

doi: 10.17586/2226-1494-2021-21-2-283-296

УДК 532.529

Численное моделирование влияния вязкости и турбулентности на сверхзвуковое обтекание углов сжатия и расширения

Константин Николаевич Волков¹, Екатерина Евгеньевна Ильина²✉, Игорь Алексеевич Волобуев³

¹ Университет Кингстона, Лондон, SW15 3DW, Великобритания

^{1,2,3} Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, 190005, Российская Федерация

³ ООО «ВНХ-Энерго», Санкт-Петербург, 198035, Российская Федерация

¹ k.volkov@kingston.ac.uk, <https://orcid.org/0000-0001-6055-2323>

² il-190.89@mail.ru✉, <https://orcid.org/0000-0001-6789-0552>

³ Volobuev_ig@mail.ru, <http://orcid.org/0000-0002-0714-1952>

Аннотация

Предмет исследования. Сверхзвуковое и гиперзвуковое обтекание элементов летательных аппаратов сопровождается формированием сложной структуры течения, которая характеризуется наличием сильных ударных волн, волн разрежения, контактных разрывов, отрывом и присоединением потока. Для таких задач характерно взаимодействие ударных волн с вязкими пограничными слоями, которое носит достаточно сложный характер и во многом определяет эффективность летательных аппаратов. При обтекании сложных конструкций летательных аппаратов и их силовых установок в окрестности выпуклых угловых точек геометрии локально реализуются течения сжатия и расширения. Расчет косых скачков уплотнения, образующихся при обтекании угла сжатия, и простых волн расширения, формирующихся при обтекании угла расширения, входит как элемент решения многих задач на построение линий тока и поиска распределения давления на обтекаемой поверхности. **Метод.** На основе технологии адаптивных сеток предложена численная модель, предназначенная для исследования двумерных эффектов, возникающих при сверхзвуковом обтекании углов сжатия и расширения. Численное моделирование выполнено с применением моделей, таких как невязкая, ламинарная, турбулентная. В расчетах число Маха падающей ударной волны изменяется от 2 до 15, а угол разворота потока — от 5 до 15°. Число Рейнольдса, вычисленное по характеристикам невозмущенного потока, равно 10^5 . Рабочий газ — воздух (показатель адиабаты — $\gamma = 1,4$). **Основные результаты.** Рассмотрена качественная картина течения при дифракции ударной волны на уступах различной геометрии. При взаимодействии ударной волны с углом сжатия наблюдается отрыв потока и формирование рециркуляционной области, а при взаимодействии ударной волны с углом расширения — расцентровка волны Прандтля–Майера. Проведено сравнение результатов расчетов с теоретическими данными по параметрам потока за фронтом ударной волны или всером волны разрежения. **Практическая значимость.** Исследования показали влияние эффектов вязкости и турбулентности на структуру течения и распределения характеристик потока при обтекании углов сжатия и расширения. Результаты моделирования могут найти применение при решении задач, связанных с проектированием воздухозаборников высокоскоростных летательных аппаратов при параметрических и оптимизационных расчетах газодинамических течений, возникающих в элементах двигательных установок сверх- и гиперзвуковых летательных аппаратов.

Ключевые слова

ударная волна, дифракция, угол сжатия, угол расширения, численное моделирование, газовая динамика

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в ходе реализации проекта «Создание опережающего научно-технического задела в области разработки передовых технологий малых газотурбинных, ракетных и комбинированных двигателей сверхлегких ракет-носителей, малых космических аппаратов и беспилотных воздушных судов, обеспечивающих приоритетные позиции российских компаний на формируемых глобальных рынках будущего», № FZWF-2020-0015.

