

УДК 533.697.2

Численное исследование разрушения сверхзвукового потока при дросселировании канала воздухозаборника

Ю.П. Гунько, И.И. Мажуль, В.И. Нурутдинов

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

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

В работе представлены результаты исследования процесса торможения сверхзвукового потока в канале плоского воздухозаборника, дросселируемого изменением площади выходного поперечного сечения. Исследование проведено на примере воздухозаборника с тремя скачками внешнего сжатия и с расчетным числом Маха набегающего потока $M_p = 7$. Проведен одномерный анализ условий реализации режимов торможения сверхзвукового потока в канале воздухозаборника с двумя горловинами. Выполнены параметрические численные расчеты плоского невязкого и турбулентного течения в воздухозаборнике с использованием пакета программ FLUENT на основе решения уравнений Эйлера и Навье–Стокса. Определены условия запириания канала воздухозаборника при достижении критических условий для неравномерного потока в выходной горловине.

Ключевые слова: плоский воздухозаборник, сверхзвуковое течение, дросселирование канала, численное моделирование.

Введение

Имеется множество газодинамических устройств, в каналах которых происходит торможение сверхзвукового потока с достижением критических условий запириания. Это, например, диффузоры сверхзвуковых аэродинамических труб, сверхзвуковые эжекторы и сверхзвуковые воздухозаборники воздушно-реактивных двигателей. Классический анализ режимов течения в устройствах такого рода основан на теории одномерных течений [1–3]. Определены, в частности, условия запуска и установления течения в этих устройствах, связанные с прохождением через канал прямого скачка уплотнения. Результаты исследований сверхзвуковых течений в каналах в 1950-х годах показали, что при достаточно больших скоростях, числах Маха $M > 1,5$ и при наличии достаточно толстого пограничного слоя в этих течениях вместо прямого скачка уплотнения, интенсивность которого превышает критическую для отрыва пограничного слоя, формируется система λ -образных или x -образных скачков уплотнения. Эта система занимает участок канала с некоторой длиной и была названа псевдоскачком [3]. С тех пор выполнено множество исследований течений с псевдоскачком, обзоры которых представлены, в частности, в работах [4–7]. Первоначальные исследования были направлены на изучение условий работы сверхзвуковых аэродинамических труб, в каналах которых поток воздуха сначала разгоняется в сопле с первой горловиной до рабочей сверхзвуковой скорости, а затем тормозится

с псевдоскачком в диффузоре со второй горловиной. Условия запуска сверхзвуковых аэродинамических труб и работы их диффузоров определяются достижением критических условий запираия во второй горловине. В дальнейшем были выполнены важные исследования физических и газодинамических механизмов формирования псевдоскачка.

В последние десятилетия важной практической направленностью исследований течений с псевдоскачком являются диффузоры воздухозаборников гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателей, в которых подвод горючего производится к сверхзвуковому потоку [5, 7]. Условия торможения сверхзвукового потока в диффузорах воздухозаборников в составе с этими двигателями определяются достижением критических условий термического запираия вследствие подвода горючего. В случае режимов торможения с псевдоскачком, имеющем некоторую длину, для того, чтобы работа камер сгорания не влияла на режим внешнего обтекания воздухозаборника, необходимо, чтобы псевдоскачок располагался за горловиной воздухозаборника. В связи с этим проводятся исследования различных способов управления псевдоскачком, в частности стабилизации его положения и уменьшения длины [5]. Рассматривались, например, такие способы, как отсос пограничного слоя в области горловины канала перед псевдоскачком, вихрегенераторы и каверны для воздействия на отрыв пограничного слоя, индуцируемого начальным скачком уплотнения псевдоскачка, ступенчатая конфигурация канала.

Несмотря на достижения в изучении газодинамики процессов в сверхзвуковых течениях торможения с псевдоскачком, условия их формирования в зависимости от конфигурации канала изучены все еще недостаточно. Во многом не разрешены проблемы практической разработки гиперзвуковых воздухозаборников с учетом этих процессов ввиду их сложности.

В настоящей работе выполнено численное исследование торможения сверхзвукового потока в канале гиперзвукового воздухозаборника с двумя горловинами с целью изучения практически не рассматривавшихся режимов запираия таких каналов при достижении критических условий в горловине выходного участка. Исследование проведено на примере трехскачкового воздухозаборника [8] с расчетным числом Маха $M_p = 7$. Определялись условия реализации режимов торможения сверхзвукового потока в диффузоре воздухозаборника до дозвуковой скорости в форкамере при дросселировании канала с помощью изменения площади поперечного сечения выходного конфузорного участка.

1. Одномерный анализ условий реализации режимов торможения сверхзвукового потока в канале с двумя горловинами

Для лучшего понимания условий торможения сверхзвукового потока в канале с двумя горловинами рассмотрим сначала классические условия реализации режимов со сверхзвуковым течением в таком канале, основанные на теории одномерных течений и связанные с рассмотрением прохождения через канал прямого скачка уплотнения или его отсутствием [2, 3]. Схема канала, на которой обозначены проходные сечения, представлена на рис. 1. В сечении первой горловины 1-1 поток должен иметь число Маха $M_1 \geq 1$. Звуковая скорость $M_1 = 1$ соответствует условиям в сопле аэродинамической трубы. Для течений в каналах сверхзвуковых воздухозаборников возможны как звуковая $M_1 = 1$, так и сверхзвуковая скорости $M_1 > 1$. Если течение предполагать идеальным, в котором нет пограничного слоя и не образуются скачки уплотнения (идеальное или изоэнтропическое течение, режим 1), то скорость потока в форкамере должна быть сверхзвуковой, а условия запираия будут соответствовать достижению критической

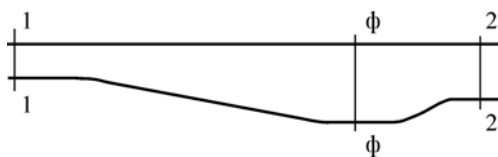


Рис. 1. Схема канала с двумя горловинами.
1-1 — сечение первой горловины с числом Маха потока $M \geq 1$, ф-ф — сечение форкамеры, 2-2 — сечение второй горловины.

скорости $M_2 = 1$ во второй горловине 2-2. Изменение площади критического сечения второй горловины $A_{2кр}$ по отношению к площади сечения первой горловины A_1 , то есть величины $\bar{A}_{2кр} = A_{2кр}/A_1$, для этого режима показано на рис. 2 в зависимости от числа Маха M_1 (кривая 1). Изменение величины $(A_{2кр})_1$ для идеального течения не зависит от величины $A_{\phi} = A_{\phi}/A_1$.

