

УДК 533.6.011.5+532.517.4

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОГО ГАЗА В ВОЗДУХОЗАБОРНИКАХ

Иванов И.Э.<sup>1</sup>, Крюков И.А.<sup>2,3</sup>, Ларина Е.В.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> – МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup> – Институт проблем механики им. А.Ю.Ишлинского РАН, Москва

<sup>3</sup> – ВНИИА им. Н.Л. Духова, Москва

<sup>4</sup> – Московский авиационный институт, Москва,

[larinaelenav@gmail.com](mailto:larinaelenav@gmail.com)

### Аннотация

Рассмотрена задача моделирования сверхзвукового или гиперзвукового течения в воздухозаборнике с использованием трехпараметрических релаксационных моделей турбулентности. В случае сверхзвукового течения получено приемлемое соответствие ударно-волновой картины и статического давления между экспериментальными и расчетными значениями. В гиперзвуковом случае получена нестационарная картина течения на входе в воздухозаборник.

### NUMERICAL SIMULATION OF HIGH-SPEED VISCOUS INTAKE FLOW

Ivanov I.E.<sup>1</sup>, Kryukov I.A.<sup>2,3</sup>, Larina E.V.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> – Moscow State University, Russian Federation, Moscow

<sup>2</sup> – Institute for Problems in Mechanics of the RAS, Russian Federation, Moscow, 119526

<sup>3</sup> – All-Russia Research Institute of Automatics, Russian Federation, Moscow, 127055

<sup>4</sup> – Moscow Aviation Institute, Russian Federation, Moscow

The supersonic and hypersonic intake flows have been conducted. The three-parameter relaxation turbulence models have been used during the simulation. In the supersonic flow case shock-wave pattern and the wall static pressure along the intake channel are in good agreement with experimental results. In the hypersonic flow case non-stationary flow pattern have been obtained at the air intake entrance.

### 1. Введение

Теория взаимодействия пограничного слоя в сверхзвуковом и гиперзвуковом потоке является достаточно разработанной областью благодаря трудам таких ученых как Черный Г.Г. [17], Нейланд В.Я. [12, 13, 14, 15, 16], Липатов И.И. [9, 10, 11], Шведченко В.В. [15, 16], Боголепов В.В. [1, 2], Желтоводов А.А. [3, 4, 18, 22, 25, 26]. Тем не менее, указанная задача продолжает привлекать внимание в силу неточностей большинства вычислительных моделей при описании такого рода течений. Простейшим представителем подобного рода течений является течение вблизи сжимающего угла. В работах [6, 7, 5, 20] было показано, что использование трехпараметрических релаксационных моделей турбулентности позволяет с приемлемой точностью прогнозировать статическое давление и протяженность отрыва сверхзвуковых и гиперзвуковых течений вблизи сжимающего угла. В данной работе с использованием трехпараметрических  $k-\varepsilon-\mu_t$  и  $k-\omega-\mu_t$  моделей рассматривается более сложный случай двумерного течения с взаимодействием ударных волн и пограничных слоев – сверхзвуковое и гиперзвуковое течение в воздухозаборнике.

## 2. Математическая модель и численный метод

Для моделирования турбулентного течения газа в воздухозаборнике используется система осредненных по Фавру уравнений переноса массы, импульса, энергии и турбулентных величин. Для решения уравнений математической модели выбран обобщенный метод Годунова второго порядка точности по пространству, достигаемый с помощью кусочно-линейного восстановления, и второго порядка точности по времени. Для аппроксимации невязких потоков используется решение задачи о распаде разрыва реализовано с помощью точного решателя. Используются две модели турбулентности: низкорейнольдсовая  $k-\omega-\mu_t$  модель [24] и высокорейнольдсовая  $k-\varepsilon-\mu_t$  модель [8]. Эти модели показали свою применимость к высокоскоростным течениям в задаче течений внутри плоских и осесимметричных сопел, течений в недорасширенной струе [6].

«Lag» (или  $k-\omega-\mu_t$ ) модель была предложена в [24]. Она состоит из уравнения для кинетической энергии турбулентности  $k$ , уравнения для частоты турбулентных пульсаций  $\omega$  и дифференциального уравнения для турбулентной вязкости:

$$\frac{\partial \mu_t}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \mu_t}{\partial t} = c_\tau \frac{1}{\tau} (\mu_{tE} - \mu_t). \quad (1)$$

где  $\mu_{tE}$  - равновесная турбулентная вязкость, определяемая по формуле  $\mu_{tE} = \bar{\rho} k / \omega$ ,  $\mu_t$  - неравновесная турбулентная вязкость,  $c_\tau=0.35$  - постоянная модели, временной масштаб турбулентности  $\tau=1/\omega$ .

