

УДК 533.6.011.5:533.697.23

## Турбулизация потока в псевдоскачке, формирующемся в осесимметричном канале с лобовым воздухозаборником

Ю.П. Гунько<sup>1</sup>, И.И. Мажуль<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup>Новосибирский государственный технический университет

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

Представлены результаты численного моделирования течения в осесимметричном канале, включающем лобовой воздухозаборник с воронкообразным участком начального сжатия сверхзвукового потока и с горловым цилиндрическим участком, а также последующий (цилиндрический или расширяющийся) диффузор, при торможении потока в котором формируется псевдоскачок. Рассмотрены условия течения при числе Маха набегающего потока  $M = 6$ . Численные расчеты течения проведены на основе уравнений Навье–Стокса с использованием модели турбулентности  $k-\omega$  SST. В результате расчетов определены такие параметры течения, как положение начала псевдоскачка, длина его сверхзвукового участка, распределение давления на поверхности канала, потери полного давления, а также характеристики турбулентности потока. В частности, рассмотрены изменение по длине псевдоскачка интенсивности турбулентности и турбулентной вязкости и возможность определения по этим характеристикам положения сечения, в котором псевдоскачок можно считать завершившимся.

**Ключевые слова:** осесимметричный лобовой воздухозаборник внутреннего сжатия, торможение сверхзвукового течения, псевдоскачок, характеристики турбулентности.

### Введение

Рассматриваются условия торможения сверхзвуковой струи в каналах до дозвуковой скорости в тех случаях, когда торможение невязкого потока должно происходить в прямом скачке уплотнения, а в вязком течении с развитым пограничным слоем торможение происходит с образованием псевдоскачка. В пограничном слое невозможна реализация разрыва с тем же отношением давления за скачком к давлению перед прямым скачком, что и в прямом скачке уплотнения, соответствующим скорости невязкого сверхзвукового ядра потока. В связи с этим переход к дозвуковому течению происходит с отрывом пограничного слоя, с возникающими при этом косыми отрывными скачками и формированием результирующей системы  $\lambda$ -образных или  $\chi$ -образных скачков — псевдоскачка. Изначально при изучении процессов торможения сверхзвуковой струи в каналах с образованием псевдоскачка понималось [1], что такое торможение происходит со значительным изменением количества движения, вызванным интенсивной генерацией турбулентности в этих процессах. В зоне псевдоскачка основное рассеяние энергии

происходит не в системе образующихся в нем прямых и косых скачков уплотнения, а в диссипативных областях, примыкающих к стенкам, в которых генерируется сильная турбулентность. Диссипативное торможение потока распространяется в поперечном направлении на все большую часть сверхзвукового потока, течение в псевдоскачке становится полностью дозвуковым, при этом исчезают и скачки уплотнения. С учетом этого строятся приближенные диссипативные бескачковые модели псевдоскачка [1–4]. Отрывное течение в каналах с псевдоскачком характеризуется повышенной турбулизацией, что отличает его от течения с отрывом пограничного слоя, индуцированного свободным воздействием на него скачка уплотнения, это отличие исследовалось экспериментально в работе [5]. Из-за сложности измерения параметров турбулентности существует ограниченное количество экспериментальных данных по пульсациям давления в псевдоскачках (см., например, [5]), но какие-либо более полные экспериментальные данные о других характеристиках турбулентности в псевдоскачках отсутствуют до настоящего времени. Возможность детального исследования структуры изменения этих характеристик предоставляют численные методы расчета сложных турбулентных течений с псевдоскачками. Однако в существующих численных исследованиях, обстоятельный обзор которых приведен, например, в работе [6], а также представленных в работах [7–9], основное внимание уделялось анализу волновой структуры, формирующейся в псевдоскачках, и характеру продольного распределения давления на стенках канала, так как эта структура в плоских течениях доступна оптическим методам наблюдения, а давление может быть измерено. Характеристики протяженности псевдоскачка или его начальной сверхзвуковой части с  $\lambda$ -образными или  $\chi$ -образными скачками не рассматривались.

Следует отметить, что при расчетах турбулентных течений с псевдоскачками используются численные методы с различными моделями турбулентности. Они имеют свои преимущества и недостатки. Области применения, для которых получены модельные постоянные на основе сравнения результатов расчета с экспериментальными данными, ограничены. В работе [10] был выполнен расчет течения с псевдоскачком в расширяющемся канале прямоугольного сечения и проведено сравнение ряда методов, основанных на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS), с методом крупных вихрей (LES). Было показано, в частности, что метод LES в среднем недостаточно хорошо описывает характеристики течения, и приемлемыми являются более простые методы RANS, в частности, с использованием модели турбулентности  $k-\omega$  SST. Учитывая эти результаты, в настоящей работе приводятся численные расчеты турбулентного течения с псевдоскачком, формирующемся в осесимметричном канале с воздухозаборником, с использованием метода установления на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности  $k-\omega$  SST, реализованных в программном пакете Fluent 6.3 [11]. Авторами рассмотрены условия течения, соответствующие невозмущенному набегающему потоку с числом Маха  $M = 6$ . Помимо определения «классических» газодинамических характеристик псевдоскачка получены данные о развитии характеристик турбулентности по длине как в цилиндрическом канале, так и в каналах с различным углом расширения. Это позволило оценить протяженность псевдоскачка в условиях, когда неприменим традиционный метод определения его длины, основанный на данных измерения давления на стенке канала.

### Условия течения. Геометрия канала

Рассматривается осесимметричный канал с лобовым воздухозаборником, который содержит входной участок в виде простой конической воронки с углом наклона стенки  $\delta_k = 10^\circ$ , цилиндрический горловой участок и диффузор с углами раскрытия  $\theta_d = 2^\circ$  (рис. 1а) или  $\theta_d = 0$  (рис. 1б). Относительная площадь горла была определена из условия

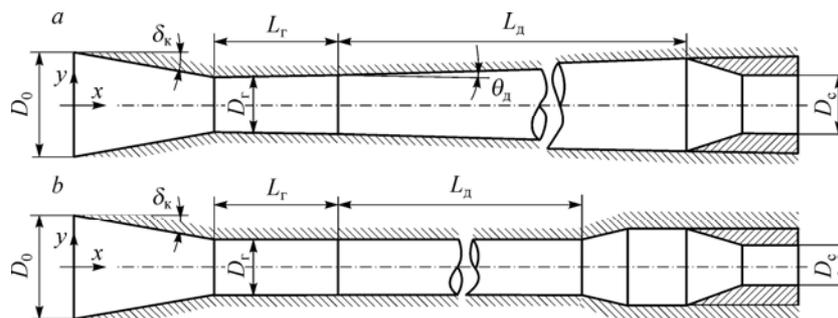


Рис. 1. Схема канала с лобовым воздухозаборником.

