

УДК 533.697.2

Численное моделирование условий реализации режимов течения в сверхзвуковых осесимметричных конических воздухозаборниках внутреннего сжатия

Ю.П. Гунько¹, И.И. Мажуль^{1,2}

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

²Новосибирский государственный технический университет

E-mail: gounko@itam.nsc.ru, mazhul@itam.nsc.ru

В работе представлены результаты численного исследования режимов течения в осесимметричных воздухозаборниках внутреннего сжатия при их обтекании сверхзвуковым потоком. Основное внимание уделено определению диапазонов геометрического сужения канала, в котором реализуется сверхзвуковое втекание в воздухозаборник. Исследование проведено при больших сверхзвуковых скоростях набегающего потока, соответствующих числам Маха $M = 2-8$, на примере лобовых конических (воронкообразных) воздухозаборников с углами наклона стенки внутреннего конуса $\delta_w = 7,5-15^\circ$ с варьированием относительной площади сечения горла. Исследовалось изменение структуры течения и определялась относительная площадь горла воздухозаборника, при которой либо не происходит запуск воздухозаборника в процессе установления течения с начальным дозвуковым потоком, либо происходит разрушение течения в процессе его установления при начальном сверхзвуковом втекании. Численные расчеты осесимметричного течения проводились на основе решения уравнений Навье–Стокса с использованием пакета программ FLUENT и модели турбулентности $k-\omega$ SST.

Ключевые слова: численное моделирование, сверхзвуковое осесимметричное течение, конический воздухозаборник внутреннего сжатия, критические условия реализации режимов течения.

Введение

Воздухозаборники в виде конических воронок являются простейшим примером сверхзвуковых воздухозаборников внутреннего сжатия. Течения в этих воздухозаборниках характеризуются тем, что на передней кромке внутреннего конуса возникает воронкообразный скачок уплотнения, интенсивность которого непрерывно увеличивается по мере приближения к оси симметрии. Гипотетически в этом случае для стационарного сверхзвукового течения можно было бы предполагать решение, когда угол наклона этого скачка увеличивается до значения, при котором скорость потока за ним становится звуковой, и при дальнейшем непрерывном продолжении скачка он должен был бы быть сильным с дозвуковой скоростью за ним, а на оси превращаться в прямой. В работах [1, 2] приводится построение сверхзвуковой части такого течения во внутренних конусах при $M = 1,6$, получаемое расчетом с использованием метода характеристик. Рассчитывались начальный воронкообразный скачок и течение за ним вплоть до точки вблизи оси,

в которой за скачком достигается звуковая скорость, далее рассчитывалась область течения с учетом отраженного скачка, предполагаемого исходящим от звуковой точки. Тем самым был определен возможный поперечный размер области с дозвуковой скоростью вблизи оси. Для внутреннего конуса с углом наклона стенки $\delta_w = 5^\circ$ получен возможный размер этой области диаметром около 0,04 от диаметра входного сечения, с увеличением угла $\delta_w > 7^\circ$ этот размер резко возрастает, достигая диаметра входного сечения при $\delta_w \approx 13,5^\circ$. В работе [3] аналогичным образом были проведены расчеты невязких течений во внутренних конусах в диапазоне углов наклона стенки $\delta_w = 5-20^\circ$ и чисел Маха $M = 1,6-12$. Показано, что с ростом числа Маха возможные размеры зоны с дозвуковой скоростью вблизи оси заметно уменьшаются. Заметим, что в работах [1-3] расчеты проводились только для сверхзвукового течения в области между начальным и отраженным скачками до точки падения последнего на стенку внутреннего конуса, зона с дозвуковой скоростью вблизи оси не рассматривалась. В этих условиях возможный поперечный размер этой зоны и ее начало вдоль оси канала зависят только от числа Маха потока, набегающего на воздухозаборник, и угла внутреннего конуса.

Известно, что в реальном сверхзвуковом течении в конической воронке при приближении начального воронкообразного скачка к оси симметрии образуется скачок уплотнения, близкий к прямому, — диск Маха с некоторым конечным поперечным размером и дозвуковым течением за ним [2]. Одной из трактовок причин возникновения диска Маха во внутренних осесимметричных течениях является невозможность регулярного отражения скачка уплотнения от оси симметрии [4]. В результате взаимодействия начального воронкообразного скачка с диском Маха образуется отраженный скачок.

В последнее время появились работы по численному исследованию внутренних осесимметричных течений с формированием диска Маха. В частности, в работе [5] содержатся результаты численного исследования при $M = 4$ структуры ламинарного течения в осесимметричных каналах, состоящих из начального цилиндрического участка, сужающегося конического и последующего цилиндрического участка меньшего диаметра по сравнению с плоскими каналами, имеющими тот же продольный контур. При угле наклона стенки конуса $\delta_w = 5^\circ$ размер диска Маха не превышал шага сетки (101×101), а при $\delta_w = 15^\circ$ относительный размер диска Маха увеличивался от значения $\sim 0,08$ при $Re = 3 \cdot 10^3$ до значения $\sim 0,14$ от диаметра входного сечения при $Re = 10^5$, и этот размер близок к величине, полученной для невязкого течения. В рассмотренных условиях структура течения в канале осложнена достаточно протяженными зонами отрыва пограничного слоя на его стенках.

Большой поперечный размер диска Маха в воронкообразных воздухозаборниках при сверхзвуковых скоростях $M \leq 3$ определяет низкие характеристики восстановления полного давления в воздухозаборнике, близкие к его характеристикам на режиме обтекания с головным скачком на входе. Худшие характеристики сверхзвуковых осесимметричных воздухозаборников полностью внутреннего сжатия по сравнению с воздухозаборниками с носовым коническим телом внешнего сжатия при числах Маха $M < 4$ (см. [6, 7]) определили долгое отсутствие интереса к их развитию. Уменьшение возможных размеров зоны с диском Маха с ростом числа Маха дает возможность практического использования осесимметричных воздухозаборников внутреннего сжатия при больших сверхзвуковых скоростях ($M > 4$). Их существенным достоинством является то, что они обеспечивают максимально возможный коэффициент расхода, равный единице, в широком диапазоне скоростей полета. Экспериментальные исследования осесимметричных воздухозаборников с внутренней конической поверхностью сжатия [8] показали их высокую эффективность: в испытаниях при $M = 11,5$ была реализована 16-кратная степень сжатия поперечного сечения захватываемой струи. Лобовой осесимметричный

воздухозаборник внутреннего сжатия используется, например, в проекте экспериментального гиперзвукового летательного аппарата SCRAMSPACE с прямоточным воздушно-реактивным двигателем, рассчитанного на максимальное число Маха полета $M = 8$ [9].

Следует отметить, что течения в осесимметричных воздухозаборниках внутреннего сжатия могут быть использованы для построения на их основе трехмерных, так называемых конвергентных воздухозаборников, сжимающих поперечные сечения захватываемой струи по сходящимся в пространстве направлениям [8, 10]. Построение этих воздухозаборников выполняется методами газодинамического конструирования с использованием «вырезов» из осесимметричного внутреннего течения сжатия, при этом используется область сверхзвукового течения вне зоны с диском Маха. В этом случае сохраняется конвергентность течения, обеспечиваемая его осесимметричностью, и улучшаются характеристики восстановления полного давления вследствие отсутствия зоны течения со скачком, близким к прямому. Обзор работ по конвергентным воздухозаборникам данного типа представлен в монографии [10].

