

УДК 532.542.2

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ВДУВА ИМПУЛЬСНОЙ СТРУИ С ПОВЕРХНОСТИ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК

К. Н. Волков, В. Н. Емельянов, М. С. Яковчук

Балтийский государственный технический университет "Военмех" им. Д. Ф. Устинова,  
190005 Санкт-Петербург, Россия  
E-mails: dsci@mail.ru, vlademelyanov@gmail.com, mikhailyakovchuk@gmail.com

Исследуется поперечный вдув импульсной струи в сверхзвуковой поток с целью создания управляющих усилий в ракетных двигателях на твердом топливе. Расход газа через сопло вдува регулируется с помощью поршня, совершающего возвратно-поступательное движение. С использованием метода конечных объемов и технологии подвижных сеток проводится дискретизация осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса и уравнений реализуемой  $(k-\varepsilon)$ -модели турбулентности. Сравниваются распределения давления на поверхности пластины, полученные в рамках различных подходов к описанию поля течения и разностных схем. Проводится сопоставление решения, полученного для случая вдува импульсной струи, с решением для случая, когда клапан не препятствует прохождению газа через сопло вдува. Исследуется зависимость управляющего усилия, созданного в результате вдува газа, от времени.

**Ключевые слова:** управление вектором тяги, пластина, нестационарность, струя, вдув, клапан, численное моделирование.

DOI: 10.15372/PMTF20170611

**Введение.** Для создания управляющих усилий в ракетных двигателях на твердом топливе (РДТТ) используются различные способы управления вектором тяги. Для управления вектором тяги по тангажу и рысканью широко применяются способы, основанные на вдуве газа в сверхзвуковую часть сопла [1]. При вдуве газа в сопло управляющее усилие возникает вследствие перераспределения давления на стенке сопла в области взаимодействия основного и инжектируемого потоков. В качестве вдуваемого газа используются продукты сгорания основного заряда твердого топлива или дополнительного заряда низкотемпературного топлива [2]. Максимальная величина угла отклонения вектора тяги составляет  $12^\circ$  при вдуве горячего газа и достигается при  $m_i/m_m = 0,05 \div 0,08$  [3], где  $m_i$ ,  $m_m$  — массовые расходы газа через сопло вдува и основное сопло.

Симметричный и несимметричный вдув во встречный сверхзвуковой поток газа через круглое сопло в головной части летательного аппарата используется также для управления его лобовым сопротивлением, продольной и нормальной силами. Симметричный поперечный вдув недорасширенной струи из кормовой части конуса с малым углом раскрытия применяется для повышения статической устойчивости тел при их движении с гиперзвуковыми скоростями.

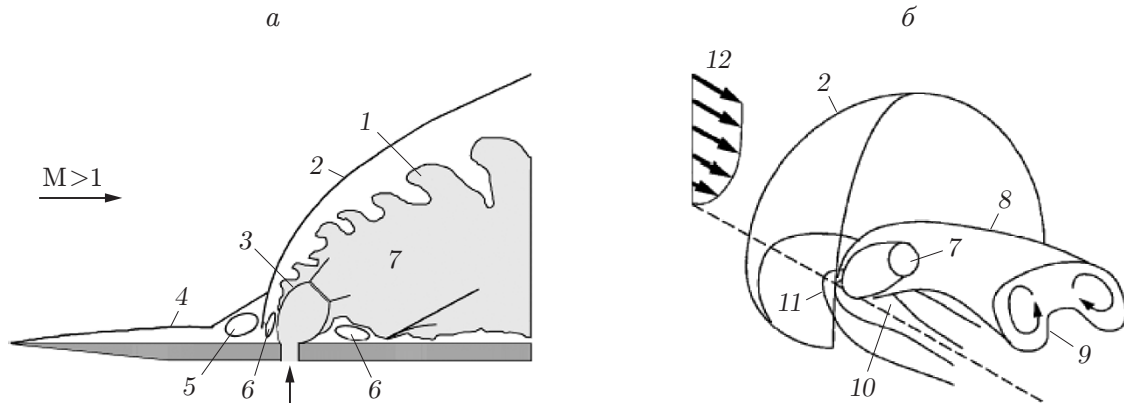


Рис. 1. Ударно-волновая (а) и вихревая (б) структуры потока при взаимодействии недорасширенной струи со сверхзвуковым потоком:

1 — крупномасштабные вихревые структуры, 2 — головной скачок уплотнения, 3 — висячий скачок уплотнения, 4 — пограничный слой, 5 — область отрыва, 6 — рециркуляционная зона, 7 — диск Маха, 8 — граница струи, 9 — пара вихрей, вращающихся в противоположных направлениях, 10 — область следа, 11 — подковообразный вихрь, 12 — сверхзвуковой поток

Течение, формирующееся при вдуве газа в сверхзвуковой поток, имеет сложный нестационарный трехмерный характер и сопровождается возникновением ударно-волновых структур, рециркуляционных зон, а также отрывом и присоединением пограничного слоя, вследствие чего меняются картина потока и динамические нагрузки [1].