Ссылка для цитирования: Волков К.Н., Ильина Е.Е., Волобуев И.А. Численное моделирование влияния вязкости и турбулентности на сверхзвуковое обтекание углов сжатия и расширения // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2021. Т. 21, № 2. С. 283–296. doi: 10.17586/2226-1494-2021-21-2-283-296

© Волков К.Н., Ильина Е.Е., Волобуев И.А., 2021

The influence of viscosity and turbulence on the supersonic flow compression and expansion corner

Konstantin N. Volkov¹, Ekaterina E. Ilina²✉, Igor A. Volobuev³

¹ Kingston University, London, SW15 3DW, United Kingdom

^{1,2,3} Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D.F. Ustinov, Saint Petersburg, 190005, Russian Federation

³ LLC “VNH-Energo”, Saint Petersburg, 198035, Russian Federation

¹ k.volkov@kingston.ac.uk, <https://orcid.org/0000-0001-6055-2323>

² il-190.89@mail.ru✉, <https://orcid.org/0000-0001-6789-0552>

³ Volobuev_ig@mail.ru, <http://orcid.org/0000-0002-0714-1952>

Abstract

Super- and hypersonic flow around aircraft elements is accompanied by the formation of a complex flow structure, which is characterized by the presence of strong shock waves, rarefaction waves, contact discontinuities, separation and reattachment of the flow. For such problems, the interaction of shock waves with viscous boundary layers is characteristic. Such interaction is quite complex and largely determines the effectiveness of aircraft. When flowing around complex structures of aircraft and their power plants in the vicinity of convex corner points of the geometry, compression and expansion flows are locally realized. The calculation of oblique shock waves, formed when flowing around the compression angle, and simple expansion waves, formed around the flowing angle of expansion, is included as an element of solving many problems of constructing streamlines and finding the pressure distribution on the streamlined surface. Based on the technology of adaptive meshes, a numerical model is proposed for studying two-dimensional effects arising from supersonic flow around the angles of compression and expansion. Numerical simulation was performed using various models such as inviscid, laminar or turbulent. In the calculations, the Mach number of the incident shock wave varies from 2 to 15, and the flow angle varies from 5 to 15 degrees. The Reynolds number, calculated from the characteristics of the unperturbed flow, is equal to 10^5 . The working gas is air ($\gamma = 1.4$). A qualitative picture of the flow during diffraction of a shock wave on steps of different geometry is considered. When the shock wave interacts with the compression angle, flow separation and the formation of a recirculation region are observed, and when the shock wave interacts with the expansion angle, the Prandtl–Mayer wave is misaligned. The results of calculations are compared with theoretical data on the parameters of the flow behind the shock front or fan of the rarefaction wave. Studies have shown the influence of the effects of viscosity and turbulence on the flow structure and distribution of flow characteristics when flowing around the angles of compression and expansion. The simulation results can find application in solving problems related to the design of air intakes of high-speed flying aircrafts, in particular, in parametric and optimization calculations of gas-dynamic flows that arise in the elements of propulsion systems of supersonic and hypersonic aircraft.

Keywords

shock wave, diffraction, compression corner, expansion corner, numerical simulation, gas dynamics

Acknowledgements

This work was financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of Russian Federation during the implementation of the project “Creating a leading scientific and technical reserve in the development of advanced technologies for small gas turbine, rocket and combined engines of ultra-light launch vehicles, small spacecraft and unmanned aerial vehicles that provide priority positions for Russian companies in emerging global markets of the future”, No. FZWF-2020-0015.

For citation: Volkov K.N., Ilina E.E., Volobuev I.A. The influence of viscosity and turbulence on the supersonic flow compression and expansion corner. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2021, vol. 21, no. 2, pp. 283–296 (in Russian). doi: 10.17586/2226-1494-2021-21-2-283-296

Введение

Сверх- и гиперзвуковое обтекание элементов летательных аппаратов сопровождается формированием сложной структуры течения, которая, в частности, характеризуется наличием сильных ударных волн, волн разрежения, контактных разрывов, отрывом и присоединением потока [1]. Для широкого круга прикладных задач характерно взаимодействие ударных волн с вязкими пограничными слоями, формирующимися на обтекаемой поверхности. Такое взаимодействие носит достаточно сложный характер, во многом определяя эффективность летательных аппаратов. В пристеночной области возникают локальные отрывные зоны и области повышенных силовых и тепловых нагрузок, что приводит к снижению устойчивости летательного аппарата и повышению потерь в силовых установках.