В отмеченных выше исследованиях течений во внутренних конусах и в простейших воздухозаборниках на их основе вопросы о максимально возможной степени геометрического сжатия захватываемой струи и об условиях запуска воздухозаборников не рассматривались, в то же время они являются актуальными в связи с возможностью практического использования таких воздухозаборников при больших сверхзвуковых скоростях полета.

Под собственно запуском воздухозаборника обычно понимают процесс установления режима сверхзвукового течения в нем при переходе от дозвуковой скорости потока, набегающего на воздухозаборник, к заданной сверхзвуковой. Этот процесс по мере увеличения скорости происходит с образованием прямого скачка при сверхзвуковой скорости перед входом и последующим его прохождением в сужающемся канале вниз по потоку за горло. Так происходит запуск воздухозаборников сверхзвуковых летательных аппаратов при их разгоне, а также запуск моделей воздухозаборников при их испытаниях в аэродинамических трубах стационарного действия, когда в процессе запуска самой трубы происходит переход от дозвукового потока к сверхзвуковому. Запуск воздухозаборника возможен только при площади горла, большей некоторой минимальной. Классическим условием для оценки площади горла, обеспечивающей запуск воздухозаборника, является критерий Кантровица–Дональдсона [11]. Он получен при одномерном рассмотрении течения и соответствует расположению прямого скачка, возникающего в сверхзвуковом набегающем потоке непосредственно в сечении входа во внутренний канал, и последующему увеличению дозвуковой скорости потока за скачком до критической ($M = 1$) в горле.

Вопрос о максимально возможной степени геометрического сжатия захватываемой струи обычно связан с рассмотрением торможения сверхзвукового потока в уже запущенном воздухозаборнике. Простейшее предельное условие существования такого режима в одномерном приближении соответствует уменьшению сверхзвуковой скорости потока в канале до критической ($M = 1$), достигаемой в сечении с минимальной площадью — в горле. Эта площадь существенно меньше горла запуска, и в обычных условиях реализация режимов со сверхзвуковым потоком в воздухозаборнике возможна лишь с использованием специальных устройств его запуска.

Реально условия реализации обоих отмеченных режимов течения в воздухозаборнике зависят от числа Маха набегающего потока, геометрии воздухозаборника и структуры формирующегося при этом неоднородного течения.

В настоящей работе представлены результаты параметрических численных расчетов течения в осесимметричных конических (воронкообразных) воздухозаборниках при числах Маха набегающего потока $M = 2-8$. Рассмотрена структура течения в зависимости от изменяемых параметров: числа Маха, угла наклона стенки внутреннего конуса,

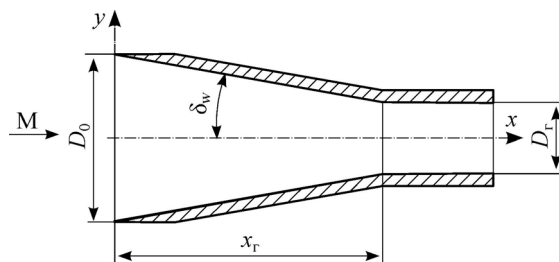
площади горла воздухозаборника. Определены предельные значения относительной площади горла, при которой либо происходит разрушение течения в процессе его установления при начальном сверхзвуковом втекании, либо не происходит запуск воздухозаборника в процессе установления течения с начальным дозвуковым потоком.

1. Условия расчетов

Рассматриваемые воздухозаборники представляют собой простую коническую воронку с цилиндрическим горловым участком (рис. 1). Расчеты проведены при углах наклона стенки внутреннего конуса относительно оси симметрии $\delta_w = 7,5, 11$ и 15° и различных значениях относительной площади горла $\bar{A}_r = A_r/A_0$, где A_0 — лобовая площадь воздухозаборника (площадь сечения входа). В качестве определяющего размера принят диаметр входного сечения $D_0 = 1$ м. Диаметр горла зависит от заданного значения \bar{A}_r и равен $D_r = D_0 \sqrt{\bar{A}_r}$. При известных значениях δ_w и \bar{A}_r координата точки излома продольного контура (положения начального сечения горла) определится как $x_r = D_0 (1 - \sqrt{\bar{A}_r}) / (2 \cdot \text{tg}(\delta_w))$. Далее следует цилиндрический горловой участок длиной $\sim 1,5 D_r$. Длина воздухозаборника в целом определяется заданными значениями D_0 , δ_w и \bar{A}_r .

Численные расчеты осесимметричного течения проводились методом установления на основе решения уравнений Навье–Стокса с использованием пакета программ FLUENT и модели турбулентности $k-\omega$ SST. Общее количество ячеек сетки (без сгущения к стенкам) в расчетной области составляло до $3 \cdot 10^5$, сходимости численного решения на последовательности измельчающихся сеток не проверялась. Применялись «density-based solver» (здесь и далее используются термины пакета FLUENT), неявные схемы 2-го порядка точности по времени и пространству с Roe-FDS методом расщепления конвективных потоков. Расчетная область начиналась с некоторого участка перед воздухозаборником, в начальном сечении и на внешних границах которого с помощью граничного условия «pressure far-field» задавались параметры невозмущенного набегающего потока. В выходном сечении канала ставились граничные условия «pressure-outlet» с заданием статического давления и температуры торможения, соответствующих параметрам невозмущенного набегающего потока. В задаче установления течения в воздухозаборнике со сверхзвуковым втеканием и определения режима его разрушения начальные условия внутри расчетной области соответствовали параметрам невозмущенного набегающего потока. В задаче определения запуска воздухозаборника и установления режима его обтекания начальные условия внутри расчетной области соответствовали параметрам потока с дозвуковой скоростью. Во втором случае установление течения происходило в процессе прохождения через воздухозаборник волн распада разрыва, возникающего в начальном сечении с заданными параметрами невозмущенного набегающего потока.

Критические значения относительной площади горла запуска или разрушения течения $(A_r)_{кр}$ в настоящей работе определялись в ряде последовательных расчетов.



Решение задачи начиналось с некоторого значения относительной площади горла \bar{A}_r , заведомо обеспечивающего режим течения в запущенном воздухозаборнике при заданном

Рис. 1. Схема воронкообразного воздухозаборника.

числе Маха. Далее величина \bar{A}_r дискретно уменьшалась, проводился новый расчет, и эта процедура повторялась до достижения условий незапуска воздухозаборника или разрушения течения со сверхзвуковым втеканием. Затем проводились расчеты для уточнения критических значений $(A_r)_{кр}$, они были определены с погрешностью около $\Delta \bar{A}_r \approx 0,005-0,007$, задача более точного определения этих значений в проведенных численных расчетах не ставилась.

Расчеты течения в воздухозаборнике проведены в диапазоне чисел Маха набегающего потока $M = 2-8$. Параметры потока при численном расчете вязкого течения соответствуют условиям полета в атмосфере при скоростном напоре $q = 42$ кПа, и, например, для чисел Маха $M = 2, 4, 6$ и 8 единичные числа Рейнольдса $Re_1 = 9,9 \cdot 10^6, 4,8 \cdot 10^6, 3,1 \cdot 10^6$ и $2,3 \cdot 10^6$ 1/м соответственно.