Использованный в  $k-\omega-\mu_t$  модели вариант учета предыстории течения на основе дополнительного уравнения для неравновесной турбулентной вязкости можно применить к большинству двухпараметрических моделей турбулентности. В частности, трехпараметрическая  $k-\varepsilon-\mu_t$  модель [8] построена на основе «стандартной»  $k-\varepsilon$  модели [21], а пристеночные функции, используемые в данной модели, учитывают градиент давления. Дополнительное релаксационное уравнение для неравновесной турбулентной вязкости  $\mu_t$  данной модели имеет вид:

$$\frac{\partial \mu_t}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \mu_t}{\partial x_i} = c_\tau \frac{\varepsilon}{k} (\mu_{tE} - \mu_t). \quad (2)$$

где  $\mu_{tE}$  - равновесная турбулентная вязкость, определяется по формуле  $\mu_{tE} = c_\mu \bar{\rho} k^2 / \varepsilon$ ;  $c_\mu=0.09$ ,  $c_\tau=0.75$ , турбулентный масштаб времени  $\tau=\varepsilon/k$ .

## 3. Численные результаты

### 3.1 Сверхзвуковое течение в воздухозаборнике [19]

Проведенное численное моделирование основано на данных статьи [19]. Выбран один вариант геометрии воздухозаборника, представленный на рис. 1, на котором изображена геометрия расчетной области. Число Маха набегающего потока составляет 2.5, температура торможения 295 К, давление торможения 5.6 бар, число Рейнольдса на единицу длины  $5.07 \cdot 10^7$ , рабочее тело – воздух ( $\gamma=1.4$ ).

При проведении численного моделирования геометрия расчетной области выбиралась из соображения, что в случае запираания течения в воздухозаборнике не происходило запираание всего канала. Стенки воздухозаборника принимались адиабатическими и на них ставились условия прилипания. Остальные стенки канала считались стенками с проскальзыванием. На все трех частях правой границы ставились условия выходного потока, причем на верхней и нижней части давление принималось равным  $0.9695 \cdot P_{in}$ , где  $P_{in}$  - давление набегающего потока (так как сопло на выходе в эксперименте поддерживает разрежение в камере для предотвращения запираания течения внутри установки). В средней выходной части расчетной области (на выходе из канала воздухозаборника) принималось давление  $1.31 \cdot P_{in}$ ,

что было принято из представленных экспериментальных значений (приблизенно, так как течение на выходе из канала не является равномерным).

Угол атаки набегающего потока, указанный в эксперименте, составляет  $10^\circ$ . По идеальной теории обтекания клина и приведенных в эксперименте данных получается значение угла атаки  $8^\circ$ , поэтому в ходе численного моделирования было принято решение использовать значение угла атаки  $8^\circ$ . При моделировании использовались скругленные кромки.

Расчетная сетка содержала 64800 расчетных ячеек со сгущением (различным для  $k-\omega$ - $\mu_t$  и  $k-\epsilon-\mu_t$  моделей) к стенкам внутренней части воздухозаборника и кромкам (рис. 2).

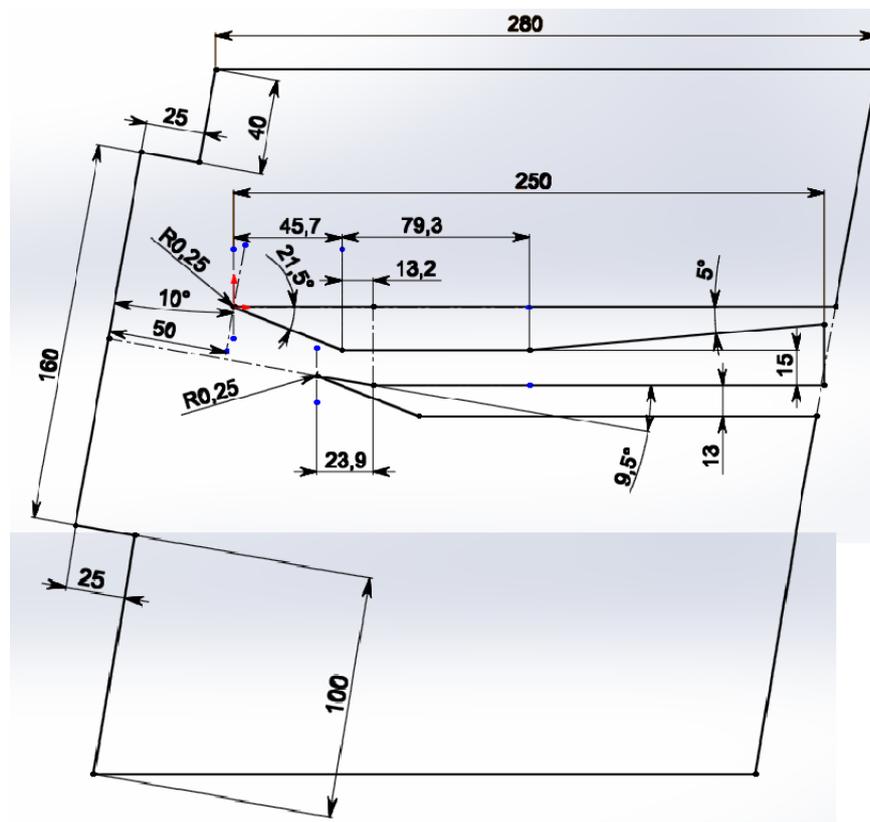


Рис.1. Эскиз расчетной области, размеры даны в мм.