неразрушения сверхзвукового течения в запущенном воздухозаборнике при числе Маха  $M = 6$  [12] и принята равной  $\bar{A}_r = A_r/A_0 = 0,15$ , здесь  $A_0$  — лобовая площадь воздухозаборника (площадь сечения входа), соответствующая диаметру входного сечения  $D_0 = 1$  м. Диаметр горловины  $D_r = 0,3873$  м, относительная длина цилиндрического горлового участка  $\bar{L}_r = L_r/D_r = 3D_r$ , относительная длина расширяющегося участка диффузора  $\bar{L}_d = L_d/D_r$  при  $\theta_d = 2^\circ$  составляла около 20 и цилиндрического участка диффузора при  $\theta_d = 0$  — около 25. Дросселирование канала осуществлялось заданием относительной площади  $A_c$  выходного сечения дросселирующего сужающегося сопла либо по отношению к площади  $A_d$  сечения канала в конце диффузорного участка перед входом в сопло, так что  $\bar{A}_c = A_c/A_d$  (при  $\theta_d = 2^\circ$ ), либо по отношению к площади  $A_r$  горла воздухозаборника  $\bar{A}_c = A_c/A_r$  (при  $\theta_d = 0$ ). Величина  $\bar{A}_c$  определяет создаваемое противодействие в конце канала, которое и обуславливает возникновение и развитие псевдоскачка в диффузоре, положение его начала вверх по потоку и протяженность.

Данные получены при числе Маха набегающего потока  $M = 6$  и параметрах потока, соответствующих условиям полета в стандартной атмосфере при скоростном напоре  $q = 42$  кПа. При этом единичное число Рейнольдса  $Re_1 = 3,1 \cdot 10^6$  1/м.

### Метод решения задачи

Численные расчеты проводились методом установления на основе решения уравнений Навье–Стокса с использованием модели турбулентности  $k-\omega$  SST [11]. Расчетная сетка состояла из  $\sim 4 \cdot 10^5$  узлов со сгущением к стенкам канала, что позволило обеспечить значения параметра  $y^+ < 1$  на стенке и, соответственно, более надежный расчет взаимодействия скачков с пограничным слоем. В случае  $\theta_d = 2^\circ$  расчетная область включала участок внешнего потока перед воздухозаборником. Начальные условия на внешних границах этого участка и в расчетной области во внутреннем канале соответствовали параметрам невозмущенного набегающего потока в выходном сечении канала — статическому давлению и температуре торможения набегающего потока. На стенках канала ставились условия прилипания, стенки предполагались адиабатическими. В случае цилиндрического канала (при  $\theta_d = 0$ ) расчетная область начиналась с выходного сечения горловины, где начальные данные задавались в виде профилей параметров потока, полученных при расчете варианта с  $\theta_d = 2^\circ$ . Установление стационарного режима течения в процессе численного решения контролировалось по равенству расходов воздуха во входном и выходном сечениях канала (с погрешностью не более 1–2 %) и в случае режимов дросселирования — по достижению критического условия запирающего неравномерного потока в дросселе, определяемого значением  $\tilde{q}(M) = 1$  для интегральной функции приведенного расхода [13].

### Картина течения в воздухозаборнике

Структура течения во входном участке рассматриваемого воздухозаборника представлена на рис. 2 в виде распределения линий равных значений числа Маха (изомах) и линий тока. Так как течение в воздухозаборнике соответствует его запущенному состоянию, оно остается неизменным независимо от положения псевдоскачка в диффузоре, если его начало находится ниже по потоку от горлового участка. На передней кромке внутреннего конуса воздухозаборника образуется воронкообразный скачок, скорость потока за которым направлена к оси и интенсивность которого непрерывно увеличивается по мере приближения к оси симметрии. Теоретически в осесимметричном течении такой сходящийся скачок должен отражаться от оси нерегулярно с образованием диска Маха с дозвуковой скоростью за ним, отраженного скачка и контактного разрыва, исходящего из точки тройного взаимодействия скачков. При умеренных сверхзвуковых числах Маха набегающего потока диск Маха имеет конечный поперечный размер и за ним формируется виртуальная струя, ограниченная поверхностью тока, соответствующей контактному разрыву. Размеры диска Маха существенно уменьшаются с увеличением числа Маха набегающего потока, и в полученной численно рассматриваемой картине течения ( $M = 6$ ,  $\delta_k = 10^\circ$ ) наблюдается «квазирегулярное» отражение от оси начального скачка, объяснимое тем, что диск Маха не разрешается используемой расчетной сеткой. Отраженный скачок уплотнения, формирующийся в начальном сужающемся участке воздухозаборника, попадает в его цилиндрический горловой участок, и при вторичном отражении этого скачка от стенки образуется новый воронкообразный скачок, сходящийся к оси и отражающийся от нее квазирегулярно. Отметим, что в горловом участке взаимодействие падающих на стенки скачков с пограничным слоем приводит к образованию небольших локальных зон отрыва (см. рис. 2), которые не оказывают влияния на режим течения в воздухозаборнике.

Таким образом, в горловине рассматриваемого воздухозаборника формируется система последовательных воронкообразных отражающихся от оси и от стенки скачков уплотнения, поток на выходе из горловины становится существенно неравномерным, и в этих условиях будет формироваться псевдоскачок в диффузоре при дросселировании канала. Среднемассовые значения числа Маха на выходе из горлового участка  $M_r = 2,89$ , относительного статического давления  $\bar{p}_r = p_r/p_n = 25,6$ , коэффициента восстановления полного давления  $\sigma_r = p_{0r}/p_{0n} = 0,55$ . Здесь  $p_n$ ,  $p_{0n}$  — статическое и полное давление в набегающем потоке соответственно.