2. Структура течения в воздухозаборнике со сверхзвуковым втеканием

Рассмотрим структуру течения в воздухозаборнике со сверхзвуковым втеканием, формирующуюся в численных расчетах настоящей работы при $M = 4, \delta_w = 15^\circ$ и определяемую по распределению линий равных значений числа Маха (изомах) (рис. 2). Во входном коническом участке канала образуется ожидаемая тройная конфигурация скачков уплотнения, включающая начальный воронкообразный падающий на ось скачок, диск Маха, отраженный косой скачок и контактный разрыв, исходящие от тройной точки пересечения скачков. Поток за отраженным скачком сверхзвуковой, за диском Маха — дозвуковой. Очевидно, что в рассматриваемой конфигурации воздухозаборника на размер диска Маха и его продольное положение в сужающемся участке канала может влиять центрированный веер волн расширения, исходящий от угловой точки продольного контура. При достаточно больших значениях $\bar{A}_r \rightarrow 1$ и $\bar{x}_r = x_r/D_0 \rightarrow 0$ этот веер падает на начальный скачок, уменьшая его интенсивность, что приводит к уменьшению размера

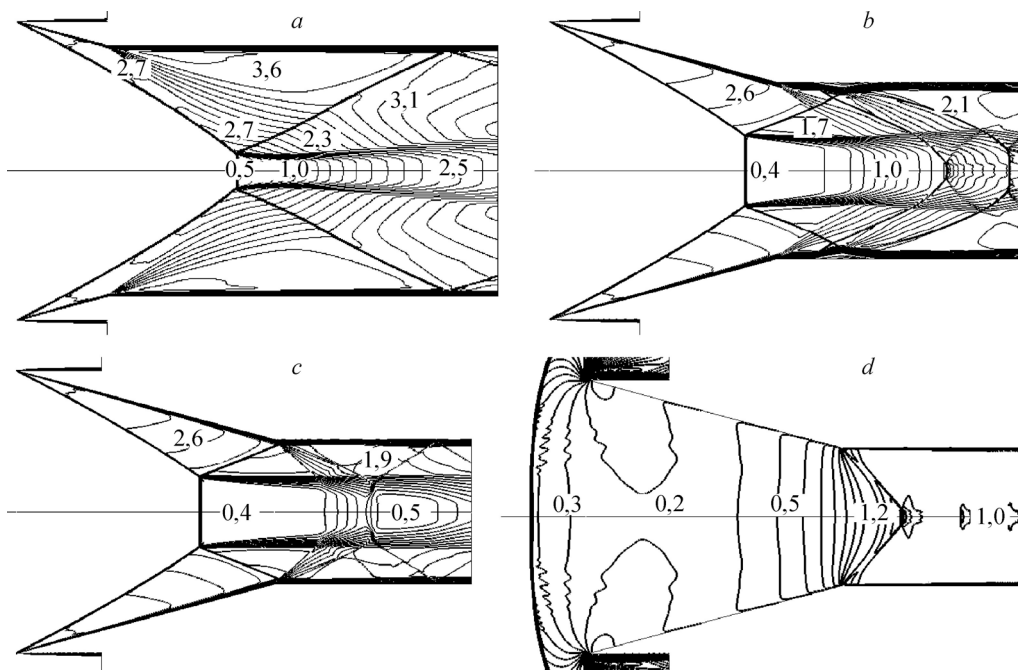


Рис. 2. Картины течения в воздухозаборниках при $M = 4, \delta_w = 15^\circ$.

$\bar{A}_r = 0,7$ (a), $0,35$ (b), $0,26$ (c), $0,25$ (d).

диска Маха и, соответственно, к его смещению вниз по потоку. На рис. 2а приводится пример картины течения, близкой к этому случаю, при $M = 4$, $\bar{A}_T = 0,7$, ($\bar{x}_T = 0,305$). Диск Маха располагается во входном участке канала на расстоянии $\bar{x}_M = x_M/D_0 \approx 0,735$ от сечения входа, его поперечный размер равен относительному диаметру, определяемому по положению «тройной» точки: $\bar{D}_M = D_M/D_0 \approx 0,12$. Начальные волны веера расширения от угловой точки воздействует непосредственно на диск Маха. Струя, формирующаяся за диском Маха и ограниченная поверхностью тока, начинающейся с контактного разрыва, сначала сужается, дозвуковой поток здесь ускоряется вдоль оси до звуковой скорости при $x/D_0 \approx 0,9$, где образуются виртуальное горло и далее виртуальное сопло, в котором поток ускоряется до сверхзвуковой скорости. При $M = 4$ и $\bar{A}_T = 0,35$ ($\bar{x}_T = 0,76$) диск Маха смещается вверх по потоку до координаты $\bar{x}_M \approx 0,65$, его диаметр увеличивается до $\bar{D}_M \approx 0,24$, веер волн расширения от угловой точки падает на струю, формирующуюся за диском Маха, в области виртуального горла при $x/D_0 \approx 1,1$ (рис. 2b). При $M = 4$ и $\bar{A}_T = 0,26$ ($\bar{x}_T = 0,91$) получаются практически те же значения: $\bar{x}_M \approx 0,65$, $\bar{D}_M \approx 0,24$, веер волн расширения от угловой точки падает на струю, формирующуюся за диском Маха, также в области виртуального горла при $x/D_0 \approx 1,22$ (рис. 2c). Эти данные показывают, что с уменьшением относительной площади горла (с увеличением продольной координаты угловой точки) поперечный размер диска Маха асимптотически увеличивается, при $\bar{A}_T \leq 0,35$ он практически не изменяется, при этом возрастает протяженность зоны дозвукового потока за диском Маха. Соответственно изменению поперечных сечений струи, формирующейся за диском Маха, изменяются продольные распределения числа Маха потока и давления вдоль оси канала, представленные на рис. 3 для $M = 4$ и $\delta_w = 15^\circ$, где $\bar{x}_T = x/D_0$, $\bar{p} = p/p_\infty$, здесь p_∞ — статическое давление в набегающем потоке. На рисунке видно одинаковое положение ($\bar{x} \approx 0,65$) скачков числа Маха и относительного давления \bar{p} , соответствующих диску Маха при $\bar{A}_T = 0,35$ и $\bar{A}_T = 0,26$.

Следует отметить, что в рассмотренных случаях вязкого течения ($\bar{A}_T = 0,35$ и $\bar{A}_T = 0,26$) отраженный скачок уплотнения, исходящий от «тройной» точки пересечения скачков, падает на стенку канала за изломом продольного контура и вызывает локальный отрыв пограничного слоя. Индуцируемый отрывом скачок уплотнения и замыкающий скачок, возникающий за зоной отрыва, при приближении к оси симметрии отражаются нерегулярным образом с образованием вторичных дисков Маха (см. рис. 2). Скачки параметров течения вдоль оси канала, обусловленные наличием вторичных дисков Маха, четко наблюдаются на рис. 3 при $\bar{A}_T = 0,35$.