Картина течения, представленная полем модуля градиента плотности, показывает сложную ударно-волновую структуру (рис. 3). Использование скругления у носика привело к появлению отошедших головных ударных волн у кромок. Как и указано в эксперименте, ударная волна от первой кромки не попадает в точности на кромку нижнего контура воздухозаборника. Поэтому нижняя кромка обтекается потоком с меньшим числом Маха и большим давлением сравнению с параметрами набегающего потока. Образовавшаяся на нижней кромке ударная волна попадает внутрь канала и взаимодействует с веером волн разрежения, идущего от тупого угла верхней части воздухозаборника. За веером волн разрежения на верхней кромки под воздействием падающей ударной волны образуется отрыв пограничного слоя, и падающая ударная волна от кромки нижней части воздухозаборника отражается от границы области отрыва. Возникает и ударная волна, идущая от точки присоединения на верхней части воздухозаборника. Хорошо виден скачок, порождаемый углом сжатия нижней части воздухозаборника. Все перечисленные волны отражаются от границ пограничного слоя и образуют сложную ударно-волновую картину внутри канала (рис. 5). Поле числа Маха (рис. 4) показывает, что на верхней части воздухозаборника образуется осязательный отрыв, и далее после присоединения реализуется безотрывное обтекание. За исключением

пристеночной области и области отрыва, всюду в канале реализуется сверхзвуковое течение.

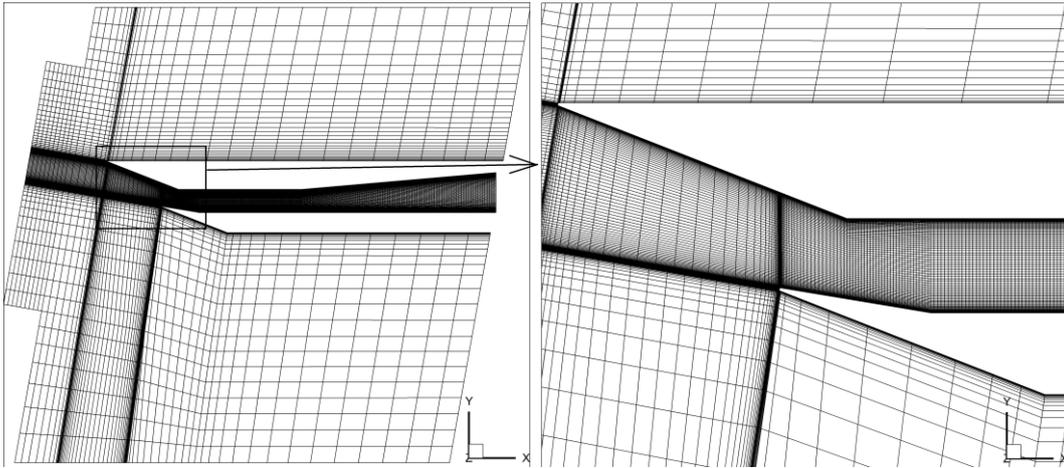


Рис.2. Расчетная сетка со сгущениями к кромкам и стенкам.

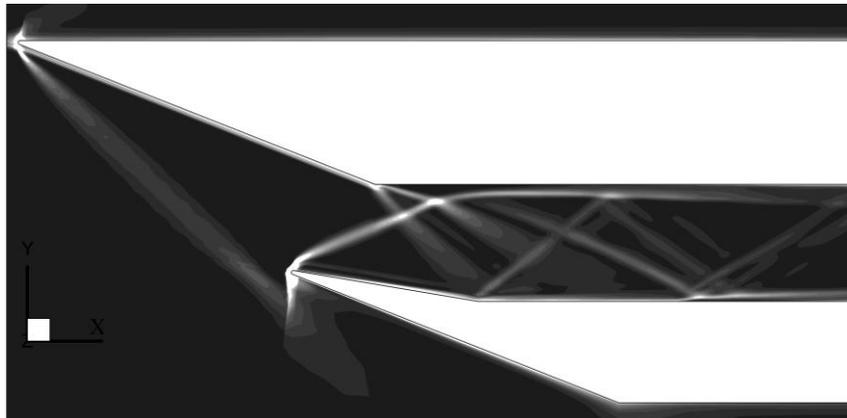


Рис. 3. Модуль градиента плотности в расчете с использованием  $k-\omega-\mu_t$  модели [24].

