УДК 533.697.2 DOI: 10.18698/2308-6033-2021-1-2046

Оценка применимости различных моделей турбулентности для исследования высокоскоростных течений в воздухозаборных устройствах

© Е.С. Студенников

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Рассмотрена задача об оптимизации системы скачков уплотнения, реализующей максимум полного давления. На основе ее решения выбрана конфигурация сверхзвукового воздухозаборного устройства внешнего сжатия. Проведено численное моделирование течения в воздухозаборном устройстве в полетных условиях при числе Маха набегающего потока, равном 7,5. Для расчетов применена модель идеального газа. Система усредненных по Фавру уравнений Навье — Стокса дополнена одной из моделей турбулентности: Спаларта — Аллмараса, k–ε, k–ω и γ–Re_θ. Рассмотрены двумерная и трехмерная конфигурации входного устройства. Исследовано влияние углов атаки, температуры стенок и числа Маха набегающего потока на характеристики течения. Определены диапазоны числа Маха, соответствующие режиму пуска воздухозаборного устройства. Описан гистерезис характеристик при переходе воздухозаборного устройства в режим пуска для различных моделей турбулентности.

Ключевые слова: *воздухозаборное устройство, оптимизация, скачок уплотнения, гистерезис*

Введение. Характеристики высокоскоростного летательного аппарата с прямоточным воздушно-реактивным двигателем определяются эффективностью воздухозаборного устройства (ВЗУ). В частности, система скачков уплотнения на входе в ВЗУ влияет на эффективность сжатия, массовый расход и стабильность горения. Одна из наиболее важных задач для высокоскоростных ВЗУ — обеспечить его пуск в заданном диапазоне параметров набегающего потока. Срыв течения в ВЗУ влечет за собой существенное падение тяги и снижение удельного импульса двигателя, что может привести к катастрофическим последствиям во время полета [1–3], поэтому в канале ВЗУ необходимо обеспечивать сверхзвуковой режим течения.

На режим работы ВЗУ влияют несколько факторов: число Маха набегающего потока, угол атаки, давление набегающего потока и противодавление. Варьирование указанных параметров позволяет получить характеристики пуска ВЗУ, по которым легко определить рабочие диапазоны параметров высокоскоростных ВЗУ.

Существует обратная зависимость между числом Маха пуска и эффективностью процесса сжатия потока на панелях торможения. Изменяя только геометрическую конфигурацию ВЗУ, эту взаимо-

связь устранить невозможно, поэтому на практике применяют специальные средства управления потоком: подвижные панели торможения [4, 5], системы слива пограничного слоя [6], турбулизаторы пограничного слоя [7]. Каждое из этих средств имеет определенные преимущества и недостатки, поэтому вопрос управления потоком остается открытым.

Цель настоящей работы — исследование характеристик сверхзвукового плоского ВЗУ внешнего сжатия с использованием различных моделей турбулентности.

Оптимальные ударно-волновые системы. Рассмотрим плоское стационарное сверхзвуковое течение совершенного невязкого газа с относительной скоростью M_0, содержащее систему n начальных и m замыкающих скачков уплотнения [8, 9]. Допустим, что между отдельными скачками параметры потока не изменяются. Это допущение характерно при исследовании плоских потоков. Из рассмотрения исключаются конические течения, для которых за скачком происходит непрерывное обратимое адиабатическое изменение термодинамических параметров потока, т. е. между коническим скачком и конической поверхностью происходит изоэнтропическое сжатие.

Введем характеристики для i-й волны, которые будем использовать в данной работе:

$$\varepsilon = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}; \tag{1}$$

$$\lambda = \frac{\gamma}{\gamma - 1}; \tag{2}$$

$$\mu_i = 1 + \varepsilon\left(M_i^2 - 1\right), \tag{3}$$

где γ — показатель адиабаты; M_i — число Маха за i-м скачком; i — номер скачка, $i = 1, 2, ..., n + m$. Коэффициенты ε и λ используются для более удобного представления формул.

Найдем максимум функции

$$\ln \frac{p_{n+m}}{p_0} = \sum_{i=1}^{n+m} \ln J_i, \tag{4}$$

где p_{n+m} — статическое давление за $(n+m)$-м скачком; p_0 — статическое давление набегающего потока; J_i — интенсивность i-й ударной волны (отношение статических давлений за i-й и $(i-1)$-й волнами).

Экстремум функции (4) определим при условии равенства потерь давления в каждой i-й ударной волне, причем сумма углов поворота

потока в последних m волнах должна быть равна сумме углов поворота в начальных n волнах за вычетом угла атаки при фиксированных числах Маха перед первым скачком и за $(n+m)$-м скачком:

$$\sum_{i=1}^{n}\theta_i - \alpha = \sum_{i=n+1}^{n+m}\theta_i, \tag{5}$$

где θ_i — угол поворота вектора скорости на i-м скачке; α — угол атаки.

Тогда из необходимого условия экстремума для функции (4) можно получить следующие зависимости:

$$\mathrm{M}_k = \sqrt{1+\frac{1}{\varepsilon}\left(\mu_0\prod_{i=1}^{k}\frac{J_i+\varepsilon}{J_i\left(1+\varepsilon J_i\right)}-1\right)}; \tag{6}$$

$$f_k = \sqrt{\frac{\left(1+\varepsilon\right)J_k\mathrm{M}_k^2-\left(1+\varepsilon J_k\right)}{1+\varepsilon J_k}}; \tag{7}$$

$$\theta_k = \operatorname{arctg}\frac{\left(1-\varepsilon\right)\left(J_k-1\right)f_k}{\left(1+\varepsilon\right)J_k\mathrm{M}_k^2+\left(1-\varepsilon\right)\left(J_k-1\right)}, \tag{8}$$

где θ_k — угол поворота вектора скорости на k-м скачке, $k=1,\ 2,\ ...,\ n$; является функцией интенсивности $J_i,\ i=1,\ 2,\ ...,\ n+m$.

