

УДК 519.6:533

С. П. Копысов, доктор физико-математических наук,
заведующий лабораторией;

Л. Е. Тонков, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник;

А. А. Чернова, кандидат технических наук, научный сотрудник
Институт механики Уральского отделения РАН (Ижевск)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ СТАРТЕ СОПЛА*

Рассматриваются процессы, протекающие в соплах в начальные моменты запуска двигателя энергетической установки. Приводятся результаты исследований отрывных течений в соплах, в частности, подробно описывается механизм перехода от свободного отрыва к ограниченному. Также приводятся полученные в соплах несимметричные течения и анализируются причины их образования и дальнейшей трансформации. Сопоставляются численные результаты, полученные с использованием различных программных средств.

Ключевые слова: газовая динамика, старт сопла, отрыв потока, свободный отрыв потока (FSS), ограниченный отрыв потока (RSS)

Введение

Запуск двигателя предполагает существенное сжатие газа в камере и инициированное разрушением заглушки нестационарное расширение газа в сопле. Несмотря на значительную востребованность и актуальность, комплексные численные исследования процессов, протекающих на начальных этапах работы сопла энергетической установки, малочисленны и не охватывают ряд явлений, наблюдаемых в натурных экспериментах [1]. В частности, малоизученными остаются вопросы образования отрывных течений, описание перехода от свободного отрыва к ограниченному и условия потери симметричности потока, приводящей к образованию боковой составляющей тяги сопла.

Известно [2], что взаимодействие ударных волн в створе сопла формирует вид разделения потока, определяемый условиями течения и видом контура сопла. При перерасширенном режиме течения (атмосферное давление p_e ниже, чем давление на срезе p_a) ударная волна и отклонение звуковой линии соответствуют сокращению реактивной формы в выходном сечении, а в области сжатия потока формируется система ударных волн с диском Маха. Уменьшение давления за срезом сопла или увеличение давления в камере приводят к сокращению размера диска Маха и неблагоприятному росту вблизи стенки угла наклона скачка уплотнения. Дальнейшее увеличение отношения давлений приведет к смещению вниз по потоку диска Маха и сокращению размера вплоть до гладкого перехода от отражения Маха к стандартному регулярному отражению.

Кроме классического течения Маха и регулярных конфигураций отражения, есть третий тип, традиционно обозначенный как «кепкообразное» отражение [3]. Этот вид отражения тесно связан с соплами, имеющими внутренние волновые структуры, обусловленные геометрией сопел – оптимизированные по тяге, профилированные параболические и сопла сжатия. Однако в ряде случаев встречается образование отражения с «кепкообразной» формой, обуслов-

ленное не внутренними особенностями взаимодействия отраженных волн, а сильным перерасширением сопла, вызывающим распространение неоднородностей потока вверх по течению.

В начальные моменты времени наблюдается образование осевого сверхзвукового течения при незначительных по размерам и дозвуковых по природе пристеночных зонах [4]. Стоит отметить, что вблизи оси устанавливается течение с несколькими выраженными дисками Маха, при этом дальнейшее увеличение скорости потока (распространения ударной волны) приводит к образованию в горле сопла неблагоприятного градиента давлений, который, при наличии сформированного пристеночного течения, приводит к отрыву потока, наклону фронта ударной волны и пересечению отрывной зоны с осевым сверхзвуковым течением. Далее процесс взаимодействия локальных зон приводит к пересечению диска Маха с наклонным фронтом ударной волны и с отрывной зоной, что способствует нарушению симметрии потока. Так как область сверхзвукового течения отделена от стенки зоной рециркуляции, этот вид отрыва потока называют свободным (FSS) [5, 6].

Приток газа из камеры приводит к колебательным движениям как корпуса сопла, так и диска Маха. Возрастающая скорость при описанных выше колебаниях приводит к сближению осевого потока с пристеночным, в том числе и к сближению со свободным отрывом. Таким образом, свободный отрыв FSS начинает приближаться к стенкам сопла, а в дальнейшем сливается со стенкой и формирует закрытую зону рециркуляции потока. Когда свободный отрыв ограничивается стенкой, он переходит в ограниченный отрыв (RSS) [5].

После FSS-to-RSS перехода рециркуляционная зона сжимается вплоть до стабилизации ее размеров, а часть сверхзвукового потока становится основой ударной волны. Тогда профиль волны и диск Маха формируют так называемую лямбда-конфигурацию [2]. У данной конфигурации течения есть важная особенность – свободный отрыв (FSS), который

полностью отделяется от стены, и разделение полностью распространяется в потоке. В этом случае поток полностью отделяется от обеих сторон стенок и более не прикрепляется к ним, оставаясь дозвуковым вблизи стенок.

Отметим, что наличие асимметричной лямбда-конфигурации способствует образованию более крупных областей разделения. В этом случае формируется ограниченный отрыв (RSS). Поток после отделения от стенок снова прикрепляется к ним и становится сверхзвуковым.

В отечественной литературе также встречается описание возникновения и трансформации отрывов. Так, в работе [6] экспериментально установлено, что в некоторых круглых профилированных соплах большого удлинения (большой степени расширения), в зависимости от отношения давлений на входе в сопло и в окружающем пространстве (нерасчетности), могут реализовываться два характерных типа отрыва – неограниченный (свободный) отрыв FSS и ограниченный отрыв RSS.

