

УДК 533.6.011.5, 51-74

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРУЙ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНЫМ ПОТОКОМ В РАСШИРЯЮЩЕМСЯ КАНАЛЕ

Н. Н. Федорова^{*,**}, И. А. Федорченко^{*,**}, А. В. Федоров^{*}

^{*} Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск

^{**} Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),
630008 Новосибирск
E-mail: irina@itam.nsc.ru

Приводятся результаты моделирования взаимодействия плоской сверхзвуковой струи со сверхзвуковым турбулентным высокоэнтальпийным потоком в канале. Задача решается в двумерной постановке при числах Маха внешнего течения $M_\infty = 2,6; 2,8$ и больших значениях полной температуры потока $T_0 = 1800 \div 2000$ К. Математическая модель включает полные осредненные уравнения Навье — Стокса, дополненные двухпараметрической моделью турбулентности и уравнением, описывающим перенос выдуваемого вещества. Расчеты проведены с использованием программного комплекса ANSYS Fluent 12.1. На основе известных результатов экспериментов по поперечному выдуву струй азота и гелия выполнена верификация расчетной методики. Показано, что результаты расчета и эксперимента удовлетворительно согласуются. Для исследуемых задач наряду с распределениями характеристик на поверхности получены поля параметров течения, позволяющие выявить особенности, которые трудно воспроизвести в эксперименте. Параметрические исследования показали, что увеличение угла наклона и массового расхода струи приводит к увеличению глубины проникания струи в поток, но при этом реализуются более интенсивные отрывы и скачки.

Ключевые слова: сверхзвуковые течения, смещение, внутренние течения, отрыв, турбулентность, ударные волны.

1. Постановка задачи. Исследование задачи о поперечном выдуве струи в сверхзвуковой поток представляет интерес при анализе процессов, происходящих в ракетных двигателях с изменяемым вектором тяги, летательных аппаратах, управляемых с помощью струй, и т. п. Актуальность задач такого типа обусловлена также разработкой гиперзвуковых летательных аппаратов и их двигательных установок. Для эффективной работы камер сгорания гиперзвуковых летательных аппаратов, в которых химические реакции происходят при сверхзвуковых скоростях, необходимо обеспечить высокую степень смешения топлива с потоком воздуха в течение малого промежутка времени. При этом важную роль играет выбор схемы инжектирования. Нормальный выдув обеспечивает глубокое проникание струи топлива в основной поток и его перемешивание, но при этом приводит к существенным потерям полного давления и может служить причиной запираания канала. Поэтому при решении рассматриваемой задачи необходимо исследовать процесс вдува

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 12-07-00571-а, 12-08-00955-а).

© Федорова Н. Н., Федорченко И. А., Федоров А. В., 2013

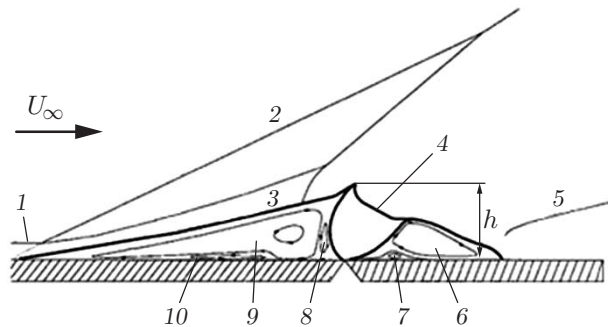


Рис. 1. Схема течения, построенная в [1] на основе анализа экспериментальных данных: 1 — турбулентный пограничный слой, 2 — отрывной скачок, 3 — звуковая линия, 4 — диск Маха, 5 — скачок присоединения, 6 — первичный вихрь в отрывной зоне за струей, 7 — вторичный вихрь в отрывной зоне за струей, 8 — вторичный вихрь в отрывной зоне перед струей, 9 — первичный вихрь в отрывной зоне перед струей, 10 — третичный вихрь в отрывной зоне перед струей

струи в сверхзвуковой поток без учета химических реакций. Следует отметить важную роль математического моделирования на этапе перехода от лабораторных экспериментов к натурным, когда нужно учитывать эффекты, возникающие при геометрическом и газодинамическом масштабировании.

Волновая структура течения, формирующегося вблизи сильнедодорасширенной струи, выдуваемой по нормали к внешнему сверхзвуковому потоку, показана на рис. 1 [1]. Истекающая из отверстия струя, проходящая через пограничный слой, расширяется и проникает во внешний сверхзвуковой поток. При этом в струе формируется типичная волновая структура с сильным поперечным скачком (диск Маха) [2]. Поскольку струя, подобно ступеньке, является препятствием для основного течения, перед ней возникает ударная волна, что приводит к отрыву пограничного слоя. Внутри сформировавшегося перед струей основного отрывного вихря могут образовываться вторичный и третичный вихри. Вниз по потоку от струи также имеет место отрыв, замыкаемый скачком присоединения. Наряду с основным вихрем в этой области также может возникать вторичный вихрь. Количество и размеры вторичных вихрей в отрывных областях существенно зависят от скорости внешнего потока, интенсивности и степени нерасчетности струи, степени турбулентности пограничного слоя.

1.1. *Структура течения и полуэмпирические модели.* Изучению проблемы поперечного выдува струи в сверхзвуковой поток посвящено большое количество работ (см. работу [3] и библиографию к ней). Ниже приведены основные результаты теоретических и экспериментальных исследований, необходимые для дальнейшего анализа.

В ряде работ, в которых изучался выдув струи в сверхзвуковой поток, предпринимались попытки создания упрощенных аналитических моделей. Так, на основе экспериментов [4] с учетом аналогии между течением вблизи струи и обтеканием затупленного тела получено соотношение для глубины проникания струи в поток в зависимости от параметров внешнего потока и расхода струи. Аналогично с использованием модели внедренного в поток эффективного тела в [5] выведено полуэмпирическое соотношение между размером бочки струи и числами Маха потока и струи. Вычислено критическое значение параметра нерасчетности n , ниже которого длина области отрыва зависит и от диаметра, и от глубины проникания струи. В [6] на основе экспериментальных данных построена упрощенная модель для расчета параметров струи и внешнего течения. Обзор и классификация основных аналитических моделей, разработанных до начала 70-х гг. XX в., приведены в [7].

1.2. *Параметрические исследования влияния различных факторов на структуру течения.* Исследование влияния определяющих параметров на картину течения имеет важное практическое значение. Согласно данным работ [8–10] наиболее существенным фактором, влияющим на структуру течения, является отношение импульса внешнего потока к импульсу струи. В [11, 12] отмечено, что глубина проникания в основном определяется отношением импульсов и в меньшей мере зависит от толщины пограничного слоя, чисел Маха и Рейнольдса. В [12] также обнаружено, что отношения температур и молекулярных масс выдуваемого и основного потоков влияют на концентрацию инжектируемого газа в отрывной зоне. В [13] показано, что глубина проникания струи в поток растет с увеличением числа Маха основного потока. В работе [14], в которой исследовалась эффективность охлаждения поверхности выдуваемым газом, отмечено слабое влияние температуры струи на картину течения.