Для нахождения оптимальных значений J_i к уравнениям (3), (5)–(8) необходимо добавить зависимости для n начальных скачков уплотнения:

$$z\left(J_m\right) = \left(\frac{\mu_{n+m}}{\mu_0}\right)^{\frac{1}{n}}\left(\frac{J_m\left(1+\varepsilon J_m\right)}{J_m+\varepsilon}\right)^{\frac{m}{n}}; \tag{9}$$

$$J\left(J_m\right) = \frac{1-z\left(J_m\right)+\sqrt{\left(z\left(J_m\right)-1\right)^2+4\varepsilon^2 z\left(J_m\right)}}{2\varepsilon z\left(J_m\right)}. \tag{10}$$

Решение системы уравнений (3), (5)–(10) при задании числа Маха M_0 для набегающего потока, M_{n+m} для потока за замыкающим скачком и угла атаки α позволяет получить все необходимые геометрические параметры для построения ВЗУ определенной конфигурации.

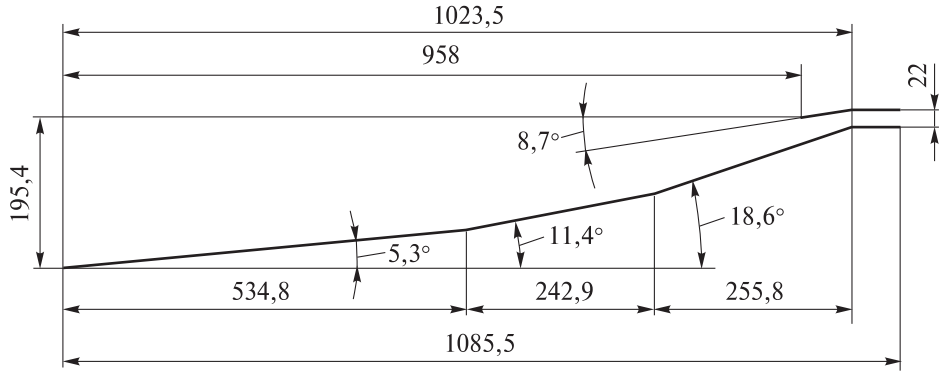
Угол наклона φ_i скачков уплотнения от панелей торможения рассчитываем по выражению

$$\operatorname{tg}\theta_i = \operatorname{ctg}\varphi_i \frac{M_{i-1}^2\left(\sin^2\varphi_i - 1\right)}{1 + M_{i-1}^2\left(\dfrac{\gamma+1}{2} - \sin^2\varphi_i\right)}. \qquad (11)$$

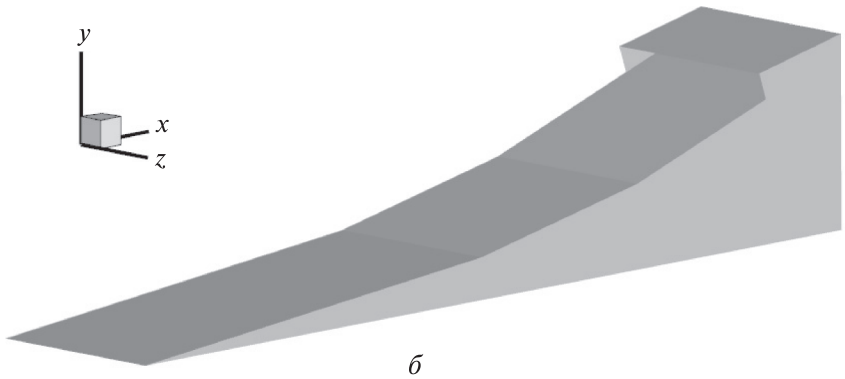
Коэффициент σ восстановления полного давления можно определить по формуле

$$\sigma = \left(\frac{2 + (\gamma - 1)M_{n+m}^2}{2 + (\gamma - 1)M_0^2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \exp\left(\sum_{i=1}^{n+m} \ln J_i\right). \qquad (12)$$

Описание конфигурации ВЗУ. На основе решения задачи об оптимизации ударно-волновой системы скачков уплотнения было спроектировано плоское ВЗУ (рис. 1), характеристики которого соответствовали ВЗУ, разработанному в рамках проекта HEXAFLY-INT [10–13]. Расчет выполнен для $M_0 = 7{,}5$, $M_{n+m} = 3$, $\alpha = 0$, $n = 3$, $m = 1$. Показатель адиабаты γ принят равным 1,4.



а



б

Рис. 1. Геометрические параметры (*а*) и общий 3D-вид (*б*) ВЗУ

Высота $H_{\text{г}}^{\text{пуск}}$ горла ВЗУ, обеспечивающая его пуск, рассчитана по критерию Кантровица — Дональдсона для плоского ВЗУ [14]:

$$\frac{H_{\text{г}}^{\text{пуск}}}{H_n} = \left[\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\left(1+\frac{2}{\gamma-1}\frac{1}{\text{M}_n^2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}\left[\frac{2\gamma}{\gamma+1}\left(1-\frac{\gamma-1}{2\gamma}\frac{1}{\text{M}_n^2}\right)\right]^{\frac{1}{\gamma-1}}. \quad (13)$$

Исходя из этого критерия, было получено значение высоты горла пуска $H_{\text{г}}^{\text{пуск}} = 22$ мм.