Данные эксперимента [4, 5] обобщаются на рис. 1, на котором показана картина течения, возникающая при взаимодействии недорасширенной струи со сверхзвуковым потоком (формирование слоя смешения не показано). Структура пространственного взаимодействия двух потоков и распределение давления в соответствующих зонах определяют величину управляющего усилия. По пограничному слою вследствие наличия в нем дозвуковых областей течения возмущения от преграды (вдуваемой струи) передаются вверх по потоку, что вызывает появление обратных токов в дозвуковой части пограничного слоя, приводит к увеличению его толщины и отрыву от стенки. Пространственная область отрывного течения имеет форму конуса, обтекаемого сверхзвуковым потоком. Переход от невозмущенного течения к отрывному сопровождается образованием скачка отрыва. За преградой возникает донная область пониженного давления [5]. Несмотря на то что аналогия между воздействием вдуваемой струи и преграды является достаточно приближенной, она находит применение при качественном описании возникающей структуры течения.

При вдуве струи газа через отверстие на поверхности пластины часть потока отклоняется от стенки, а вверх по течению от отверстия вдува образуется зона повышенного давления. При этом возникает боковая сила (управляющее усилие), представляющая собой сумму реактивной силы вторичной струи и равнодействующей сил давления на стенку в области взаимодействия струи с основным потоком.

Общие механизмы взаимодействия струй несжимаемой жидкости и сжимаемого газа с поперечным потоком рассматриваются в работах [6, 7], в которых также дается обзор широкого круга прикладных задач. Ударно-волновая структура потока, формирующаяся при вдуве струи в сверхзвуковой поток, рассматривается в работе [8] (результаты приводятся для числа Маха  $M = 2$ ). Исследованию вихревой картины течения, возникающей при вдуве струи в до- и сверхзвуковой поток, а также топологии трехмерного отрыва при изменении числа Маха основного потока в диапазоне  $0,3 \div 2,0$  посвящена работа [9].

В частности, при увеличении числа Маха основного потока от дозвукового до сверхзвукового структура отрывного течения качественно меняется, проходя через три бифуркации типа “вилки” [10].

Моделированию турбулентности в высокоскоростных потоках посвящена работа [11]. Применимость различных моделей турбулентности (стандартная  $(k-\varepsilon)$ -модель и ее модификации, модель  $v^2-f$ , модель SST) для описания течения продуктов сгорания твердого топлива в соплах РДТТ анализируется в работе [12], адекватность моделей турбулентности применительно к управлению вектором тяги сопла с помощью вдува в закритическую часть сопла — в работе [13].

В работе [14] проводится численное моделирование вдува круглой струи в сверхзвуковой поток с числом Маха  $M = 4$  (для расчетов используется  $(k-\omega)$ -модель турбулентности). Структура течения определяется взаимодействием ударных волн с вихревыми структурами. Моделирование крупных вихрей смешения сверхзвукового потока в канале с инжектируемым потоком проводится в работе [15] с использованием сетки, содержащей приблизительно  $27 \cdot 10^6$  ячеек, и шагом по времени  $9 \cdot 10^{-9}$  с (число Маха основного потока равно 1,6).

В настоящее время ведутся исследования по интенсификации процессов смешения путем генерации продольных вихревых структур в сверхзвуковых струях различной конфигурации с помощью устройств формирования вихрей и искусственных возмущений в виде микроструй [16, 17]. Использование вдува микроструй в основное сверхзвуковое течение на выходе из основного сопла приводит к существенному уменьшению уровня широкополосного шума и устранению высокочастотного шума [18].

Применение инженерных методов расчета позволяет построить упрощенную модель процесса и определить основные характеристики способов управления [19, 20] включая тягу сопла [21]. Инженерные методы расчета не позволяют учитывать многие процессы (нестационарные эффекты, турбулентность, тепловое нагружение, сепарацию частиц конденсированной фазы), определяющие надежность и эффективность способов управления вектором тяги, поэтому используются также методы вычислительной газовой динамики [22].

Решения, полученные на основе уравнений Эйлера и Навье — Стокса, сравниваются в работе [23]. В работе [24] с использованием данных численного моделирования сравниваются структуры течения и управляющие усилия, возникающие при изменении места и угла вдува струи в основной поток, а также при изменении отношения давлений в инжектируемой струе (от 6 до 10 МПа) и основном потоке. Расчеты проводятся с использованием RNG  $(k-\varepsilon)$ -модели турбулентности. Вдув струи осуществляется в сверхзвуковую часть сопла через отверстия, расположенные на расстоянии  $3,5d_a$ ,  $6d_a$ ,  $7,5d_a$  от критического сечения основного сопла, имеющего диаметр  $d_a$ .

В настоящей работе рассматриваются процессы, имеющие место при вдуве сверхзвуковой импульсной струи через сопло, расположенное на поверхности плоской пластины, в основной поток. Расход газа через сопло вдува регулируется с помощью поршня, совершающего возвратно-поступательное движение. Численное моделирование газодинамических процессов проводится с использованием метода конечных объемов и технологии подвижных сеток. Сравняются решения, полученные в рамках различных подходов к описанию поля течения (невязкое, ламинарное, турбулентное течения). Решение нестационарной задачи (вдув импульсной струи) сравнивается с решением стационарной задачи, когда клапан не препятствует прохождению газа через сопло вдува. Приводятся данные о зависимости управляющего усилия от времени и обсуждается влияние газомеханических процессов на структуру потока и управляющее усилие.