Влияние состояния сверхзвукового набегающего потока перед зоной вдува при различных интенсивностях отрывного скачка исследовалось в [15, 16]. Выявлены различные типы течения в струе в зависимости от значений данного параметра. В [17] сделан вывод, что основными параметрами, влияющими на структуру течения, являются скорость и плотность основного и инжектируемого потоков. Эти параметры существенны также для процесса смешения.

Влияние геометрии инжектора на характеристики смешения изучено в [10]. Экспериментально показано, что изменение геометрии приводит к изменению угла переноса и влияет преимущественно на течение вблизи инжектора. На поверхности раздела между струей и основным потоком обнаружены крупномасштабные структуры, играющие, по видимому, основную роль в перемешивании инжектируемого газа вблизи точки выдува. В [18] выполнено измерение скорости переноса крупных структур в области поперечного выдува. Анализ, проведенный в [19], показывает, что осредненные по времени характеристики процесса завышены по сравнению со степенью мгновенного смешения. Обнаружено, что наилучшее смешение в ближнем следе достигается в центральной части струи.

1.3. *Численное моделирование.* Методы численного моделирования, используемые при расчете задач газодинамики, позволяют выявить детали структуры течения и определить факторы, влияющие на характеристики потока. Первые численные расчеты струи в сверхзвуковом потоке на основе уравнений Навье — Стокса выполнены в 70-х гг. XX в. В [20] моделировалось истечение струи водорода без учета турбулентных явлений. Параметры турбулентного течения с выдувом струй гелия и водорода рассчитывались в [21] с помощью двухпараметрической ($k-\varepsilon$)-модели турбулентности. Моделирование выдува водорода в сверхзвуковой поток окислителя с учетом химических реакций проведено в [22].

В настоящее время для описания турбулентности используются как модели, основанные на осредненных уравнениях Навье — Стокса, так и LES-подходы [23, 24].

Несмотря на то что существует большое количество расчетных работ, влияние высоких параметров торможения, температурного фактора, а также развития течения при наличии верхней стенки и расширении канала изучены недостаточно. В настоящей работе приведены результаты расчетов вдува струй гелия и водорода в сверхзвуковой поток в расширяющемся канале при условиях, типичных для высокоэнталийных аэродинамических установок кратковременного действия. Расчеты проведены в условиях “холодной” стенки, которые реализуются в таких установках и могут оказать влияние на волновую структуру. Также численно исследовано влияние отношения импульсов струи и основного потока J и угла выдува струи α на характеристики смешения.

2. Математическая модель и численный метод. В данной работе при моделировании задачи о вдуве струи использовались полные осредненные уравнения Навье — Стокса в двумерной постановке. Для замыкания уравнений применялась ($k-\omega$)-модель

Таблица 1

Основные параметры струи и внешнего потока [4]

Область течения	Задача 1				Задача 2			
	C_{N_2}	P , кПа	M	T_0 , К	C_{He}	P , кПа	M	T_0 , К
Основное течение	0	6,8	2,61	988	0	6,8	2,61	988
Струя	1	84,5; 158,7; 302,7	1	943, 935, 928	1	151,4; 286,6	1	942, 948

турбулентности SST. Поскольку поток представляет собой смесь двух разных газов — воздуха и инжектируемого газа, использовалось уравнение сохранения массовой концентрации выдуваемого газа с учетом турбулентной диффузии.

Расчеты проводились с помощью программного пакета ANSYS CFD (Fluent) 12.1. Для аппроксимации по времени использовалась неявная схема. Пространственная дискретизация конвективных членов выполнена с помощью схем Роу [25] и AUSM [26] повышенного порядка. Использовалась регулярная четырехугольная расчетная сетка, сгущающаяся в направлении к отверстию инжекции и поверхностям канала. На ширину щели вдува приходилось не менее восьми расчетных узлов. Поскольку исследовалось развитое турбулентное течение, особое внимание уделялось разрешению вязкого ламинарного подслоя вблизи верхней и нижней стенок канала. Для этого контролировался параметр y^+ (переменная закона стенки) в первом расчетном узле вблизи поверхности, значение которого во всех расчетах не превышало единицу.

3. Верификация математического подхода. Тестирование математической модели и алгоритма проведено с использованием данных эксперимента [4], в котором реализован щелевой выдув струй азота и гелия с поверхности пластины в сверхзвуковой воздушный поток с числами Маха $M_\infty = 2,61 \div 4,54$. В центре пластины, длина которой составляла 457 мм, имелась щель шириной 0,27 мм. Расчеты проведены для нескольких экспериментально исследованных случаев при условиях, указанных в табл. 1.

Для случая выдува азота при статическом давлении в струе $P_{jet} = 84,5$ кПа проведен расчет на последовательности сгущающихся сеток. Измельчение сетки выполнено с помощью функции адаптации по градиенту давления пакета ANSYS Fluent. Распределения давления на стенке, полученные для четырех сеток с различным количеством узлов: $77 \cdot 10^3$, $104 \cdot 10^3$, $133 \cdot 10^3$, $174 \cdot 10^3$, показали, что с увеличением количества узлов различие результатов уменьшается с 3 до 1 %.

На рис. 2,а представлены полученные в расчетах изолинии числа Маха. Истекающая из щели струя азота формирует зону сверхзвукового течения 1, что является типичным для недорасширенных сверхзвуковых струй [1, 2]. Скорость потока, ограниченного контактными поверхностями струи, увеличивается, и волны сжатия, отражающиеся от этих поверхностей, создают внутренние скачки. Далее возникает сильный поперечный скачок 2 — диск Маха, за которым скорость потока становится дозвуковой. Струя формирует препятствие для сверхзвукового потока, что приводит к возникновению скачка и отрыву турбулентного пограничного слоя 3. Над рециркуляционной зоной 4 видны отрывной 5 и основной 6 скачки. Отрывную зону за струей замыкает скачок присоединения 7. Следует отметить, что полученная в расчете картина течения хорошо согласуется со схемой, представленной на рис. 1. На рис. 2,б показаны изолинии статического давления. Максимальное торможение потока наблюдается в окрестности передней кромки струи, где вследствие встречи двух противоположно направленных потоков имеет место локальный максимум давления 8. Максимальная температура $T = 950$ К достигается вблизи передней точки отрыва (рис. 2,в). На рис. 3 приведены экспериментальные и расчетные распределения давления на поверхности пластины при $M_\infty = 2,61$ для азота и гелия. Видно, что значения давления