Численное исследование входного устройства ВЗУ в полетных условиях. Численное исследование полученной конфигурации ВЗУ проведено для различных чисел Маха набегающего потока, углов атаки и температуры стенок. Граничные условия были выбраны для геометрической высоты полета $H = 36\,100$ м на основе данных для стандартной атмосферы. Теплофизические свойства воздуха принимались переменными в зависимости от температуры. Углы атаки варьировали от –6° до +6° для расчетного числа Маха.

Задачу рассматривали в двумерной и трехмерной постановках на основе усредненных по Фавру уравнений Навье — Стокса, дополненных моделью турбулентности. Расчеты проводили с использованием программного комплекса ANSYS Fluent 18.2. Потоки на границах ячеек рассчитывали по схеме AUSM. Конвективные потоки на гранях расчетных ячеек в разностном аналоге уравнения для модели турбулентности вычисляли с помощью схемы второго порядка.

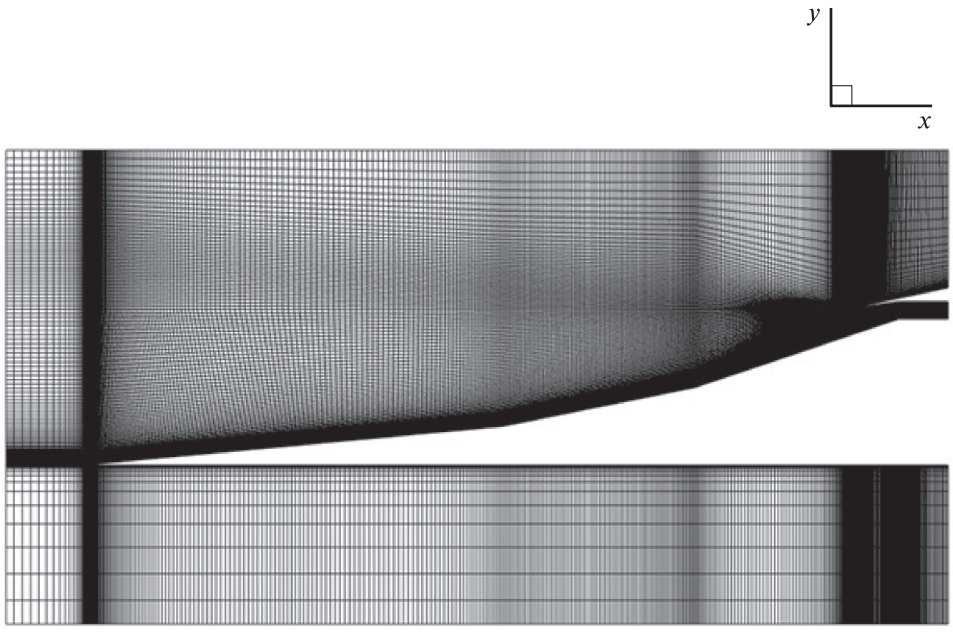


Рис. 2. Регулярная сетка для трехмерного ВЗУ в плоскости симметрии

Для проведения моделирования были построены двумерная и трехмерная (рис. 2) регулярные расчетные сетки [15], содержащие $1,7 \cdot 10^5$ и $6,1 \cdot 10^6$ ячеек соответственно. Высота первой пристенной ячейки составляла 0,04 мм, что соответствовало относительной высоте первой пристенной ячейки $y^+ < 8$ для режима с $M_0 = 7,5$. Расчеты пространственной модели в целях экономии вычислительных ресурсов были проведены только для половины ВЗУ.

Было исследовано влияние углов атаки α (рис. 3) и температуры стенок T_w (рис. 4) при расчетном числе Маха $M_0 = 7,5$ на характеристики течения в двумерной постановке с использованием различных моделей турбулентности: Спаларта — Аллмараса (SA) [16], *k*–ε [17], *k*–ω [18] и γ–Re_θ [19]. Все рассматриваемые характеристики течения усреднялись по площадям соответствующих сечений.

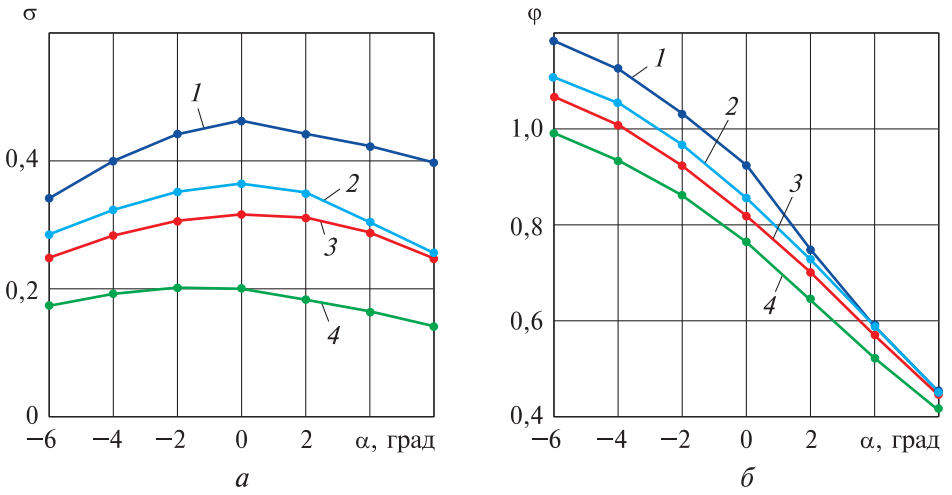


Рис. 3. Зависимости коэффициента σ восстановления полного давления (*а*) и коэффициента φ расхода в горле ВЗУ (*б*) от угла атаки α при $M_0 = 7,5$ для различных моделей турбулентности в двумерной постановке:
1 — γ–Re_θ; *2* — *k*–ω; *3* — SA; *4* — *k*–ε

В качестве параметров турбулентности задавали интенсивность турбулентности, равную 1 %, и отношение турбулентной вязкости к ламинарной, равное 100. Для модели γ–Re_θ дополнительно задавали перемежаемость, равную единице. Для твердых гладких стенок ставили условие адиабатной изоляции (кроме расчетов, результаты которых представлены на рис. 4).

