской нижней поверхности ($x \sim 0,07$ м, плоскость симметрии), данные для которой были получены в работе [16] при аналогичных начальных условиях течения. По-видимому, это связано с образованием начальной зоны отрывного течения, индуцированной наличием фокусов F (см. рис. 3, положение фокусов $x \sim 0,062$ м). Смещение линий стекания вверх по потоку по сравнению с течением в открытом двугранном угле и на плоской пластине имело место также при экспериментальных исследованиях течения в прямоугольном полуканале [17, 18].

Рассмотрим профили продольной составляющей скорости V_x в сечении $z = 0,005$ м (середина впадины), общая структура течения в котором была показана на рис. 4*b*. Эти данные в области пограничного слоя представлены на рис. 5*a* в некоторых характерных сечениях $x = \text{const}$, где $\bar{V}_x = V_x/V_n$, V_n — скорость набегающего потока. Для сопоставления приведены профили скорости перед зоной отрыва пограничного слоя при $x = 0,04$ м (кривая 1) и исходный профиль во входном сечении воздухозаборника при $x = 0$ (кривая 8). Толщина пограничного слоя перед зоной отрыва сопоставима с высотой продольных ребер и составляет $\sim 4,7\text{--}5$ мм. Непосредственно в зоне отрыва $V_x < 0$ (кривая 2), высота зоны отрыва (рециркуляционной области), определяемая по линии тока присоединения (см. рис. 4*b*), составляет ~ 4 мм. Толщина пограничного слоя по данным рис. 5 может быть оценена по переходу профиля $\bar{V}_x(y)$ на вертикальную ветвь. Оторвавшийся пограничный слой обтекает рециркуляционную область, и в сечении $x = 0,085$ м его высота достигает ~ 7 мм. После присоединения пограничного слоя ($x > 0,1$ м) имеет место ускорение потока в нем и рост его толщины. При этом профиль продольной составляющей скорости имеет характерную S-образную форму с некоторым «максимумом» в пристенной части пограничного слоя и «минимумом» при удалении от нее. Примерное положение этого «минимума», определяемое по численным данным, обозначено на рис. 4*b* линией 7.

Особенности профиля продольной составляющей скорости соответствуют потерям полного давления в потоке, показанным на рис. 5*b*. Здесь $\sigma = P_0/P_{0н}$ — коэффициент потерь полного давления, $P_{0н}$ — полное давление в набегающем потоке. Из представленных на рис. 5 профилей видно, что за зоной отрыва начинает развиваться новый пристенный пограничный слой, в котором вследствие снижения влияния вязкости происходит уменьшение потерь полного давления по высоте, т.е. увеличение σ . В то же время

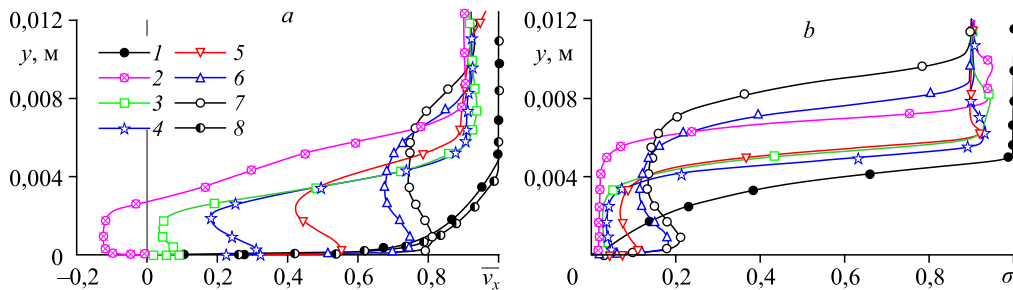


Рис. 5. Профили скорости и полного давления в пограничном слое.
 $x = 0,04$ (1), $0,085$ (2), $0,1$ (3), $0,11$ (4), $0,13$ (5), $0,15$ (6), $0,159$ (7), 0 (8) м.

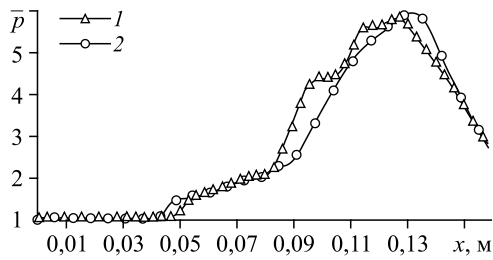


Рис. 6. Распределение относительного давления по длине нижней поверхности.
 $z = 0$ (1), 0,005 (2) м.