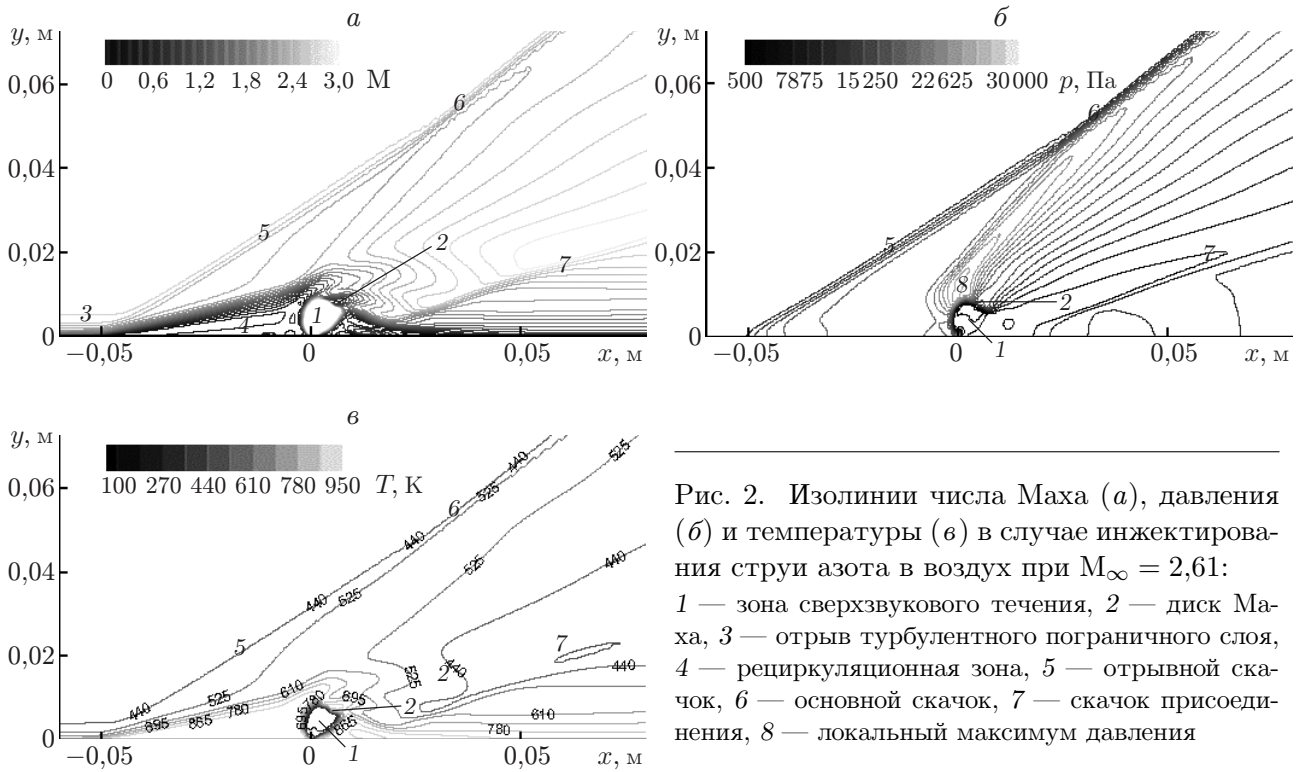


Рис. 2. Изолинии числа Маха (*a*), давления (*б*) и температуры (*в*) в случае инжектирования струи азота в воздух при $M_\infty = 2,61$: 1 — зона сверхзвукового течения, 2 — диск Маха, 3 — отрыв турбулентного пограничного слоя, 4 — рециркуляционная зона, 5 — отрывной скачок, 6 — основной скачок, 7 — скачок присоединения, 8 — локальный максимум давления

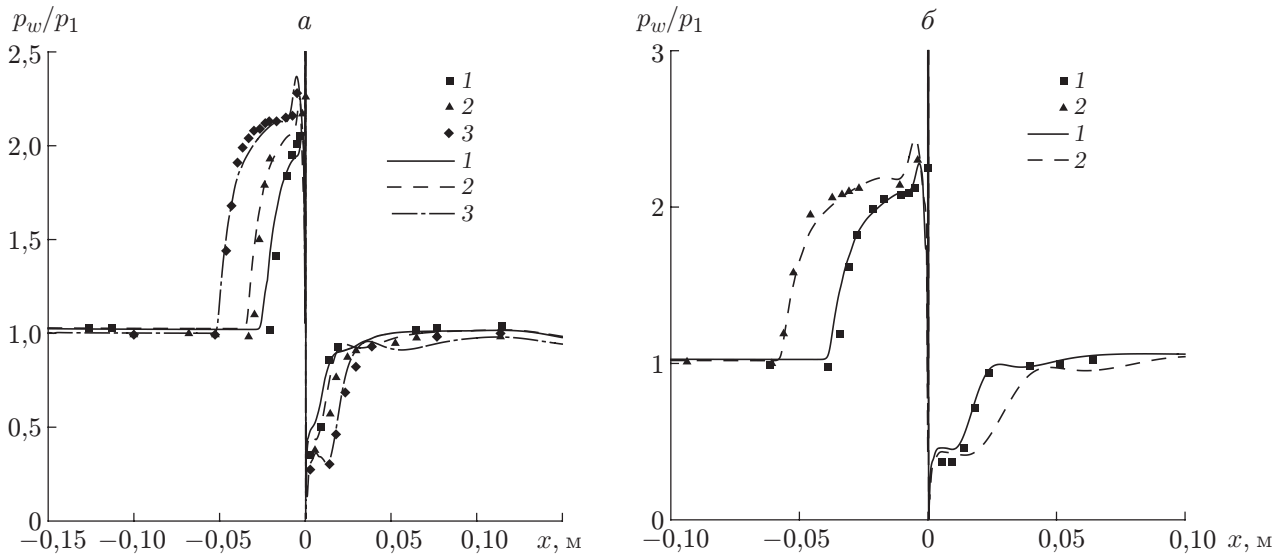


Рис. 3. Расчетное (линии) и экспериментальное [4] (точки) распределения давления на пластине p_w при различных значениях отношения давлений в основном и инжектируемом потоках:

a — струя азота (1 — $p_{0j}/p_1 = 23,5$, 2 — $p_{0j}/p_1 = 44,5$, 3 — $p_{0j}/p_1 = 82,9$); *б* — струя гелия (1 — $p_{0j}/p_1 = 45,6$, 2 — $p_{0j}/p_1 = 86,5$)

и длины зоны отрыва как перед струей, так и за ней хорошо согласуются. С увеличением давления подачи струи увеличиваются интенсивность взаимодействия струи и потока и длина зоны отрыва.

4. Постановка задачи и граничные условия. Рассматриваются две задачи. В задаче 1 струя водорода инжектируется в канал с каверной. В задаче 2 струя гелия подается в канал с обратным уступом. Соответствующие расчетные области приведены на рис. 4. Видно, что каверна имеет пологую заднюю стенку, а канал за каверной незначительно расширяется. Во входном сечении задавались профили всех параметров турбулентного потока при числах Маха $M_\infty = 2,5$ (задача 1) и $M_\infty = 2,8$ (задача 2) с учетом наличия пограничных слоев на нижней и верхней поверхностях. На стенках задавались условия прилипания для скорости и температура $T_w = 300$ К. Основные параметры струи и внешнего потока для задач 1, 2 представлены в табл. 2.