Отметим, что переход от FSS к RSS происходит несимметрично относительно оси сопла, связан со значительными колебаниями давления, что приводит к значительному росту боковых нагрузок [3, 6].

Данная статья посвящена исследованию внутренней газодинамики сопел в начальные моменты работы двигателя, в том числе образованию, развитию и трансформации отрывных течений. Работа построена следующим образом: в первом разделе (Постановка задачи) приводится подробная физическая и математическая постановка задач исследования, также описываются используемые программные продукты и их особенности; второй раздел (Математические модели и алгоритмы расчета) посвящен результатам численного моделирования процессов внутренней газодинамики в сопле в начальные моменты работы энергетической установки; в третьем разделе (Результаты численного моделирования) рассматриваются, описываются и анализируются полученные виды отрывных течений. Полученные результаты и сделанные выводы обобщаются в заключении.

Постановка задачи

Рассматривается задача о нестационарном течении газа в сопле колокольной формы после разрушения заглушки. Обоснование применяемых типов граничных условий приводится в [7] и считается достаточным. Полученные результаты сопоставляются с численным решением [4, 8] и данными эксперимента [6, 9]. Схема сопла с основными размерами приведена на рис. 1.

На начальном этапе работы энергетической установки под действием давления в камере происходит разрушение заглушки, что и инициирует распространение ударной волны. В качестве рабочего тела используется воздух, который считается совершенным газом с показателем адиабаты $\gamma = 1,41$ и газовой постоянной $R = 287$ Дж / кг · К.

Расчетная область представляет собой внутреннее (рабочее) пространство сопла (рис. 1). Начальные

данные соответствуют условиям запуска двигателя (где индекс «а» соответствует атмосферным условиям, а «s» – параметрам адиабатически заторможенного газа): температура газа внутри сопла ($x > 0$ м) $T_a = 300$ К, скорость газа $u = 0$ м / с, температура в камере ($x \leq 0$ м) $T_s = 300$ К, давление в камере $p_s = 4,3$ МПа, а внутри сопла – равно атмосферному $p_a = 0,1$ МПа.

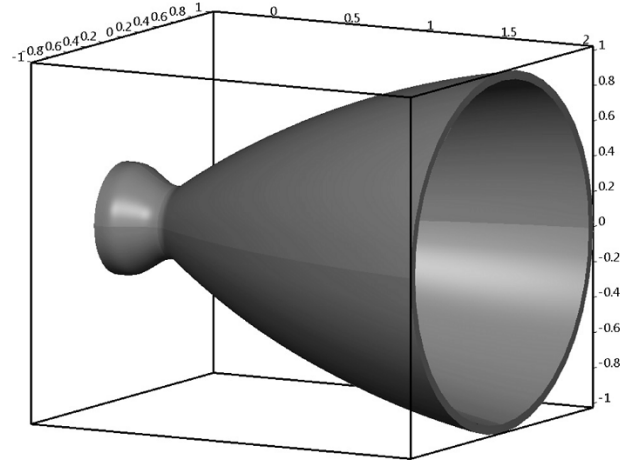


Рис. 1. Схема сопла [4]

Используем полную систему уравнений Навье – Стокса, осредненных по Рейнольдсу:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} u_j}{\partial x_j} &= - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} v_j - \bar{p} v_j), \\ \frac{\partial \bar{p} u_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} u_i u_j}{\partial x_j} &= \\ &= - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} u_i u_j - \bar{p} u_i u_j) - \frac{\partial}{\partial t} (\bar{p} u_i - \bar{p} u_i), \\ \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} u_j}{\partial x_j} &= - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} v_j - \bar{p} v_j), \\ \frac{\partial \bar{p} u_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} u_i u_j}{\partial x_j} &= \\ &= - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} u_i u_j - \bar{p} u_i u_j) - \frac{\partial}{\partial t} (\bar{p} u_i - \bar{p} u_i), \\ \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\bar{e} + \bar{p}) \bar{u}_j] &= \\ &= - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij} \bar{u}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{e} u_j - \bar{e} u_j + \bar{p} u_j - \bar{p} u_j), \end{aligned}$$

где ρ – плотность газа; p – давление; $u_{i,j}$ – компоненты вектора скорости; i, j – тензорные индексы; $\tau_{ij} = \bar{\mu} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)$ – тензор вязких

напряжений; e – полная энергия; T – температура;

$\bar{q}_j = -\bar{\lambda} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}$ – тепловой поток.