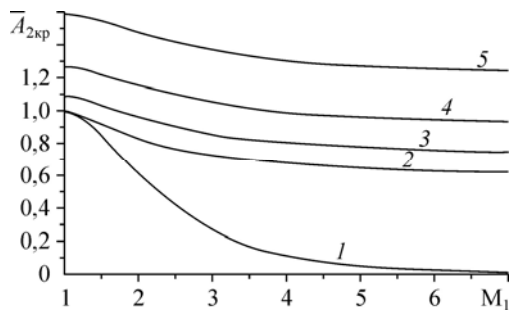
Предположим, что в сечении первой горловины при $M_1 > 1$ возникает прямой скачок уплотнения, а поток за ним дозвуковой и изоэнтропический (режим 2). Условия запирания канала в этом случае также соответствуют достижению критической скорости $M_2 = 1$ в горловине на выходе из канала. Изменение относительной площади $(A_{2кр})_2$ для этого случая в зависимости от числа Маха M_1 также показано на рис. 2 (кривая 2). При площади $\bar{A}_2 > (\bar{A}_{2кр})_2$ прямой скачок будет располагаться в диффузоре (участок канала между сечениями 1-1 и ф-ф) или далее в форкамере. При $A_2 < (A_{2кр})_2$ скорость потока в горловине будет дозвуковой и она должна уменьшаться с уменьшением \bar{A}_2 , поэтому прямой скачок должен перемещаться вверх по потоку. В этом случае в аэродинамической трубе должно реализоваться дозвуковое течение, а в воздухозаборнике прямой скачок должен переместиться в положение перед входом в его внутренний канал — режим со сверхзвуковым втеканием в этот канал будет нарушен.

Рассмотрим теперь течение, когда $M_1 \geq 1$, прямой скачок расположен в форкамере (режим 3), скорость перед ним сверхзвуковая, а за ним и далее в канале дозвуковая. Условия запирания канала в этом случае по-прежнему соответствуют достижению критической скорости $M_2 = 1$ в горловине на выходе из канала. Однако относительная площадь $(A_{2кр})_3$ уже будет зависеть от величины \bar{A}_{ϕ} . На рис. 2 показано изменение величины $(A_{2кр})_3$ для ряда значений $\bar{A}_{\phi} \geq 1$ (кривые 3, 4, 5) в зависимости от числа Маха M_1 . С увеличением \bar{A}_{ϕ} величина $(A_{2кр})_3$ возрастает по сравнению с $(A_{2кр})_2$ и возможны значения $(A_{2кр})_3 > 1$. При относительных площадях сечения выходной горловины канала $(A_{2кр})_2 \leq A_2 \leq (A_{2кр})_3$ могут быть реализованы режимы сверхзвукового течения в канале с прямым скачком уплотнения, расположенным между первой горловиной и форкамерой. При $\bar{A}_2 > (\bar{A}_{2кр})_3$ в канале, в частности, в аэродинамической трубе при $M_1 = 1$ устанавливается сверхзвуковое течение, то есть она запускается.

Предположим, что в канале установилось сверхзвуковое изоэнтропическое течение, соответствующее $M_1 > 1$, $\bar{A}_{\phi} > 1$ и $A_2/A_{\phi} > A_{2кр}/A_{\phi}$. При уменьшении A_2/A_{ϕ} в конфузорном участке канала между сечениями ф-ф и 2-2 будет происходить торможение сверхзвукового потока. Если предполагать, что это торможение является изоэнтропическим, то при достижении значения A_2/A_{ϕ} , соответствующего $A_2/A_1 = (A_{2кр})_1$, не зависящего от величины \bar{A}_{ϕ} , в форкамере канала должен возникнуть прямой скачок уплотнения. Но режимы сверхзвукового течения с прямым скачком уплотнения в канале могут быть реализованы только при $(A_{2кр})_2 \leq \bar{A}_2 \leq (A_{2кр})_3$. Так как $(A_{2кр})_1 < (A_{2кр})_2$, следовательно, прямой скачок в этом случае не может установиться в канале, и будет происходить его выбивание вперед по потоку за первую горловину. Это известные условия разрушения сверхзвукового течения при остановке аэродинамических труб [2].

Рис. 2. Зависимость площади критического сечения второй горловины от числа Маха.

1 — сверхзвуковое изоэнтропическое течение, 2 — течение с прямым скачком уплотнения в сечении 1-1; $A_{\phi} = 1,2$ (3), 1,5 (4), 2 (5).



Условие $\bar{A}_2 > (A_{2кр})_3$ для установления режима сверхзвукового течения в канале с двумя горловинами в одномерном приближении определяется прохождением прямого скачка уплотнения через выходной конфузурный участок — запуском этого участка при $M_2 = 1$ и $A_2/A_\phi > A_{2кр}/A_\phi$. Это известный критерий Кантровица–Дональдсона запуска сверхзвуковых аэродинамических труб или сверхзвуковых воздухозаборников [9].

Как уже указывалось, если в условиях невязкого течения без пограничного слоя торможение сверхзвукового потока с начальным значением числа Маха $M > 1,5$ должно происходить с образованием прямого скачка уплотнения, то в реальных условиях это торможение происходит с формированием псевдоскачка. В работе [5] приводятся экспериментальные данные по критическим значениям площади горловины диффузоров аэродинамических труб, учитывающие наличие псевдоскачка при торможении сверхзвукового потока в диффузорах. Сопоставление данных для этого режима торможения (режим 4) с режимом 1 изэнтропического торможения и режимом 2 торможения за прямым скачком уплотнения приводится на рис. 3. Здесь представлено изменение относительной площади критического сечения $A_{2кр}/A_\phi$ выходного конфузурного участка канала в зависимости от числа Маха M_ϕ сверхзвукового потока перед этим участком. Кривая 1 соответствует режиму изэнтропического торможения, а кривая 2 — режиму торможения дозвукового потока за прямым скачком уплотнения, то есть критерию Кантровица–Дональдсона. Изменение величин $(A_{2кр}/A_\phi)_1$ и $(A_{2кр}/A_\phi)_2$ для этих режимов торможения в зависимости от числа Маха M_ϕ определяется той же функцией, что и изменение величин $(A_{2кр}/A_1)_1$ и $(A_{2кр}/A_1)_2$ в зависимости от M_1 , представленное на рис. 2. Кривая 3 на рис. 3 соответствует зависимости [5], интерполирующей экспериментальные данные по величине $(A_{2кр}/A_\phi)_{пс}$ для режима 4 торможения с псевдоскачком. Относительная критическая площадь выходной горловины $(A_{2кр}/A_\phi)_{пс}$ для торможения с псевдоскачком получается меньше по сравнению величиной $(A_{2кр}/A_\phi)_2$ для торможения за прямым скачком уплотнения в форкамере вследствие меньших потерь полного давления в псевдоскачке.

Следует отметить, что в гиперзвуковых воздухозаборниках торможение сверхзвукового потока может происходить с псевдоскачком, начинающимся в горловине и продолжающимся в диффузоре [5]. Как указывалось выше, для идеального течения в канале расположение прямого скачка в первой горловине определяет минимальную площадь второй горловины, при которой возможно выбивание этого скачка вперед по потоку за первую горловину. В отличие от этого, для реального течения торможения в воздухозаборнике с псевдоскачком с меньшими потерями полного давления можно ожидать, что разрушение втекания в канал со сверхзвуковым потоком в первой горловине будет происходить при меньшей площади второй горловины по сравнению со случаем течения с прямым скачком. В то же время очевидно, что эта площадь будет большей по сравнению с изэнтропическим торможением.