В задаче 1 при заданных начальных и граничных условиях исследовано влияние давления в струе на структуру реализующегося течения. Проведены расчеты при трех значениях давления в струе, соответствующих трем значениям отношения импульса потока в

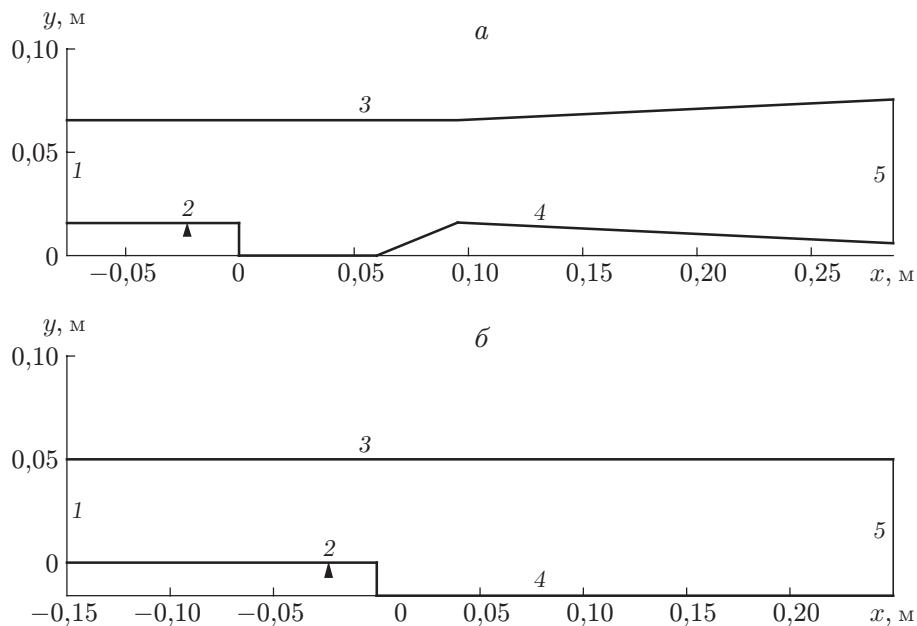


Рис. 4. Расчетная область для задачи 1 (а) и задачи 2 (б):

1 — входная граница, 2 — положение щели, через которую выдувается струя, 3 — верхняя стенка, 4 — нижняя стенка, 5 — выходная граница

Таблица 2

Основные параметры струи и внешнего потока

Область течения	Задача 1					Задача 2				
	C_{H_2}	P , МПа	M	J	T_0 , К	C_{He}	P , МПа	M	α , град	T_0 , К
Основное течение	0	0,185	2,5	—	1800	0	0,11	2,8	—	2000
Струя	1	2,6; 3,8; 5,5	1,0	2,35; 3,50; 5,00	300	1	1,72	1,4	30, 60, 90	293

струе к импульсу внешнего течения $J = \rho_j u_j^2 / (\rho_1 u_1^2)$ (ρ — плотность; u — скорость потока; индекс j соответствует параметрам струи, индекс 1 — параметрам внешнего течения). В задаче 2 варьировался угол выдува струи: $\alpha = 30, 60, 90^\circ$.

5. Расчет инжекции водорода в канал с каверной (задача 1). На рис. 5 представлены изолинии числа Маха, полученные в расчетах течения при различных значениях J . В окрестности точки выдува возникает скачок 1, который падает на верхнюю стенку, что приводит к отрыву пограничного слоя. При $J = 2,6; 3,5$ за струей наблюдается скачок присоединения 2, который ниже по потоку взаимодействует с отраженным от верхней стенки скачком 5. В окрестности задней стенки каверны вследствие взаимодействия слоя смешения с наклонной поверхностью возникает волна сжатия 3. Далее вниз по течению имеет место последовательное отражение скачков. При $J = 5$ отрывные скачки, приходящие с верхней и нижней поверхностей, взаимодействуют нерегулярно, образуя прямой скачок 4. С увеличением массового расхода струи размер отрывных зон на верхней и нижней стенках увеличивается, что обусловлено ростом интенсивности взаимодействия. При $J = 3,5$ отразившаяся от верхней стенки ударная волна 5 падает на слой смешения и объединяется с волной сжатия 3. Усиленный таким образом скачок вызывает отрыв по-

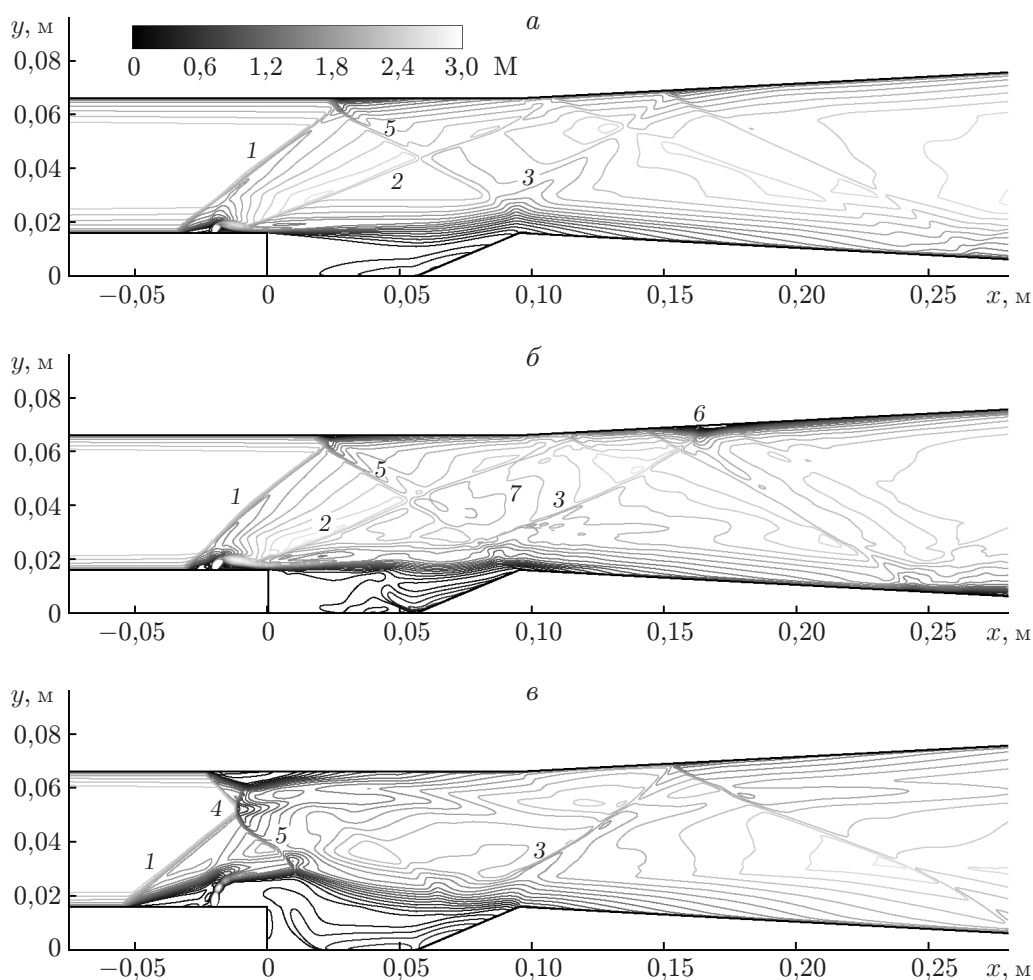


Рис. 5. Изолинии числа Маха:

a — $J = 2,6$, b — $J = 3,5$, v — $J = 5,0$; 1 — отрывной скачок, 2 — скачок присоединения, 3 — волна сжатия, 4 — прямой скачок, 5 — отраженный от верхней стенки скачок, 6 — отрыв пограничного слоя на верхней стенке, 7 — волна сжатия