### Характеристики псевдоскачка в цилиндрическом канале

Картина течения (в виде изолиний числа Маха и линий тока) в области псевдоскачка, реализованном в рассматриваемом воздухозаборнике с цилиндрическим каналом ( $\theta_d = 0$ ,  $\bar{A}_c = 0,77$ ), представлена на рис. 3. Псевдоскачок начинается с  $\lambda$ -образной структуры

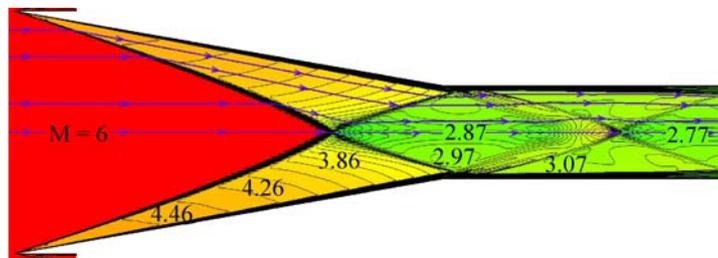


Рис. 2. Схема течения на входе воздухозаборника.

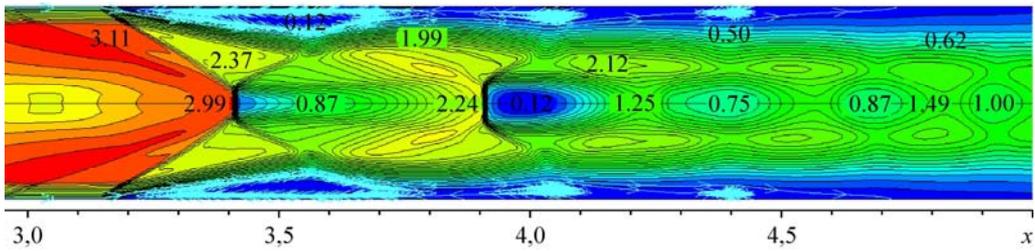


Рис. 3. Картина течения в области псевдоскачка в цилиндрическом канале.

скачков, включающей отрывной конусообразный скачок уплотнения, образующийся при отрыве пограничного слоя при  $x_{\text{нпс}} \approx 3,15$  м и сходящийся к оси, диск Маха вблизи оси и отраженный нерегулярно скачок уплотнения. Далее формируются последующие бочкообразные структуры скачков уплотнения. На стенке канала имеет место протяженная замкнутая отрывная зона, в продольном сечении ограниченная линией тока, которая исходит из точки отрыва потока в начале псевдоскачка ( $x_{\text{нпс}} \approx 3,15$  м) и приходит в точку присоединения на стенке ( $x_{\text{прис}} \approx 4,76$  м). В отрывной зоне наблюдаются кольцевые вихри, периодически расположенные по ее длине. В целом формируется так называемый отрывной псевдоскачок [5]. О размерах и положении отрывной зоны можно судить по распределению поверхностного напряжения трения  $\tau_x$  на стенке диффузора (см. рис. 4, где  $\bar{x} = x/D_f$ ). Начало отрывной зоны связано с переходом значений  $\tau_x > 0$  к значениям  $\tau_x < 0$ , конец — с восстановлением значений  $\tau_x > 0$ . Соответственно параметры протяженности зоны отрыва характеризуются координатой ее начала (начала псевдоскачка)  $\bar{x}_{\text{нпс}} = x_{\text{нпс}}/D_f = 8,13$ , координатой конца (точки присоединения, ограничивающей линии тока)  $\bar{x}_{\text{прис}} = x_{\text{прис}}/D_f = 12,3$  и относительной длиной  $\bar{L}_{\text{отр}} = L_{\text{отр}}/D_f = \bar{x}_{\text{прис}} - \bar{x}_{\text{нпс}} = 4,17$ .

При экспериментальных исследованиях псевдоскачка в каналах постоянного сечения его начало и конец обычно определяются по данным измерения продольного распределения статического давления на стенке канала [1, 4]. Это давление в начале псевдоскачка резко возрастает, но после достижения дозвуковой скорости происходит разгон потока, что характерно для канала с эффективным поперечным сечением, сужающимся вследствие нарастания пограничного слоя, и соответственно, статическое давление должно уменьшаться, то есть в продольном распределении статического давления имеется максимум. Отношение максимального давления за псевдоскачком к давлению перед ним близко к перепаду давления в прямом скачке, и поэтому считается, что расстояние от начала резкого возрастания давления на стенке до положения его максимума характеризует протяженность псевдоскачка — его длину. Заметим, что экспериментально положение конца псевдоскачка определяется с большим разбросом ввиду обычно нечеткой выраженности максимума давления и ограниченности количества измерительных точек.

Полученные численные данные по распределению относительного статического давления на стенке по длине

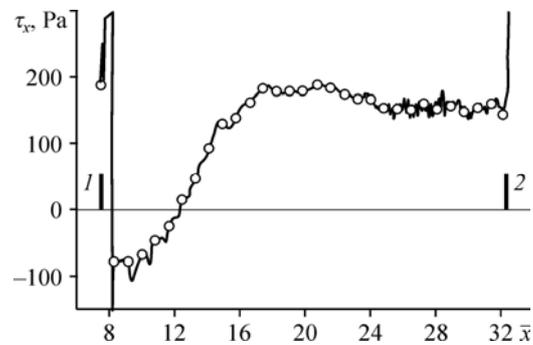


Рис. 4. Поверхностное напряжение трения на стенке диффузора.

Начало (1) и конец (2) диффузора.

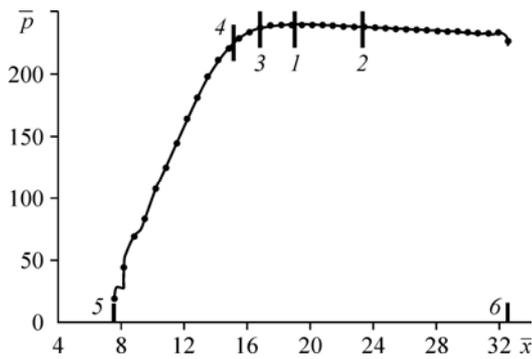


Рис. 5. Распределение давления на стенке цилиндрического канала по его длине.

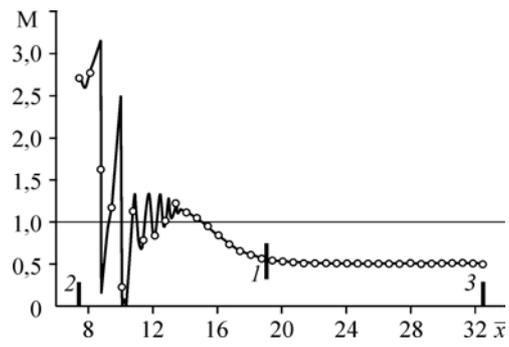


Рис. 6. Распределение числа Маха по оси цилиндрического канала. Положение максимума давления  $p_{\max}$  (1), начало (2) и конец (3) диффузора.