Анализируя данные на рис. 3, можно отметить, что течения с положительными и отрицательными углами атаки по-разному описываются различными моделями турбулентности. Так, для коэффициента расхода (см. рис. 3, *б*) при углах атаки 4 и 6° модели SA, *k*–ω

и γ–Re_θ позволяют получить значения, различающиеся в пределах 2 %, в то время как значения, полученные с помощью модели k–ε, на 5 % ниже. Относительные отклонения коэффициента расхода, полученные с помощью разных моделей турбулентности, постепенно увеличиваются с уменьшением α и достигают максимальных значений при $\alpha = -6°$. При этом наибольшее значение коэффициента φ получено для модели γ–Re_θ и составляет 1,18, а наименьшее — для модели k–ε и составляет 0,99.

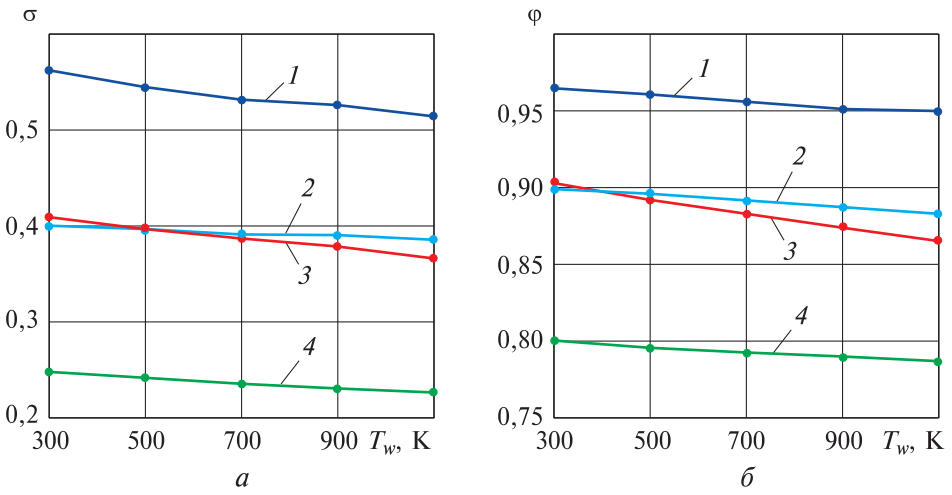


Рис. 4. Зависимости коэффициента σ восстановления полного давления (*а*) и коэффициента φ расхода в горле ВЗУ (*б*) от температуры стенок T_w при $M_0 = 7{,}5$ для различных моделей турбулентности в двумерной постановке:
1 — γ–Re_θ; *2* — k–ω; *3* — SA; *4* — k–ε

Для коэффициента восстановления полного давления наблюдается несколько иная ситуация (см. рис. 3, *а*): при бóльших положительных углах атаки наблюдается большее отклонение значений (около 60 % для моделей k–ε и γ–Re_θ). Только модели SA и k–ω позволили получить близкие значения, различающиеся в пределах 3 %. В области отрицательных углов атаки кривые для различных моделей эквидистантны: среднее отклонение σ находится в пределах 40 %.

Анализ расчетов, проведенных с использованием граничного условия гладкой изотермической стенки (см. рис. 4), позволяет сделать вывод о том, что повышение температуры стенок ВЗУ приводит к снижению как коэффициента расхода (на 2…4 %), так и коэффициента восстановления полного давления (на 4…10 % в зависимости от модели турбулентности). Это связано с утолщением пограничного слоя по мере увеличения температуры стенки и, соответственно, с уменьшением захватываемого объема воздуха и увеличением потерь в пограничном слое.

Значения коэффициентов расхода и восстановления полного давления, полученные с помощью моделей SA и k–ω, различаются в пределах 5 и 2 % соответственно (см. рис. 4), в то время как при использовании моделей k–ε и γ–Re_θ значения коэффициента σ различаются в 2 раза, а коэффициента φ — на 20 %.

Для того чтобы определить влияние пространственных эффектов на характеристики течения в канале ВЗУ, а также возможности описания этих эффектов теми или иными моделями турбулентности, исследовали процесс пуска и срыва ВЗУ в двумерной и трехмерной постановках (см. рис. 1). Расчеты проводили, начиная с режима $M_0 = 7,5$, при котором осуществлен пуск ВЗУ. Результаты расчетов использовали в качестве начальных условий для последующего моделирования при постепенном уменьшении числа Маха M_0 набегающего потока.

На рис. 5 и 6 представлены кривые пуска ВЗУ для различных моделей турбулентности. Стрелками (верхней и нижней) указаны направления соответственно постепенного уменьшения числа Маха набегающего потока, приводящего к формированию головной ударной волны на входе в ВЗУ (срыв течения), и увеличения числа Маха, приводящего к повышению скорости в горле ВЗУ до сверхзвуковой (режим пуска).