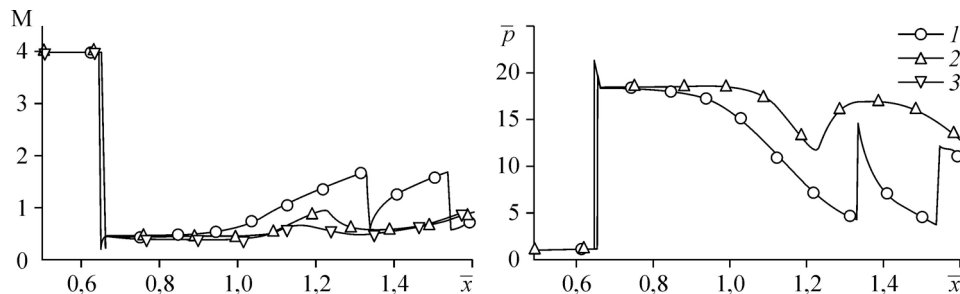


Рис. 3. Распределение чисел Маха и относительного давления вдоль оси симметрии при $M = 4$ и $\delta_w = 15^\circ$.

$\bar{A}_T = 0,35$ (1), $0,26$ (2), $\bar{A}_T = 0,25$ при $n = 20000$ (3).

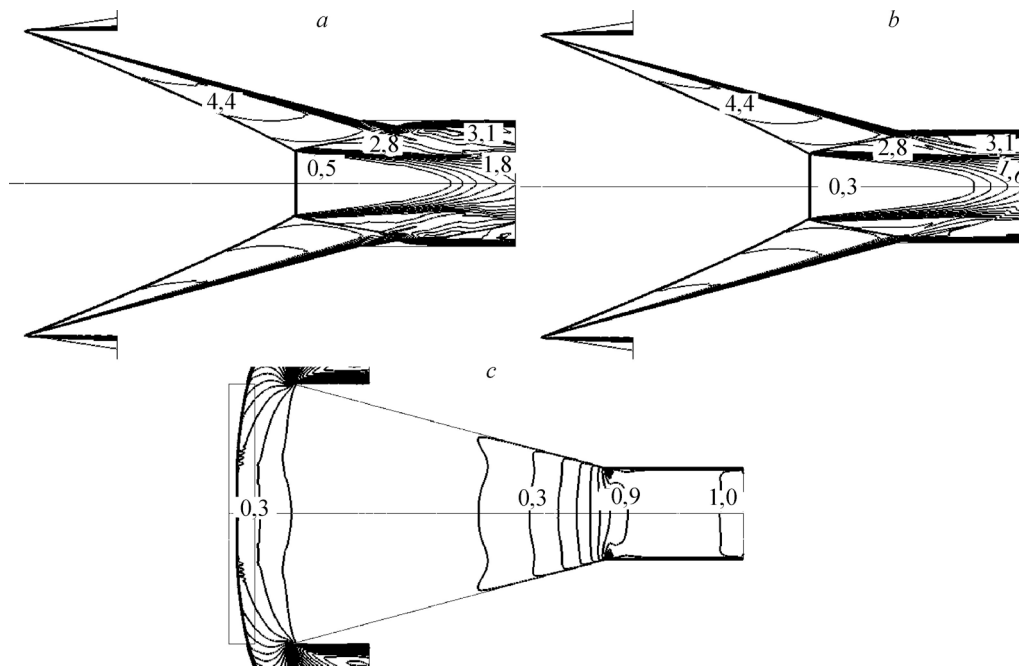


Рис. 4. Картины течения в воздухозаборниках при $M = 8$, $\delta_w = 15^\circ$.
 $\bar{A}_r = 0,17$ (a), $0,137$ (b), $0,125$ (c).

С увеличением скорости перед воздухозаборником диск Маха перемещается вниз по потоку, при $M = 6$ продольная координата его положения $\bar{x}_M = 0,82$, при $M = 8$ $\bar{x}_M = 0,89$. Относительный размер диска Маха в обоих случаях уменьшается до $\bar{D}_M \approx 0,2$, соответственно расход воздуха через диск Маха уменьшается до $\sim 4\%$ от расхода, захватываемого воздухозаборником. Пример картины течения при $M = 8$ представлен на рис. 4.

3. Разрушение течения в воздухозаборнике со сверхзвуковым втеканием

Как уже отмечалось, на режимах после запуска воздухозаборника (т.е. на режимах со сверхзвуковым втеканием) при $M = 4$ и $\delta_w = 15^\circ$ картина течения во входном участке при $\bar{A}_r \leq 0,35$ практически не зависит от \bar{A}_r , в частности, положение и размеры диска Маха остаются неизменными. Такая же ситуация имеет место на начальном этапе установления решения и для случаев с разрушением течения со сверхзвуковым втеканием в воздухозаборник, когда в результате формируется течение с головной волной на входе (рис. 2d). Об этой особенности течения можно судить также по распределению газодинамических параметров вдоль оси симметрии канала при различных значениях относительной площади горла, которое представлено на рис. 3 для $M = 4$ и $\delta_w = 15^\circ$. Здесь видны одинаковое положение (при $\bar{x} \approx 0,65$) скачков числа Маха и относительного давления \bar{p} , соответствующих диску Маха, в том числе и на начальном этапе установления решения для воздухозаборника с разрушением течения со сверхзвуковым втеканием (кривая 3, $\bar{A}_r = 0,25$, число итераций $n = 20000$). При $\bar{A}_r = 0,35$ наблюдаются скачки параметров течения вдоль оси канала, обусловленные наличием вторичных дисков Маха. С уменьшением относительной площади горла видно некоторое увеличение протяженности дозвуковой области за начальным диском Маха (см. на рис. 3 $\bar{A}_r = 0,26$ по сравнению с $\bar{A}_r = 0,35$). Место падения волны расширения смещается вниз по потоку от излома контура на область течения за диском Маха.

Ранее указывалось, для рассматриваемого случая с $\delta_w = 15^\circ$ отраженный скачок уплотнения, исходящий от «тройной» точки диска Маха, падает на стенку горлового участка канала и вызывает здесь отрыв пограничного слоя, который наблюдается по картинам распределения изомах. Более точно судить о положении отрывной зоны можно по распределению продольной составляющей поверхностного напряжения трения на стенке τ_x (в отрывной зоне $\tau_x < 0$). По этим данным длина зоны отрыва уменьшается при уменьшении относительной площади горла. Так, при $M = 4$ относительная длина зоны отрыва $\Delta_{отр} = \Delta_{отр} / D_0 \approx 0,21, 0,128$ и $0,043$ для $\bar{A}_r = 0,35, 0,3$ и $0,26$ соответственно, при $M = 8$ $\Delta_{отр} \approx 0,154$ и $0,039$ для $\bar{A}_r = 0,17$ и $0,137$. То есть, с уменьшением относительной площади горла влияние отрыва пограничного слоя должно было бы в целом уменьшаться. В то же время с уменьшением \bar{A}_r точка падения на стенку канала отраженного скачка уплотнения, исходящего от тройной точки диска Маха, и, следовательно, отрывная зона все больше приближаются к угловой точке излома продольного контура. На рис. 5 положение угловой точки $\bar{x}_{изл} = \bar{x}_r$ и начала отрывной зоны $\bar{x}_{отр} = \bar{x}_{отр} / D_0$ показано в зависимости от относительной площади горла при $\delta_w = 15^\circ$ для различных чисел Маха набегающего потока. Видно, что при некотором значении \bar{A}_r кривые $\bar{x}_{отр}$ и $\bar{x}_{изл}$ сходятся, т.е. при дальнейшем уменьшении площади горла отрывная зона должна была бы перейти на коническую стенку входного участка канала. Однако в этом случае при всех рассмотренных числах Маха происходило разрушение течения и образование головной волны на входе, т.е. формировался режим обтекания, соответствующий незапущенному воздухозаборнику.