Учитывая, что при гиперзвуковых скоростях торможение сверхзвукового потока в псевдоскачке происходит в системе x-образных скачков уплотнения, рассмотрим для

сравнения простейший случай торможения невязкого сверхзвукового потока в сужающемся плоском канале с заданным углом наклона стенки, в котором косые скачки уплотнения отражаются последовательно

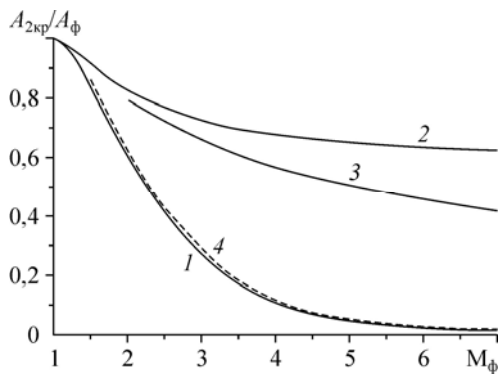


Рис. 3. Зависимость площади критического сечения выходной горловины конфузурного канала от числа Маха в его входном сечении.

1 — сверхзвуковое изэнтропическое течение, 2 — течение с прямым скачком уплотнения в сечении ф-ф, 3 — результат экспериментальных данных, 4 — при регулярном отражении косых скачков уплотнения.

и регулярно до тех пор, пока очередное отражение не становится нерегулярным. Этим определяется критическая площадь выходного сечения канала. Скорость потока в этом сечении несколько больше критической, но не превышает величины $M \approx 1,25$ и при дальнейшем уменьшении площади поперечного сечения течение должно разрушаться. На рис. 3 приведены расчетные данные для канала с углом наклона стенки $\delta = 5^\circ$ (кривая 4). Ввиду малости угла наклона стенки канала и, соответственно, малой интенсивности скачков уплотнения относительная критическая площадь лишь незначительно больше той, которая получается при изоэнтропическом торможении $(A_{2кр})_1$. Как отмечается в работе [6], при торможении в псевдоскачке потери полного давления определяются в основном турбулентной диссипацией, и в этом случае можно ожидать минимальной критической площади второй горловины, большей по сравнению с простым скачковым течением торможения.

2. Определение критических условий запираания неравномерного потока в канале

Сверхзвуковой поток в канале рассматриваемого воздухозаборника является неравномерным, и для анализа условий реализации режимов его торможения при дросселировании с помощью изменения площади поперечного сечения выходного конфузорного участка необходимо определение критических условий запираания неравномерного потока. Известны условия, полученные для неравномерного потока без учета искривления линий тока и в предположении постоянства статического давления по сечению [10–12]. Условие, рассматриваемое в работе [11], имеет простой вид:

$$\int_A \frac{dA}{M^2} = 1. \quad (1)$$

Как показали результаты настоящих расчетов неравномерного течения в канале воздухозаборника, это условие не выполняется, величина $\int_A \frac{dA}{M^2}$ при критических условиях получается заметно большей единицы.

В настоящей работе было использовано условие, которое получено следующим образом. Выпишем расход газа в некотором сечении струи в общем виде:

$$\dot{m} = \int_A \rho V \cos \theta dA,$$

где ρ — плотность газа, V — скорость потока, θ — угол наклона вектора скорости потока к нормали сечения. Для адиабатического течения с полной температурой T_0 , постоянной по сечению, можно получить:

$$\dot{m} = \frac{k_m}{\sqrt{R_u T_0}} \int_A p_0 q(M) \cos \theta dA.$$

Здесь R_u — удельная газовая постоянная, γ — показатель адиабаты, $k_m = \sqrt{\gamma(2/(\gamma+1))^{(\gamma+1)/2/(\gamma-1)}}$ — постоянный коэффициент, $q(M)$ — известная газодинамическая функция приведенного расхода:

$$q(M) = M \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}.$$

Определим среднемассовое полное давление струи:

Маха $M = M_p = 7$ фокусируются на передней кромке обечайки. Координаты начала ступеней сжатия предварительно определялись для невязкого течения при $M_p = 7$, а затем корректировались с учетом вязкого обтекания для обеспечения фокусировки на передней кромке обечайки всех трех косых скачков уплотнения, образующихся на клине внешнего сжатия, и получения расчетного коэффициента расхода $\varphi = 1$. Здесь $\varphi = A_n/A_0 = H_n/H_0$, A_n — площадь струи, захватываемой воздухозаборником в невозмущенном набегающем потоке. Относительные площади входа и горла составляют величины $A_{вх}/A_0 = H_{вх}/H_0 = 0,25$, $A_r/A_0 = H_r/H_0 = 0,19$. За горлом следует диффузорный участок канала с углом расширения $\theta_d = 3^\circ$. Габаритный поперечный размер — высота воздухозаборника от носка клина сжатия до передней кромки обечайки — принимался равным $H_0 = 0,475$ м. Основные характеристики этого воздухозаборника, полученные в диапазоне чисел Маха $M = 4-7$ для режимов без дросселирования сверхзвукового потока в его канале, содержатся в работе [8].

В настоящей работе рассмотрена конфигурация воздухозаборника с достаточно длинным диффузором и расположенным за ним выходным сужающимся участком канала с горловиной (конфузором), рис. 5. Дросселирование канала производилось варьированием выходного сечения $A_{в}/A_{к} = H_{в}/H_{к}$ в диапазоне 0,3–0,8. Профиль конфузорного участка определялся многочленом третьей степени в зависимости от величины $H_{в}/H_{к}$, при этом обеспечивался плавный переход от диффузорного участка канала (с углом расширения $\theta_d = 3^\circ$) к конфузорному. Геометрические параметры, характеризующие проходные сечения канала воздухозаборника, представлены в таблице к рис. 5 (размерные величины в метрах).

Численные расчеты плоского течения проводились с использованием пакета программ FLUENT на основе решения двумерных уравнений Эйлера и Навье–Стокса. В последнем случае использовалась модель турбулентности $k-\omega$ SST. Общее количество ячеек сетки в расчетной области составляло около $235 \cdot 10^3$. Для лучшего разрешения пограничного слоя сетка строилась со сгущением к телу. Решалась задача на установление сверхзвукового течения в канале. Расчетная область начиналась с некоторого участка перед воздухозаборником, в начальном сечении и на внешних границах которого задавались параметры невозмущенного набегающего потока. В выходном сечении канала ставились граничные условия с заданием статического давления и температуры торможения,

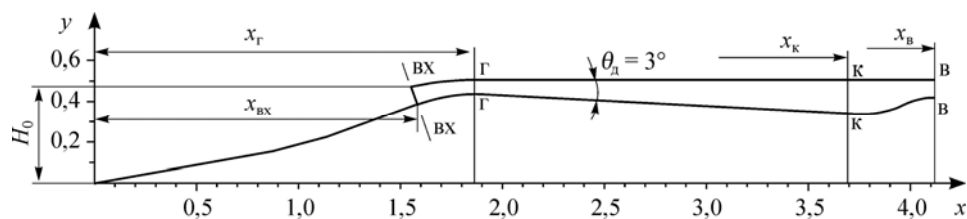


Рис. 5. Схема воздухозаборника с дросселируемым каналом.