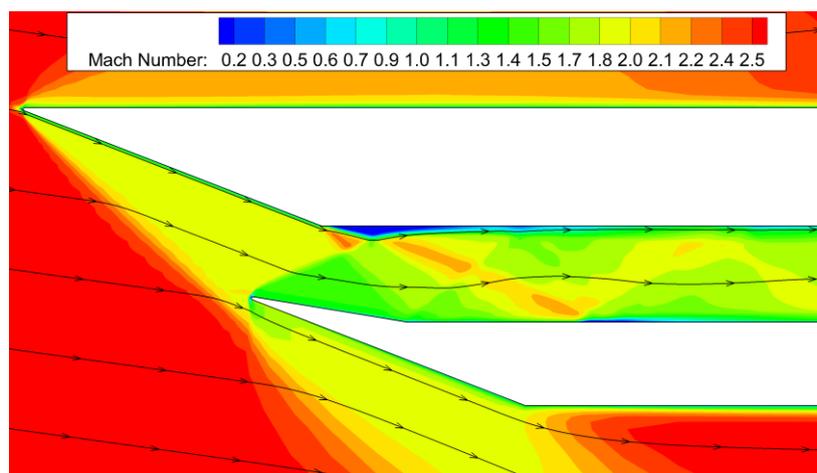


Рис. 4. Поле числа Маха в расчете с использованием  $k-\omega-\mu_t$  модели [24].

Сравнение шпирен-фотографии с результатами численного моделирования показывает (рис. 5), что картина течения воспроизведена с хорошей точностью и не происходит расхождения по положению отраженных скачков на протяжении всего течения в канале. Срав-

нение производится по  $k-\omega-\mu_t$  модели, но и аналогичное сопоставление результатов по  $k-\varepsilon-\mu_t$  модели показывает, что картина течения не уступает результатам по  $k-\omega-\mu_t$  модели.

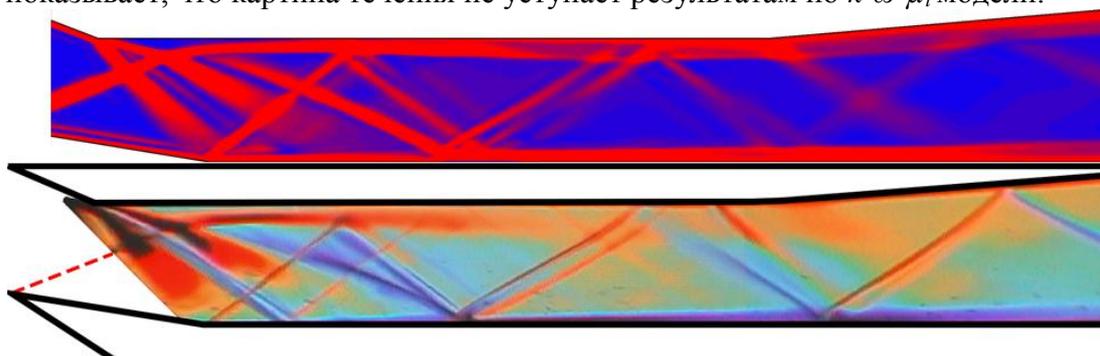


Рис. 5. Сравнение цветной шлирен-фотографии внутри канала из эксперимента [19] и поля модуля градиента плотности расчета с использованием  $k-\omega-\mu_t$  модели [24].

Статическое давление на верхней (рис. 6) и нижней (рис. 7) поверхностях воздухозаборника указывает на количественное соответствие экспериментальным данным в пределах погрешности как для  $k-\varepsilon-\mu_t$ , так и для  $k-\omega-\mu_t$  моделей. Видно, что давление на наклонной части нижней поверхности в 1.3 раза превосходит максимальное значение давления в канале, так как на данном участке течения происходит самое сильное сжатие потока.

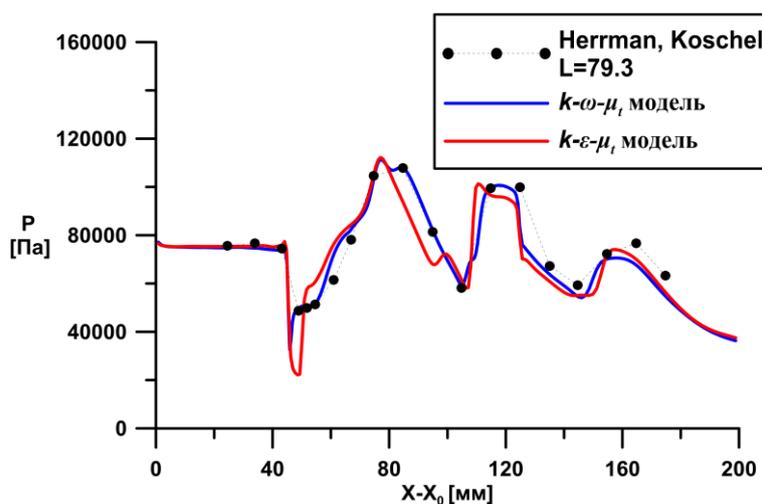


Рис. 6. Распределение статического давления по верхней поверхности (ramp) воздухозаборника.