Уменьшение размеров отрывной зоны пограничного слоя при уменьшении относительной площади горла и приближении к критическим значениям \bar{A}_r указывает, что влияние пограничного слоя на условия запуска воздухозаборника для рассматриваемой геометрии канала не является определяющим. Действительно, расчеты невязкого течения при $M = 4$ для значения $\bar{A}_r = 0,25$, критического для вязкого течения, показали, что в этом случае, как и для вязкого течения, формировался режим обтекания незапущенного воздухозаборника.

О предельной степени геометрического сжатия площади поперечного сечения канала воздухозаборника и достижении критических значений $(\bar{A}_r)_{кр}$ соответствующих переходу к режиму обтекания воздухозаборника с головным уплотнением на входе можно судить по изменению среднemasовых значений газодинамических параметров в характерных поперечных сечениях канала. На рис. 6 представлено изменение среднemasового коэффициента восстановления полного давления σ в начальном сечении

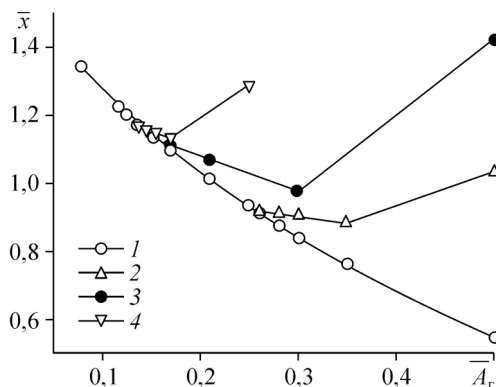


Рис. 5. Положение точки излома контура и начала отрывной зоны пограничного слоя при $\delta_w = 15^\circ$.

1 — $\bar{x}_{изл}$, 2 — $\bar{x}_{отр}$, $M = 4$, 3 — $\bar{x}_{отр}$, $M = 6$,
4 — $\bar{x}_{отр}$, $M = 8$.

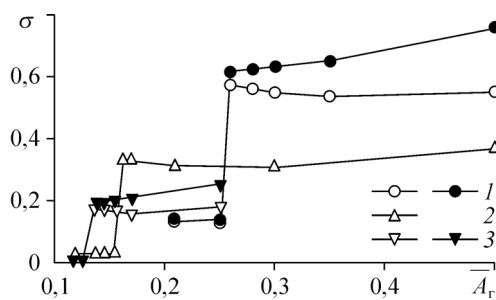


Рис. 6. Коэффициент восстановления полного давления в канале воздухозаборника при $\delta_w = 15^\circ$.

$M = 4$ (1), 6 (2), 8 (3); светлые символы — конечное сечение горла, темные — начальное сечение.

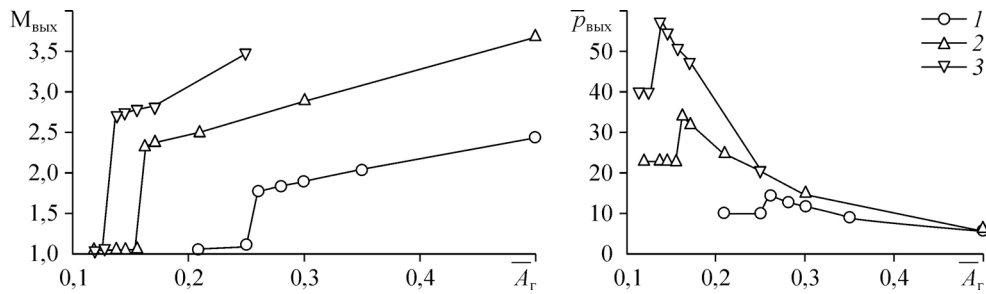


Рис. 7. Среднемассовые значения параметров потока в сечении выхода из канала воздухозаборника. Обозначения см. на рис. 6.

горла (соответствующем точке излома продольного контура) и в выходном сечении канала воздухозаборника в зависимости от относительной площади горла при $\delta_w = 15^\circ$. По мере уменьшения величин \bar{A}_r наблюдаются скачки кривых $\sigma = f(\bar{A}_r)$, которые соответствуют достижению критических значений $(\bar{A}_r)_{\text{кр}}$ и переходу к обтеканию воздухозаборника с головным скачком уплотнения на входе. Можно отметить, что значения σ в выходном сечении мало изменяются при уменьшении площади канала до критической в отличие от значений σ в начальном сечении горла. Среднемассовые величины числа Маха и степени повышения давления в характерных сечениях канала изменяются при этом более значительно. На рис. 7 для сечения выхода представлены полученные среднемассовые значения числа M и относительного давления \bar{p} . Отметим, что достигаемая степень повышения давления на режимах, близких к $(\bar{A}_r)_{\text{кр}}$, заметно выше по сравнению с обтеканием воздухозаборника с головной волной на входе. Это различие усиливается с повышением числа Маха набегающего потока.

Поток в канале рассматриваемого воздухозаборника является смешанным — сверхзвуковым вдоль стенок и с дозвуковыми зонами вдоль оси, и существенно неравномерным. Поэтому для анализа условий достижения предельных площадей поперечного сечения горлового участка необходимо использование критических условий запираания неравномерного потока. Для этих целей использовалась интегральная функция $\tilde{q}(M)$, введенная в работе [12], которая является аналогом функции приведенного расхода для неравномерного потока

$$\tilde{q}(M) = \frac{1}{A} \left(\int_A p_0 q(M) \cos \theta dA \right)^2 / \int_A p_0^2 q(M) \cos \theta dA.$$

Здесь $q(M)$ — газодинамическая функция приведенного расхода, p_0 — давление торможения, θ — угол наклона вектора скорости к продольной оси. Приведенное выражение получено в [12] для адиабатического течения с полной температурой, постоянной по сечению. Очевидно, что равенство $\tilde{q}(M) = 1$ определяет критическое условие запираания этого потока. Пример изменения интегральной приведенной функции расхода в выходном сечении канала для числа Маха $M = 4$ и $\delta_w = 15^\circ$ в зависимости от относительной площади \bar{A}_r приведен на рис. 8. Величина $\tilde{q}(M)$ сначала плавно увеличивается с уменьшением \bar{A}_r , а затем происходит

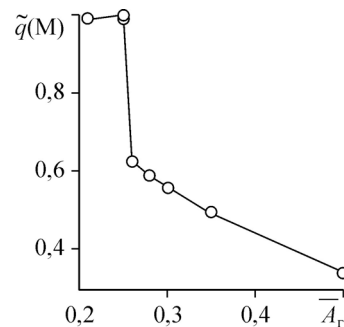


Рис. 8. Изменение интегральной функции приведенного расхода в выходном сечении.