в эту область приходит оторвавшийся пограничный слой, обтекающий отрывную область, в котором имеют место большие потери полного давления. Например, в сечении $x = 0,085$ м непосредственно над отрывной зоной потери полного давления в этом пограничном слое соответствуют значениям $\sigma \sim 0,02 - 0,03$. Дополнительные потери по высоте этого слоя возникают также вниз по потоку при прохождении волн сжатия, образующих далее скачок присоединения 4. Таким образом, в область присоединения пограничного слоя поступает поток с достаточно большими потерями полного давления, что приводит к S-образной форме профиля $\sigma(y)$ с локальным максимумом вблизи стенки и локальным минимумом при удалении от нее. При этом положения по высоте этого минимума совпадают для профилей $\sigma(y)$ и $\bar{V}_x(y)$. Как уже отмечалось, примерное положение этого минимума на рис. 4b обозначено линией 7. Увеличение значений $\sigma(y)$ после указанного минимума обусловлено тем, что с ростом вертикальной координаты потери полного давления в оторвавшемся пограничном слое уменьшаются.

Распределение относительного давления вдоль нижней поверхности приводится на рис. 6. Здесь рассматриваются два продольных сечения: вдоль ребра при $z = 0$ и вдоль середины впадины при $z = 0,005$ м. Видно начало отрыва пограничного слоя в области $x \sim 0,04 - 0,045$ м, что согласуется с распределением линий стекания на рис. 3. Дальнейший рост давления за областью присоединения $x \sim 0,1$ м связан с торможением потока в волнах сжатия и в скачке присоединения 4 (см. рис. 4b), а его падение при $x > 0,12 - 0,13$ м обусловлено волнами разрежения 5 от точки излома верхнего контура канала.

О распределении давления по размаху нижней поверхности в некоторых характерных сечениях можно судить по данным рис. 7, где условно также показано положение ребер. Кривая 1 соответствует поперечному сечению в отрывной зоне, 2 — непосредственно за отрывной зоной, 3 — вблизи максимума давления по длине конфигурации (см. рис. 6), 4 — в области падения давления по длине. Можно отметить симметричный характер распределения давления относительно вертикальной плоскости симметрии конфигурации $z = 0$. Пики давления, особенно в начальных сечениях, соответствуют вершинам ребер, вниз по потоку наблюдается выравнивание давления. Вблизи боковых стенок канала в сечениях 3 и 4 характер распределения давления определяется наличием угловых вихрей.

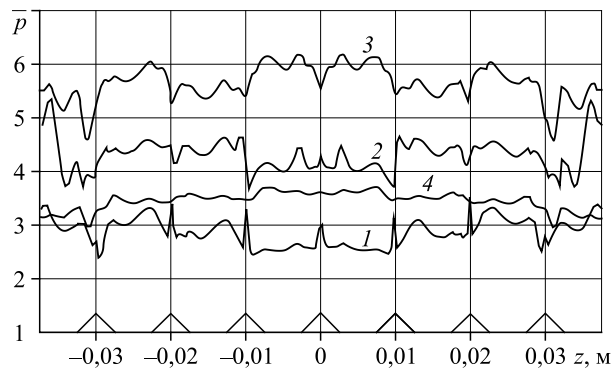


Рис. 7. Распределение относительного давления в поперечных сечениях.
 $x = 0,09$ (1), 0,104 (2), 0,13 (3), 0,15 (4) м.

Рис. 8. Распределения относительного давления на боковой поверхности.

$$\bar{y} = 0,19 (1), 0,43(2), 0,85 (3).$$

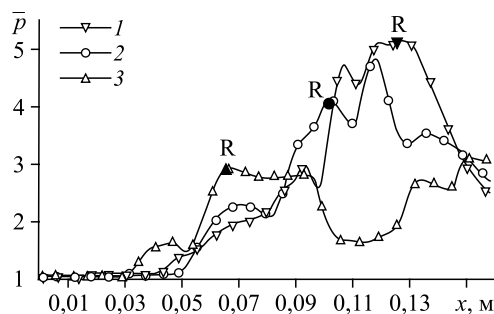
Распределения относительного давления в продольных сечениях боковой поверхности (отмеченных на рис. 2а как y_1 , y_2 и y_3) представлены на рис. 8. По начальному росту давления можно судить о положении начала отрывной зоны. Её конец