Безразмерное расстояние до стенки в первой пристеночной ячейке в проведенном численном моделировании (рис. 8, 9) показывает, что высокорейнольдсовая и низкорейнольдсовая модели на указанных сетках соответствуют требуемым ограничениям и результатам моделирования можно верить. Как видно, в области сильного сжатия безразмерное расстояние до стенки несколько больше, чем внутри канала, потому что для больших чисел Маха в данной области требуется большее сгущение к стенке.

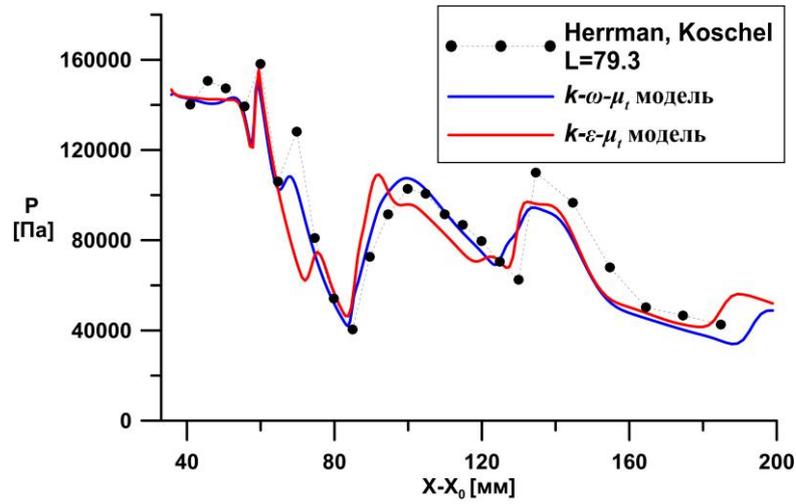


Рис. 7. Распределение статического давления по нижней поверхности (lip) воздухозаборника.

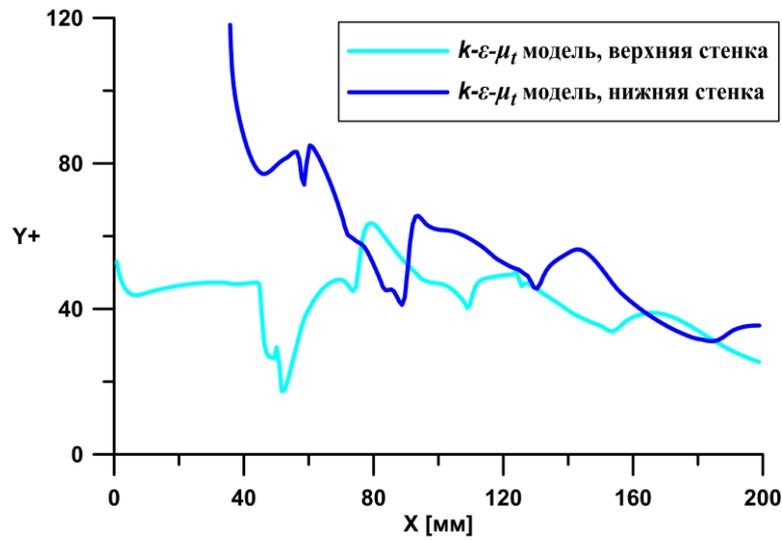


Рис. 8. Распределение безразмерного расстояния до стенки при моделировании течения с использованием высокорейнольдсовой  $k-\varepsilon-\mu_t$  модели (2).

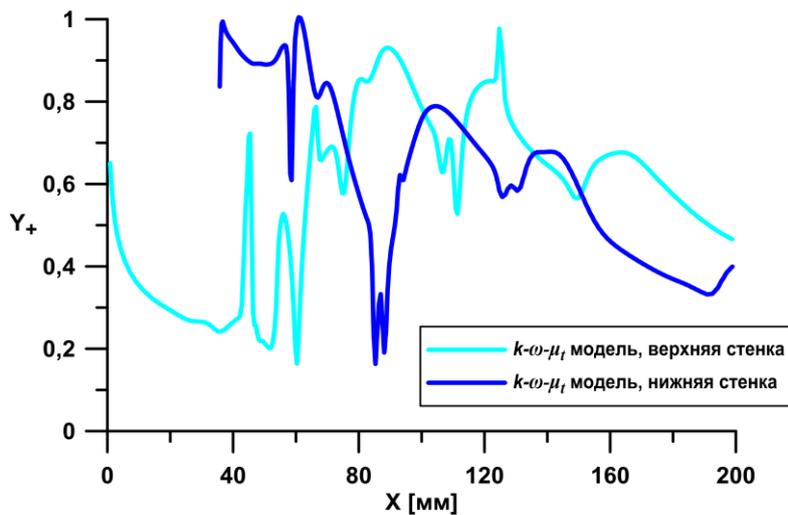


Рис. 9. Распределение безразмерного расстояния до стенки при моделировании течения с использованием низкорейнольдсовой  $k-\omega-\mu_t$  модели [24].