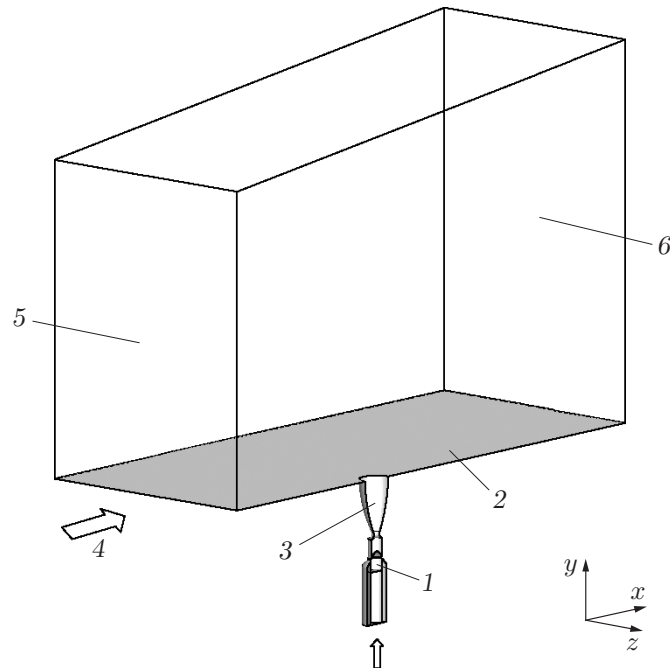


Рис. 2. Расчетная область задачи:

1 — клапан, 2 — пластина, 3 — плоскость симметрии, 4 — поток, 5 — входная граница, 6 — выходная граница

**1. Геометрическая модель.** Рассмотрим поперечный вдув в сверхзвуковой поток импульсной струи из круглого сопла, массовый расход газа через которое регулируется с помощью клапана, совершающего возвратно-поступательное движение. В результате взаимодействия струи с основным потоком происходит перераспределение давления на стенке, и возникает управляющее усилие [1]. Изменение расхода газа через сопло во времени приводит к тому, что управляющее усилие зависит от времени.

Расчетная область газодинамического тракта с соплом вдува и клапаном, регулирующим массовый расход вдуваемой струи, показана на рис. 2 (расчетная область является симметричной, поэтому приводится только ее половина). В продольном сечении расчетная область имеет форму трапеции. Начало системы координат расположено в центре выходного сечения сопла вдува. Длина расчетной области составляет  $16d_j$  ( $5d_j$  перед отверстием вдува и  $10d_j$  позади него), ее высота во входном и выходном сечениях —  $8d_j$  и  $10d_j$  соответственно. Размер расчетной области в направлении оси  $z$  равен  $8d_j$  ( $d_j$  — диаметр выходного сечения сопла вдува).

На границе, через которую основной поток поступает в расчетную область, задаются число Маха ( $M_\infty = 2$ ), статическое давление ( $p_\infty = 6,7 \cdot 10^3$  Па), статическая температура ( $T_\infty = 300$  К) и характеристики турбулентности (интенсивность турбулентности составляет 1 %, характерный масштаб турбулентности — 0,1 мм). В качестве граничных условий на входной границе сопла вдува задаются полное давление ( $p_{0j} = 5,1 \cdot 10^6$  Па), полная температура ( $T_{0j} = 300$  К) и характеристики турбулентности (интенсивность турбулентности равна 0,1 %, гидравлический диаметр — 0,532 мм). На поверхности пластины и стенках сопла вдува используются граничные условия прилипания ( $U_x = U_z = 0$ ) и непротекания ( $U_y = 0$ ). Поверхность пластины и стенки сопла вдува считаются теплоизолированными. На верхней границе расчетной области, а также на передней и задней границах (в направлении оси  $z$ ) используются условия скольжения (невязкая стенка). Характеристики турбулентности на твердых стенках находятся с помощью метода пристенных функций.

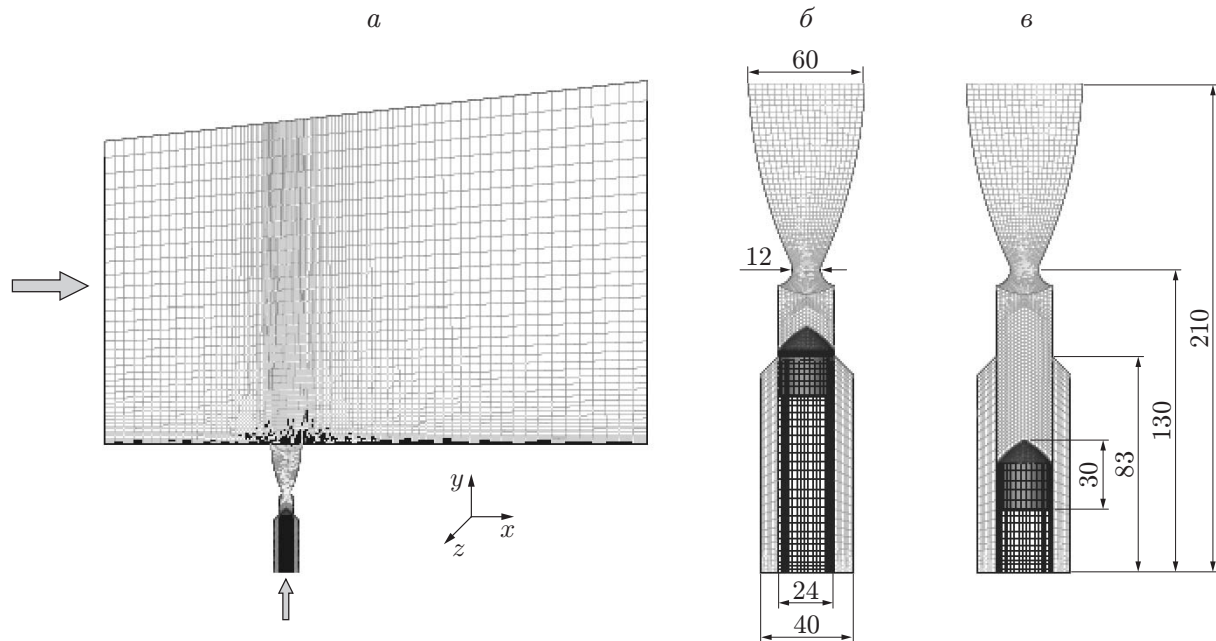


Рис. 3. Расчетная сетка в плоскости симметрии (а) и в сопле вдува при положениях клапана внизу (б) и вверх (в)