скачкообразный рост $\tilde{q}(M)$ при переходе к режиму обтекания с выбитым головным скачком на входе воздухозаборника, при этом $\tilde{q}(M) \approx 0,99$. Критическим значением площади поперечного сечения для данного примера является величина $(\bar{A}_r)_{кр} \approx 0,26$. Как видно из рис. 2с, в этом случае место падения на стенку канала отраженного скачка уплотнения, исходящего от «тройной» точки диска Маха, и начало отрывной зоны находятся вблизи излома продольного контура канала.

Для оценки эффекта влияния излома продольного контура на критическое значение площади поперечного сечения был рассмотрен вариант канала с $\bar{A}_r = 0,25$ и $M = 4$ (см. рис. 2д) с закруглением его продольного контура в области излома радиусом $r/D_0 = 1,8$. В этом случае (как и в случае без закругления) был получен режим обтекания с головным скачком на входе — режим обтекания незапущенного воздухозаборника, величина приведенной функции расхода в выходном сечении также была равной $\tilde{q}(M) \approx 0,99$.

Полученные численно критические значения горла $(\bar{A}_r)_{кр}$ для рассматриваемой задачи о разрушении сверхзвукового течения в воздухозаборнике представлены на рис. 9 в сопоставлении с теоретическими оценками (также символами 7 здесь нанесены данные, относящиеся к задаче запуска, они будут обсуждаться позже). Поскольку численно получить «точные» значения при $M = \text{const}$ не представляется возможным, то приведены два ближайших значения, где светлые символы обозначают режим воздухозаборника со сверхзвуковым втеканием, темные — режим с головным скачком на входе. Видно, что обсужденные выше данные расположены ниже кривой 1, соответствующей критерию Кантровица–Дональдсона, то есть находятся в области, в которой воздухозаборник не должен запускаться в обычном понимании. Также они расположены выше кривой 2, соответствующей условию $M_{\text{вых}} = 1$ для одномерного изоэнтропического течения сжатия в канале. Численные данные для $\delta_w = 15^\circ$, полученные в диапазоне $M = 2-8$, могут быть аппроксимированы кривой вида

$$(\bar{A}_r)_{кр} = 0,142 + 1,0486 / (1 + \exp[(M - 2,269) / 0,8438]).$$

Можно также отметить существенную зависимость величины $(\bar{A}_r)_{кр}$ от угла наклона стенки внутреннего конуса δ_w . Уменьшение этого наклона позволяет повысить возможную

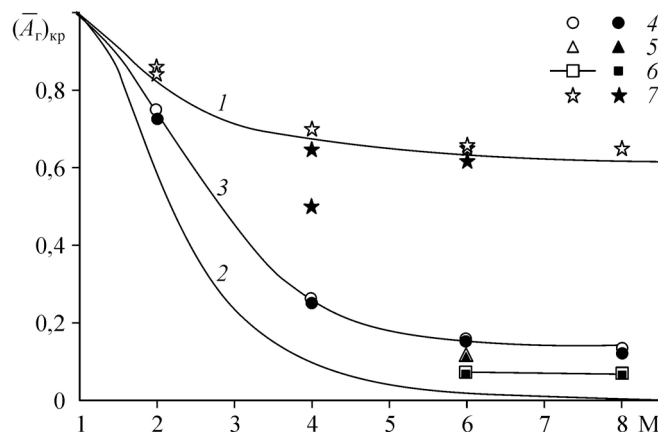
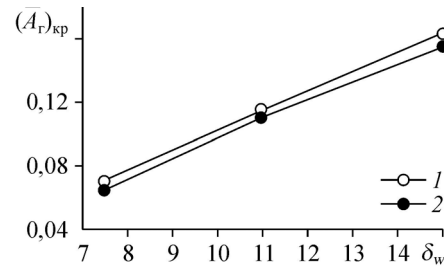


Рис. 9. Критические значения относительной площади горла.

Критерий Кантровица–Дональдсона (1), изоэнтропическое течение сжатия (2), аппроксимации для $\delta_w = 15^\circ$ (3), 15° (4), 11° (5), $7,5^\circ$ (6), к задаче запуска $\delta_w = 15^\circ$ (7).

Рис. 10. Критические значения относительной площади горла.

1 — сверхзвуковое втекание,
2 — втекание с головной волной на входе.



предельную степень геометрического сужения канала, т.е. уменьшить $(\bar{A}_T)_{кр}$. Влияние угла δ_w при $M = 6$ демонстрируется на рис. 10. Видно, что уменьшение значений от $\delta_w = 15^\circ$ до $\delta_w = 7,5^\circ$ приводит к уменьшению критических величин относительной площади горла воздухозаборника практически в два раза. При этом зависимость $(\bar{A}_T)_{кр} = f(\delta_w)$ близка к линейной.

Изменение картины течения в зависимости от угла δ_w приведено на рис. 11 для $M = 6$. Эти картины соответствуют «предкритическим» значениям относительной площади горла, т.е. верхней кривой на рис. 10. Естественно, что уменьшение угла наклона стенки внутреннего конуса уменьшает интенсивность начального скачка уплотнения и сопровождается уменьшением размеров диска Маха. Для варианта с $\delta_w = 7,5^\circ$, $(\bar{A}_T)_{кр} = 0,07$ (рис. 11с) диск Маха в проведенных расчетах численно практически не разрешается. Как показали расчеты, при малых углах наклона стенки внутреннего конуса и значениях \bar{A}_T , близких к критическим величинам, возможно достижение существенно более высоких значений степени повышения давления по сравнению с большими δ_w . Соответствующие данные по изменению относительного давления \bar{p} в зависимости от площади горла при $M = 6$ и различных величинах δ_w представлены на рис. 12. При этом для малых углов δ_w имеют место также более высокие значения коэффициента восстановления полного давления σ . Для режима обтекания воздухозаборника с головным скачком на входе значения \bar{p} и σ практически не зависят от величин δ_w и \bar{A}_T .

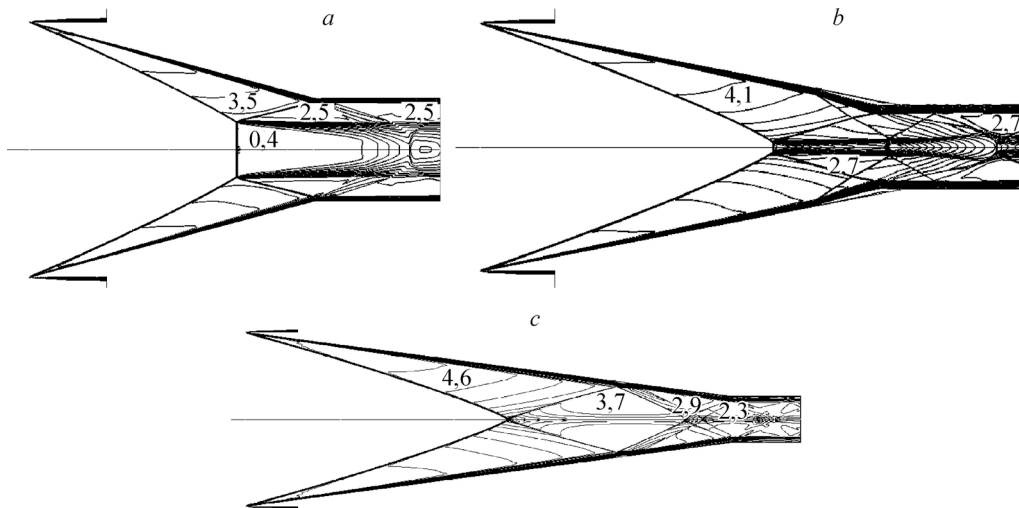


Рис. 11. Картины течения в воздухозаборнике при $M = 6$.