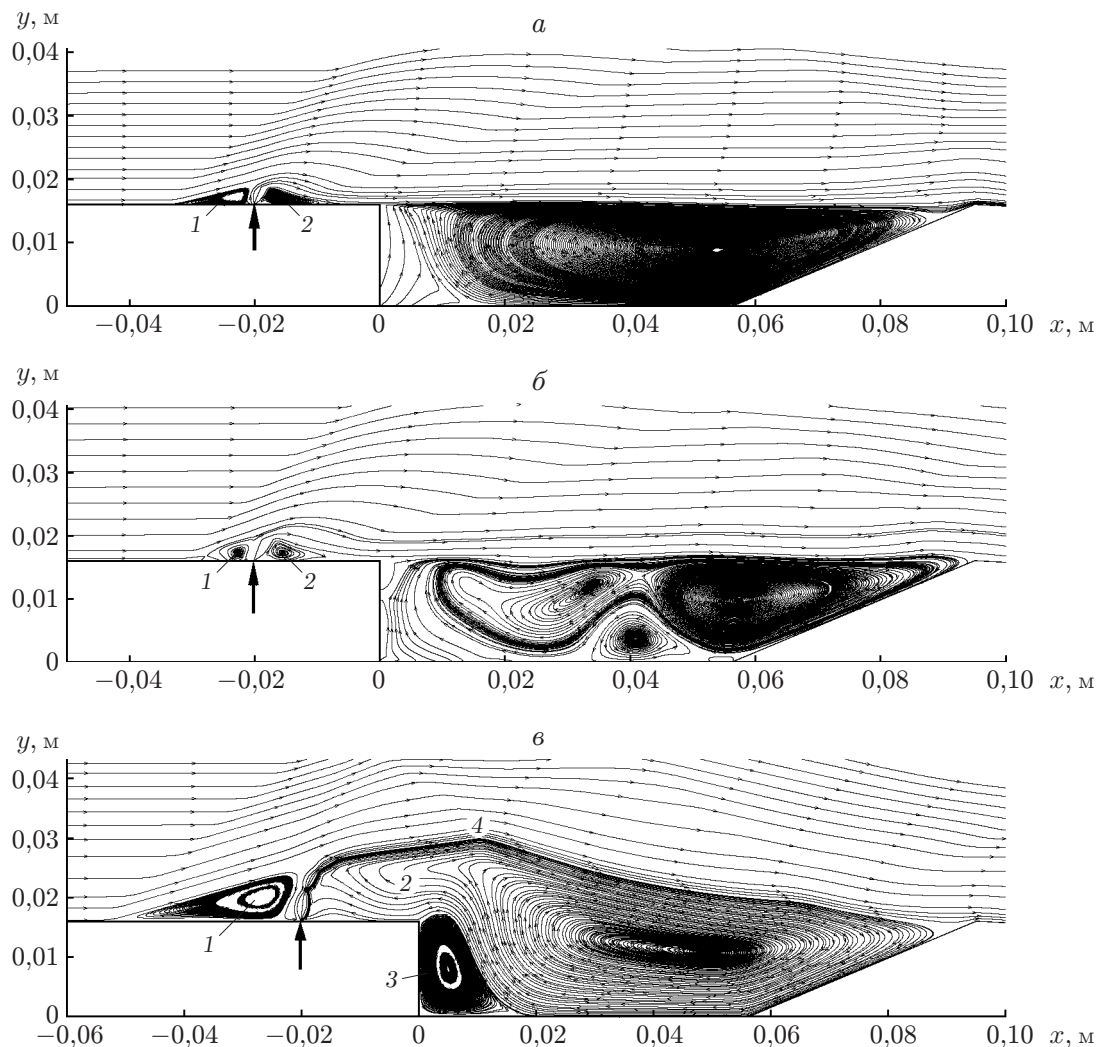


Рис. 6. Линии тока при $J = 2,6$ (а), $J = 3,5$ (б) и $J = 5,0$ (в):
 1 — отрывная зона перед струей, 2 — отрывная зона за струей, 3 — рециркуляционная зона внутри каверны, 4 — угловая точка; стрелка — область вдува струи

граничного слоя на верхней стенке б. В то же время при $J = 5$ отрыва на верхней стенке не происходит, так как нерегулярное отражение отрывных скачков перед струей приводит к изменению картины течения, в результате чего отраженная волна 5 падает на слой смешения над каверной значительно выше по течению, вблизи передней кромки каверны. При взаимодействии со слоем смешения меньшей плотности скачок 5 отражается волной разрежения. Поэтому ударная волна 3 имеет небольшую интенсивность и на верхней стенке отрыва не происходит.

При $J = 5$ длина отрывной зоны 1 перед струей составляет 32,8 мм, что в 2,5 раза больше, чем в случае $J = 2,6$ (рис. 6,а). При средних значениях массового расхода $J = 2,6$; 3,5 точка присоединения пограничного слоя за струей находится перед передней кромкой каверны (см. рис. 6,а,б). Результаты анализа течения в окрестности струи при $J = 5$ (см. рис. 6,в) показывают, что струя проникает в канал на большую глубину, при этом появляется вторая бочка недорасширенной сверхзвуковой струи.

Заметим, что при $J = 2,6; 3,5$ вихревые структуры внутри каверны существенно различаются. При $J = 2,6$ внутри каверны имеется один большой вихрь, в то время как при $J = 3,5$ образуется сложная вихревая система, что обусловлено вторичным отрывом на нижней стенке каверны (см. рис. 6,б). Возникновение вторичного отрыва приводит к изменению формы границы слоя смещения над каверной и как следствие к образованию слабой волны сжатия 7 (см. рис. 5,б). При $J = 5$ отрывная зона за струей 2 сливается с рециркуляционной зоной внутри каверны 3, образуя обширную зону отрыва (см. рис. 6,в). В эту зону падает отраженный от верхней стенки скачок, что приводит к “вспуханию” слоя смещения и возникновению угловой точки 4. На рис. 7 показаны изолинии массовой концентрации водорода в канале при $J = 2,6; 5,0$. Видно, что больший массовый расход струи приводит к увеличению глубины проникания струи в основной поток и толщины слоя смещения газов.

Из сказанного выше следует, что увеличение массового расхода струи приводит к существенному изменению волновой картины в канале и структуры вихрей внутри каверны. С увеличением J увеличивается глубина проникания струи в основной поток. Найдено критическое значение J , при котором происходит переход от регулярного к маховскому типу отражения ударных волн от верхней и нижней стенок.

В то же время увеличение интенсивности скачков и переход к нерегулярному типу отражения обуславливают возникновение зоны высокого статического давления (рис. 8), что приводит к увеличению потерь полного давления. Расчеты показали, что дальнейшее увеличение J приводит к увеличению размеров прямого участка скачка и отрывных зон и в результате к запираанию канала.