$x_{вх}$ — сечение входа, x_r — сечение горла воздухозаборника, $x_к$ — начальное сечение форкамеры (концевое сечение диффузора), $x_в$ — сечение горловины выходного участка канала.

Таблица к рис. 5

x_0	$x_{вх}$	x_r	$x_к$	$x_в$
0	1,582	1,862	3,693	4,192
H_0	$H_{вх}$	H_r	$H_к$	$H_в$
0,475	0,0961	0,0711	0,1959	0,059–0,157
–	$H_{вх}/H_0$	H_r/H_0	$H_к/H_0$	$H_в/H_0$
–	0,25	0,19	0,42	0,124–0,33

соответствующих параметрам невозмущенного набегающего потока. Если поток в выходном сечении является локально сверхзвуковым, то заданное давление не используется, а определяется, как и прочие параметры этого потока, экстраполяцией из внутренней области течения.

Расчеты течения в воздухозаборнике проведены для числа Маха набегающего потока $M = M_p = 7$. Параметры потока при численном расчете вязкого течения соответствуют условиям полета в атмосфере при скоростном напоре $q = 49$ кПа, при этом статические давление и температура равны $p = 1,42$ кПа, $T = 225,4$ К, единичное число Рейнольдса $Re_\infty = 3,18 \cdot 10^6$ 1/м.

Следует отметить, что, по данным работы [8] для вязкого течения при $M = 7$, в сечении 4 (рис. 4) входа воздухозаборника основная неравномерность потока связана с пограничным слоем, который занимает 17–22 % высоты сечения входа. В невязком ядре потока поле потока практически равномерно. В начальном участке внутреннего сжатия скачок уплотнения, образующийся на передней кромке обечайки, индуцирует отрыв пограничного слоя на основном теле сжатия вблизи горла. При заданном значении угла поднутрения обечайки этот отрыв является локальным, он не распространяется вперед по потоку в область перед сечением входа. Внутреннее сверхзвуковое течение в канале воздухозаборника неравномерно, что обусловлено наличием скачка уплотнения от обечайки и его последующих отражений от стенок, а также скачком и другими возмущениями, связанными с отрывом пограничного слоя. Максимальная скорость в невязком ядре потока в горле достигается вблизи нижней стенки, при этом местное число Маха равно $M \approx 4$ и коэффициент восстановления полного давления $\sigma \approx 0,63$, соответственно вблизи обечайки $M \approx 3,4$ и $\sigma \approx 0,64$.

В настоящей работе задача решалась методом последовательных приближений. Сначала рассчитывалась конфигурация с некоторой относительной площадью сечения выходной горловины $\bar{A}_v = A_v/A_T = H_v/H_T$, обеспечивающей сверхзвуковое течение в канале воздухозаборника. Затем проводились расчеты для конфигураций с постепенно уменьшаемой площадью \bar{A}_v . При некоторой величине \bar{A}_v в выходном участке канала возникала система скачков уплотнения с областями сверхзвукового и дозвукового потока за ними. Развитие этой области в процессе установления течения отслеживалось до достижения в выходной горловине критических условий запираания течения и до перемещения указанной системы скачков уплотнения вперед по потоку в диффузорный участок или вплоть до положения ее начала перед сечением входа в канал воздухозаборника. Критическое значение $(\bar{A}_v)_{кр}$ уточнялось итерациями с изменением величины \bar{A}_v .

4. Невязкое течение

В расчетах для исследования структуры невязкого течения в воздухозаборнике был рассмотрен диапазон относительных величин площади выходного сечения от $\bar{A}_v = 0,688$ до $\bar{A}_v = 0,953$.

Примеры картин течения в виде линий равных чисел Маха (изомах) для значений $\bar{A}_v = 0,918, 0,746$ и $0,718$ представлены на рис. 6. При относительной площади выходного сечения $\bar{A}_v = 0,918$ в канале воздухозаборника реализуется полностью сверхзвуковое течение с регулярным отражением скачков уплотнения (рис. 6, а). В конфузурной части канала на участке поджатия потока возникает висячий скачок уплотнения, который так же регулярно отражается от стенки перед выходным сечением (рис. 6, а, b). С уменьшением сечения выхода до $\bar{A}_v = 0,746$ висячий скачок уплотнения усиливается и происходит его нерегулярное отражение от стенки (рис. 6, c). В выходном горловом участке появляется

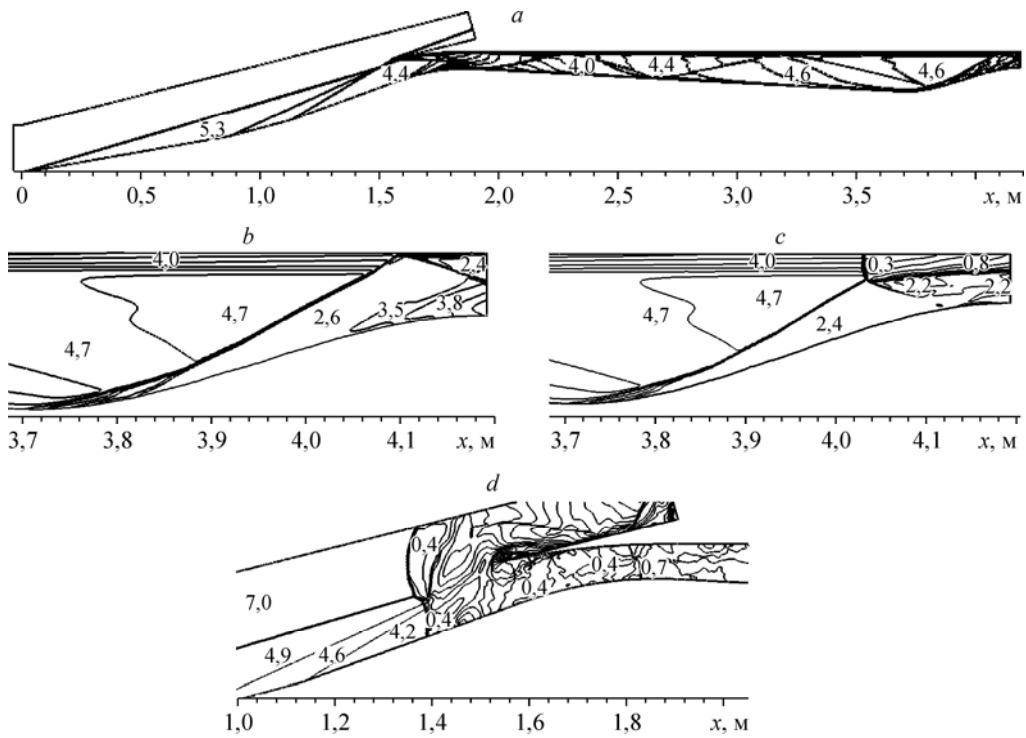


Рис. 6. Картина невязкого течения в воздухозаборнике.