Интенсивность взаимодействия ударной волны с пограничным слоем определяется как конкретной геометрией течения, так и его режимными параметрами, прежде всего, числами Маха (M) и Рейнольдса [2].

При обтекании сложных конструкций летательных аппаратов и их силовых установок в окрестности выпуклых угловых точек геометрии локально реализуются течения сжатия и расширения (рис. 1). Организация таких течений, например, при помощи уступов с различными углами наклона образующей к направлению набегающего потока, используется для стабилизации горения в воздушно-реактивных двигателях. Реализация течений подобного рода характерна для тел с изломами образующей при их обтекании сверхзвуковым потоком и их донной области. Расчет косых скачков уплотнения, образующихся при обтекании угла сжатия, и простых волн расширения, формирующихся

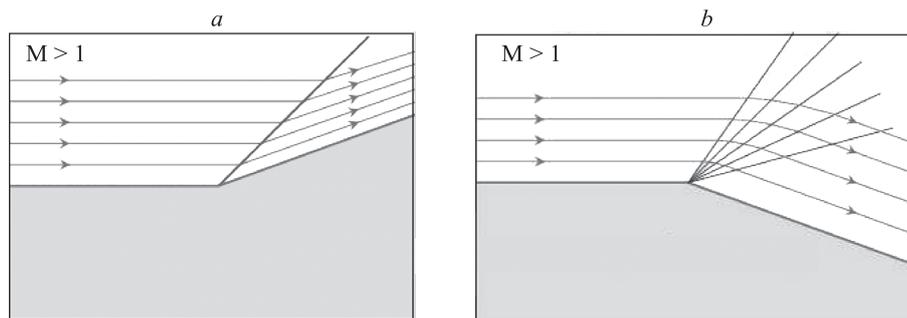


Рис. 1. Обтекание углов сжатия (а) и расширения (б) сверхзвуковым потоком
 Fig. 1. Supersonic flow around the compression corner (a) and expansion corner (b)

при обтекании угла расширения, входит как элемент в решение многих задач на построение линий тока и поиска распределения давления на обтекаемой поверхности. В работе [3] описывается метод получения верхней поверхности волнолета (waverider) как совокупности линий тока, соответствующих сверхзвуковому обтеканию выпуклого угла (течение Прандтля–Майера). Отличительной особенностью данного течения является геометрическое подобие линий тока относительно вершины выпуклого угла. Изменение формы кормовой части летательного аппарата путем введения предварительного расширения с небольшим углом (до 15°) приводит к повышению давления в донной области и уменьшению сопротивления тела [4].

Моделирование течений невязкого сжимаемого газа около углов расширения (expansion corner) и сжатия (compression corner), а также их комбинаций, относится к каноническим задачам газовой динамики. Такие течения исследуются как теоретическими методами (ударные поляры) и средствами физического эксперимента, так и при помощи методов численного моделирования, основанными на решении уравнений Эйлера.

Постановка задачи

Для многих практических приложений оказываются важными ударно-волновая структура формирующихся течений и крупномасштабные вихревые структуры, которые развиваются в слое смешения над отрывной зоной. Роль вихревых структур в существенной степени сказывается в обмене массой, количеством движения и энергией между внешним невязким течением и рециркуляционной областью. В этом случае для моделирования течений используются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса и вихреразрешающие подходы к моделированию турбулентности.