канала в области псевдоскачка представлены на рис. 5. Здесь показано также положение максимума давления 1, положения 2 и 3, соответствующие значениям, на 1 % меньшим максимума, положение 4 сечения, в котором достигается число Маха потока  $M = 1$  вдоль оси, начало 5 и конец 6 диффузора. По положению максимума в изменении статического давления на стенке  $p_{\max}$  можно определить, что  $x_{p_{\max}} = 7,39$  м, и соответственно  $\bar{x}_{p_{\max}} = x_{p_{\max}}/D_r = 19,08$ . Тогда «в классическом определении» относительная длина псевдоскачка составит  $\bar{L}_{\text{пс}p_{\max}} = \bar{x}_{p_{\max}} - \bar{x}_{\text{нпс}} = 10,95$ . Отмеченная на рис. 5 возможная погрешность определения давления  $p_{\max}$  в 1 % приводит к различию относительной длины псевдоскачка от  $\bar{L}_{\text{пс}} = 15,2$  в точке 2 до  $\bar{L}_{\text{псх}} = 8,7$  в точке 3, то есть к погрешностям в определении относительной длины псевдоскачка в ~40 % и ~20 % соответственно. Заметим, что длина псевдоскачка  $\bar{L}_{\text{пс}p_{\max}} = 10,95$  в рассматриваемом случае существенно больше длины отрывной зоны пограничного слоя на стенке диффузора  $\bar{L}_{\text{отр}} = 4,17$ .

В работе [14] в качестве параметра, характеризующего протяженность псевдоскачка, определена длина его сверхзвукового участка, содержащего скачки уплотнения. Эта длина соответствует положению сечения, в котором число Маха на оси достигает значения  $M = 1$ . Распределение числа Маха вдоль оси рассматриваемого канала представлено на рис. 6. Видно многократное скачкообразное изменение числа Маха в начальной части псевдоскачка, которое теоретически должно соответствовать наличию дисков Маха с дозвуковой скоростью потока непосредственно за ними. Для рассматриваемого канала полностью дозвуковое течение реализуется при  $x_{M=1} > 5,85$  м и соответственно при  $\bar{x}_{M=1} > 15,1$ . Длина сверхзвукового участка псевдоскачка  $\bar{L}_{\text{св}} = \bar{x}_{\text{нпс}} - \bar{x}_{M=1} = 6,97$  получается также больше длины отрывной зоны пограничного слоя на стенке диффузора. После достижения значения  $M = 1$  наблюдается заметное торможение потока до точки максимума давления  $\bar{x}_{p_{\max}} = 19,08$ , где число Маха на оси составляет  $M = 0,56$ .

Характер изменения коэффициента восстановления полного давления  $\sigma = p_0/p_{0н}$  в области псевдоскачка можно проследить по распределению изолиний (рис. 7a), кривым изменения значений по длине  $\sigma = f(\bar{x})$  на различном расстоянии по радиусу от оси канала  $\bar{y} = y/r = \text{const}$  (рис. 8a) и профилям  $\sigma = f(\bar{y})$  в различных поперечных сечениях канала  $\bar{x} = \text{const}$  (рис. 9b). Очевидными являются малые значения  $\sigma$  в отрывной зоне и соответственно в пристенном слое ниже по потоку отрывной зоны. Существенные потери полного давления происходят в приосевой виртуальной струе ( $\bar{y} = 0-0,2$ ), образующейся за начальным диском Маха псевдоскачка. Ниже по потоку отрывной зоны

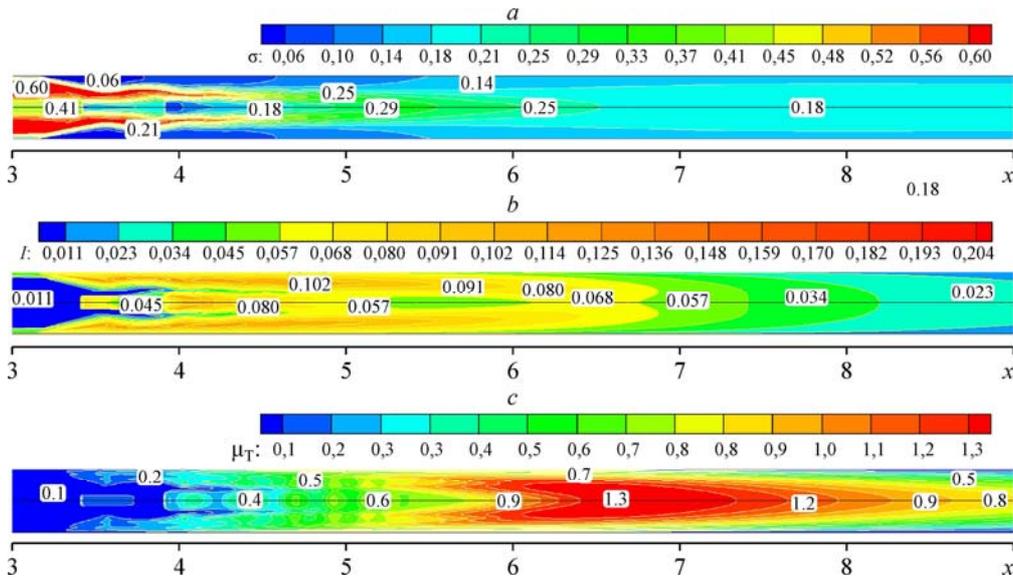


Рис. 7. Поля распределения параметров в псевдоскачке.  
 а — поле коэффициента восстановления полного давления  $\sigma$ ,  
 б — поле интенсивности турбулентности  $I$ , с — поле турбулентной вязкости  $\mu_t$ .

псевдоскачка происходит перераспределение турбулентной диссипации энергии сначала в сверхзвуковой слой, образующийся вниз по потоку за отраженными от оси косыми скачками уплотнения, а затем в приосевую струю с повышенными потерями полного давления. Вследствие этого седловидные профили радиального распределения  $\sigma=f(\bar{y})$  видоизменяются, максимум в этих распределениях смещается к оси, и затем профиль становится слабывпуклым (рис. 9б).