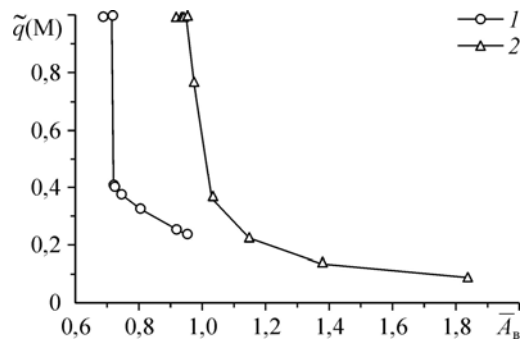
Общий вид течения при $\bar{A}_v = 0,918$ (a), течение в конфузоре при $\bar{A}_v = 0,918$ (b), $0,746$ (c), течение на входе при $\bar{A}_n = 0,718$ (d).

зона дозвукового потока, но течение в среднем остается сверхзвуковым и запирания течения не происходит. При $\bar{A}_v = 0,718$ в выходной горловине достигаются критические условия, течение запирается, и на входе во внутренний канал воздухозаборника появляется выбитый головной скачок (рис. 6, d), устанавливается дозвуковое течение в канале.

На рис. 7 показано изменение интегральной приведенной функции расхода $\tilde{q}(M)$ в зависимости от относительной площади выхода \bar{A}_v . С уменьшением \bar{A}_v переход к режиму обтекания воздухозаборника с выбитым головным скачком происходит скачкообразно. В соответствии с проведенными параметрическими расчетами для невязкого течения критическое значение получается равным $(A_v)_{кр} \approx 0,718$, при этом $\tilde{q}(M) \approx 0,993$. Непосредственно перед скачкообразным ростом приведенной функции расхода при $\bar{A}_v \approx 0,721$ имеем $\tilde{q}(M) = 0,409$. Так как для рассматриваемого режима течения поле скоростей в горле неравномерно, оценка критической величины $(A_v)_{кр}$ в одномерном приближении для невязкого течения с прямым скачком в горле определялась для среднемассового числа Маха $\tilde{M}_r = 3,8$. Было получено $(A_v)_{кр} = 0,68$.

Рис. 7. Изменение интегральной приведенной функции расхода $\tilde{q}(M)$ в выходном сечении канала в зависимости от относительной площади \bar{A}_v .

1 — невязкое течение, 2 — вязкое течение.



Таким образом, численные расчеты показывают, что при дросселировании сверхзвукового невязкого течения в канале воздухозаборника переход к режиму его обтекания с выбитым головным скачком происходит практически сразу при достижении критических условий для потока в выходной горловине, имеющего область со сверхзвуковой скоростью. Это соответствует вышеприведенному заключению, сделанному на основе одномерного анализа, о том, что прямой скачок уплотнения, который должен возникать в форкамере при достижении критических условий в выходной горловине, не может установиться в канале, и будет происходить его выбивание вперед по потоку за первую горловину.

Рассмотрим параметры восстановления полного давления для течения в канале непосредственно перед установлением режима обтекания воздухозаборника с выбитым головным скачком. Среднемассовое значение коэффициента восстановления полного давления по данным численных расчетов равно $\bar{\sigma} = \bar{p}_{0в} / p_{0\infty} \approx 0,21$, при этом $\bar{p}_{0в} / \bar{p}_{0г} \approx 0,376$ и $\bar{p}_{0г} / p_{0\infty} \approx 0,56$. В одномерном приближении для $M_r = 3,8$ потери полного давления, обусловленные только наличием прямого скачка в горле, равны $(p_{0пр.ск.} / p_{0г}) \approx 0,164$. Потери полного давления в скачках внешнего сжатия при невязком обтекании рассматриваемого воздухозаборника составляют $\sigma_{ск.внеш.} \approx 0,53$, так что для одномерного потока в горле рассматриваемого воздухозаборника $\sigma \approx 0,087$. Это различие в параметрах восстановления полного давления и неоднородность потока в горле объясняет различие величин $(A_v)_{кр}$, полученных в численных расчетах и в одномерном приближении.

5. Вязкое течение

При исследовании вязкого течения площадь выходного сечения варьировалась в диапазоне относительных величин от $\bar{A}_v = 0,918$ до $\bar{A}_v = 1,837$.

Расчеты показывают, что по мере уменьшения \bar{A}_v реализуются различные типы структуры течения внутри канала. Проиллюстрируем их картинами распределения линий равных чисел Маха (изомах).

Примеры картин течения первого типа представлены на рис. 8 для значения $\bar{A}_v = 1,837$. В этом случае во входном участке, непосредственно перед горлом воздухозаборника наблюдается локальная зона отрыва пограничного слоя, индуцированная скачком уплотнения от обечайки (рис. 8, *a*). Далее в канале воздухозаборника реализуется течение, полностью сверхзвуковое вне пограничного слоя. В конфузоре возникает висячий скачок уплотнения, который, однако, не вызывает отрыва пограничного слоя (рис. 8, *b*).

С увеличением поджатия потока в конфузоре интенсивность висячего скачка возрастает, что приводит к локальному отрыву потока на его верхней стенке. Пример такого течения представлен на рис. 9, *a* для $\bar{A}_v = 1,378$. Несмотря на возникновение в конфузоре

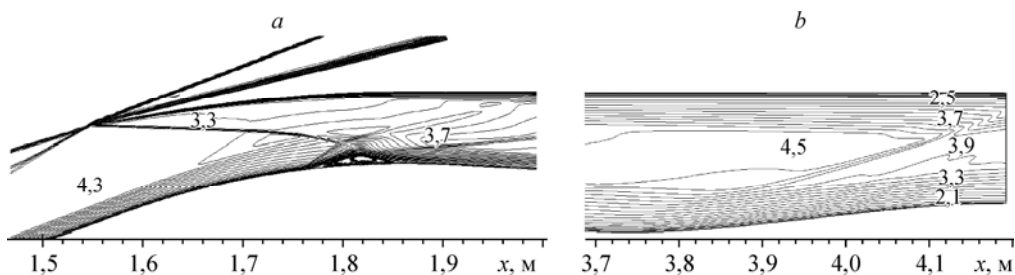


Рис. 8. Картина вязкого течения в воздухозаборнике при $\bar{A}_v = 1,837$.

a — течение на входе во внутренний канал воздухозаборника, *b* — течение на выходе из воздухозаборника.