### 3.2 Гиперзвуковое течение в воздухозаборнике [37]

В процессе моделирования гиперзвукового течения работы [23] было установлено, что, несмотря на выводы авторов эксперимента о стационарности течения, представленное течение является нестационарным. Более того, после тщательного рассмотрения приводимых авторами [23] экспериментальных данных был сделан вывод о том, что в течении имеет место нестационарный отрыв пограничного слоя, движущийся с течением времени к носу воздухозаборника и не доходящий до него только потому, что течение в ударной трубе имеет жесткие ограничения по времени. Судя по приводимым авторами значениям статического давления, экспериментальные данные не соответствуют значениям, получаемым по идеальной теории и в реальности в случае стационарного течения должно быть значительно больше. Тем не менее, численное моделирование было проведено и получены качественные результаты, касающиеся ударно-волновой структуры рассматриваемого течения.

Параметры набегающего потока следующие. Число Маха набегающего потока составляет 7.9, давление набегающего потока 250 Па, температура набегающего потока 149.1 К, давление торможения 22.5 бар, число Рейнольдса на единицу длины  $1.13 \cdot 10^6$ , рабочее тело – воздух ( $\gamma=1.4$ ). Эскиз расчетной области представлен на рис. 10.

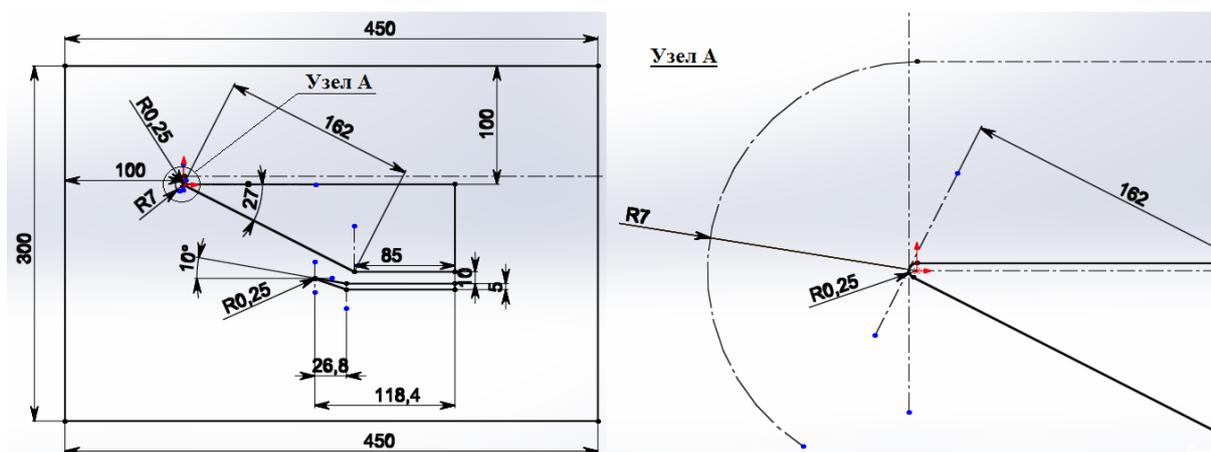


Рис. 10. Эскиз расчетной области, размеры даны в мм.

Сравнение шпирен-фотографий с данными, полученными в расчете с использованием  $k-\varepsilon-\mu_t$  модели иллюстрирует процесс развития течения (рис. 11–13). При запуске течения формируется косая ударная волна от носика верхней части (рис. 11) На носике нижней части также видна ударная волна, падающая на тупой угол. Затем под воздействием градиентов давления возникает отрыв пограничного слоя от наклонной части воздухозаборника (рис. 12). При обтекании отрывной области, служащей дополнительным препятствием для сверхзвукового потока, возникает косая ударная волна, взаимодействующая с ударной волной, идущей от носика. С течением времени (рис. 13) протяженность отрыва растет, и ударная волна сдвигается ближе к кромке верхней части воздухозаборника. При дальнейшем развитии течения область отрыва будет занимать большую часть течения, и составлять существенное препятствие для сверхзвукового потока, приведет к запиранию данного воздухозаборника.

Таким образом, проведенное численное моделирование течений в воздухозаборниках продемонстрировало, что релаксационные модели ( $k-\varepsilon-\mu_t$  (2) и  $k-\omega-\mu_t$  [24]) турбулентности могут быть успешно применены для сложных конфигураций течения, включающих взаимодействия ударных волн с пограничными слоями.