Для замыкания полученной системы уравнений применим модель турбулентности SSTk- ω . В классической модели турбулентности k- ω турбулентная вязкость μ_t определяется через величины кинетической энергии турбулентности k и завихренности ω :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega},$$

кинетическая энергия турбулентности k и завихренность ω определяются в результате решения следующих двух уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k k) &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) + P_k - \beta' \rho k \omega, \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k \omega) &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right) + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2, \\ \tau &= \mu_t 2s - \rho \frac{2}{3} \delta k, \end{aligned}$$

где $\beta', \alpha, \beta, \sigma_k$ и σ_ω – константы k- ω модели. Модель Ментера записывается путем суперпозиции моделей k- ω и k- ϵ , умноженных соответственно на весовые функции F_1 и $(1-F_1)$. Функция F_1 равна единице на верхней границе пограничного слоя и стремится к нулю вблизи стенки. Сшивку предполагается в области следа пограничного слоя, также вводится видоизмененная связь между k, ω и турбулентной вязкостью τ , согласно которой турбулентное напряжение трения пропорционально кинетической энергии турбулентности $\overline{u'_i u'_j} = 0,31 k$. Модель замыкается выражением для вихревой вязкости:

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)}$$

или

$$v_t = \mu_t / \rho.$$

Определим функцию F_1 , она зависит от переменной

$$\arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \frac{4 \rho k}{CD_{k\omega} y^2} \right)$$

следующим образом:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4),$$

где y – расстояние до поверхности; $CD_{k\omega}$ – положительная часть диффузионных членов в уравнении переноса ω :

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \nabla k \nabla \omega, 1 \times 10^{-10} \right).$$

Функция F_2 :

$$\begin{aligned} F_2 &= \tanh(\arg_2^2), \\ \arg_2 &= \max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right). \end{aligned}$$

Математические модели и алгоритмы расчета

Моделирование процессов старта сопла в данной работе осуществлялось с использованием открытого и коммерческого программных продуктов: OpenFOAM 2.1.1 и ANSYS Academic Research 14.0 на кластере «Уран» ИММ УрО РАН, что позволяет не только сопоставить заложенные в рассматриваемых программах расчетные схемы и алгоритмы применительно к рассматриваемому типу задач.

В обеих программах решение газодинамических задач реализуется с использованием элементарно-ориентированного метода контрольных объемов (МКО).

Запишем рассмотренную в первом разделе систему уравнений Навье – Стокса (1) в виде [10]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j U_i) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right) \\ \frac{\partial}{\partial t} [\rho \phi] + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \right) + S_\phi. \end{cases}$$

Применение теоремы Гаусса к каждому рассматриваемому объему и к каждой поверхности дает:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_S \rho U_j n_j = 0 \\ \frac{d}{dt} \int_V \rho U_i dV + \int_S \rho U_j U_i n_j = \\ = - \int_S P n_j + \int_S \mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) n_j + \int_V S_{U_i} dV \\ \frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_S \rho U_j \phi n_j = \int_S \Gamma_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) n_j + \int_V S_\phi dV, \end{cases}$$

где V и S – область интегрирования; n – нормаль.

После аппроксимации контрольных объемов получим:

$$\begin{cases} V \left(\frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) + \sum \dot{m}_{ip} = 0 \\ V \left(\frac{\rho U_i - \rho^0 U_i^0}{\Delta t} \right) + \sum \dot{m}_{ip} (U_i)_{ip} = \\ = \sum (P \Delta n_i)_{ip} + \sum \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{ip} + \bar{S}_{U_i} V \\ V \left(\frac{\rho \phi - \rho^0 \phi^0}{\Delta t} \right) + \sum \dot{m}_{ip} \phi_{ip} = \sum \left(\Gamma_{eff} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \Delta n_j \right)_{ip} + \bar{S}_\phi V, \end{cases}$$

где $\dot{m}_{ip} = (\rho U_j \Delta n_j)_{ip}$; V – конечный объем; Δt – временной шаг; $_{ip}$ – значение в узле интегрирования, суммированная по всем узлам интегрирования конечного объема; 0 – обращение к предыдущему временному шагу.

Сравнительные характеристики используемых в OpenFOAM и ANSYS CFX расчетных схем и алгоритмов приведены в таблице.

Необходимо отметить, что отмеченная в [11] на примере решения связной задачи газовой динамики и механики деформирования низкая вычислительная эффективность и параллельная масштабируемость программного комплекса ANSYS подтверждена и для рассматриваемого типа газодинамических задач.

Сравнительная характеристика расчетных схем и алгоритмов, используемых в рассматриваемых программах

OpenFOAM	ANSYS CFX
1. Метод дискретизации по пространству	
Элементно-ориентированный МКО	Элементно-ориентированный МКО, построенный на совмещенных сетках
2. Дискретизация по времени	
Неявная схема Эйлера второго порядка точности	Неявная противопоточная схема Эйлера второго порядка точности
3. Дискретизация конвективных членов	
Схемы минимизации полной вариации (TVD): ограничитель Ван Лира [12] и метод limitedLinear [13]	Оригинальная схема 2-го порядка на основе MUSCL [14]
4. Аппроксимация градиентов	
Для преобразования объемных интегралов в поверхностные, а также вычислений градиентов применяется теорема Остроградского – Гаусса	На основе конечно-элементных функций формы
5. Связь переменных в решаемых уравнениях	
Алгоритм PISO	Совместное решение всех уравнений газодинамики [14]
6. Решение СЛАУ	
Метод сопряженных градиентов с диагональным предобуславливателем DCG	Алгебраический многосточный метод ALU
7. Расчетные сетки	
Полуструктурированные симметричные расчетные сетки, содержащие более 1,5 млн шестигранников	Неструктурированные сетки, содержащие более 1,2 млн тетраэдров. Разрешение пристеночной области выполнено с использованием 0,6 млн шестигранных элементов

Результаты численного моделирования

На рис. 2, 3 приведено сопоставление полученных в результате расчетов в CFX и OpenFOAM распределений давлений с данными численного [8] и физического [9] экспериментов соответственно. Отметим, что по оси абсцисс отложено безразмерное расстояние от критического сечения сопла $x - x^*$, а по оси ординат – относительное давление $p = p / (p (U)^2)$, где p, U – критические плотность и скорость. Качественно и количественно кривые близки, что позволяет сделать вывод о корректности используемых численных методик и программных средств применительно к задаче о старте сопла.