$a - \delta_w = 15^\circ$, $\bar{A}_T = 0,162$, $b - \delta_w = 11^\circ$, $\bar{A}_T = 0,115$, $c - \delta_w = 7,5^\circ$, $\bar{A}_T = 0,07$.

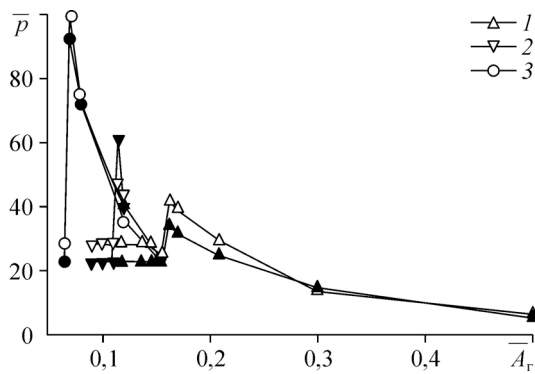


Рис. 12. Среднемассовые значения степени повышения давления в канале воздухозаборника.

$\delta_w = 15^\circ$ (1), 11° (2), $7,5^\circ$ (3); светлые значки — начальное сечение горла, темные — конечное.

4. Запуск воздухозаборника

Рассмотрим далее результаты численных расчетов при решении задачи определения относительной площади горла $(\bar{A}_g)_{\text{зап}}$, предельной для запуска

осесимметричных воздухозаборников внутреннего сжатия. Как отмечалось выше, процесс запуска происходит с прохождением прямого скачка в сужающемся канале от входа вниз по потоку за горло. Положение пускового прямого скачка непосредственно в сечении входа и в сужающемся канале неустойчиво [13]. При $\bar{A}_g > (\bar{A}_g)_{\text{зап}}$ пусковой скачок перемещается за горло, воздухозаборник запускается. При $\bar{A}_g < (\bar{A}_g)_{\text{зап}}$ пусковой скачок перемещается вверх по потоку в положение перед входом в воздухозаборник, устанавливается режим его обтекания с головным скачком на входе.

Для рассматриваемых осесимметричных воронкообразных воздухозаборников во входном сужающемся участке канала также имеется скачок уплотнения, близкий к прямому, — диск Маха. Этот скачок должен формироваться в процессе запуска, но его конечная конфигурация будет определяться природой осесимметричного течения, и для него существует устойчивое стационарное положение в случае $\bar{A}_g > (\bar{A}_g)_{\text{зап}}$. Величина $(\bar{A}_g)_{\text{зап}}$ должна соответствовать достижению в горле критического условия $\tilde{q}(M) = 1$ для упомянутой выше функции приведенного расхода неравномерного потока, в данном случае дозвукового. Численное нахождение относительной площади горла $(\bar{A}_g)_{\text{зап}}$ проводилось в сопоставлении с критерием Кантровица–Дональдсона для определения горла запуска воздухозаборника, полученном в одномерном приближении. Как уже отмечалось, в рассматриваемой задаче начальные условия внутри расчетной области соответствовали параметрам потока с дозвуковой скоростью и установление течения происходило в процессе прохождения волн распада разрыва через воздухозаборник.

Рассмотрим изменение картин течения в воздухозаборнике при уменьшении относительной площади горла от величины, обеспечивающей его запуск, до величины, соответствующей отсутствию запуска. На рис. 13 и 14 представлены примеры этих картин в виде распределения изомахов для варианта $\delta_w = 15^\circ$ при $M = 4$ и 6. При $M = 4$ и $\bar{A}_g = 0,7$ (рис. 13a) реализуется режим запуска воздухозаборника, диск Маха располагается

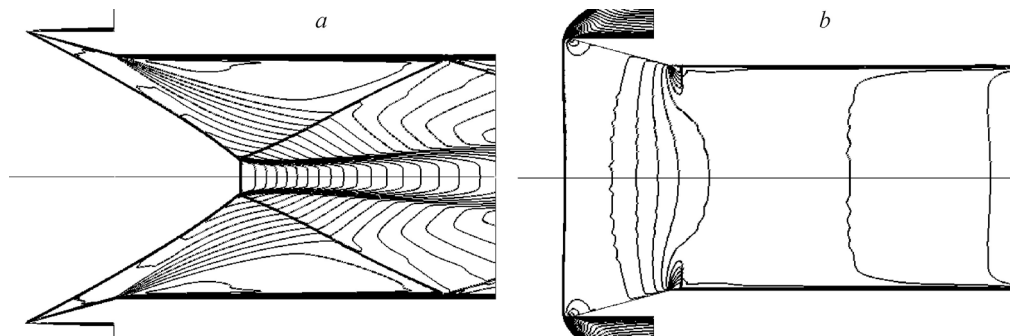


Рис. 13. Картинки течения в воздухозаборнике при $M = 4$, $\delta_w = 15^\circ$.

$\bar{A}_g = 0,7$ (a), $0,65$ (b).

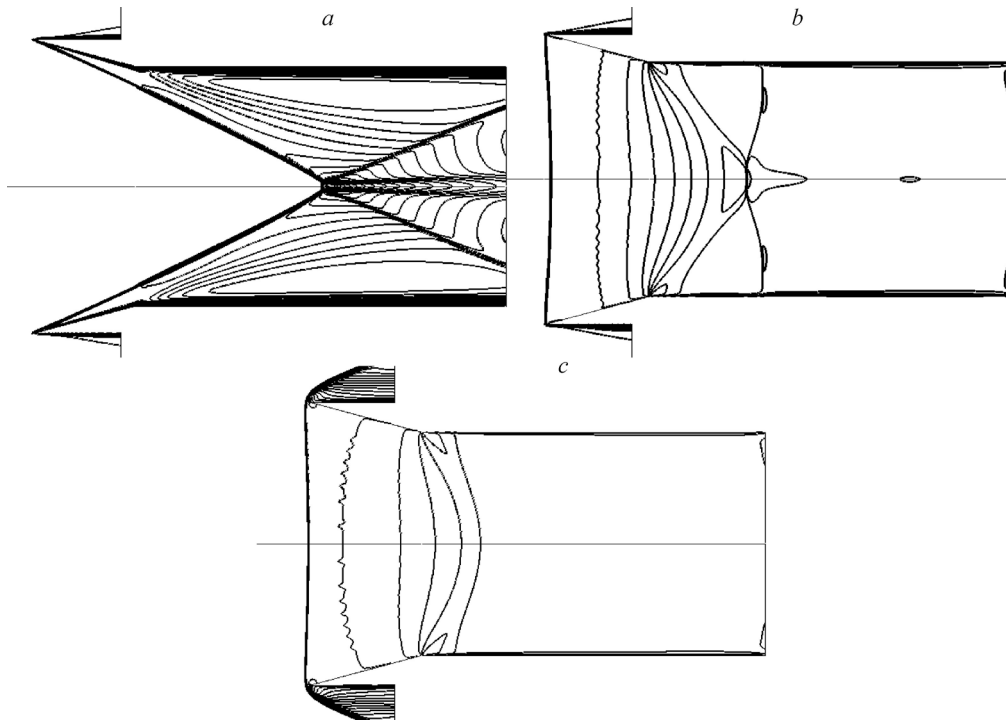


Рис. 14. Картины течения в воздухозаборнике при $M = 6$, $\delta_w = 15^\circ$.