Возрастание  $\sigma$  вдоль оси в диапазоне  $\bar{x} \sim 10-14$  ( $x \sim 3,9-5,4$  м, рис. 8а, кривая 1) связано, по-видимому, с перемешиванием слоев потока, прошедших через систему дисков Маха вблизи оси и вышележащих слоев, прошедших систему отраженных косых скачков уплотнения. При  $\bar{x} > 14$ , когда скачкообразное изменение числа Маха вдоль оси отсутствует, происходит плавное уменьшение  $\sigma$  до уровня  $\sigma \approx 0,18$ . Можно отметить, что

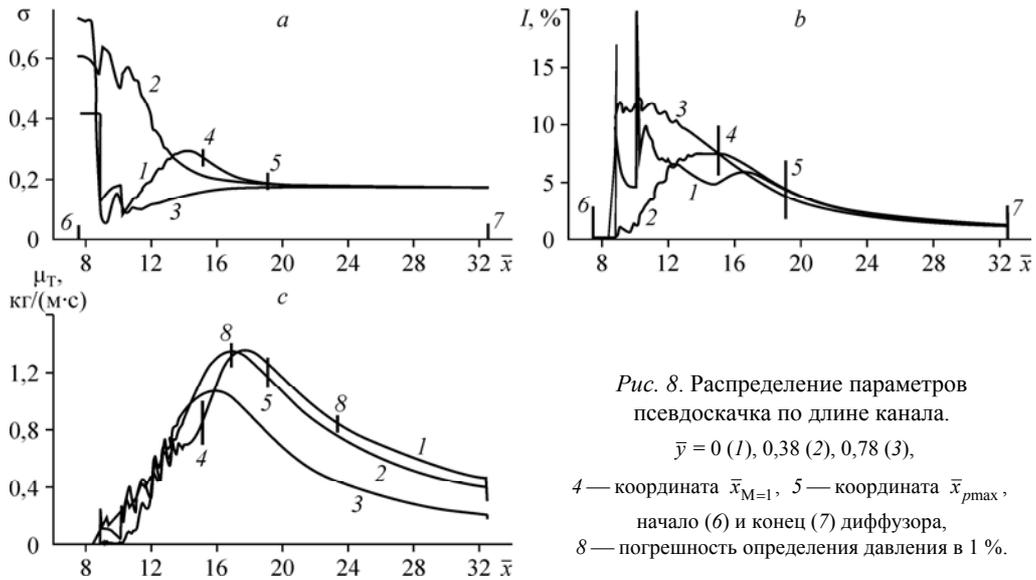


Рис. 8. Распределение параметров псевдоскачка по длине канала.  
 $\bar{y} = 0$  (1), 0,38 (2), 0,78 (3),  
 4 — координата  $\bar{x}_{M=1}$ , 5 — координата  $\bar{x}_{p_{max}}$ ,  
 начало (6) и конец (7) диффузора,  
 8 — погрешность определения давления в 1 %.

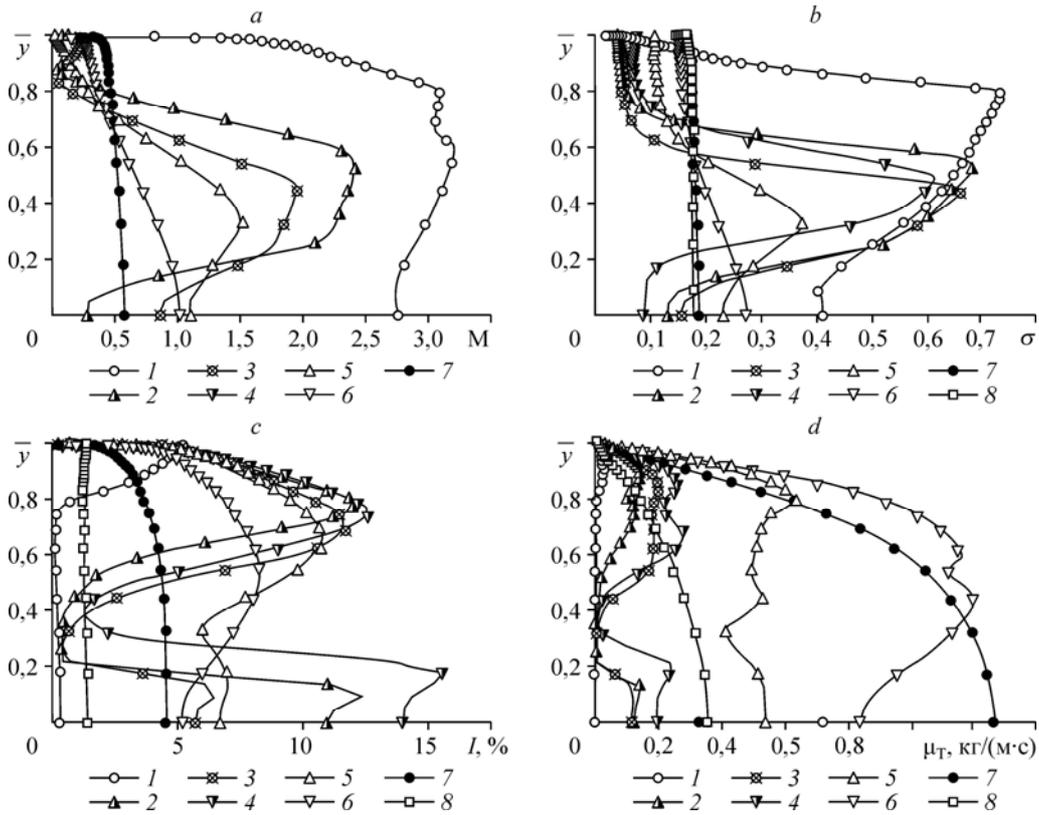


Рис. 9. Радиальные распределения параметров в поперечных сечениях псевдоскачка.