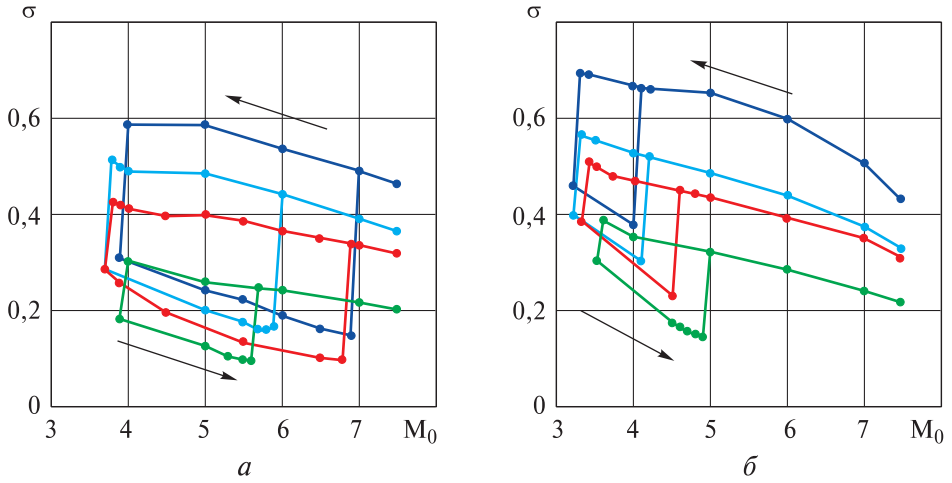


Рис. 5. Зависимости коэффициента σ восстановления полного давления при двумерной (*а*) и трехмерной (*б*) постановках от числа Маха M_0 набегающего потока для моделей γ–Re_θ (–●–); k–ω (–●–); SA (–●–); k–ε (–●–)

Сравнивая результаты, полученные для различных моделей турбулентности при двумерной и трехмерной постановках, можно сделать вывод о том, что уменьшение M_0 приводит к постепенному увеличению σ. Однако при достижении критического числа Маха происходят

резкое изменение параметров течения и срыв потока — смещение замыкающего скачка из расчетного положения на внешнюю поверхность торможения ВЗУ. Это сопровождается скачкообразным уменьшением коэффициента σ. Если после этого начать увеличивать скорость набегающего потока, то вследствие потерь в «выбитой» системе скачков уплотнения σ продолжит уменьшаться. При достижении определенного значения M_0 замыкающий скачок проходит в горло ВЗУ — происходит его пуск и скачкообразный рост σ. В таблице представлены диапазоны числа Маха M_0 набегающего потока, соответствующие состоянию ВЗУ при срыве течения, а также устойчивому режиму работы (режим пуска).

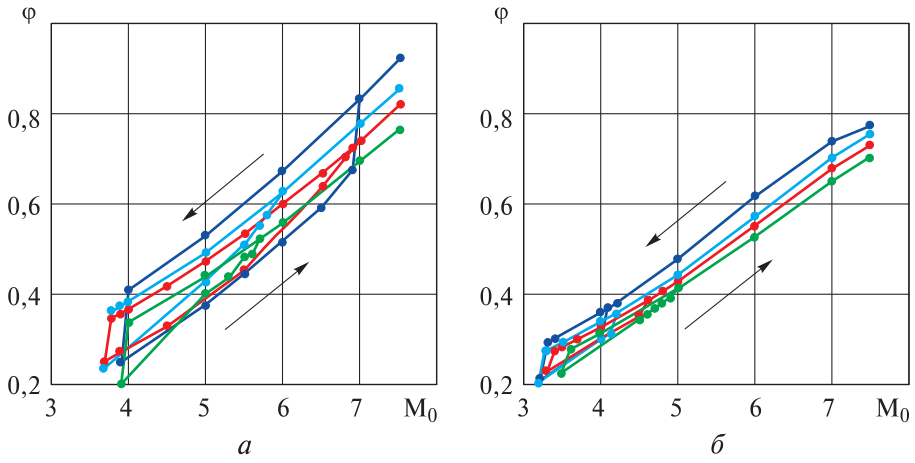


Рис. 6. Зависимости коэффициента φ расхода в горле ВЗУ при двумерной (*а*) и трехмерной (*б*) постановках от числа Маха M_0 набегающего потока для моделей γ–Re_θ (–●–); *k*–ω (–●–); SA (–●–); *k*–ε (–●–)

Диапазоны числа Маха M_0 набегающего потока, соответствующие разным режимам течения в канале ВЗУ для различных моделей турбулентности при двумерной (2D) и трехмерной (3D) постановках

Режим течения	SA		*k*–ε		*k*–ω		γ–Re_θ	
	2D	3D	2D	3D	2D	3D	2D	3D
Срыв	≤3,7	≤3,3	≤3,9	≤3,5	≤3,7	≤3,2	≤3,9	≤3,2
Пуск	≥6,9	≥4,6	≥5,7	≥5,0	≥6,0	≥4,2	≥7,0	≥4,1

На рис. 5 и 6 отчетливо виден гистерезис характеристик, при этом уменьшение M_0 приводит к постепенному увеличению σ, в то время как φ уменьшается. Это обусловлено тем, что при снижении скорости набегающего потока захватываемый ВЗУ объем воздуха сокращается, соответственно меньшему объему воздуха «легче» пройти через сечение с фиксированной площадью — потери давления снижаются, а σ увеличивается.