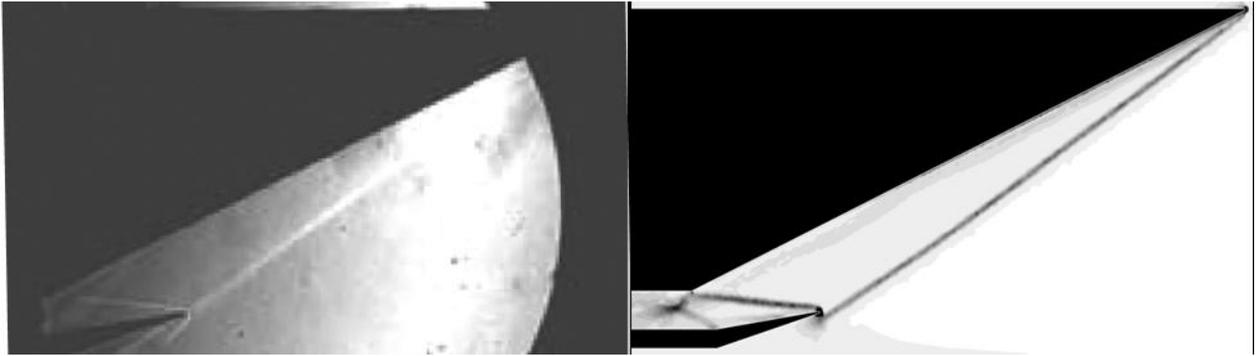


Рис. 11. Сравнение шлирен-фотографии течения вблизи воздухозаборника из эксперимента [23] и поля модуля градиента плотности расчета с использованием  $k-\varepsilon-\mu_t$  модели (2) в момент времени 500 мкс.

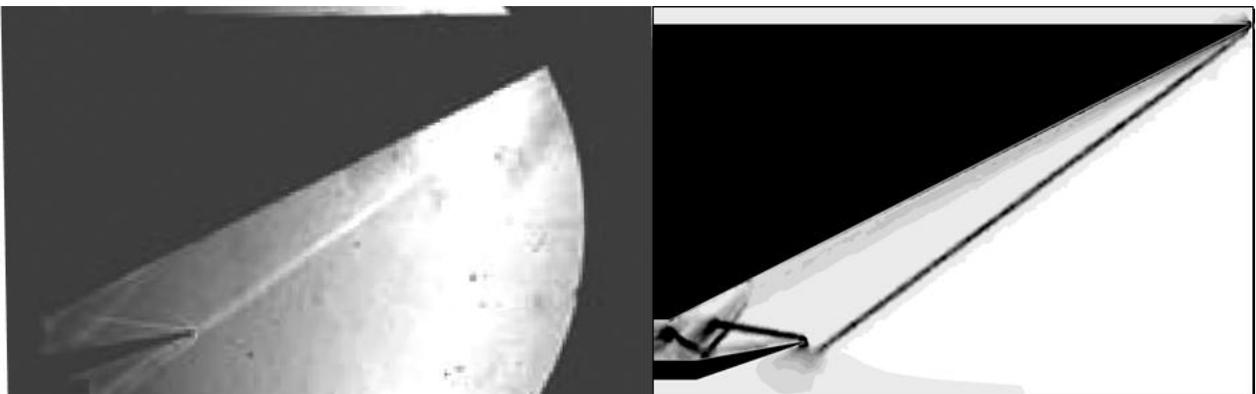


Рис. 12. Сравнение шлирен-фотографии течения вблизи воздухозаборника из эксперимента [23] и поля модуля градиента плотности расчета с использованием  $k-\varepsilon-\mu_t$  модели (2) в момент времени 600 мкс.



Рис. 13. Сравнение шлирен-фотографии течения вблизи воздухозаборника из эксперимента [23] и поля модуля градиента плотности расчета с использованием  $k-\varepsilon-\mu_t$  модели (2) в момент времени 1500 мкс.

## Заключение

Рассмотрена задача моделирования сверхзвукового и гиперзвукового течения в воздухозаборнике. Показано, что с использованием выбранных трехпараметрических моделей можно получить приемлемое соответствие для ударно-волновой картины сверхзвукового течения в канале (воздухозаборника) и статического давления между экспериментальными

и расчетными значениями. Положение и протяженность отрывной области проведенного численного моделирования соответствует эксперименту.

Работа была выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (Грант № 14-08-01286а).