Возможности и точность методов численного моделирования по воспроизведению ударно-волновой структуры потока и его различных особенностей обсуждаются в работе [5], включая течения около углов сжатия и расширения, а также их комбинаций. Сильное влияние на результаты расчетов оказывает степень разрешения волновой картины течения, которая зависит от способа дискретизации невязких потоков. Вязкие силы определяются турбулентными напряжениями и зависят от используемой для замыкания уравнений Рейнольдса модели турбулентности. Повышенное размазывание

скачков в расчетах приводит к подавлению отрыва потока, как и в реальных течениях при сглаживании воздействующих на пограничный слой градиентов давления. В [6] предложен ряд канонических тестовых задач для проверки работоспособности моделей турбулентности, а в работах [7, 8] сравнивается точность различных численных методов. К плоским конфигурациям относятся: пластина, сопряженная с клином, пластина и взаимодействие плоского падающего скачка с пограничным слоем, а к осесимметричным – цилиндр, сопряженный с конусом цилиндра и взаимодействие осесимметричного падающего скачка с цилиндром.

Результаты физического эксперимента (распределения давления и скорости в различных сечениях) в широком диапазоне углов приведены в работах [9–12]. Трехмерные расчеты структуры течения и теплообмена во входной секции воздухозаборника выполнены в [13]. Турбулентное обтекание угла сжатия с отрывом потока обсуждается в работах [14–16]. Модификация стандартных моделей турбулентности позволяет получить результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментом. Особенности отрыва потока при взаимодействии ударной волны с углом сжатия рассмотрены в [17]. При определенных условиях наблюдаются вторичный отрыв пограничного слоя, на структуру которого оказывает влияние температурный фактор, а также поперечные составляющие градиента давления и вихревые структуры [18, 19]. При увеличении числа Рейнольдса течение в области отрыва из двумерного переходит в трехмерное. Особенности взаимодействия ударной волны с пограничным слоем изучены в работе [20], а детали отрыва потока — в [21, 22] на основе данных о вихре разрешающего моделирования. При фиксированном числе Маха интенсивность взаимодействия ударной волны с пограничным слоем возрастет при увеличении величины уступа.

В ранних экспериментальных работах основное внимание уделялось измерениям статического давления в донной области, которое изменяет сопротивление тела, и исследованию волновой структуры течения [23, 24]. Сверхзвуковые турбулентные течения в окрестности плоского уступа с наклонной подветренной гранью изучены в [25] при изменении угла наклона грани уступа и числа Маха набегающего потока, а измерения различных характеристик потока — в [26]. Структура течения в области расширения потока рассмотрена в работах [27, 28]. Флуктуации сдвиговых напряжений

на стенке изучены в [29] на основе данных прямого численного моделирования, которое выполнено для сверхзвукового потока, обтекающего угол расширения [30, 31]. Распределения характеристик потока, включая статистические характеристики турбулентности, сравниваются с теми, которые имеют место в пограничном слое на плоской пластине при одинаковых условиях расчета. Установившееся течение газожидкостной смеси около внешнего тупого угла рассмотрено в [32].

Имеющиеся программные пакеты универсального назначения позволяют не только проводить систематическое численное моделирование различных течений, но и осуществлять вычислительное сопровождение газодинамического эксперимента, проводя решение соответствующих задач применительно к условиям измерений. Такое сопровождение является обязательным условием подготовки, проведения и анализа результатов физического эксперимента. При этом интерес к каноническим задачам газовой динамики не ослабевает не только в связи с практической значимостью таких течений, но и потому, что такие задачи — хороший испытательный полигон для проверки точности численных расчетов, разностных схем и моделей турбулентности.

В настоящей работе рассмотрено численное моделирование дифракции ударной волны на уступах различной геометрической конфигурации. Выполнено сравнение результатов расчетов, полученных в рамках невязкой, ламинарной и турбулентной постановок задачи. На основе полученных результатов сделаны выводы о влиянии эффектов вязкости и турбулентности на формирование структуры потока.

Схема течения и параметры задачи

Схемы течений, сформированных при обтекании углов сжатия и расширения, поясняет рис. 2. При решении задачи в невязкой постановке, входные параметры задачи — число Маха невозмущенного потока M_1 и угол наклона уступа θ . При учете эффектов вязкости к ним добавляется число Рейнольдса, от которого зависит толщина пограничного слоя перед точкой взаимодей-

ствия ударной волны с уступом. Начало координат выбирается в угловой точке.