в каждом сечении отмечен положением линий растекания R, которое практически соответствует локальным максимумам давления. Характер распределения давления следует соотносить с положением скользящих скачков уплотнения (см. рис. 4b), падающих на боковую поверхность. Например, падение давления вдоль линии 3 в области $x \sim 0,095 - 0,105$ м связано с веером волн расширения 5 от точки излома верхнего контура, а дальнейший рост — с отраженным скачком уплотнения 6. Пик давления вдоль линии 2 при $x \sim 0,12$ м является результатом воздействия скачка присоединения 4, а последующее падение обусловлено веером волн расширения от точки излома верхнего контура.

Наличие продольных линий стекания и растекания за областью отрыва пограничного слоя (см. рис. 2, 3) указывает на возможное существование продольных вихревых структур между ребрами. Визуализация трехмерных вихревых течений по результатам численных расчетов является сложной задачей [19, 20]. Наиболее широко используется построение линий равных значений параметров (изолиний), линий тока, полей векторов скорости.

На рис. 9 представлено поле течения в виде изолиний равных чисел Маха (изомах) в характерных поперечных сечениях канала с указанием уровней в некоторых областях. Распределение изомах в рассматриваемых поперечных сечениях следует соотносить с течением в продольных сечениях, показанных ранее на рис. 4. Течение непосредственно перед зоной отрыва пограничного слоя изображено на рис. 9а. Здесь показана область набегающего потока с $M = 4$ и область за скачком уплотнения 1 от клина сжатия воздухозаборника с числом Маха за ним $M = 3,3$. Этот скачок вызывает отрыв пограничного слоя на боковой поверхности. Отмеченные границы отрывной области S и R определены по данным рис. 2а. На рисунке также приведены линии тока поперечного течения, построенные по составляющим скорости V_z и V_y . Их можно интерпретировать как «след» пространственных линий тока, и они дают представление о направлении течения и закрутке потока. В частности видно, что набегающий поток направлен вверх от нижней поверхности, т.е. он имеет некоторую составляющую скорости $V_y > 0$, обусловленную вытесняющим действием пограничного слоя.

Сечение $x = 0,104$ м (рис. 9b) расположено непосредственно за областью отрыва потока. Здесь видно положение отраженного скачка уплотнения 2', за которым следует область расширения потока над зоной отрыва. Как и предполагалось ранее, во впадинах между ребрами присутствуют продольные вихревые структуры. Обращает внимание «симметрия» их расположения относительно вертикальной плоскости симметрии конфигурации $z = 0$. А именно: наблюдаются вихревые структуры с разным направлением вращения справа и слева от этой плоскости. Кроме того, имеют место вихри в углах конфигурации между нижней и боковой поверхностями конфигурации. Направление вращения этих вихрей противоположно вращению вихрей между ребрами.