коэффициент восстановления полного давления в прямом скачке, если он соответствует потоку непосредственно перед псевдоскачком ( $x = x_{\text{нпс}} \approx 3,15$  м) с числом Маха на оси  $M \approx 2,75$ , составляет  $\sigma_{\text{пс}} \approx 0,406$ , соответственно вдоль оси число Маха потока за прямым скачком должно было бы уменьшиться до  $M \approx 0,49$ . Оценка суммарного коэффициента восстановления полного давления, определяемого как произведение значения  $\sigma \approx 0,412$  перед псевдоскачком на оси и значения  $\sigma_{\text{пс}} \approx 0,406$  в прямом скачке, составляет  $\sigma \approx 0,167$ , что близко к данным численного расчета —  $\sigma \approx 0,18$ . Аналогичная оценка для относительного давления на оси в сечении, соответствующим  $\bar{x}_{p_{\text{max}}}$ , дает значение  $\bar{p} \sim 223$ , а по данным численного расчета имеем  $\bar{p} \sim 239$ .

На рис. 9 представлены радиальные распределения параметров в некоторых характерных поперечных сечениях, которые соответствуют следующим значениям координат: кривая 1 — начало отрыва пограничного слоя ( $x_{\text{нпс}} = 3,145$  м,  $\bar{x}_{\text{нпс}} = 8,12$ ), кривая 2 — сечение за первым диском Маха ( $x = 3,43$  м,  $\bar{x} = 8,86$ ), кривая 3 — центр первого вихря ( $x = 3,56$  м,  $\bar{x} = 9,19$ ), кривая 4 — сечение за вторым диском Маха ( $x = 3,93$  м,  $\bar{x} = 10,15$ ), кривая 5 — конец отрывной зоны пограничного слоя ( $x = 4,76$  м,  $\bar{x} = 12,3$ ), кривая 6 — значение  $M = 1$  на оси симметрии ( $x = 5,85$  м,  $\bar{x} = 15,1$ ), кривая 7 — значение  $p_{\text{max}}$  на поверхности канала ( $x = 7,39$  м,  $\bar{x} = 19,1$ ), кривая 8 — конец диффузора ( $x = 12,6$  м,  $\bar{x} = 32,5$ ).

Рассмотрим изменение характеристик турбулентности в псевдоскачке. На рис. 7b и 7c представлены поля (с изолиниями) интенсивности турбулентности  $I$  и турбулентной вязкости  $\mu_t$  в области псевдоскачка. Повышенные значения интенсивности турбулентности

наблюдаются в пристенном диссипативном слое, начинающимся с «головы» псевдоскачка ( $x > 3,145$  м,  $\bar{x} > 8,12$ ), что наглядно демонстрирует кривая 3 на рис. 8*b*. Перед псевдоскачком интенсивность турбулентности имеет существенное значение только в пристенном пограничном слое (рис. 9*c*, кривая 1), который, например, в сечении непосредственно перед псевдоскачком занимает  $\sim 20\%$  радиуса поперечного сечения. За начальным отрывом пограничный слой отсоединяется и продолжает развиваться как свободный сдвиговый слой, в котором начинает генерироваться повышенная турбулентная кинетическая энергия, и из которого происходит перенос турбулентной кинетической энергии к невязкому сверхзвуковому потоку в начальной части псевдоскачка. Вдоль оси повышенные значения  $I$  наблюдаются в виртуальной струе в зонах за первыми двумя четко выраженными дисками Маха, но далее вниз по потоку величины этих параметров существенно уменьшаются (рис. 8*b*).

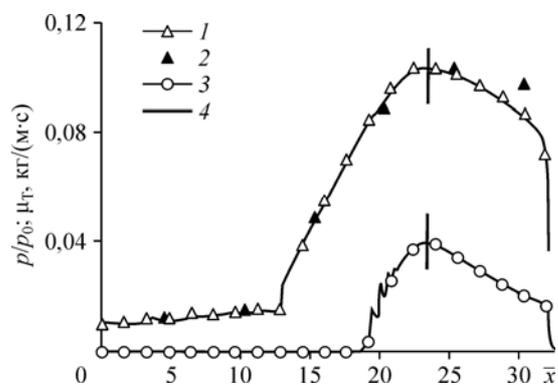
Радиальные распределения интенсивности турбулентности (рис. 9*c*) подтверждают повышенную генерацию турбулентности в пристенном диссипативном слое ( $\bar{y} = 0,6-1,0$ ), начинающемся с «головы» псевдоскачка. Следует заметить, что если непосредственно перед псевдоскачком и в его начальной части повышенные значения  $I$  проявляются лишь в пограничном слое, то в концевой части псевдоскачка достигается практически полное турбулентное перемешивание по сечению (рис. 9*c*, кривые 7, 8). Структура течения с диссипативным слоем, из которого повышенная турбулизация потока распространяется в сверхзвуковую область, характеризуется седловидными радиальными распределениями параметров в поперечных сечениях (см. рис. 7*b*), и она проявляется до  $x \approx 6,6$  м ( $\bar{x} \approx 17$ ), в результате чего затем формируется структура течения с выпуклыми радиальными профилями параметров, соответствующая полному перемешиванию потока в поперечных сечениях.

В распределении интенсивности турбулентности  $I$  вдоль оси  $\bar{y} = 0$  максимум достигается в дозвуковой зоне псевдоскачка при  $\bar{x} \approx 16,5$ , вдоль линий  $\bar{y} = 0,36$  и  $\bar{y} = 0,73$  максимумы достигаются несколько раньше — соответственно при  $\bar{x} \approx 15,2$  и  $\bar{x} = 9-10,2$ . Положения максимумов в распределении турбулентной вязкости  $\mu_t$  смещены вниз по потоку до  $\bar{x} = 18-16$  по сравнению с максимумами  $I$ , и максимумы  $\mu_t$  достигаются несколько раньше вверх по потоку по сравнению с максимумом в распределении давления на стенке (рис. 8).

Заметим, что для каналов постоянного сечения конец псевдоскачка обычно определяется по положению максимума в продольном распределении статического давления на стенке канала, которое может быть получено экспериментально или расчетным путем. Представленные выше данные показывают, что положение конца псевдоскачка может быть определено, с некоторым приближением, также по максимуму турбулентной вязкости  $\mu_t$  по оси канала. Возможность определения конца псевдоскачка, основанная на анализе изменения характеристик турбулентности потока в псевдоскачке, была оценена

Рис. 10. Сопоставление распределений давления на стенке и турбулентной вязкости на оси цилиндрического канала.

- 1 — расчетные значения относительного давления  $p/p_0$  на стенке канала,
- 2 — экспериментальные данные  $p/p_0$  [15],
- 3 — расчет турбулентной вязкости,
- 4 — положение максимумов  $p/p_0$  и  $\mu_t$ .