Рассмотрим подробно процесс образования свободного отрыва (рис. 4). В начальный момент работы сопла, при соотношении давлений (входного к давлению за срезом) $n = 22$, структура потока характеризуется наличием четко выраженного диска Маха вблизи критического сечения. Фронт ударной волны вытягивается вдоль оси симметрии, образуя на периферии циркуляционные зоны. Далее, при движении ударной волны вниз по потоку, циркуляционные зоны увеличиваются в размерах, смещаясь в направлении оси симметрии сопла. Взаимодействие циркуляционных зон с фронтом волны приводит к отрыву потока. Далее, при движении волны вниз по потоку, пристеночные циркуляционные зоны, смещаясь в направлении оси, поджимают отрывную зону; таким образом, их совместное взаимодействие приводит к образованию в рассматриваемом случае свободного отрыва (рис. 4).

Уменьшение перепада давления (коэффициента нерасчетности сопла [6]) позволяет более детально изучить протекающие в момент старта двигателя в сопле процессы и исследовать переходные процессы при изменении типа отрыва со свободного на ограниченный (рис. 5).

Рассмотрим структуру течения в створе сопла при коэффициенте нерасчетности $n = 5,88$. Как видно из рис. 5, как и в ранее рассмотренной задаче, при прохождении волной половины длины сопла отмечено образование свободного отрыва. Однако дальнейшее движение ударной волны вниз по потоку сопровождается поджатием отрывной области вблизи стенок сопла, при одновременном «запирании» сопла косым скачком. Сопло переходит в перерасширенный режим, что способствует переходу свободного отрыва к ограниченному (FSS-to-RSS).

Характерные особенности потока при образовании устойчивого ограниченного отрыва показаны на рис. 6. Отрывная зона, распространяясь вниз по направлению к срезу, образует присоединенные к стенкам сопла циркуляционные зоны. Распределение чисел Маха показывает, что внутренние циркуляционные зоны отрыва характеризуются меньшей интенсивностью течения, чем поток до волны.

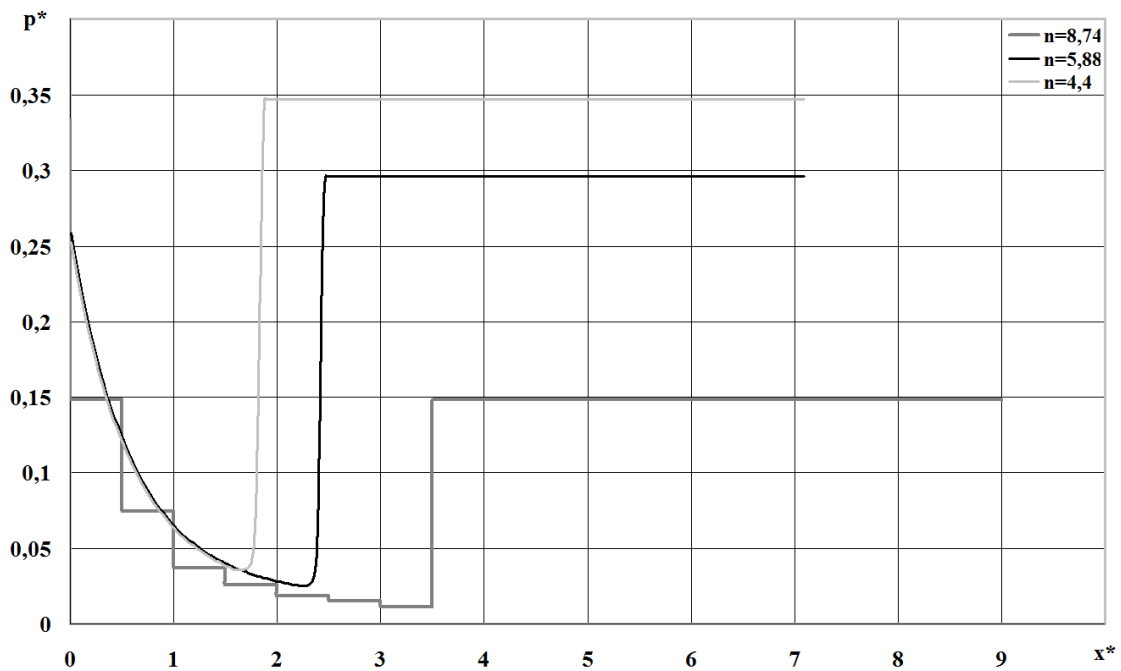


Рис. 2. Сопоставление кривых давления: – на оси сопла: 1 – CFX; 2 – расчет [8];
– давление вдоль стенки сопла: 3 – CFX; 4 – расчет [7]