6. Расчет инъекции гелия в канал с обратным уступом (задача 2). Исследуем влияние угла выдува струи гелия на течение в канале с обратным уступом. Массовый расход струи фиксирован ($J = 3$). На рис. 9 представлены поля чисел Маха при $\alpha = 30, 60, 90^\circ$. С увеличением угла выдува струи α интенсивность основного скачка 3 повышается, что приводит к увеличению размера отрывной зоны 1 в окрестности струи. При $\alpha = 60^\circ$ скачок 3 является более интенсивным, и его падение на верхнюю стенку канала приводит к отрыву пограничного слоя 2 (см. рис. 9,б). Перед областью отрыва на верхней стенке возникает отрывной скачок 6. Скачки 3 и 6 взаимодействуют, создавая зону повышенного давления в центре канала. За областью отрыва 2 наблюдается скачок присоединения 4, который взаимодействует со скачком 5, замыкающим рециркуляционную зону за уступом. С увеличением угла выдува струи до $\alpha = 60^\circ$ размер отрывной зоны за струей увеличивается. Как и в задаче 1, эта зона объединяется с основной рециркуляционной зоной за обратным уступом. Отрывной скачок 6, падающий на эту зону, вызывает ее “вспухание”, а также увеличение ее протяженности.

Дальнейшее увеличение угла выдува вплоть до $\alpha = 90^\circ$ при фиксированном массовом расходе оказывает влияние, аналогичное влиянию увеличения массового расхода, описанному в п. 5. Внутри струи формируется вторая бочка, и струя гелия проникает в поток воздуха на бóльшую глубину. Размеры отрывных зон 1 и 2 увеличиваются, что приводит к смещению точки пересечения отрывных скачков 3 и 6 вверх по потоку по сравнению со случаями меньших углов выдува. В результате точка прихода ударной волны 6 на нижнюю стенку смещается в область выдува струи, а не в расширяющуюся область канала, как при $\alpha = 60^\circ$, и “вспухания” рециркуляционной зоны за уступом не происходит.

Распределения давления и коэффициента поверхностного трения на нижней поверхности канала представлены на рис. 10. Как отмечено выше, размер отрывной зоны перед струей, которую можно идентифицировать по области отрицательных значений c_f , растет при увеличении угла, что проявляется в наличии области постоянного давления для разных углов выдува. При $\alpha = 90^\circ$ размер зоны отрыва перед струей максимальный,