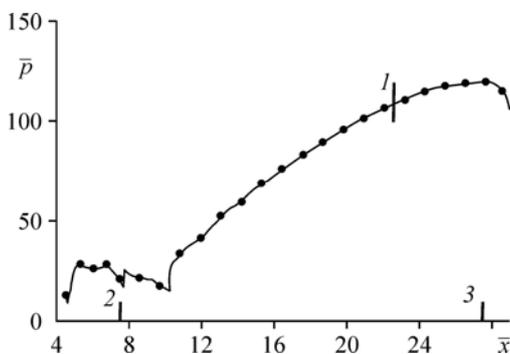
при сравнении с экспериментальными данными [15, 16], где проводились измерения продольного распределения статического давления в цилиндрической трубе с псевдоскачком при числе Маха потока на входе  $M = 3,74$ . На рис. 10 представлен пример сопоставления распределения давления на стенке трубы с псевдоскачком и расчетного распределения турбулентной вязкости  $\mu_t$  по оси трубы. Видно, что положение максимума  $\mu_t$  близко к положению максимума в распределении давления, т.е. конец псевдоскачка, в случае отсутствия максимума в распределении давления, может быть определен по положению максимума турбулентной вязкости.

### Характеристики псевдоскачка в расширяющемся канале

Как уже указывалось, в случае каналов постоянного сечения начало и конец псевдоскачка обычно определяются по данным измерения продольного распределения статического давления на стенке канала и за длину псевдоскачка принимается расстояние от начала резкого возрастания давления на стенке до положения его максимума. Как показывают оценки, приведенные выше, ввиду нечеткой выраженности максимума давления даже незначительные погрешности в его определении могут привести к заметным ошибкам определения положения конца псевдоскачка и, соответственно, длины псевдоскачка в целом. Для каналов переменного сечения изменений знака продольного градиента давления и максимума в распределении давления по их длине не наблюдается, и определение конца псевдоскачка таким способом не представляется возможным. Более того, нет полной ясности о критериях, на основании которых можно было бы считать, что процессы, происходящие в псевдоскачке, завершены, и тем самым определить его длину.

Рассмотрим вопрос о длине псевдоскачка в связи с исследуемыми в настоящей работе характеристиками турбулентности для канала с расширяющимся диффузором ( $\theta_d = 2^\circ$ ,  $\bar{A}_c = 0,3$ ), конфигурация которого приведена на рис. 1а и для которого было рассчитано течение с псевдоскачком. На рис. 11 представлено распределение относительного давления на стенке расширяющегося диффузора по его длине. В этом случае псевдоскачок расположен в диффузоре, где отсутствует максимум давления. Начало псевдоскачка соответствует  $\bar{x}_{\text{нпс}} \approx 10,2$ . На рис. 11 нанесена координата  $l$  сечения, соответствующего значению  $M = 1$  на оси канала ( $\bar{x}_{M=1} = 22,5$ ). Отметим также, что по численным данным, полученным для рассматриваемого случая ( $\theta_d = 2^\circ$ ), длины зоны отрыва пограничного слоя  $\bar{L}_{\text{отр}} = 13,7$  и сверхзвукового участка псевдоскачка  $\bar{L}_{\text{св}} = 12,4$  заметно больше по сравнению с соответствующими данными для цилиндрического канала.

Изменение характеристик турбулентности в псевдоскачке вдоль оси рассматриваемого расширяющегося диффузора представлено на рис. 12. Характер проявления турбулентности по длине псевдоскачка аналогичен характеру в цилиндрическом канале, то есть, по существу, не зависит от расширения канала. Причем в обоих случаях интенсивность турбулентности начинает уменьшаться раньше, чем достигается максимум турбулентной вязкости, после чего, как можно предполагать, заметно ослабевают процессы турбулентной диссипации



ность турбулентности начинает уменьшаться раньше, чем достигается максимум турбулентной вязкости, после чего, как можно предполагать, заметно ослабевают процессы турбулентной диссипации

Рис. 11. Распределение давления по поверхности расширяющегося диффузора.

$l$  — координата  $\bar{x}_{M=1}$ , начало (2) и конец (3) диффузора.

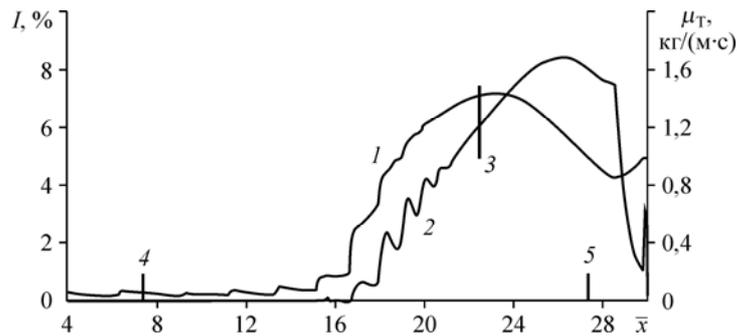


Рис. 12. Параметры турбулентности вдоль оси расширяющегося диффузора.

1 — интенсивность турбулентности, 2 — турбулентная вязкость, 3 — сечение  $\bar{x}_{M=1}$ , начало (4) и конец (5) диффузора.

и турбулентного перемешивания, обусловленные псевдоскачком. Тогда положение максимума турбулентной вязкости  $\mu_t$  можно принять за конец псевдоскачка, что позволяет определить его длину. В рассматриваемом случае цилиндрического канала ( $\theta_d = 0$ ) положение этого максимума вдоль оси  $\bar{x}_{\max \mu_t} = 17,7$  (см. рис. 8) и, соответственно, длина псевдоскачка равна  $\bar{L}_{\text{пс макс } \mu_t} = \bar{x}_{\max \mu_t} - \bar{x}_{\text{нпс}} = 9,6$ . Заметим, что длина псевдоскачка в классическом определении равна  $\bar{L}_{\text{пс рmax}} = \bar{x}_{\text{рmax}} - \bar{x}_{\text{нпс}} = 10,95$ . Поскольку сечения  $\bar{x}_{\text{рmax}}$  и  $\bar{x}_{\max \mu_t}$  находятся в дозвуковой части псевдоскачка, то естественно, что и параметры потока в них должны быть достаточно близкими. Так, среднемассовые значения этих параметров в сечении  $\bar{x}_{\text{рmax}}$  равны  $M = 0,48$ ,  $\bar{p} = 231,6$ ,  $\sigma = 0,171$ , в сечении  $\bar{x}_{\max \mu_t}$  —  $M = 0,49$ ,  $\bar{p} = 230,6$ ,  $\sigma = 0,172$ , т.е. отклонения по числу Маха составляют  $\sim 2\%$ , по  $\bar{p}$  и  $\sigma$  не превышают  $0,6\%$ . Это согласуется с предположением о завершении псевдоскачка.