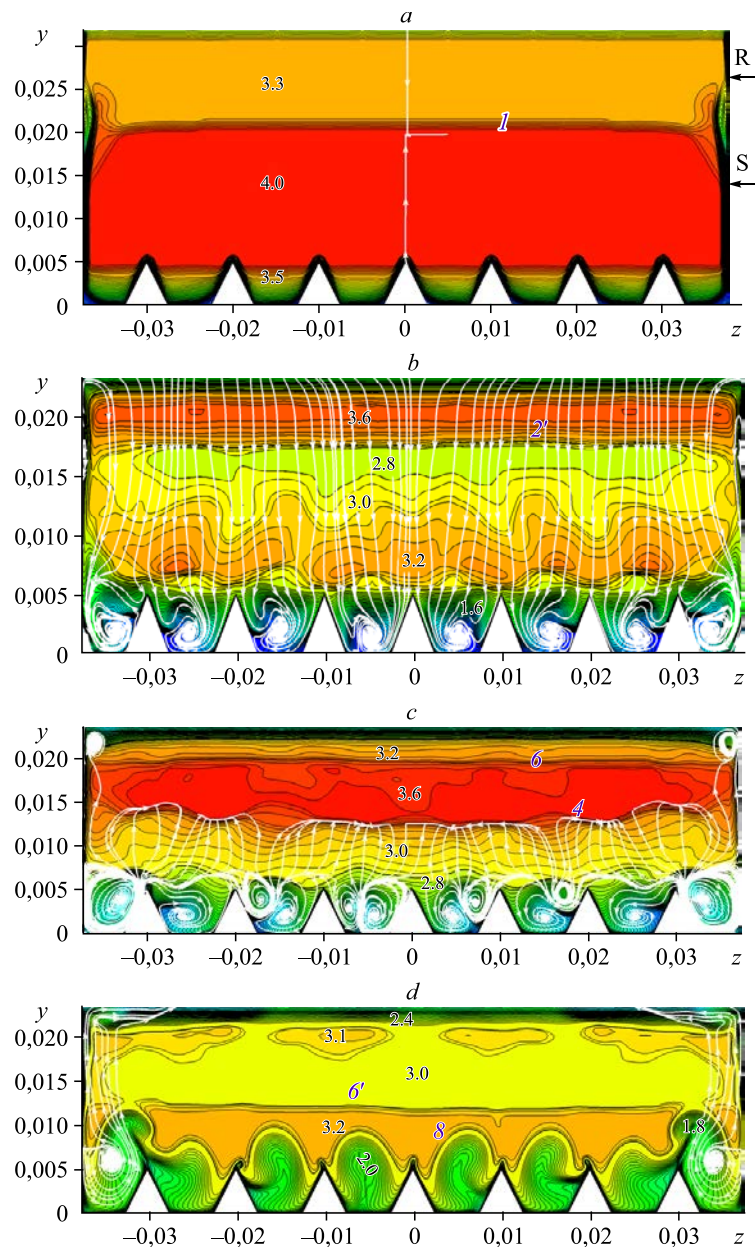


Рис. 9. Поле течения в поперечных сечениях конфигурации.
 $x = 0,046$ (a), $0,104$ (b), $0,13$ (c), $0,159$ (d) м.

Поперечное сечение $x = 0,13$ м (рис. 9c) удалено от области отрыва. По распределению изомахов видно положение отраженного от верхней стенки канала скачка уплотнения b и скачка присоединения 4 . Схождение линий тока в области этого скачка указывает на изменение направления потока. Так, после скачка составляющая скорости $V_y > 0$, т.е. поток направлен вверх от нижней поверхности, что также видно по линиям тока на рис. 4b. Перед скачком уплотнения 4 изначально поток за областью отрыва направлен к нижней поверхности канала. В областях между ребрами наблюдается формирование пары вихрей с различным направлением вращения. В дальнейшем такая конфигурация вихревой системы, по-видимому, приводит к её разрушению. Так, вниз по потоку в сечении $x = 0,159$ м (рис. 9d) вихрей между ребрами не наблюдается, сохраняются

только вихри в нижних углах канала воздухозаборника. В данном сечении отмечено положение скачка уплотнения b' , который является «продолжением» скачка уплотнения b после его взаимодействия со скачком присоединения 4. Показана верхняя граница области пограничного слоя δ за зоной отрыва, отмеченная также на рис. 4б, которая коррелируется с данными по профилю скоростей (см. рис. 5, кривая 7).

Заключение

Проведено численное моделирование трехмерного течения при падении скачка уплотнения на продольно-ребристую поверхность в канале с прямоугольным поперечным сечением. Данные получены при числе Маха $M = 4$ на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST. Исследована структура течения в канале. Представлены распределения предельных линий тока на поверхности, поля чисел Маха в поперечных сечениях канала, профили скорости и полного давления в пограничном слое.

Показано, что в результате взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем на продольно-ребристой поверхности имеет место отрыв потока со стреловидными линиями стекания как на ребрах, так и на впадинах между ними. При этом наблюдается более раннее начало отрывной зоны по сравнению с соответствующими данными для течения в модельном воздухозаборнике с плоской нижней поверхностью [16]. За областью отрыва пограничного слоя во впадинах между ребрами формируются продольные вихревые структуры. Их наличие демонстрируется в поперечных сечениях канала распределением линий тока поперечного потока. Как распределения предельных линий тока на нижней продольно-ребристой поверхности, так и расположение продольных вихревых структур в поперечных сечениях канала симметрично относительно вертикальной плоскости симметрии конфигурации в целом. В частности, имеют место вихревые структуры с разным направлением вращения справа и слева от этой плоскости.