**2. Расчетная сетка.** Используемая для расчетов блочно-структурированная сетка показана на рис. 3,а. На рис. 3,б,в показана сетка в сопле вдува и в области движения поршня, совершающего возвратно-поступательное движение и регулирующего массовый расход вдуваемого газа (размеры указаны в миллиметрах).

Блочная сетка состоит из трех блоков, соответствующих потоку перед отверстием вдува (блок 1), соплу (блок 2) и потоку позади отверстия вдува (блок 3). В пределах каждого блока используется неравномерный шаг сетки по координате  $x$  (начальный шаг сетки изменяется от блока к блоку). В блоке 2 (сопло вдува) узлы сетки сгущаются к стенкам сопла, а в блоке 1 (область течения слева от сопла вдува) и блоке 3 (область течения справа от сопла вдува) — в направлении к отверстию вдува. По координате  $y$  узлы сетки сгущаются к поверхности пластины (во всех блоках узлы сетки в направлении оси  $y$  распределяются одинаково). В направлении оси  $z$  узлы сетки расположены равномерно.

Блочная сетка содержит приблизительно  $10^6$  узлов. Сопло содержит 20 узлов в окружном направлении и 58 узлов по высоте. Первый слой узлов расположен на расстоянии  $5 \cdot 10^{-7}$  м от поверхности пластины. Пристенная координата  $y^+$  изменяется в диапазоне от 0,008 до 2,660, причем максимальные значения координата  $y^+$  принимает вблизи левой границы расчетной области.

**3. Регулирование расхода газа через сопло.** Расчеты проводились с использованием технологии подвижных сеток, реализованной в пакете Ansys Fluent и позволяющей моделировать движение поршня-клапана вдоль оси сопла (вверх и вниз вдоль оси  $y$ ). Подвижные и неподвижные сеточные области в среде пакета Ansys Fluent соединяются границами типа interface (стыковка некогерентных сеток).

Рассматривается синусоидальная зависимость осевой скорости поступательного движения поршня. В начальный момент времени клапан перекрывает канал, препятствуя прохождению потока через сопло. В момент начала движения клапана канал открывается, и происходит вдув струи. Через 0,003 14 с после начала движения поршень совершает

полный цикл поступательного движения, возвращается в начальное положение и останавливается, полностью перекрывая канал. Скорость движения поршня во времени задается следующим образом:

$$u_y = \begin{cases} -50 \sin(2000t), & t \leq 0,00314 \text{ с}, \\ 0, & t > 0,00314 \text{ с}. \end{cases}$$

Максимальный массовый расход газа через сопло достигается через 1,12 мс после начала движения клапана.

В пакете Ansys Fluent движение клапана задается с помощью пользовательской подпрограммы на языке C.

**4. Вычислительная процедура.** Расчеты проводились с использованием пакета Ansys Fluent на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса, которые замыкаются с помощью реализуемой  $(k-\varepsilon)$ -модели турбулентности. В качестве основной и вторичной рабочей среды используется воздух. Теплофизические свойства обеих сред — справочные, с учетом их зависимости от температуры.

Для дискретизации основных уравнений выбраны метод конечных объемов и метод поправки давления SIMPLE, основанный на технологии подвижных сеток. Для дискретизации конвективных и диффузионных потоков выбраны противопоточные и центрированные разностные схемы второго порядка точности с расщеплением вектора потока методом Рое, для дискретизации по времени — неявная схема второго порядка точности.

При фиксированных входных параметрах решение задачи осуществляется в два этапа. Первый этап соответствует вдуву стационарной струи (решение стационарной задачи находится методом установления), второй этап — вдуву импульсной струи.

Полагается, что на первом этапе поршень находится в нижнем положении и не препятствует прохождению потока через сопло вдува. Задача решается методом установления, результаты численного моделирования сравниваются с данными физического эксперимента [25]. Для контроля сходимости итерационного процесса проверяются уровень невязки искомых функций и выполнение интегрального уравнения неразрывности. Расчеты прекращаются в тот момент, когда уровень невязки всех искомых функций уменьшается на три порядка, а разность массовых расходов на входных и выходных границах расчетной области становится меньше  $10^{-3}$  кг/с.

На втором этапе воспроизводится возвратно-поступательное движение поршня (вверх и вниз вдоль оси  $y$ ). Решение ищется при тех же параметрах основного потока газа, что и на первом этапе, на интервале времени, равном периоду движения поршня.

**5. Стационарная картина течения.** Решение задачи в стационарной постановке сравнивается с результатами расчетов с использованием различных моделей (невязкая (вязкая), ламинарная (турбулентная)), описывающих течение невязкого и вязкого сжимаемого газа в системе управления вектором тяги, а также с решением нестационарной задачи, учитывающей движение поршня, который регулирует массовый расход газа, вдуваемого через сопло.