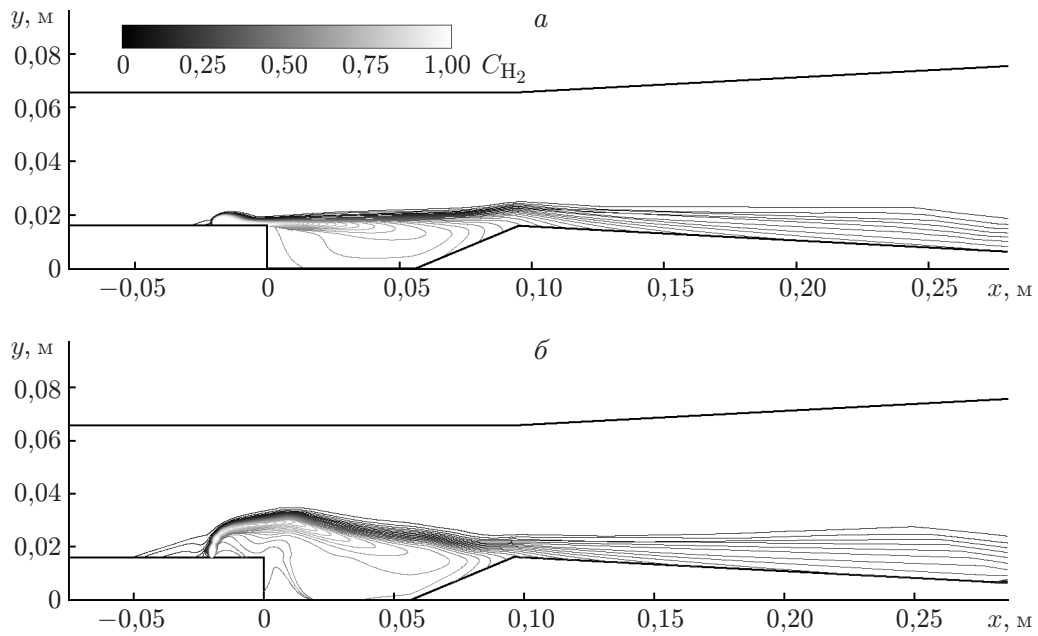


Рис. 7. Изолинии массовой концентрации водорода:
a — $J = 2,6$; *б* — $J = 5,0$

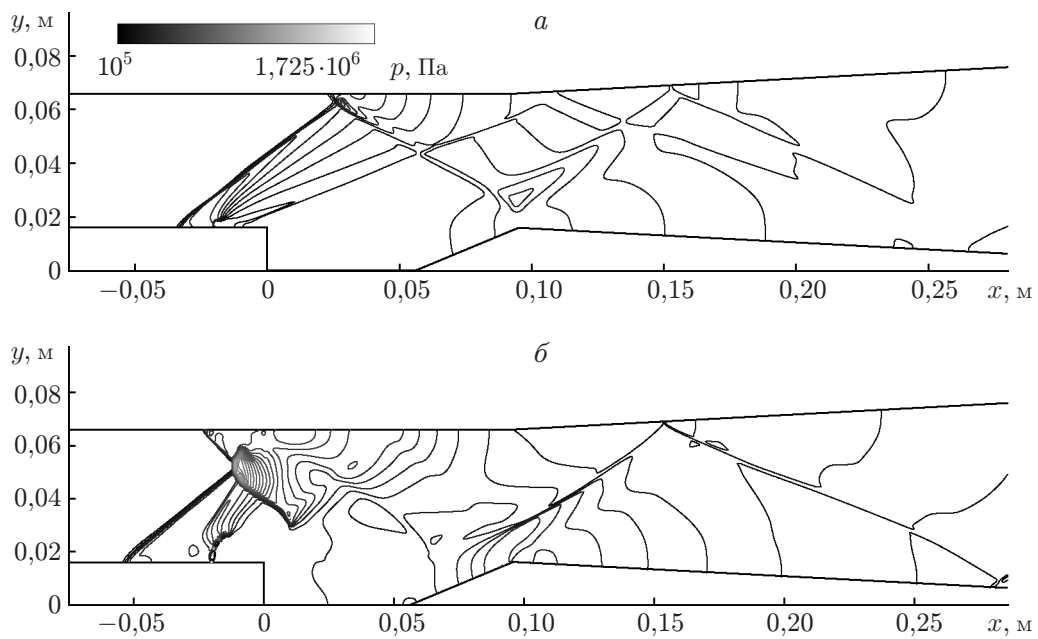


Рис. 8. Изолинии давления:
a — $J = 2,6$; *б* — $J = 5,0$

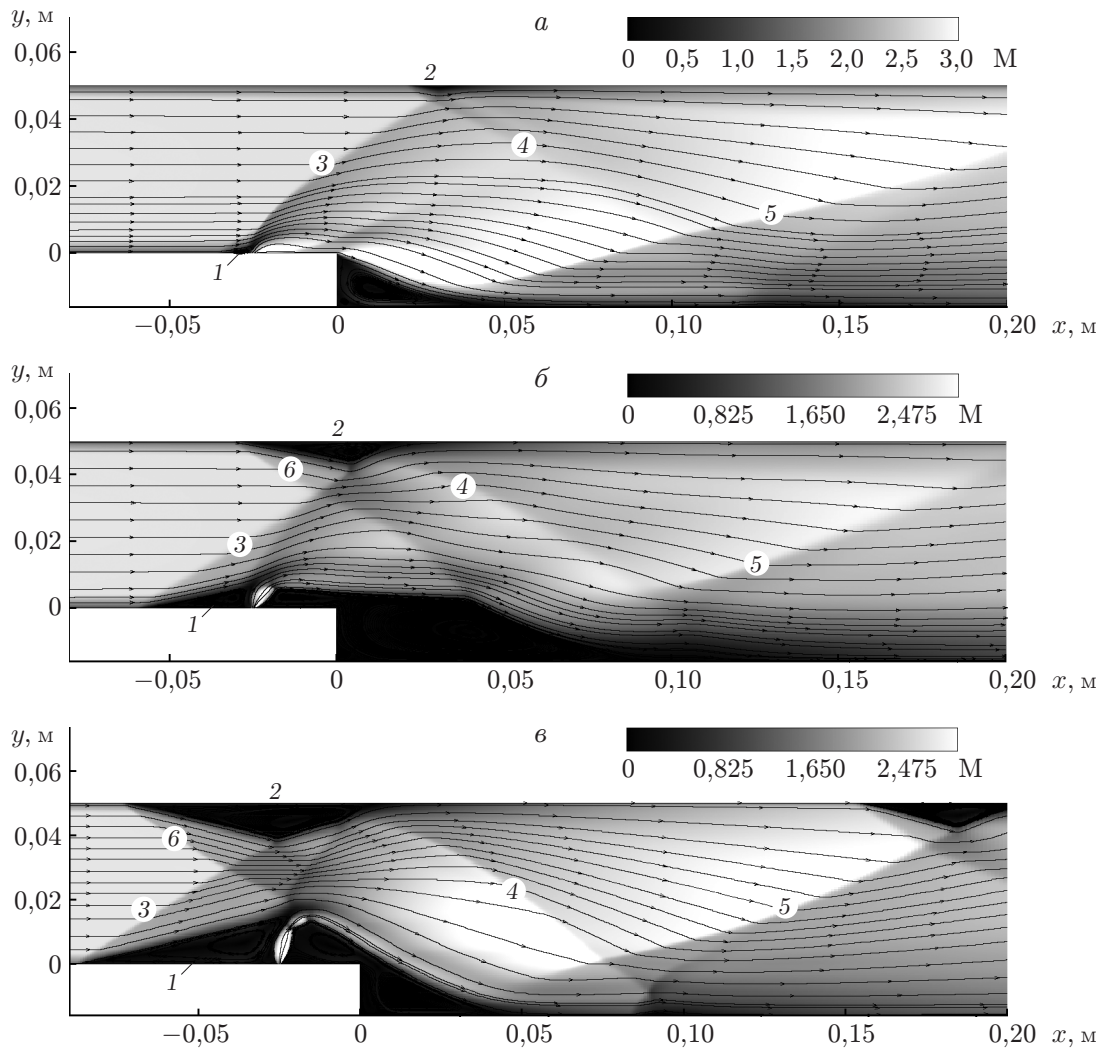


Рис. 9. Поля чисел Маха и линии тока при различных значениях угла выдува гелия:

a — $\alpha = 30^\circ$, $б$ — $\alpha = 60^\circ$, $в$ — $\alpha = 90^\circ$; 1 — отрывная зона, 2 — область отрыва пограничного слоя, 3 — основной скачок, 4 — скачок присоединения, 5 — скачок, замыкающий рециркуляционную зону за уступом, 6 — отрывной скачок

в то время как размер рециркуляционной зоны за уступом меньше, чем при $\alpha = 60^\circ$. В то же время при $\alpha = 90^\circ$ скачок присоединения 4 за отрывной зоной вблизи верхней стенки более интенсивный и вызывает отрыв пограничного слоя на нижней стенке в окрестности значения $x = 0,1$ м (см. рис. 9,в). Сравнение уровней донного давления за уступом показывает, что наименьшее значение $p_b/p_1 = 0,2$ достигается при $\alpha = 30^\circ$ (см. рис. 10,а). При больших углах α донное давление увеличивается вследствие падения ударных волн, отраженных от верхней стенки, на рециркуляционную зону за уступом.

Итак, с увеличением угла подачи струи в канал глубина ее проникания увеличивается, наблюдаются более высокая степень перемешивания потоков на выходе из канала и увеличение толщины слоя смешения газов. В то же время при больших углах выдува в канале возникают более интенсивные ударные волны и как следствие увеличиваются потери полного давления.

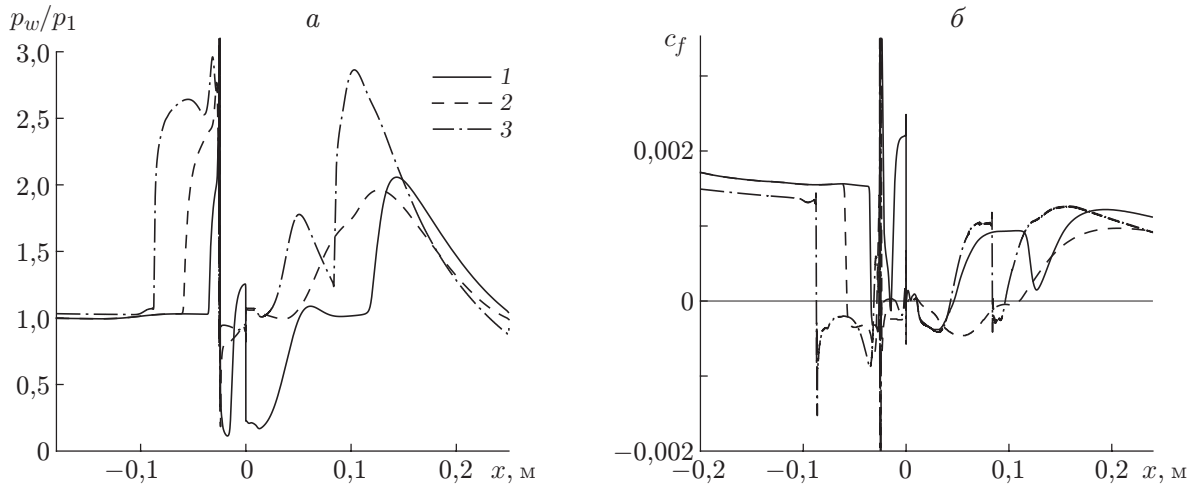


Рис. 10. Распределения давления (а) и коэффициента поверхностного трения (б) на нижней стенке канала при различных значениях угла выдува струи: 1 — $\alpha = 30^\circ$, 2 — $\alpha = 60^\circ$, 3 — $\alpha = 90^\circ$

7. Выводы. На основе двумерных полных осредненных уравнений Навье — Стокса проведено численное моделирование выдува струй водорода и гелия в канал переменного сечения различной геометрии в условиях высокоэнтальпийного сверхзвукового потока.