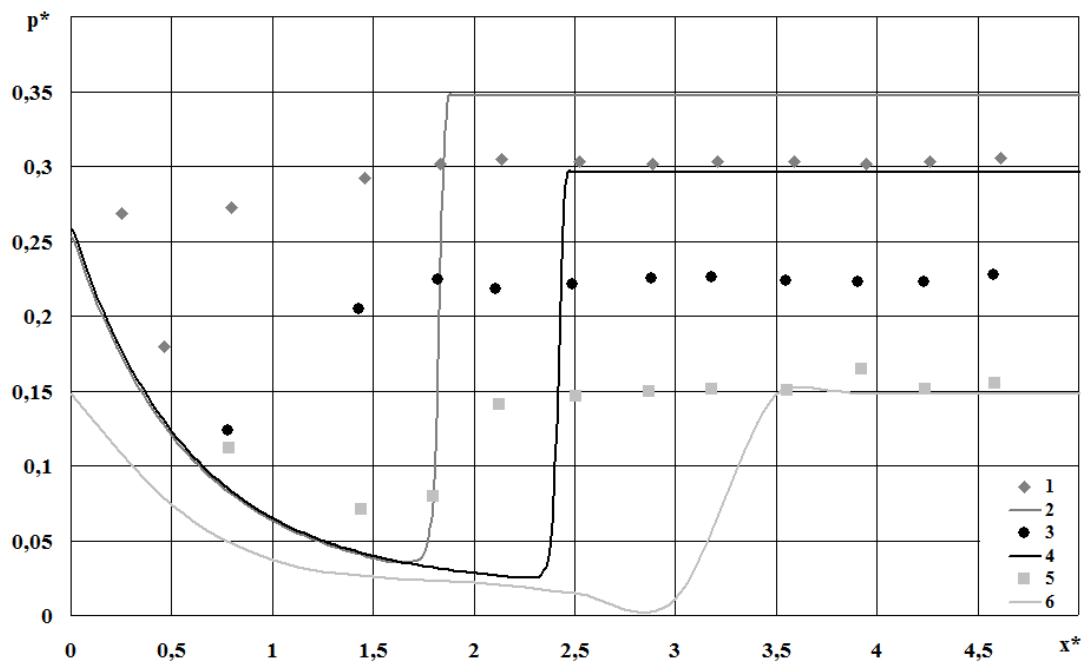


Рис. 3. Сопоставление кривых распределения относительного давления вдоль стенки сопла:
OpenFOAM – 2, 4, 6 и эксперимент [9] – 1, 3, 5 для перепадов давлений, $n = 4,4; 5,88; 8,74$

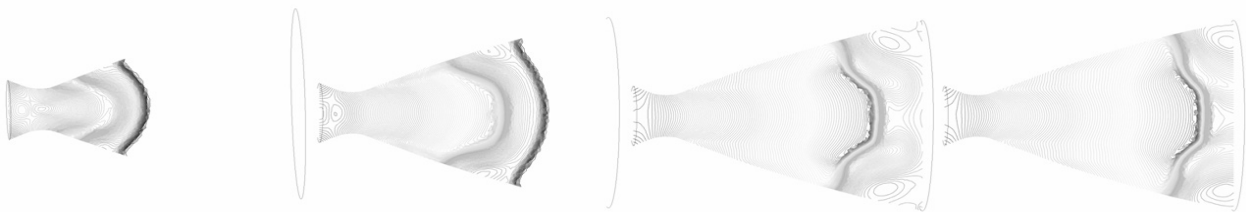


Рис. 4. Образование свободного отрыва (ANSYS CFX)

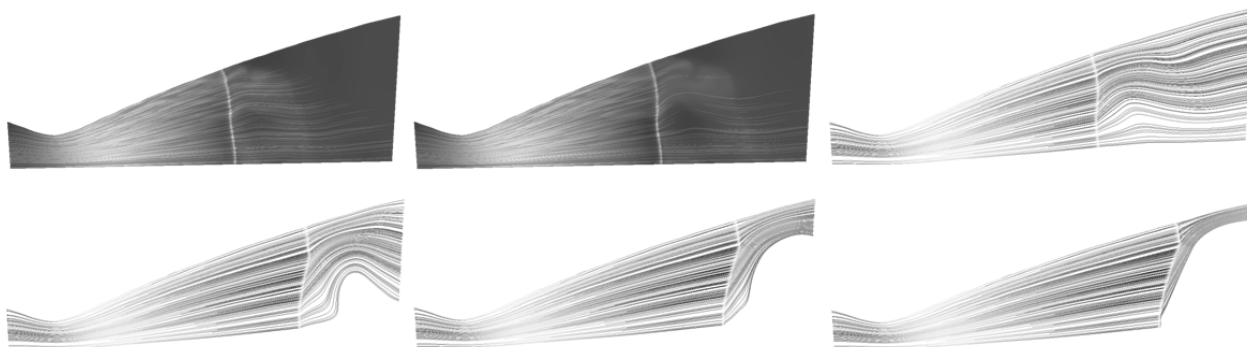


Рис. 5. Процесс перехода от свободного отрыва к ограниченному (OpenFOAM)