Перед вдуваемой струей, являющейся преградой для основного потока, поток замедляется, в результате чего возникает положительный градиент давления (перед отверстием вдува формируется область повышенного давления, позади отверстия вдува — область пониженного давления), вызывающий отрыв пограничного слоя. При этом образуются передняя циркуляционная зона и головной скачок уплотнения. Линии тока основного потока разворачиваются, проходя через головную ударную волну и скачок уплотнения над отверстием вдува. Под воздействием основного потока вдуваемая струя искривляется (вблизи поверхности пластины линии тока в струе разворачиваются на большой угол) и на некотором расстоянии вниз по потоку соприкасается с обтекаемой поверхностью, при этом

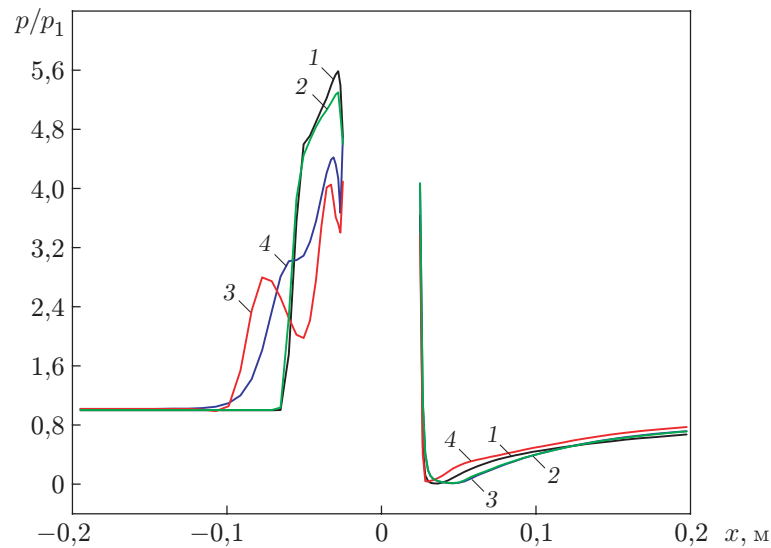


Рис. 4. Распределения давления на пластине в плоскости симметрии для различных вариантов расчета:

линии — расчет, точки — эксперимент [25]; 1 — модель невязкого газа, 2 — модель ламинарного течения, 3 —  $(k-\varepsilon)$ -модель первого порядка точности, 4 —  $(k-\varepsilon)$ -модель второго порядка точности

возникает застойная зона с пониженным давлением. Позади рециркуляционной зоны наблюдается скачок уплотнения, вызванный повторным сжатием потока. Глубина проникновения струи в сверхзвуковой поток определяется по передней крайней точке диска Маха [8].

Изолинии давления на пластине имеют грибовидную форму [9], причем “шляпку” формируют изолинии, расположенные вверх по потоку от отверстия вдува, а “ножку” — изолинии, соответствующие области вниз по потоку.

Распределения давления на пластине в плоскости симметрии для различных моделей течения и разностных схем различного порядка точности показаны на рис. 4. Для замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса используется реализуемая  $(k-\varepsilon)$ -модель турбулентности. Модель невязкого сжимаемого газа и модель ламинарного течения позволяют получить практически одинаковые распределения давления как вверх по течению от отверстия вдува, так и в области, расположенной вниз по потоку. При этом различие максимальных значений давления, вычисленных с помощью двух моделей, составляет приблизительно 1 %. Использование модели турбулентного течения приводит к качественному изменению распределения давления на стенке. В области, расположенной вверх по потоку от отверстия вдува, давление изменяется немонотонно (наблюдаются локальный максимум и локальный минимум давления). Различие максимальных значений давления, рассчитанных с помощью моделей ламинарного и турбулентного течений, составляет приблизительно 4 %. При использовании конечно-разностных схем второго порядка локальный минимум и локальный максимум давления перед отверстием вдува становятся более выраженными, а различие максимальных значений давления, полученных на основе моделей ламинарного и турбулентного течений, увеличивается до 16 %. Распределения давления, рассчитанные с помощью различных моделей течения и соответствующие области течения позади отверстия вдува, качественно и количественно согласуются. Имеет место также качественное соответствие данным физического эксперимента [25].

В случае трехмерного течения определение линии отрыва пограничного слоя усложняется. Для визуализации структуры отрывного течения используются изолинии поверх-

ностного трения [26] и особые точки локального якобиана скорости [9]. Результаты расчетов, представленные в виде изолиний поверхностного трения, свидетельствуют о формировании четырех седловых точек (двух вверх и двух вниз по потоку от отверстия вдува), одного устойчивого узла, расположенного слева от отверстия вдува, и двух фокусов, находящихся позади отверстия вдува по обе стороны от линии симметрии.

Результаты численного моделирования качественно согласуются с данными физического эксперимента и результатами расчетов [5, 9]. Сравнение результатов расчетов для стационарного случая с данными физического эксперимента [25] и другими расчетными данными проведено в работе [22] для различных перепадов давления.