## Литература

1. Боголепов В.В. Расчет взаимодействия сверхзвукового пограничного слоя с тонким препятствием. // Уч. зап. ЦАГИ, 1974, т.5, 6, С.30–38.
2. Боголепов В.В., Нейланд В.Я. Исследование локальных возмущений вязких сверхзвуковых течений. Сб. Аэромеханика, М.:Наука, 1976, С.104–118.
3. Борисов А.В., Желтоводов А.А., Максимов А.И., Федорова Н.Н., Шпак С.И. Экспериментальное и численное исследование сверхзвуковых турбулентных отрывных течений в окрестности двумерных препятствий // Механика Жидкости и Газа, 1999, N 2, С. 26–37.
4. Желтоводов А. А. Закономерности развития и возможности численного моделирования сверхзвуковых турбулентных отрывных течений // Авиационно-космическая техника и технология . - 2012. - № 5. - С. 95–107.
5. И.Э. Иванов, И.А. Крюков, Ларина Е.В. Моделирование турбулентности при взаимодействии ударных волн с пограничными слоями в гиперзвуковых течениях: IX Международный Симпозиум по радиационной плазмодинамике: Сборник научных трудов, М.:НИЦ "Инженер", 2012, с. 56-61, ISBN 978-5-7013-0144-1.
6. Иванов И.Э., Крюков И.А., Ларина Е.В. Численное моделирование отрывных сверхзвуковых и гиперзвуковых течений вблизи сжимающего угла: Материалы XVIII международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2013). Алушта, 2013 г., с. 598-600.
7. Иванов И.Э., Крюков И.А., Ларина Е.В. Исследование моделей турбулентности для численного моделирования сверхзвукового и гиперзвукового отрывного обтекания сжимающего угла: Материалы XIII школы-семинара "Модели и методы аэродинамики" (ММА'2013). Евпатория, 2013 г., С. 123–125.
8. Иванов И.Э., Крюков И.А., Ларина Е.В. Влияние времени релаксации турбулентной вязкости на моделирование течений в соплах и струях // Изв. РАН. МЖГ. 2014. № 5. С. 149–159.
9. Липатов И.И. Пространственное обтекание малой неровности в режиме слабого гиперзвукового взаимодействия // Учен. записки ЦАГИ. 1980. Т. 11, № 2.
10. Липатов И.И., Нейланд В.Я. К теории нестационарного отрыва и взаимодействия ламинарного пограничного слоя // Учен. записки ЦАГИ. 1987. Т. 18, № 1. С. 36–49.
11. Липатов И. И. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Математика. Механика. Информатика, 8:3 (2008), С. 49–56.
12. Нейланд В.Я. Асимптотические задачи вязких сверхзвуковых течений. // Тр. ЦАГИ, 1974, вып.1529.
13. Нейланд В.Я. Асимптотическая теория отрыва и взаимодействия пограничного слоя со сверхзвуковым потоком газа. // Усп. Мех., 1981, т.4, вып.2, С.3–62.
14. Нейланд В.Я. Асимптотическая теория взаимодействия и отрыва пограничного слоя в сверхзвуковом потоке газа. // Механика и научно-технический прогресс, т.2, М.: Наука, 1987, С.128–145.
15. Нейланд В.Я., Соколов Л.А., Шведченко В.В. Влияние температурного фактора на структуру отрывного течения в сверхзвуковом потоке газа // Изв. РАН. МЖГ. 2008, № 5, с.39-51.
16. Нейланд В.Я., Соколов Л.А., Шведченко В.В. Структура отрывного течения при обтекании угла сжатия сверхзвуковым потоком и различных значениях температурного фактора. // Успехи механики сплошных сред : к 70-летию академика В.А.Левина: сб.научн.тр. Владивосток. 2009, С.540–562.
17. Черный Г.Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз. 1959.
18. Babinsky H., Harvey J.K., Shock wave-boundary-layer interactions. Cambridge Aerospace Series, 2011. [ISBN 980-0-521-84852-7]

19. Herrmann C.D., Koschel W.W. Experimental investigation of the internal compression of a hypersonic intake. // 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. 7-10 July 2002, Indianapolis, Indiana. AIAA-2002-4130.
20. Larina E.V., Kryukov I.A., Ivanov I.E. Numerical simulation of high-speed separation flow in the aerospace propulsion systems. ICAS 2014 Proceedings (29th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences), 2014г, ISBN: 3-932182-80-4.
21. Launder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flows // Computer Meth. Appl. Mech. Engn., 1974, 3, Pp. 269–289.
22. M. Loginov, N. Adams, and A. Zheltovodov. Large-eddy simulation of shockwave/turbulent-boundary-layer interaction. // J. Fluid Mech, 565 (2006), Pp 135–69.
23. Mahapatra D., Jagadeesh G. Studies on unsteady shock interactions near a generic scramjet inlet. // AIAA J., Vol. 47, No. 9, September 2009, DOI: 10.2514/1.41954.
24. M.E. Olsen, T. J. Coakley. The Lag Model, a Turbulence Model for Non Equilibrium Flows // AIAA Pap., 2001-2664, 2001, 11p.
25. Zheltovodov A. A. Some advances in research of shock wave turbulent boundary layer interactions // AIAA Paper 2006–0496 (2006).
26. Zheltovodov A.A., Maksimov A.I., Schülein E., Knight D.D., Thivet F., Gaitonde D.V., Schmisser J.D. Experimental and computational studies of crossing-shock-wave / turbulent-boundary-layer interactions. Proceedings of International Conference RDAMM–2001, 2001, Vol. 6, Pt. 2, Pp. 153–162.

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2014 г.