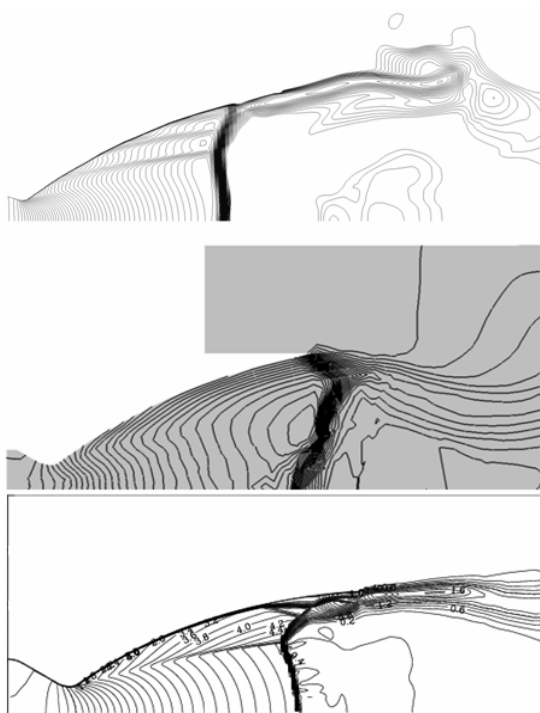


Рис. 6. Ограниченный отрыв потока, полученный соответственно в OpenFOAM, в ANSYS CFX и в [6]

Однако их взаимодействие с поверхностью корпуса сопла, ввиду сильной пульсационной составляющей и повышенного градиента давления, может привести к деформированию корпуса.

Наиболее интересным с точки зрения как практики, так и теоретического исследования остается вопрос образования несимметричных течений в симметричных областях (рис. 7). Как видно из представленных на рис. 7 линий тока, наблюдается несимметричное истечение газа из сопла. В центральной части выходного сечения сопла находится отклоненный на 6° от оси симметрии сопла кольцевой вихрь. Необходимо отметить, что сам вихрь также асимметричен (рис. 7) и нестабилен, т. е. его положение, как и угол наклона, меняются во времени. Рассмотрим подробно процесс образования кольцевого вихря, запирающего около 60 % выходного сечения сопла. Как видно из рис. 7, при распространении ударной волны вниз по потоку взаимодействие газовых потоков, поступающих из окружающей сре-

ды с газом из области сжатия, приводит к развороту части газа вблизи выходного сечения.

Дальнейшее движение ударной волны, как и области сжатия, приводит к увеличению размеров области рециркуляции и дополнительной ее закрутке. Одновременно с формированием и развитием кольцевого вихря наблюдается и смещение оси вихря относительно оси симметрии сопла. Таким образом происходит образование на срезе сопла отклоненной от оси симметрии вихревой структуры, запирающей выходное сечение.

Указанные особенности течения приводят к отклонению вектора тяги (F_x, F_y, F_z) от оси симметрии сопла. Сопоставление полученного в результате моделирования годографа боковых сил (F_y, F_z) с восстановленным, по данным [4], годографом приводится на рис. 8.

Однако выявленная несимметрия потока (рис. 8) не приводит к значительному перераспределению давлений в сопле (рис. 9). Поэтому рассмотренная выше несимметрия течения не может являться причиной описанных в [4] деформаций корпуса сопла. Кроме того, проведенные с использованием различных программных средств численные исследования показали, что несимметрия потока, приводящая к существенной деформации сопла, может быть внесена только искусственно (например, за счет несимметрии расчетной области, внесения возмущений в начальные и граничные условия и т. д.).