С использованием результатов экспериментов по щелевому выдуву струй азота и гелия в сверхзвуковой поток воздуха выполнена верификация модели и расчетного метода. Показано, что модель воспроизводит волновые структуры течения. Экспериментальное и расчетное распределения давления на поверхности пластины удовлетворительно согласуются.

Детально проанализирована структура течения, полученная в задачах о выдуве струй водорода и гелия в каналы переменного сечения. Показано, что увеличение массового расхода струи приводит, с одной стороны, к прониканию струи в поток на большую глубину и улучшению перемешивания основного и инжектируемого газов, а с другой — к большим потерям полного давления. Аналогичные эффекты наблюдаются в случае увеличения угла выдува струи при фиксированном расходе. Увеличение импульса струи или угла выдува приводит к изменению волновой картины течения и вихревой структуры в расширяющейся части канала.

Выявлено два типа течения с регулярным и нерегулярным режимами отражения отрывных ударных волн, возникающих перед струей. При числе Маха основного потока $M_\infty = 2,5$ и фиксированном угле выдува струи $\alpha = 90^\circ$ критическое значение отношения импульсов J , при котором режим взаимодействия меняется с регулярного на маховский, находится в диапазоне значений $J = 3,5 \div 5,0$.

Результаты настоящих исследований могут быть использованы для объяснения механизмов смешения струй газов с основным сверхзвуковым потоком и получения детального представления о сложной волновой структуре течения в канале.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schetz J. A., Hawkins P. F., Lehman H. Structure of highly underexpanded transverse jets in a supersonic stream // AIAA J. 1967. N 5. P. 882–884.
2. Дулов В. Г. Газодинамика процессов истечения / В. Г. Дулов, Г. А. Лукьянов. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984.

3. **Viti V., Neel R., Schetz J. A.** Detailed flow physics of the supersonic jet interaction flow field // *Phys. Fluids*. 2009. V. 21. 046101.
4. **Zukoski E. E., Spaid F. W.** Secondary injection of gases into a supersonic flow // *AIAA J.* 1964. V. 2, N 10. P. 1689–1696.
5. **Авдугевский В. С., Медведев К. И., Полянский М. Н.** Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной струей, вдуваемой через круглое отверстие в пластине // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1970. № 3. С. 193–197.
6. **Еремин В. В., Липницкий Ю. М., Покровский А. Н. и др.** Исследование взаимодействия плоской поперечной струи газа со сверхзвуковым потоком // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1975. № 4. С. 103–110.
7. **Биллиг Ф. С., Орс Р. С., Лэски М.** Обобщенный анализ проникновения газовых струй // *Ракет. техника и космонавтика*. 1971. Т. 9, № 6. С. 69–81.
8. **Hawk N. E., Amick J. L.** Two-dimensional secondary jet interaction with a supersonic stream // *AIAA J.* 1967. V. 5, N 4. P. 655–660.
9. **Глаголев А. И., Зубков А. И., Панов Ю. А.** Взаимодействие струи газа, вытекающей из отверстия в пластине, со сверхзвуковым потоком // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1968. № 2. С. 99–103.
10. **Gruber M. R., Nejad A. S., Chen T. H., Dutton J. C.** Mixing and penetration studies of sonic jets in a Mach 2 freestream. Reno, 1994. (Paper / AIAA; N 1994-709).
11. **Sterrett J. R., Burber J. B., Alston D. W., Romeo D. J.** Experimental investigation of secondary jets from two-dimensional nozzles with various exit Mach numbers for hypersonic control application: Tech. Note / NASA; N D-3795. Washington, 1967.
12. **Thayer W. J., Corlett R. C.** Gas dynamic and transport phenomena in the two-dimensional jet interaction flowfield // *AIAA J.* 1972. V. 10, N 4. P. 488–493.
13. **Portz R., Segal C.** Penetration of gaseous jets in supersonic flows // *AIAA J.* 2006. V. 44, N 10. P. 2426–2429.
14. **Goldstein R. J., Shavit G., Chen T. S.** Film-cooling effectiveness with injection through a porous section // *J. Heat Transfer*. 1965. V. 87. P. 353–361.
15. **Пензин В. И.** Экспериментальное исследование поперечного вдува в сверхзвуковой поток в канале // *Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та*. 1973. Т. 4, № 6. С. 112–118.
16. **Боровой В. Я., Рыжкова М. В.** Течение газа и теплообмен на конусе вблизи поперечной струи при ламинарном состоянии пограничного слоя // *Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та*. 1974. Т. 5, № 4. С. 48–58.
17. **Надыршин А. Я., Шайхутдинов З. Г.** О смешении сверхзвукового потока с поперечной струей, вдуваемой через круглое отверстие в пластине // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1975. № 1. С. 14–18.
18. **Gruber M. R., Nejad A. S., Chen T. H., Dutton J. C.** Large structure convection velocity measurements in compressible transverse injection flowfields // *Exp. Fluids*. 1997. V. 22. P. 397–407.
19. **Van Lerberghe W. M., Santiago J. G., Dutton J. C., Lucht R. P.** Mixing of a sonic transverse jet injected into a supersonic flow // *AIAA J.* 2000. V. 38, N 3. P. 470–479.
20. **Драммонд Дж. Ф.** Численный расчет вдува звуковой струи водорода перпендикулярно потоку воздуха в канале // *Ракет. техника и космонавтика*. 1979. Т. 17, № 5. С. 95–97.
21. **Grasso F., Magi V.** Simulation of transverse gas injection in turbulent supersonic air flows // *AIAA J.* 1995. V. 33, N 1. P. 56–62.
22. **Баев В. К., Головичев В. И., Третьяков П. К.** Горение в сверхзвуковом потоке // *Физика горения и взрыва*. 1987. Т. 23, № 5. С. 5–15.

-
23. **Rana Z. A., Thornber B., Drikakis D.** Transverse jet injection into a supersonic turbulent cross-flow // *Phys. Fluids*. 2011. V. 23. 046103.
 24. **Бекетаева А. О., Найманова А. Ж.** Численное исследование пространственного сверхзвукового течения совершенного газа при наличии поперечного вдува струй // *ПМТФ*. 2011. Т. 52, № 6. С. 58–68.
 25. **Roe P. L.** Characteristic based schemes for the Euler equations // *Annual Rev. Fluid Mech.* 1986. V. 18. P. 337–365.
 26. **Liou M. S.** A sequel to AUSM: AUSM+ // *J. Comput. Phys.* 1996. V. 129. P. 364–382.

*Поступила в редакцию 28/IV 2012 г.,
в окончательном варианте — 30/V 2012 г.*