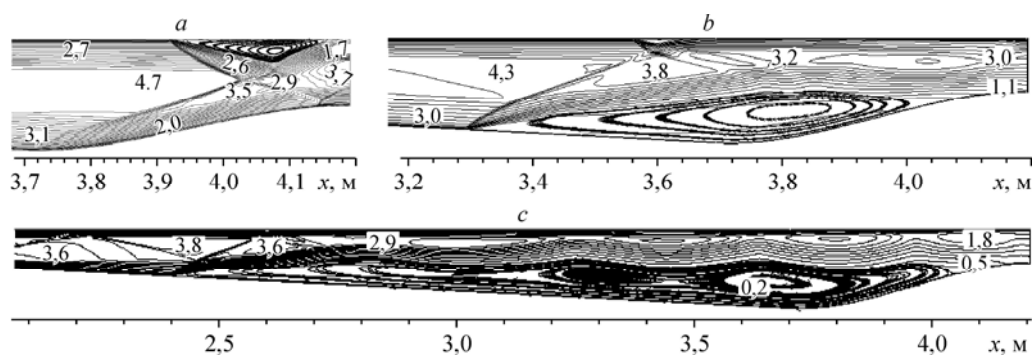


Рис. 9. Картина вязкого течения в воздухозаборнике с отрывами пограничного слоя в конфузоре, в форкамере и в диффузоре воздухозаборника.

$$\bar{A}_b = 1,378 \text{ (a)}, 1,148 \text{ (b)}, 0,976 \text{ (c)}.$$

локальной зоны отрыва, течение здесь, вне зоны отрыва и пограничного слоя, также сверхзвуковое, и запирания канала не происходит.

При дальнейшем уменьшении \bar{A}_b отрыв пограничного слоя возникает и на нижней поверхности форкамеры, присоединение потока происходит в конфузоре (рис. 9, b, $\bar{A}_b = 1,148$). Течение в горловине выходного участка вне пограничного слоя также сверхзвуковое, запирание потока не имеет места. Затем начало отрывной области на нижней поверхности перемещается вперед в диффузорный участок канала, и при $\bar{A}_b = 0,976$ она занимает уже значительную часть диффузора (рис. 9, c). В этом случае над отрывной зоной возникает система косых скачков уплотнения и волн сжатия, аналогичная той, которая образуется при больших скоростях и развитом пограничном слое при формировании протяженного псевдоскачка. Поток за псевдоскачком дозвуковой, в данном же случае поток, проходящий через эту систему, остается сверхзвуковым. Поэтому такую структуру можно назвать предвестником псевдоскачка. В выходном горловом участке условия не являются критическими, и запирание канала не происходит.

Пример картины течения еще одного типа представлен на рис. 10 для значения $\bar{A}_b = 0,953$. В этом течении отрывы пограничного слоя перед горлом воздухозаборника и в его диффузоре формируют единую отрывную зону, которая начинается вблизи сечения входа и распространяется на всю длину внутреннего канала. На рис. 11 показано изменение по длине канала начала отрывных зон во входном участке и в диффузоре воздухозаборника в зависимости от числа итераций n в процессе установления течения. Видно, что в начале процесса установления ($n < 1,2 \cdot 10^5$) положение начала отрывной зоны во входном участке не изменяется и ее начало ($x_{\text{отр}} \approx 1,77$ м) расположено ниже по потоку от сечения входа во внутренний канал воздухозаборника ($x_{\text{вх}} = 1,58$ м), но перед сечением горла ($x_{\text{г}} = 1,86$ м). Начало отрывной зоны в диффузоре при $n < 6 \cdot 10^4$ практически не изменяется ($x_{\text{отр}} \approx 2,4$ м), а затем при $n > 6 \cdot 10^4$ начинает непрерывно перемещаться вперед.

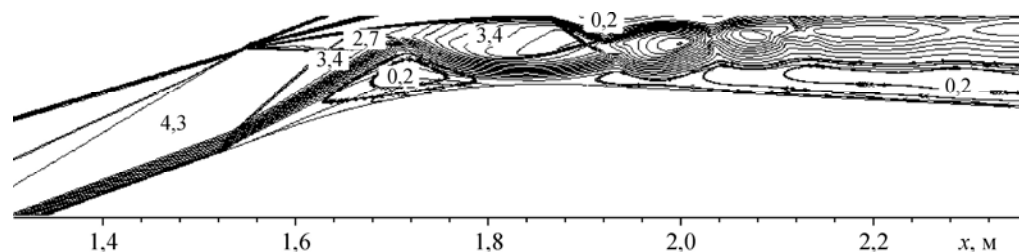


Рис. 10. Картина вязкого течения в воздухозаборнике при $\bar{A}_b = 0,953$.

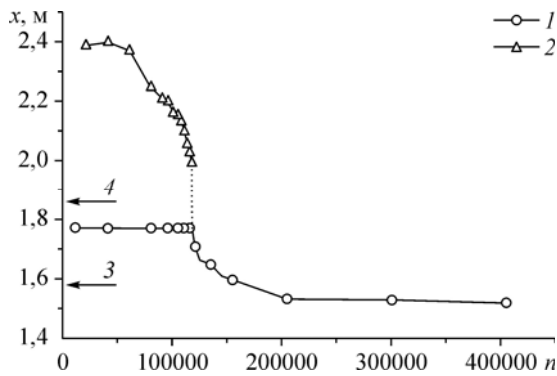


Рис. 11. Продольное положение точек начала отрывов в зависимости от числа итераций.

$A_b = 0,953$; 1 — начало отрыва во входном участке, 2 — начало отрыва в диффузоре, 3 — сечение входа, 4 — сечение горла.

При $n > 1,2 \cdot 10^5$ обе отрывные зоны соединяются в одну, начало которой постепенно перемещается вперед в положение перед сечением входа во внутренний канал воздухозаборника.

В результате начало отрыва устанавливается на небольшом расстоянии ($x_{отр} \approx 1,52$ м) перед сечением входа ($x_{вх} = 1,58$ м). Это не приводит к изменению режима сверхзвукового обтекания на входе во внутренний канал воздухозаборника, коэффициент расхода сохраняется. В то же время, как видно из рис. 10, в горловине воздухозаборника формируется псевдоскачок, который распространяется далее в диффузор, и течение за которым в форкамере дозвуковое.

Изменение интегральной приведенной функции расхода $\tilde{q}(M)$ в выходном сечении в зависимости от числа итераций n в процессе установления рассматриваемого течения показано на рис. 12. При $n > 1,2 \cdot 10^5$, т. е. после слияния отрывных зон, значение этой функции практически не меняется и $\tilde{q}(M) \approx 0,99$. Таким образом, в выходном сечении имеют место критические условия.