Анализируя данные на рис. 5, можно отметить, что коэффициент восстановления полного давления для двумерного расчета меньше, чем для трехмерного (в среднем на 5…20 % для соответствующих моделей турбулентности). Это объясняется бóльшим массовым расходом в горле для двумерной постановки в связи с отсутствием растекания на боковых щеках ВЗУ (см. рис. 6). Различие значений φ в двумерной и трехмерной постановках для режима пуска ВЗУ и разных моделей турбулентности в среднем составляет 5…25 % (см. рис. 6, *а*, *б*). При этом наибольшие значения φ получены с помощью модели γ–Re_θ.

Двумерные расчеты, проведенные с помощью моделей турбулентности SA и γ–Re_θ, позволяют получить петли гистерезиса почти одинаковой ширины (см. рис. 5, *а*): $M_0 = 3{,}8...6{,}8$ и $M_0 = 4{,}0...6{,}9$ соответственно (см. таблицу). С помощью модели k–ε получен существенно меньший диапазон неустойчивой работы: $M_0 = 4{,}0...5{,}6$.

В трехмерном расчете (см. рис. 5, *б*) наблюдается противоположная ситуация: ширина петель гистерезиса для моделей k–ω и γ–Re_θ наименьшая: $M_0 = 3{,}3...4{,}1$ и $M_0 = 3{,}3...4{,}0$ соответственно (см. таблицу). При этом наибольший диапазон неустойчивой работы получен с помощью модели k–ε: $M_0 = 3{,}6...4{,}9$.

На рис. 7 представлено распределение статического давления по длине ВЗУ в различных постановках (для трехмерной конфигурации — в плоскости симметрии) при $M_0 = 7{,}5$ и $\alpha = 0$.

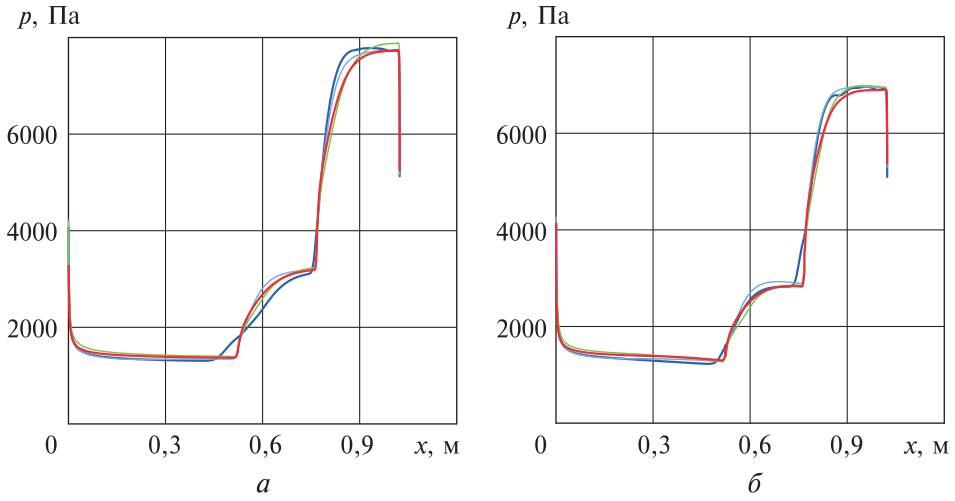


Рис. 7. Распределение статического давления p по длине панелей торможения ВЗУ в двумерной (*а*) и трехмерной (*б*) постановках при $M_0 = 7{,}5$ и $\alpha = 0$ для моделей γ–Re_θ (——); k–ω (——); SA (——); k–ε (——)

Анализируя рис. 7, можно отметить снижение давления на 10 % в пространственном расчете в сравнении с двумерным при $x > 0,8$ м. Это обусловлено тем, что в указанной области картина течения начинает изменяться в связи с растеканием на боковых щеках ВЗУ, которое приводит к снижению расхода воздуха в его горле и повышению коэффициента восстановления полного давления. В целом, модели SA, *k*–ω и *k*–ε в трехмерной и двумерной постановках дают близкие результаты при $x < 0,8$ м: отклонение давления для различных моделей турбулентности не превышает 3 %.

Особенностью результата, полученного с помощью модели γ–Re_θ, является сдвиг системы скачков уплотнения от панелей торможения несколько выше по потоку, чем при других расчетах (см. рис. 7, *а* и *б*). Это объясняется формированием нефизичной вихревой зоны в местах соединения панелей, что, в свою очередь, приводит к фокусировке ударных волн за кромкой обечайки, уменьшению толщины пограничного слоя и увеличению коэффициентов σ и φ (см. рис. 5 и 6).

Заключение. Проведен расчет геометрических характеристик плоского сверхзвукового ВЗУ на основе решения задачи об оптимизации ударно-волновых систем. Посредством численного моделирования показано, что спроектированное плоское ВЗУ с тремя панелями сжатия и одним замыкающим скачком уплотнения обеспечивает параметры на входе камеры сгорания, сходные с параметрами входных устройств, предложенных в проекте HEXAFLY-INT. При этом спроектированное ВЗУ имеет более широкие диапазоны устойчивой работы.

Сравнение характеристик ВЗУ, полученных с использованием различных моделей турбулентности, позволило установить, что модель γ–Re_θ завышает значения коэффициента восстановления полного давления и коэффициента расхода, так как на стыках панелей торможения формируются вихревые зоны, а модель *k*–ε занижает значения σ и φ вследствие повышенной генерации кинетической энергии турбулентности и некоторого утолщения пограничного слоя. При этом результаты, полученные с помощью моделей SA и *k*–ω, различаются в пределах 5…20 %.

Исследования показали, что наличие боковых щек приводит к повышению коэффициента восстановления полного давления на 10…30 % и снижению коэффициента расхода на 10…25 % в зависимости от модели турбулентности.