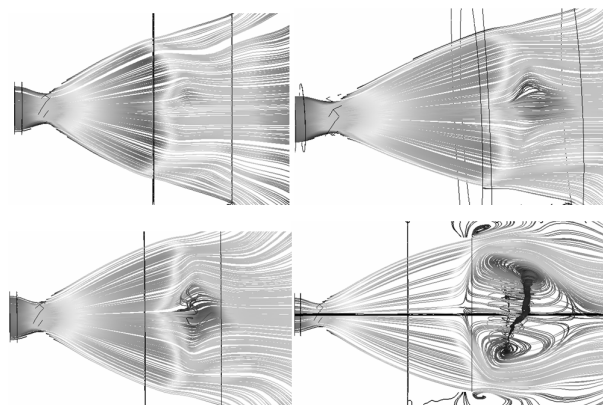


Рис. 7. Развитие кольцевого вихря вблизи среза сопла

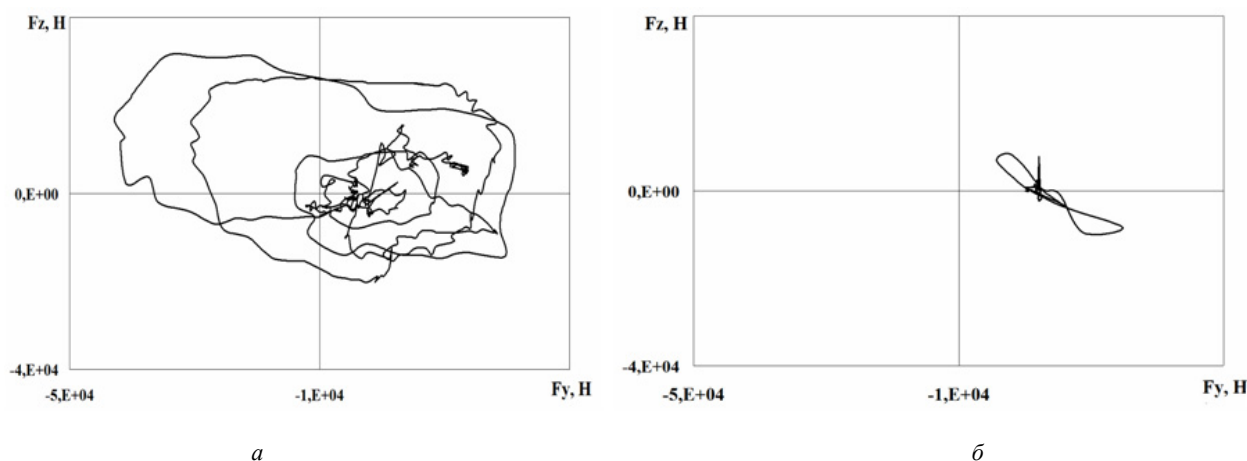


Рис. 8. Сопоставление годографов боковых сил: *a* – полученный в результате моделирования; *б* – восстановленный по данным [4]

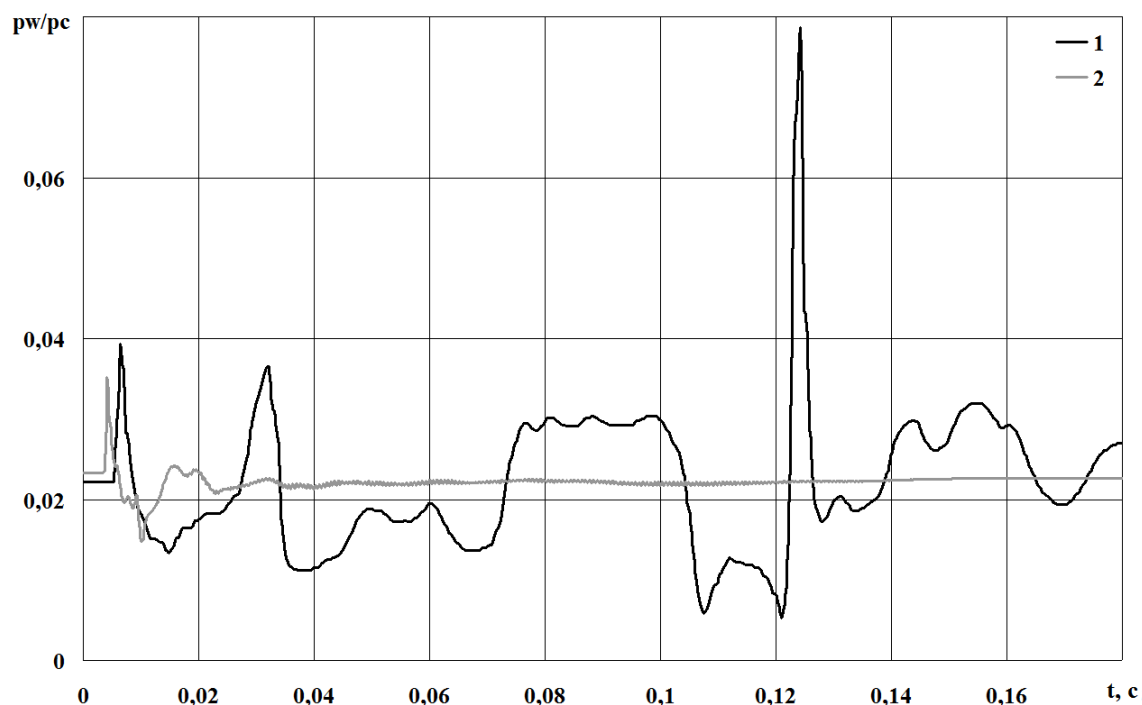


Рис. 9. График изменения отношения давления на стенке к давлению в камере от времени: *1* – кривая, полученная в [4]; *2* – расчетная кривая

Заключение

В работе рассмотрены основные виды отрывных течений, реализуемых в соплах в начальные моменты работы энергетической установки. Подробно описаны как каждый из видов отрывов потока, так и механизм перехода от свободного (FSS) отрыва к ограниченному (RSS). Показано влияние как геометрии сопла, так и перепада давлений на процесс образования и развития отрыва потока.

Исследовано образование несимметричных течений в симметричных соплах, приведено обсуждение причин возникновения несимметричности, показано, что несимметрия потока, необходимая для деформации корпуса, может быть внесена только искусственно.

Библиографические ссылки

1. Experimental Evaluation of Side-load Characteristics on TP, CTP and TO nozzles / T. Tomita, H. Sakamoto, T. Onodera et al. // AIAA Paper, 04–3678, 2004.
2. Zmijanović, V.; Rašuo, B.; Chpoun, A. Flow Separation Modes and Side Phenomena in an Overexpanded Nozzle // FME Transactions. – 2012. – Vol. 40, No 3. – Pp. 111-118. – URL: http://www.mas.bg.ac.rs/istrazivanje/biblioteka/publikacije/Transactions_FME/Volume40/3/03_VZmijanovic.pdf (дата обращения: 09.12.2013).
3. Wang, T.-S. Transient Three-Dimensional Startup Side Load Analysis of a Regeneratively Cooled Nozzle // Shock Waves – An International Journal on Shock Waves, Detonations and Explosions. – 2009. – Vol. 19, Iss. 3. – Pp. 251-264.
4. Zhao, X.; Bayyuk, S.; Zhang, S. Aeroelastic response of rocket nozzles to asymmetric thrust loading // Computers & Fluids. – 10 May 2013. – Vol. 76. – Pp. 128-148.