Следует отметить следующую особенность этих условий. В соответствии с анализом критических условий [11], полученных для неравномерного потока без учета искривления линий тока и в предположении постоянства статического давления по сечению, в критическом сечении средняя скорость сверхзвуковая, то есть должна быть зона потока со сверхзвуковой скоростью. Это следует из критического условия (1). Заметим, что само распределение скорости в критическом сечении из условия (1) не определяется, но оно может быть получено, если известен вид функций распределения числа Маха $M(y)$ или приведенной скорости в сечении для плоскопараллельного течения. Учитывая также предположение о постоянстве статического давления по сечению, в данном случае определяется и неравномерность полного давления, соответствующая распределению скорости потока в критическом сечении и не влияющая на это распределение. В настоящих расчетах получено, что критический поток на выходе из канала является дозвуковым, что иллюстрируется распределением числа Маха потока в выходном сечении (рис. 13, кривая 1). Это можно объяснить тем, что, в соответствии с определением (3) функции $\tilde{q}(M)$ для неравномерного потока, ее критическое значение (4) определяется не только распределением числа Маха $M(y)$ в сечении, но и распределением полного давления $p_0(y)$. Распределение в критическом сечении подынтегральной функции $p_0 q(M) / \tilde{p}_0$

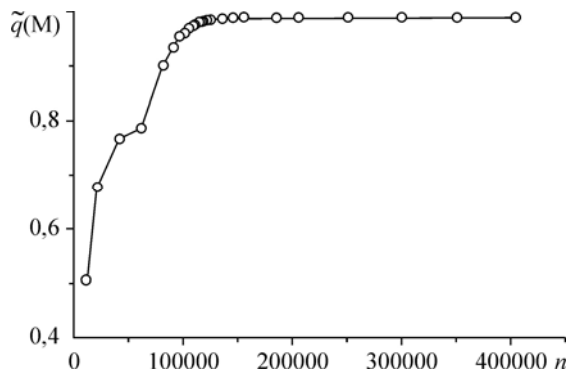


Рис. 12. Изменение интегральной приведенной функции расхода в выходном сечении канала в зависимости от числа итераций n . $A_b = 0,953$.

Рис. 13. Распределение числа Маха (1) и подынтегральной функции $\rho_0 q(M) / \bar{p}_0$ (2) при критических условиях в выходном сечении канала. $A_{\bar{b}} = 0,953$.

представлено на рис. 13 (кривая 2), здесь хорошо видна зона $\rho_0 q(M) / \bar{p}_0 > 1$.

Аналогичная картина течения была получена при $A_{\bar{b}} = 0,936$.

Рассмотренный тип течения в воздухозаборнике, когда в горловине образуется псевдоскачок, распространяющийся далее в диффузор и сопровождающийся обширными отрывами пограничного слоя, аналогичен тому, который получен для режимов торможения сверхзвукового потока в воздухозаборниках в ряде работ, представленных в обзоре [5]. Течение с псевдоскачком при этом замыкается дозвуковым потоком в диффузоре.

Еще один тип течения, получающийся с дальнейшим увеличением $A_{\bar{b}}$, характеризуется тем, что в процессе установления течения после слияния отрывных зон не происходит стабилизация их положения — начало отрывной зоны все время перемещается вперед по клину внешнего сжатия настолько, что скачок уплотнения, индуцируемый отрывом, начинает проходить перед обечайкой. В этом случае внутреннее течение в канале воздухозаборника влияет на внешнее обтекание, коэффициент расхода воздухозаборника уменьшается до $\varphi < 1$. Пример такого течения представлен на рис. 14 для $A_{\bar{b}} = 0,918$, $n = 150000$. Значение интегральной приведенной функции расхода в выходном сечении в процессе итераций в этом случае близко к величине $\bar{q}(M) \approx 0,99$. Это говорит о том, что условия течения в выходном участке канала соответствуют критическим, но, очевидно, изменяются параметры потока в горле воздухозаборника. С дальнейшим увеличением числа итераций имело место разрушение течения с образованием головной волны на входе в канал воздухозаборника.

Изменение интегральной приведенной функции расхода $\bar{q}(M)$ для вязкого течения в зависимости от относительной площади $A_{\bar{b}}$ показано на рис. 7 в сравнении с невязким течением. Критическое значение для вязкого течения получается равным $(A_{\bar{b}})_{\text{кр}} \approx 0,97$.

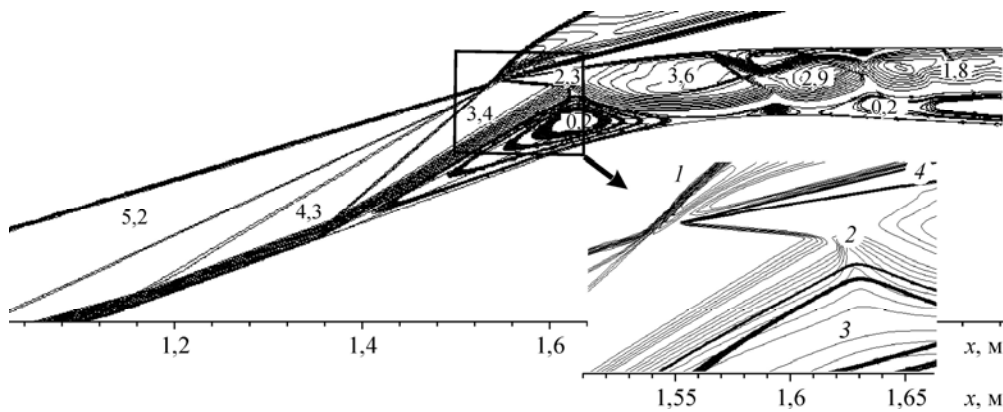


Рис. 14. Картина вязкого течения в воздухозаборнике при $A_{\bar{b}} = 0,918$.

1 — косой скачок уплотнения перед обечайкой, 2 — прямой скачок уплотнения в начале псевдоскачка, 3 — отрывная зона, 4 — скачок уплотнения на обечайке воздухозаборника.

На рис. 10 была представлена картина течения для близлежащего значения $\bar{A}_b = 0,953$, соответствующего режиму течения с отрывной зоной, не влияющей на внешнее обтекание. В этом случае $\bar{q}(M) = 0,762$, среднемассовое значение числа Маха неравномерного потока в горле $\bar{M}_r = 3,4$, среднемассовое значение коэффициента восстановления полного давления $\bar{\sigma} = \bar{p}_{0в} / \bar{p}_{0г} \approx 0,16$, $\bar{p}_{0в} / p_{0\infty} \approx 0,084$. В данном случае потери полного давления во внутреннем канале обусловлены псевдоскачком в канале и трением.

Режимы течения с образованием отрывного скачка перед входом во внутренний канал плоских воздухозаборников исследовались экспериментально в работе [13], где они были определены как срыв втекания. Испытания моделей проводились с открытым дросселем в диапазоне чисел Маха потока перед входом $M_{вх} = 1,7-4,5$, при этом режимы течения с псевдоскачком не были получены. Было отмечено, что возникновение срыва втекания не связано с явлением «запирания горла» воздухозаборника, а зависит от конфигурации входного участка и числа $M_{вх}$. В настоящей работе режимы течения со срывом втекания формируются вследствие запирания выходной горловины канала воздухозаборника.