Возможность определения длины псевдоскачка по положению максимума турбулентной вязкости  $\mu_t$  и для расширяющихся каналов, где нет максимума в распределении давления по стенке канала, является весьма существенным обстоятельством. В рассматриваемом случае при  $\theta_d = 2^\circ$   $\bar{x}_{\text{нпс}} = 10,1$  и  $\bar{x}_{\max \mu_t} = 26,1$ , следовательно, длина псевдоскачка  $\bar{L}_{\text{пс макс } \mu_t} = \bar{x}_{\max \mu_t} - \bar{x}_{\text{нпс}} = 15$ . Заметим, что среднемассовые значения потока в сечении  $\bar{x}_{M=1}$ , то есть сразу за сверхзвуковым участком псевдоскачка, составляют  $M = 0,53$ ,  $\bar{p} = 105,1$ ,  $\sigma = 0,089$ , далее вниз по потоку в сечении  $\bar{x}_{\max \mu_t}$  —  $M = 0,23$ ,  $\bar{p} = 114,6$ ,  $\sigma = 0,0754$ , а в конце диффузора ( $\bar{x} = 26,0$ ) —  $M = 0,196$ ,  $\bar{p} = 115,5$ ,  $\sigma = 0,075$ . То есть, в области  $\bar{x} > \bar{x}_{\max \mu_t}$  происходит лишь незначительное торможение дозвукового потока, обусловленное расширением канала.

### Заключение

На основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса с использованием  $k-\omega$  SST модели турбулентности проведен анализ характеристик турбулентности потока в псевдоскачке, имеющем место в осесимметричном канале с лобовым воздухозаборником и с цилиндрическим или расширяющимся диффузором. Результаты численных расчетов течения с цилиндрическим диффузором показали, что в концевой

части псевдоскачка наблюдаются максимумы в распределении интенсивности турбулентности  $I$  и турбулентной вязкости  $\mu_t$  вдоль оси канала. Причем в том поперечном сечении, где имеет место максимум  $\mu_t$ , среднemasовые параметры потока близки к значениям параметров в сечении, соответствующему максимуму давления на стенке канала. Это дает основание предполагать, что положение максимума  $\mu_t$  может быть принято за конец псевдоскачка, тем самым определяется протяженность псевдоскачка в целом.

Подход к определению конца псевдоскачка, основанный на анализе характеристик турбулентности потока в области псевдоскачка, был апробирован в сравнении с экспериментальными данными и показал возможность его применимости. Предложенный способ определения конца псевдоскачка по максимуму  $\mu_t$  позволяет определять длину псевдоскачка также и в расширяющихся каналах, где отсутствует максимум в распределении давления по стенке канала и, соответственно, определение конца псевдоскачка по этим данным не представляется возможным.

### Список литературы

1. Крокко Л. Псевдоударные волны в каналах // Основы газовой динамики / под ред. Г. Эммонса. М.: Изд. иностр. лит-ры, 1963. С. 112–120.
2. Matsuo K., Miyazato Y., Kim H.D. Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows // Progress in Aerospace Sci. 1999. Vol. 35, No. 1. P. 33–100.
3. Ikui T., Matsuo K., Nagai M. The mechanism of pseudo-shock waves // Bulletin of the JSME. 1974. Vol. 17, No. 108. P. 731–739.
4. Гуськов О.В., Копченков В.И., Липатов И.И., Острась В.Н., Старухин В.П. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. М.: Физматлит, 2008. 164 с.
5. Пензин В.И. Экспериментальное исследование отрывных течений в каналах. М.: Изд. ЦАГИ, 2009. 280 с.
6. Gnani F., Zare-Behtash H., Kontis K. Pseudo-shock waves and their interactions in high-speed intakes // Progress in Aerospace Sci. 2016. Vol. 82. P. 36–56.
7. Sun L.Q., Sugiyama H., Mizobata K., Hiroshima T., Tojo A. Numerical and experimental study of the Mach 2 pseudo-shock wave in a supersonic duct // Shock waves: Proc. of the 24th Intern. Symp. on Shock Waves, Beijing, China, July 11–16 2004. Vol. 1 / ed. by Z. Jiang. Berlin: Springer, 2005. 716 p.
8. Huang W., Wang Z.G., Pourkashanian M., Ma L., Ingham D.B., Luo S.B. Numerical investigation of the shock wave transition in a three-dimensional scramjet isolator // Acta Astronautica. 2011. Vol. 68. P. 1669–1675.
9. Wang C.P., Tian X.-A., Cheng K.-M. Numerical analysis of pseudo-shock flow diffusion phenomenon in variable cross-section ducts // J. of Aerospace Engng. 2008. Vol. 222, No. 8. P. 1109–1121.
10. Quaatz J.F., Giglmaier M., Hickel S., Adams N.A. Large-eddy simulation of a pseudo-shock system in a Laval nozzle // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2014. Vol. 49. P. 108–115.
11. Fluent 6.3. Users Guide, Fluent Inc. Lebanon. USA.
12. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. Численное моделирование условий реализации режимов течения в сверхзвуковых осесимметричных конических воздухозаборниках внутреннего сжатия // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 5. С. 567–580.
13. Гунько 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.
14. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. Псевдоскачок в осесимметричном расширяющемся канале лобового воздухозаборника // Тезисы докл. XV Школы-семинара СибНИА «Аэродинамика и динамика полета летательных аппаратов», 1–3 марта 2017 г. Новосибирск. С. 21–23.
15. Melnikov A.Yu., Zvegintsev V.I. Investigation of deceleration supersonic flow in a long cylindrical channel with formation pseudoshock. // Intern. Conf. on Measurement and Test Methodologies, Technologies and Applications (MTMTA2016). April 24–25, 2016. Thailand, Phuket. DEStech Publications, Inc. P. 259–264.
16. Звезгинцев В.И. Газодинамические проблемы при работе сверхзвуковых воздухозаборников в нерасчетных случаях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 6. С. 829–858.

Статья поступила в редакцию 5 декабря 2017 г.