5. Shah, S. B. H., Zahir, S. Numerical Simulation for the asymmetric λ -shock and plume mixing in various area ratios supersonic nozzles // Proceedings of the 13th Asian Congress of Fluid Mechanics, 17-21 Dec. 2010, Dhaka, Bangladesh. – URL: <http://bsmeicte2012.iutoic-dhaka.edu/proceedings/13th-acfm-2010/contributed/aeroacoustics/313.pdf> (дата обращения: 09.12.2013).

6. Глушко Г. С., Иванов И. Э., Крюков И. А. Численное моделирование отрывных течений в соплах // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2010. – № 1. – С. 172–179.

7. Копысов С. П., Тонков Л. Е., Чернова А. А. Постановка граничных и начальных условий при моделировании процесса запуска сопла // Химическая физика и мезоскопия. – 2013. – Т. 16, № 2. – С. 216–222.

8. Numerical simulation of internal flow transition in a rocket nozzle / L. Garell, G. R. R. Rodriguez, R. R. Paz et al. // Mecánica Computacional. 2012. – Vol. XXXI. – Pp. 123–135. – URL: <http://www.cimec.org.ar/ojs/index.php/mc/article/viewFile/4055/3982> (дата обращения: 09.12.2013).

9. Малик Т. И., Тагиров Р. К. Полуэмпирический метод расчета турбулентного отрывного течения в коническом сопле Лавала на режиме перерасширения // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1988. – № 6. – С. 60–66.

10. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / пер. с англ. под ред. Виленского. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 124 с. – URL: http://lib.kbsu.ru/Elib/books/18/50/275.b/%D0%9F%D0%B0%D1%82%D0%B0%D0%BD%D0%BA%D0%B0%D1%80_%D0%BF%D0%BE%D0%BB%D0%BD.pdf (дата обращения: 09.12.2013).

11. Копысов С. П., Тонков Л. Е., Чернова А. А. Двухстороннее связывание при моделировании взаимодействия сверхзвукового потока и деформируемой пластины. Сравнение численных схем и результатов эксперимента // Вычислительная механика сплошных сред. – 2013. – Т. 6, № 1. – С. 78–85.

12. Van Leer, B. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme III. Upstream-Centered Finite-Difference Schemes for Ideal Compressible Flow // J. Comp. Phys. – 1977. – Vol. 32. – P. 263–275. – URL: <http://csclub.uwaterloo.ca/~lbovard/finite-volume/vanleer-3.pdf> (дата обращения: 09.12.2013).

13. OpenFOAM® Documentation, version 2.1.1, User Guide. – 211 p.

14. ANSYS® Academic Research, Release 12.1, Help system. ANSYS Inc.

* * *

S. P. Kopysov, DSc (Physics and Mathematics), Head of laboratory, Institute of Mechanics of the Ural branch of the Russian Academy of Sciences (Izhevsk)

L. E. Tonkov, PhD (Physics and Mathematics), Senior Researcher, Institute of Mechanics of the Ural branch of the Russian Academy of Sciences (Izhevsk)

A. A. Chernova, PhD in Engineering, Research Associate, Institute of Mechanics of the Ural branch of the Russian Academy of Sciences (Izhevsk)

Numerical modeling of separation flow at start up of nozzles

The processes of start up of nozzles are considered. This paper presents results of researching the separation flow in nozzles. Asymmetrical currents obtained in nozzles are given in this article and the reasons of their generation and further transformation are analyzed. Numerical results obtained by various software means are compared.

Keywords: gas dynamics, start up of a nozzle, separation flow, free shock separation (FSS), restricted shock separation (RSS)

Получено: 18.11.13

УДК 622.24.6

В. А. Тенев, доктор физико-математических наук, профессор;

Ю. Н. Шелковникова, инженер

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова

УПРАВЛЕНИЕ ЧИСТОТОЙ ЗАБОЯ СКВАЖИНЫ РЕОЛОГИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ БУРОВОГО РАСТВОРА ПРИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ БУРЕНИЯ

Рассмотрена возможность управления качеством бурения с позиции максимальной очистки забоя реологическими характеристиками бурового раствора. На основе математической модели неизотермического режима бурения сформулирована задача оптимального управления, обеспечивающая максимум уноса породы.

Ключевые слова: скважина, буровой раствор, чистота забоя, реологические характеристики

При современных глубинах и достигнутом уровне техники и технологии бурения процесс промывки является одним из важнейших циклов при строительстве скважины. Основной функцией промывки скважины является очистка забоя от разрушенной долотом породы и выноса шлама из скважины. При этом буровые растворы должны обеспечивать высокие технико-экономические показатели бурения, в том числе:

– бурение при максимальной скорости без аварий и осложнений;

– высокое качество бурения (устойчивость и близкие к нормальным геометрические параметры ствола скважины);

– высокое качество вскрытия продуктивного пласта (сохранение при одной проницаемости нефтеносной породы в пристволенной зоне).