6. Пример управления течением с использованием щелей для слива пограничного слоя в области горловины

Для оценки возможностей управления течением при дросселировании канала воздухозаборника с двумя горловинами было рассмотрено устройство щелей для слива пограничного слоя в области горловины воздухозаборника аналогично работе [8]. В ней использовались две последовательно расположенные щели слива простейшей конфигурации типа «козырька». В продольном направлении щели располагались на основном теле сжатия таким образом, чтобы пограничный слой сливался непосредственно перед местом падения скачка от обечайки: первая — при $M = 4$, вторая — при $M = 7$. Были определены поперечные размеры щелей, достаточные для устранения отрывов в области горловины.

В настоящей работе рассматривались щели с теми же параметрами. Положение щелей слива соответствует координатам $x_1 = 1,74$ м и $x_2 = 1,82$ м, высота щелей $h_1 = 4$ мм и $h_2 = 2,8$ мм (рис. 15). Был проведен расчет вязкого течения для случая $\bar{A}_b = 0,918$, который был описан выше и который характеризуется срывом втекания перед входом во внутренний канал воздухозаборника.

Полученная картина течения представлена на рис. 15. В этом случае во входном участке канала воздухозаборника перед его горловиной по-прежнему формируется локализованная зона отрыва пограничного слоя, но срыва втекания во внутренний канал

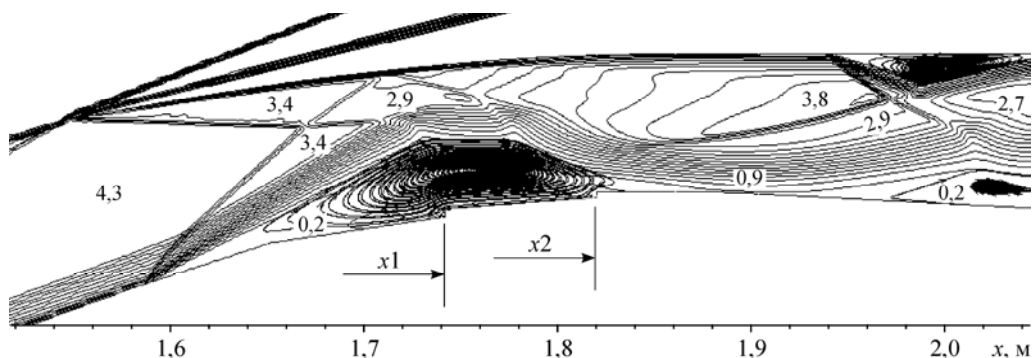


Рис. 15. Картина вязкого течения в воздухозаборнике при наличии щелей слива пограничного слоя. $\bar{A}_b = 0,918$.

нет, воздухозаборник является запущенным. В диффузоре за горлом формируется псевдоскачок, за которым в форкамере течение дозвуковое, в выходной горловине условия течения критические. В целом реализуется структура течения, аналогичная той, которая была показана на рис. 10 для несколько большего значения $\bar{A}_B = 0,953$. Таким образом, устройство щелей для слива пограничного слоя в области горловины воздухозаборника способствовало предотвращению срыва втекания во внутренний канал воздухозаборника по сравнению с этой же конфигурацией без щелей слива.

Заключение

Результаты расчетов торможения сверхзвукового течения в канале воздухозаборника с двумя горловинами с его дросселированием путем уменьшения площади поперечного сечения выходной горловины до критического значения, при котором происходит запирание канала воздухозаборника, показывают следующее.

В случае невязкого сверхзвукового течения в канале при достижении критических условий для неравномерного потока в выходной горловине практически сразу происходит переход к режиму его обтекания с выбитым головным скачком на входе. Это соответствует известным одномерным условиям кризиса течения, согласно которым при достижении критических условий в выходной горловине в форкамере должен возникать прямой скачок уплотнения, который не может установиться в канале, и должно происходить его выбивание вперед по потоку за первую горловину.

При торможении сверхзвукового вязкого течения в канале воздухозаборника с двумя горловинами переход к режиму его обтекания с выбитым головным скачком на входе происходит постепенно. В некотором диапазоне относительной площади поперечного сечения выходной горловины реализуются режимы течения с отрывами пограничного слоя в канале, но со сверхзвуковой скоростью потока вне пограничного слоя. При дальнейшем уменьшении этой площади в выходной горловине достигаются критические условия запирания течения, при этом в горловине и в диффузоре воздухозаборника формируется псевдоскачок, но режим сверхзвукового втекания на входе во внутренний канал сохраняется, и коэффициент расхода не изменяется. Затем происходит переход к режиму обтекания воздухозаборника с выбитым головным скачком на входе. Критическая площадь сечения выходной горловины, которая определяет нижнюю границу существования течения в воздухозаборнике со сверхзвуковым втеканием во внутренний канал, получается существенно большей по сравнению с одномерными оценками для кризиса изоэнтропического течения. Эта площадь также больше по сравнению с ее величиной для невязкого сверхзвукового течения в рассматриваемом воздухозаборнике, что обусловлено меньшими потерями полного давления в псевдоскачке.

Список литературы

1. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. М.-Л.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1952. 466 с.
2. Герман Р. Сверхзвуковые входные диффузоры. М.: Физматгиз, 1960. 290 с.
3. Крокко Л. Одномерное рассмотрение газовой динамики установившихся течений // Основы газовой динамики / ред. Г. Эммонс. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1963. С. 64–324.
4. Гурылев В.Г., Старухин В.П., Полещук Г.И. Воздухозаборники высокоскоростных летательных аппаратов: обзор по материалам открытой иностранной печати. М.: Изд. ОНТИ ЦАГИ, 1985. № 658. 205 с.
5. Matsuo K., Miyazato Y., Kim H.-D. Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flow // Progress in aerospace sci. 1999. No. 35. P. 33–100.
6. Гуськов О.В., Копченов В.И., Липатов И.И., Острась К.Н., Старухин В.П. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 168 с.
7. Scramjet Propulsion / Eds. E.T. Curran, S.N.B. Murthy // Ser. Progress in Astronautics and Aeronautics. Washington: AIAA, 2000. Vol. 189.

8. **Гулько Ю.П., Мажуль И.И.** Газодинамическое построение плоского сверхзвукового воздухозаборника с повышенным коэффициентом расхода // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 4. С. 431–448.
9. **Kantrowitz A., Donaldson C.** Preliminary investigation of supersonic diffusers // NASA Wartime Report, ACR L5D20, May, 1945. Цит. по [2].
10. **Hodge H.G., Segars R.A.** Choked flow: generalization of the concept and some experimental data // AIAA J. 1965. Vol. 3, No. 12. P. 2177–2183.
11. **Зуев В.С., Макарон В.С.** Теория прямоточных и ракетно- прямоточных двигателей. М.: Машиностроение, 1971. 368 с.
12. **Гулько Ю.П.** Запирание неравномерного потока в канале с трением // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1976. № 13, вып. 1. С. 71–77.
13. **Гурылев В.Г., Пиотрович Е.В.** Срыв течения на входе сверхзвукового воздухозаборника // Уч. записки ЦАГИ. 1974. Т. 5, № 3. С. 63–70.

Статья поступила в редакцию 29 мая 2013 г.