$\bar{A}_r = 0,66$ (a), $0,65$ (b), $0,62$ (c).

во входном участке канала на расстоянии $\bar{x}_M \approx 0,735$ от сечения входа, его относительный диаметр $\bar{D}_M \approx 0,12$. При $M = 4$ и $\bar{A}_r = 0,65$ (рис. 13b) воздухозаборник не запускается, получен режим обтекания с головным скачком на входе (значение функции приведенного расхода в сечении выхода $\tilde{q}(M) \approx 0,995$). При $M = 6$ наблюдаются аналогичные картины течения: для $\bar{A}_r = 0,66$ (рис. 14a) — запущенный воздухозаборник ($\bar{x}_M \approx 0,98$, $\bar{D}_M \approx 0,024$), для $\bar{A}_r = 0,62$ (рис. 14c) — режим обтекания с головным скачком на входе (в сечении выхода $\tilde{q}(M) \approx 0,993$).

На рис. 14b показан еще один пример картины течения в воздухозаборнике для $M = 6$ и $\bar{A}_r = 0,65$. Получен установившийся режим течения в воздухозаборнике с диском Маха, располагающимся в сужающемся участке канала, но очень близко к сечению входа — на расстоянии $\bar{x}_M \approx 0,023$. Величина $\bar{A}_r = 0,65$ несколько больше теоретической $(\bar{A}_r)_{\text{зап}} = A_{\text{зап}}/A_0 = 0,63$ для этого числа Маха, и, по-видимому, в этом случае воздухозаборник следует считать запущенным. При этом значение функции приведенного расхода в сечении выхода $\tilde{q}(M) \approx 0,993$. Возможность реального существования таких режимов обтекания требует дополнительных исследований.

Указанные величины \bar{A}_r , соответствующие режимам запуска или незапуска воздухозаборника, сопоставляются с критерием Кантровица–Дональдсона на рис. 9. Символы 7 соответствуют рассчитанным режимам запуска или незапуска, они близки к теоретическим величинам горла запуска: $(\bar{A}_r)_{\text{зап}} = 0,67$ для $M = 4$ и $(\bar{A}_r)_{\text{зап}} = 0,63$ для $M = 6$, получаемым согласно этому критерию:

$$\frac{A_{\text{зап}}}{A_0} = \left[\left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \left(1 + \frac{2}{\gamma-1} \cdot \frac{1}{M^2} \right) \right]^{1/2} \left[\left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} \right) \left(1 - \frac{\gamma-1}{2\gamma} \cdot \frac{1}{M^2} \right) \right]^{1/(\gamma-1)}, \quad M \geq 1.$$

Таким образом, полученные результаты численных расчетов по определению относительной площади горла, предельной для запуска осесимметричных воздухозаборников внутреннего сжатия, показывают, что они достаточно хорошо согласуются с критерием Кантровица–Дональдсона.

Заключение

Проведено параметрическое численное исследование режимов течения в осесимметричных конических (воронкообразных) воздухозаборниках внутреннего сжатия в диапазоне чисел Маха невозмущенного набегающего потока $M = 2-8$ и углов наклона стенки внутреннего конуса $\delta_w = 7,5-15^\circ$.

Определены условия достижения критических значений площади горла канала воздухозаборника $(\bar{A}_T)_{кр}$, приводящих к разрушению течения со сверхзвуковым втеканием в воздухозаборник и установлению режима обтекания с головным скачком на входе. Получены данные о величинах $(\bar{A}_T)_{кр}$ в зависимости от угла наклона стенки δ_w внутреннего канала воздухозаборника, выявлено, в частности, что уменьшение значений от $\delta_w = 15^\circ$ до $\delta_w = 7,5^\circ$ при $M = 6$ приводит к уменьшению критических величин относительной площади горла воздухозаборника практически в два раза. Показано, что для воздухозаборника с относительной площадью горла вблизи критических значений $(\bar{A}_T)_{кр}$ в режиме со сверхзвуковым втеканием имеют место более высокие значения степени повышения давления в горле по сравнению с режимом с головным скачком на входе. В этом случае при уменьшении углов наклона стенки внутреннего конуса, достигаются также более высокие величины относительного давления и коэффициента восстановления полного давления.

Рассмотрена задача об определении относительной площади горла $(A_T)_{зап}$, обеспечивающей запуск осесимметричных воздухозаборников. Полученные данные сопоставлены с известными теоретическими оценками условий запуска по критерию Кантровица–Дональдсона и показано их хорошее согласование.

Список литературы

1. **Ferri A.** Application of the method of characteristics to supersonic rotational flow // National Advisory Committee for Aeronautics. Technical Note No. 1135. 1946. 14 p.
2. **Ферри А.** Аэродинамика сверхзвуковых течений. М.-Л.: Гос. Изд-во технико-теоретической литературы, 1952. 466 с.
3. **Гутов Б.И., Затолока В.В.** Гиперзвуковые осесимметричные течения сжатия в каналах без центрального тела // Вопросы газодинамики. Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975. Вып. 5. С. 213–215.
4. **Мельников Д.А.** Отражение скачков уплотнения от оси симметрии // Механика и машиностроение. 1962. № 3. С. 24–30.
5. **Башкин В.А., Егоров И.В.** Численное исследование задач внешней и внутренней аэродинамики. М: Физматлит, 2013. 332 с.
6. **Ferri A., Nucci L.M.** Preliminary investigation of a new type of supersonic inlet // National Advisory Committee for Aeronautics. Report No. 1104. 1946. 1047 p.
7. **Ferri A.** Theoretical and experimental analysis of low-drag supersonic inlets having a circular cross section and a central body at Mach numbers of 3.30, 2.75 and 2.45 // National Advisory Committee for Aeronautics. Report No. 1189. 1948. 773 p.
8. **Антонов А.С., Бошенятов Б.В., Гилязетдинов Б.Н., Гутов Б.И., Затолока В.В.** Испытания гиперзвуковых осесимметричных диффузоров внутреннего сжатия в гиперзвуковой импульсной трубе ИТ-301 при $M = 11.5$ // Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972. С. 108–109.
9. **Tirtey S.C., Boyce R.R., Brown L.M. et al.** The SCRAMSPACE I scramjet flight design and construction // AIAA Paper. 2012. No. 5843. 9 p.
10. **Щепановский В.А., Гутов Б.И.** Газодинамическое конструирование сверхзвуковых воздухозаборников. Новосибирск: Наука, 1993. 227 с.
11. **Kantrowitz A., Donaldson C.** Preliminary investigation of supersonic diffusers. NACA WRL-713. 1945.
12. **Гулько Ю.П., Мажуль И.И., Нурутдинов В.И.** Численное исследование разрушения сверхзвукового потока при дросселировании канала воздухозаборника // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 2. С. 163–178.
13. **Герман Р.** Сверхзвуковые входные диффузоры. М.: Физматгиз, 1960. 290 с.

Статья поступила в редакцию 4 февраля 2015 г.