Список литературы

1. Seddon J., Goldsmith E. Intake aerodynamics // AIAA Education Ser. Reston. 1985. 426 p.
2. Van Wie D.M. Scramjet intakes / Scramjet Propulsion / Eds. E.T. Curran, S.N.B. Murthy // Progress in Astronautics and Aeronautics. 2000. Vol. 189. P. 447–511.
3. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. Газодинамическое построение плоского сверхзвукового воздухозаборника с повышенным коэффициентом расхода // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 4. С. 431–448.
4. Фалемпа Ф., Гольдфельд М.А., Семенова Ю.В., Старов А.В., Тимофеев К.Ю. Экспериментальное исследование различных способов регулирования гиперзвукового воздухозаборника // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 1. С. 1–10.
5. Гольдфельд М.А. Влияние скорости потока на поверхностях сжатия воздухозаборника на эффективность слива пограничного слоя // Сиб. физ. журн. 2019. Т. 14, № 3. С. 15–25.
6. Затолока В.В., Кисель Г.А. Стреловидный поверхностный слив пограничного слоя в гиперзвуковом конвергентном воздухозаборнике // Физическая газодинамика (Аэрофизические исследования, вып. 6). Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1976. С. 61–62.
7. Gounko Yu.P., Mazhul I.I., Kharitonov A.M. Aerodynamic design and experimental modeling of an innovative supersonic three-dimensional air-intake // The Aeronautical J. 2013. Vol. 117, No. 1192. P. 559–584.
8. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. Экспериментальные характеристики сверхзвукового трехмерного воздухозаборника с регулируемым горлом // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 1. С. 49–66.
9. Пат. № 2672825 РФ, МПК⁵¹F02C 7/04, B64D 33/02, СПК⁵²F02C 7/04, F64D 33/02. Сверхзвуковой воздухозаборник (с мульти-щелевым сливом) / Гунько Ю.П.; патентообладатель ИТПМ. № 2017113272; заявл. 17.04.2017; опубл. 19.10.2018, Бюл. № 32; приоритет 17.04.2017.
10. Литвиненко Ю.А., Чернорай В.Г., Козлов В.В., Лефдаль Л.Л., Грек Г.Р., Чун Х. Влияние риблет на развитие Λ -структуры и ее преобразование в турбулентное пятно // Докл. АН. 2006. Т. 407, № 2. С. 194–197.
11. Зверков И.Д., Занин Б.Ю. Влияние формы крыла на отрыв потока // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 2. С. 205–213.
12. Боголепов В.В., Бражко В.Н., Дозорова Л.В., Майкапар Г.И., Нейланд В.Я. Аэродинамическое нагревание волнистых поверхностей в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое // Уч. записки ЦАГИ. 1987. Т. 18, № 6. С. 1–7.

13. **Brandon H.J., Masek R.V., Dunavant J.C.** Aerodynamic heating to corrugation stiffened structures in thick turbulent boundary layers // AIAA J. 1975. Vol. 13, No. 11. P. 1460–1466.
14. **Fluent 6.3.** User's Guide. Fluent Inc., Lebanon, USA. 2006.
15. **Zheltovodov A.A., Knight D.D.** Ideal-gas shock wave-turbulent boundary-layer interactions in supersonic flow and their modeling: three-dimensional Interactions // Shock Wave-Boundary-Layer Interactions / Ed. by H. Babinsky, J. Harvey. 2011. P. 202–258.
16. **Мажуль И.И.** Сверхзвуковое течение в прямоугольном канале воздухозаборника при отрывном взаимодействии пограничного слоя со скачками уплотнения // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т.27, № 4. С. 533–544.
17. **Корнилов В.И.** Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях. Новосибирск: Изд. СО РАН, 2013. 430 с.
18. **Kornilov V.I.** Correlation of the separation region length in shock wave/channel boundary layer interaction // Experiments in fluids. 1997. No. 23. P. 489–497.
19. **Визуализация** данных физического и математического моделирования в газовой динамике / Под ред. В.Н. Емельянова, К.Н. Волкова. М.: Физматлит, 2018. 356 с.
20. **Волков К.Н.** Методы визуализации вихревых течений в вычислительной газовой динамике и их применение при решении прикладных задач // Научн.-техн. вест. информ. технологий, механики и оптики. 2014. № 3 (91). С. 1–10.

*Статья поступила в редакцию 22 декабря 2020 г.,
после доработки — 2 марта 2021 г.,
принята к публикации 23 марта 2021 г.*