Полученные результаты могут быть полезны при проектировании сверхзвуковых входных устройств для увеличения диапазона их устойчивой работы и создания систем управления течением, позволяющих повысить эффективность процесса сжатия.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Campbell D.H. F-12 series aircraft propulsion system performance and development. *J. of Aircraft*, 1974, vol. 11 (11), pp. 670–676. https://doi:10.2514/3.60402

[2] Seddon J., Goldsmith E.L. *Intake Aerodynamics.* 2nd ed. AIAA Educational Series, 1999, 1407 p.

[3] McClinton C.R., Hunt J.L., Ricketts R.H., Reukauf P., Peddie C.L. Airbreathing hypersonic technology vision vehicles and development dreams. *9th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference and 3rd Weakly Ionized Gases Workshop*, 1–5 November 1999, Norfolk, VA, USA, AIAA 99–4978. https://doi.org/10.2514/6.1999-4978

[4] Falempin F., Wendling F., Goldfeld M., Starov A. Experimental Investigation of Starting Process for a Variable Geometry Air Inlet Operating from Mach 2 to Mach 8. *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 9–12 July 2006, Sacramento, California, AIAA 2006–4513. https://doi.org/10.2514/6.2006-4513

[5] Teng J., Yuan H. Variable geometry cowl sidewall for improving rectangular hypersonic inlet performance. *Aerospace Science and Technology*, 2015, vol. 42, pp. 128–135. https://doi.org/10.1016/j.ast.2015.01.011

[6] Häberle J., Gülhan A. Internal flow field investigation of a hypersonic inlet at Mach 6 with bleed. *J. of Propulsion and Power*, 2007, vol. 23 (5), pp. 1007–1017. https://doi.org/10.2514/1.29669

[7] Goldfeld M.A., Orlik E.V. The Research of Laminar-Turbulent Transition in Hypersonic Three-Dimensional Boundary Layer. *J. of Thermal Science*, 2005, vol. 14 (2), pp. 103–107. https://doi.org/10.1007/s11630-005-0018-y

[8] Ганжело А.Н. Оптимизация одной системы скачков уплотнения. *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*, 2009, № 4, с. 162–172.

[9] Омельченко А.В., Усков В.Н. Оптимальные ударно-волновые системы. *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*, 1995, № 6, с. 118–126.

[10] Aleksandrov V.Yu, Danilov M.K., Gouskov O.V., Gusev S.V., Kukshinov N.V., Prokhorov A.N., Zakharov V.S. Numerical and experimental investigation of different intake configuration of HEXAFLY-INT facility module. *30th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences*, 25–30 September 2016, Daejeon, Korea. URL: https://www.icas.org/ICAS_ARCHIVE/ICAS2016/data/papers/2016_0380_paper.pdf

[11] Pezzella G., Marini M., Cicala M., Vitale A., Langener T., Steelant J. Aerodynamic Characterization of HEXAFLY Scramjet Propelled Hypersonic Vehicle. *32nd AIAA Aviation* (*Applied Aerodynamics Conference*), 16–20 June 2014, Atlanta, GA, AIAA 2014–2844. https://doi.org/10.2514/6.2014-2844

[12] Steelant J., Langener T., Di Matteo F., Hannemann K., Riehmer J., Kuhn M., Dittert C., Scheuerpflug F., Jung W., Marini M., Pezzella G., Cicala M., Serre L. Conceptual Design of the High-Speed Propelled Experimental Flight Test Vehicle HEXAFLY. *20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, 6–9 July 2015, Glasgow, Scotland, AIAA 2015–3539.

[13] Karl S., Steelant J. Crossflow Phenomena in Streamline-Traced Hypersonic Intakes. *J. of Propulsion and Power*, 2018, vol. 34 (2), 11 p. https://doi.org/10.2514/1.B36637

[14] Kantrowitz A., Donaldson C. Preliminary investigation of supersonic diffusers. *NACA Wartime Report*, 1945, no. L5D20, 23 p.

[15] Молчанов А.М., Щербаков М.А., Янышев Д.С., Куприков М.Ю., Быков Л.В. *Построение сеток в задачах авиационной и космической техники*. Москва, Изд-во Моск. авиац. ин-та, 2013, 260 с.

[16] Spalart P.R., Allmaras S.R. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 6–9 January 1992, Reno, NV, USA, AIAA–92–0439. https://doi.org/10.2514/6.1992-439

[17] Launder B.E., Spalding D.B. *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. London, Academic Press, 1972, 169 p.

[18] Wilcox D.C. *Turbulence Modeling for CFD*. 3rd ed. La Canada, California, DCW Industries Inc., 2006, 536 p.

[19] Langtry R.B., Florian R., Menter F.R. Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes. *AIAA Journal*, 2009, vol. 47 (12), pp. 2894–2906. http://dx.doi.org/10.2514/1.42362

Статья поступила в редакцию 10.11.2020

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Студенников Е.С. Оценка применимости различных моделей турбулентности для исследования высокоскоростных течений в воздухозаборных устройствах. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2021, вып. 1.

http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2021-1-2046

Студенников Евгений Сергеевич — студент кафедры «Теплофизика» МГТУ им. Н.Э. Баумана. e-mail: studennikoves@mail.ru

Evaluation of applicability of various turbulence models for investigation of high-speed flows in air intakes

© E.C. Studennikov

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

The study focuses on the problem of optimization of the shock wave system which implements the maximum total pressure. Relying on the problem solution, we selected the configuration of a supersonic air intake of external compression and carried out numerical simulation of the flow in the air intake in flight conditions with the free-stream Mach number equal to 7.5 using the ideal gas model for calculations. The system of Favre-averaged Navier — Stokes equations was supplemented by one of the turbulence models: Spalart — Allmaras model, k–ε, k–ω, and γ–Reθ. The paper deals with both two-dimensional and three-dimensional configurations of the air input and studies the influence of angles of attack, wall temperature, and free-stream Mach number on the flow characteristics. Within the research, we determined the ranges of Mach numbers corresponding to the starting mode of the air intake and described the hysteresis of characteristics at the transition of the air intake to the start-up mode for various turbulence models.