Эффективность газоструйных способов управления характеризуется коэффициентом усиления, показывающим, во сколько раз управляющее усилие при вдуве больше тяги бокового сопла вдува. При выбранных геометрических и газодинамических параметрах течения коэффициент усиления равен  $K \approx 1,12$ . Малое значение коэффициента обусловлено тем, что полное давление в боковом сопле вдува существенно (на два порядка) больше давления в невозмущенном сверхзвуковом потоке. В случае управления РДТТ с помощью вдува струи в сверхзвуковую часть сопла, который осуществляется перепуском продуктов сгорания из камеры сгорания, коэффициент усиления достигает значения  $K = 2,5 \div 3,0$ .

**6. Нестационарная картина течения.** Ударно-волновая и вихревая картины течения, имеющие место при вдуве импульсной струи в сверхзвуковой поток, зависят от времени.

На поверхности пластины перед вдуваемой струей наблюдается отрыв пограничного слоя с образованием подковообразного вихря. Использование модели турбулентности и схем второго порядка для дискретизации по пространству позволяет описать мелкие детали течения и систему скачков уплотнения. Продольные парные вихри, формирующиеся в результате взаимодействия вдуваемой струи с основным потоком, распространяются вниз по потоку. Изменение диаметра вихревых трубок свидетельствует о том, что вниз по течению сначала происходит усиление продольной завихренности в виде парных продольных вихревых структур, а затем ее ослабление и полное затухание.

Распределения давления на поверхности пластины в различные моменты времени показаны на рис. 5.

Безразмерным параметром, характеризующим картину течения, является число Струхалиа  $Sh = L/(TU)$ . В качестве характерного времени процесса принимается период возвратно-поступательного движения штока клапана ( $T = 3,14$  мс), характерной скорости течения — скорость в невозмущенном сверхзвуковом потоке над поверхностью пластины ( $U = 700$  м/с), характерного линейного масштаба — величина максимального смещения поршня в процессе раскрытия клапана ( $L = 0,05$  м). Следовательно, параметрам задачи соответствует значение числа Струхалиа  $Sh = 0,02$ .

В момент выхода импульсной струи из сопла перед отверстием вдува и позади него образуются зоны повышенного и пониженного давления, в результате чего создается положительный градиент давления. Максимум давления в передней отрывной зоне несущественно зависит от массового расхода газа, проходящего через сопло вдува. Распределения давления позади отверстия вдува слабо зависят от времени (более существенная зависимость от времени наблюдается лишь для распределения давления, показанного линией 1 на рис. 5).

Распределения давления и скорости вблизи поверхности пластины приведены на рис. 6. Отчетливо видны грибовидная структура изолиний давления на поверхности плоской пластины (см. рис. 6,а), а также затухание возмущений, вносимых вдуваемой струей (см. рис. 6,б).



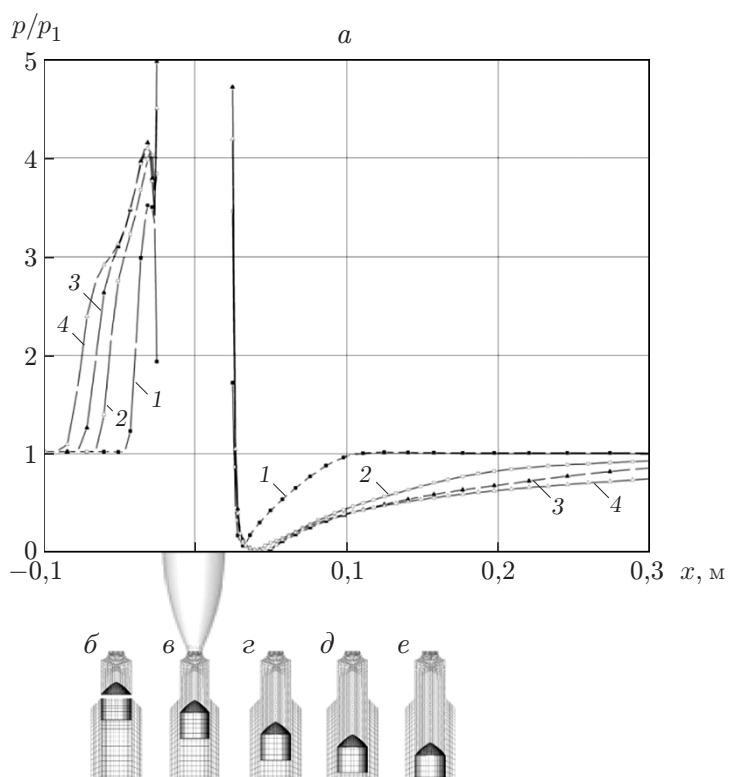


Рис. 5. Распределения давления на пластине в плоскости симметрии (а) и положения поршня (б–е) в различные моменты времени:

б —  $t = 10^{-6}$  с, в —  $t = 5,8 \cdot 10^{-4}$  с, г —  $t = 9,2 \cdot 10^{-4}$  с, д —  $t = 1,15 \cdot 10^{-3}$  с, е —  $t = 1,75 \cdot 10^{-3}$  с;  
 1 —  $t = 5,14 \cdot 10^{-4}$  с, 2 —  $t = 8,67 \cdot 10^{-4}$  с, 3 —  $t = 1,15 \cdot 10^{-3}$  с, 4 —  $t = 1,74 \cdot 10^{-3}$  с

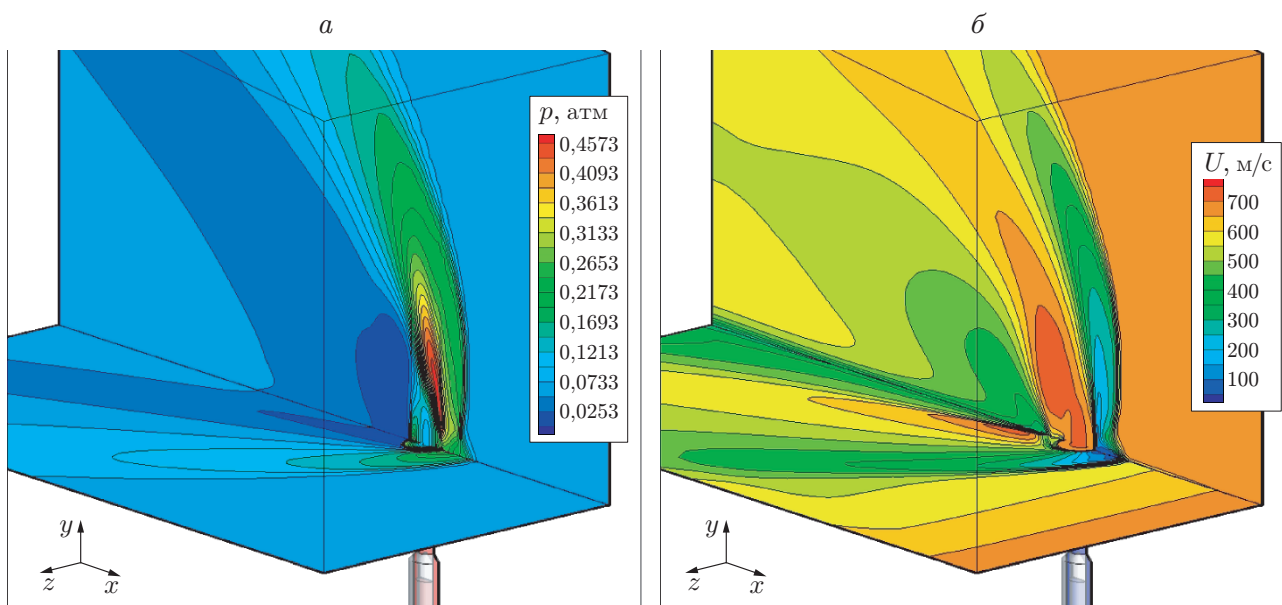


Рис. 6. Поля и изолинии давления (а) и скорости (б) на плоскости симметрии и вблизи поверхности пластины при  $t = 2,65$  мс

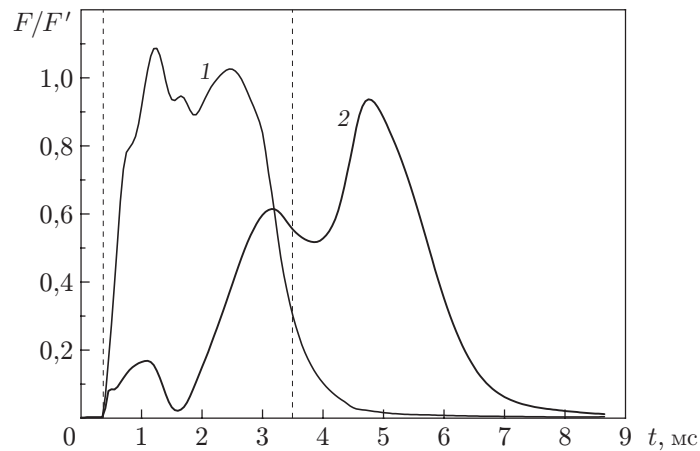


Рис. 7. Зависимости тяги сопла (1) и управляющего усилия, приложенного к стенке (2), от времени (интервал между штриховыми линиями — период движения поршня)

Важной задачей исследования эффективности работы системы управления является изменение управляющего усилия во времени. Управляющее усилие складывается из двух составляющих [1]: тяги струи бокового сопла вдува и силы, действующей на пластину вследствие перераспределения давления в области взаимодействия сверхзвукового потока и вдуваемой струи. Зависимости этих составляющих управляющего усилия от времени показаны на рис. 7. Результаты расчетов нормируются на соответствующие значения составляющих управляющего усилия  $F'$ , имеющих место при стационарном течении. Тяга бокового сопла обладает малой инерцией, развиваясь практически без запаздывания и синхронно с работой клапана. Усилие на пластине, возникающее вследствие перераспределения давления, имеет задержку, достигая максимального значения после закрытия клапана.

**Заключение.** Проведено численное моделирование поперечного вдува стационарной и импульсной струй в сверхзвуковой поток. Расчеты проводились с помощью метода конечных объемов и технологии подвижных сеток, позволяющей воспроизвести работу клапана, контролирующего вдув газа в основной поток.

Обнаружена сложная система скачков уплотнения и волн разрежения, распространяющихся из области вдува струи в основной поток, взаимодействующих между собой и с основным потоком. Результаты численного моделирования достаточно точно описывают ударно-волновую структуру потока с выделением его основных особенностей (головного скачка уплотнения, диска Маха, рециркуляционных зон вверх и вниз по потоку от отверстия вдува, вихревых структур). При вдуве импульсной струи значения управляющего усилия, имеющие место при установившемся течении стационарной струи, не достигаются.