Keywords*: air intake, optimization, shock wave, hysteresis*

REFERENCES

[1] Campbell D.H. F-12 series aircraft propulsion system performance and development. *J. of Aircraft*, 1974, vol. 11 (11), pp. 670–676. https://doi:10.2514/3.60402

[2] Seddon J., Goldsmith E.L. *Intake Aerodynamics.* 2nd ed. AIAA Educational Series, 1999, 1407 p.

[3] McClinton C.R., Hunt J.L., Ricketts R.H., Reukauf P., Peddie C.L. Airbreathing hypersonic technology vision vehicles and development dreams. *9th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference and 3rd Weakly Ionized Gases Workshop*, *1–5 November 1999, Norfolk, VA, USA*. AIAA 99–4978. https://doi.org/10.2514/6.1999-4978

[4] Falempin F., Wendling F., Goldfeld M., Starov A. Experimental Investigation of Starting Process for a Variable Geometry Air Inlet Operating from Mach 2 to Mach 8. *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, *9–12 July 2006, Sacramento, California.* AIAA 2006–4513. https://doi.org/10.2514/6.2006-4513

[5] Teng J., Yuan H. Variable geometry cowl sidewall for improving rectangular hypersonic inlet performance. *Aerospace Science and Technology*, 2015, vol. 42, pp. 128–135. https://doi.org/10.1016/j.ast.2015.01.011

[6] Häberle J., Gülhan A. Internal flowfield investigation of a hypersonic inlet at Mach 6 with bleed. *J. of Propulsion and Power*, 2007, vol. 23 (5), pp. 1007–1017. https://doi.org/10.2514/1.29669

[7] Goldfeld M.A., Orlik E.V. The Research of Laminar-Turbulent Transition in Hypersonic Three-Dimensional Boundary Layer. *J. of Thermal Science*, 2005, vol. 14 (2). pp. 103–107. https://doi.org/10.1007/s11630-005-0018-y

[8] Ganzhelo A.N. *Izv. RAN. Mekhanika zhidkosti i gaza — Fluid Dynamics*, 2009, no. 4, pp. 162–172.

[9] Omelchenko A.V., Uskov V.N. *Izv. RAN. Mekhanika zhidkosti i gaza — Fluid Dynamics*, 1995, no. 6, pp. 118–126.

[10] Aleksandrov V.Yu, Danilov M.K., Gouskov O.V., Gusev S.V., Kukshinov N.V., Prokhorov A.N., Zakharov V.S. Numerical and experimental investigation of different intake configuration of HEXAFLY-INT facility module. *30th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences*, *25–30 September 2016, Daejeon, Korea*. Available at: https://www.icas.org/ICAS_ARCHIVE/ICAS2016/data/papers/2016_0380_paper.pdf

[11] Pezzella G., Marini M., Cicala M., Vitale A., Langener T., Steelant J. Aerodynamic Characterization of HEXAFLY Scramjet Propelled Hypersonic Vehicle. *32nd AIAA Aviation* (*Applied Aerodynamics Conference*), *16–20 June 2014, Atlanta, GA*. AIAA 2014–2844. https://doi.org/10.2514/6.2014-2844

[12] Steelant J., Langener T., Di Matteo F., Hannemann K., Riehmer J., Kuhn M., Dittert C., Scheuerpflug F., Jung W., Marini M., Pezzella G., Cicala M., Serre L. Conceptual Design of the High-Speed Propelled Experimental Flight Test Vehicle HEXAFLY. *20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, *6–9 July 2015, Glasgow, Scotland*. AIAA 2015–3539.

[13] Karl S., Steelant J. Crossflow Phenomena in Streamline-Traced Hypersonic Intakes. *J. of Propulsion and Power*, 2018, vol. 34 (2), 11 p. https://doi.org/10.2514/1.B36637

[14] Kantrowitz A., Donaldson C. Preliminary investigation of supersonic diffusers. *NACA Wartime Report*, 1945, no. L5D20, 23 p.

[15] Molchanov A.M., Scherbakov M.A., Yanyshev D.S., Kuprikov M.Yu., Bykov L.V. *Postroenie setok v zadachakh aviatsionnoy i kosmicheskoy tekhniki* [Construction of meshes in problems of aviation and space technology]. Moscow, MAI Publ., 2013, 260 p.

[16] Spalart P.R., Allmaras S.R. A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, *6–9 January 1992, Reno, NV, USA*. AIAA–92–0439. https://doi.org/10.2514/6.1992-439

[17] Launder B.E., Spalding D.B. *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. London: Academic Press, 1972, 169 p.

[18] Wilcox D.C. *Turbulence Modeling for CFD*. 3rd ed. La Canada, California, DCW Industries Inc., 2006, 536 p.

[19] Langtry R.B., Florian R., Menter F.R. Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes. *AIAA Journal*, 2009, vol. 47 (12), pp. 2894–2906. Available at: http://dx.doi.org/10.2514/1.42362

Studennikov E.S., student, Department of Thermal Physics, Bauman Moscow State Technical University. e-mail: studennikoves@mail.ru