Полученные распределения характеристик потока позволяют учитывать задержку выхода струи и отклик системы управления на открытие клапана и необходимы при проектировании системы управления вектором тяги.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Органы** управления вектором тяги твердотопливных ракет. М.; Ижевск: Науч.-издат. центр “Регулярная и хаотическая динамика”, 2006.
2. **Савельев С. К.** Экспериментальные методы исследования газодинамики РДТТ / С. К. Савельев, В. Н. Емельянов, Б. Я. Бендерский. СПб.: Недра, 2007.

3. **Sutton G. P.** Rocket propulsion elements / G. P. Sutton, O. Biblarz. N. Y.: John Wiley and Sons, 2001.
4. **Ben-Yakar A., Mungal M. G., Hanson R. K.** Time evolution and mixing characteristics of hydrogen and ethylene transverse jets in supersonic crossflows // *Phys. Fluids*. 2006. V. 18, N 2. 026101.
5. **Gruber M. R., Nejad A. S., Chen T. H., Dutton J. C.** Mixing and penetration studies of sonic jets in a Mach 2 freestream // *J. Propuls. Power*. 1995. V. 11, N 2. P. 315–323.
6. **Karagozian A. R.** Transverse jets and their control // *Progr. Energy Combust. Sci.* 2010. V. 36, N 5. P. 531–553.
7. **Mahesh K.** The interaction of jets with crossflow // *Annual Rev. Fluid Mech.* 2013. V. 45. P. 379–407.
8. **Краснов Н. Ф.** Аэродинамика отрывных течений / Н. Ф. Краснов, В. Н. Кошевой, В. Т. Калугин. М.: Высш. шк., 1988.
9. **Dickmann D. A., Lu F. K.** Shock/boundary layer interaction effects on transverse jets in crossflow over a flat plate. Seattle, 2008. (Paper / AIAA; N 2008-3723).
10. **Chapman G. T.** Topological classification of flow separation on three-dimensional bodies. Reno, 1986. (Paper / AIAA; N 86-0485).
11. **Roy C. J., Blottner F. G.** Review and assessment of turbulence models for hypersonic flows // *Progr. Aerospace Sci.* 2006. V. 42, N 7/8. P. 469–530.
12. **Balabel A., Hegab A. M., Nasr M., El-Behery S. M.** Assessment of turbulence modeling for gas flow in two-dimensional convergent-divergent rocket nozzle // *Appl. Math. Modelling*. 2011. V. 35, N 7. P. 3408–3422.
13. **Erdem E., Albayrak K., Tinaztepe H. T.** Parametric study of secondary gas injection into a conical rocket nozzle for thrust vectoring. Sacramento, 2006. (Paper / AIAA; N 2006-4942).
14. **Viti V., Neel R., Schetz J.** Detailed flow physics of the supersonic jet interaction flow field // *Phys. Fluids*. 2009. V. 21. 046101.
15. **Kawai S., Lele S. K.** Large-eddy simulation of jet mixing in a supersonic turbulent crossflow // *Annual Research Briefs*. Stanford: Stanford Univ. Center for Turbulence Res., 2008. P. 139–151.
16. **Запрягаев В. И., Киселев Н. П.** Структура течения при взаимодействии единичной микроструи с потоком сверхзвуковой струи // *ПМТФ*. 2009. Т. 50, № 3. С. 104–111.
17. **Губанов Д. А., Запрягаев В. И., Киселев Н. П.** Структура течения сверхзвуковой струи с вдувом микроструй // *Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Сер. Физика*. 2013. Т. 8, № 1. С. 44–55.
18. **Lou H., Alvi F. S., Shih C.** Active and passive control of supersonic impinging jets // *AIAA J.* 2006. V. 44, N 1. P. 58–66.
19. **Теверовский А. М.** Приближенный расчет плоского взаимодействия боковой струи со сверхзвуковым потоком // *Тр. Центр. ин-та авиац. моторостроения*. 1971. № 482. С. 4–12.
20. **Глотов Г. Ф., Колесников О. М.** Приближенный расчет двухмерного взаимодействия поперечной струи со сверхзвуковым потоком при горении в передней точке отрыва // *Тр. Центр. аэрогидродинам. ин-та*. 1976. № 1736. С. 3–14.
21. **Виноградов Б. С., Шайхутдинов З. Г.** Тяговые характеристики систем УВТ со вдувом химически нейтральных газов // *Изв. вузов. Авиац. техника*. 1977. № 3. С. 23–29.
22. **Волков К. Н., Емельянов В. Н., Яковчук М. С.** Численное моделирование взаимодействия поперечной струи со сверхзвуковым потоком с использованием различных моделей турбулентности // *ПМТФ*. 2015. Т. 56, № 5. С. 64–75.
23. **Dhinagram R., Bose T. K.** Comparison of Euler and Navier — Stokes solutions for nozzle flows with secondary injection. Hampton, 1996. (Paper / AIAA; N 96-0453).

24. **Jerin J., Subanesh Shyam R., Aravind Kumar T. R., et al.** Numerical studies on thrust vectoring using shock induced supersonic secondary jet // Intern. J. Mech. Aerospace, Industr. Mechatronics Engng. 2013. V. 7, N 8. P. 645–651.
25. **Spaid F. W., Zucoski E. E.** A study of the interaction of gaseous jets from transverse slots with supersonic external flows // AIAA J. 1968. V. 6, N 2. P. 205–211.
26. **Tobak M., Peake D. J.** Topology of three-dimensional separated flow // Annual Rev. Fluid Mech. 1982. V. 14. P. 61–85.

*Поступила в редакцию 5/III 2016 г.,  
в окончательном варианте — 5/X 2016 г.*

---