При взаимодействии ударной волны с углом сжатия (рис. 2, *a*) в вершине угла возникает косой скачок уплотнения, наклоненный под углом β . Пройдя через скачок уплотнения, поток поворачивается на угол θ и становится параллельным боковой поверхности. При углах, превышающих некоторое предельное значение, подобное простое течение оказывается невозможным. Скачок уплотнения становится криволинейным и отходит от вершины угла, а за отошедшим скачком уплотнения появляется область с дозвуковой скоростью. При определенных условиях перед уступом происходит отрыв потока. При сверхзвуковом обтекании такой отрыв сопровождается образованием скачка уплотнения перед точкой отрыва, вызванным отклонением потока на некоторый угол вследствие появления застойной зоны перед уступом. При этом точки отрыва и последующего присоединения потока находятся вблизи излома стенки.

Расширение потока при сверхзвуковом обтекании тупого внешнего угла (рис. 2, *b*) происходит с образованием центрированной волны разрежения, определяемой веером прямых линий Маха, исходящих из вершины угла. Имеют место три области течения: невозмущенный набегающий поток с числом Маха M_1 , плоскопараллельный сверхзвуковой поток с числом Маха $M_2 > M_1$ вдоль стенки, расположенной под углом θ к набегающему потоку, и область центрированной волны разрежения, в которой осуществляется поворот и изэнтропическое ускорение потока. Область расширения потока располагается между двумя линиями Маха, образующими угол φ . Угол наклона первой характеристики (со стороны набегающего потока) μ_1 соответствует числу Маха M_1 набегающего потока, а угол наклона второй характеристики μ_2 соответствует числу Маха M_2 .

Система координат (x, y) выбирается таким образом, что ось x ориентирована по направлению набегающего потока, а ось y — по нормали к ней.

Размер расчетной области в направлении оси x составляет 0,8 м, а ее максимальная протяженность в направлении оси y — 0,3 м (размер входной границы в случае угла сжатия и размер выходной границы в случае угла расширения). Длина грани перед угловой точкой составляет 0,3 м. На входной границе для постановки граничных условий используются профили скорости, давления и плотности, соответствующие ламинарному обтеканию плоской пластины.

Методы и условия расчетов

Для численного моделирования использованы модели:

- невязкого сжимаемого газа (уравнения Эйлера);
- ламинарного течения вязкого сжимаемого газа (уравнения Навье–Стокса);
- турбулентного течения вязкого сжимаемого газа с использованием Realizable k - ε модели турбулентности (k — кинетическая энергия турбулентности, ε — скорость ее диссипации).

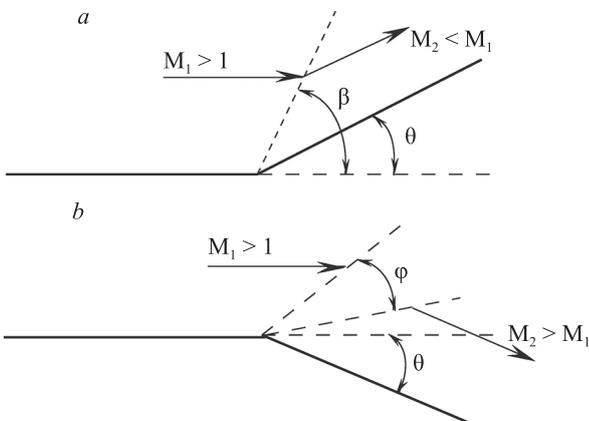


Рис. 2. Сверхзвуковое обтекания углов сжатия (а) и расширения (b)

Fig. 2. Supersonic flow around the corners of compression (a) and expansion (b)

В расчетах число Маха падающей ударной волны изменяется от 2 до 15, а угол разворота потока — от 5 до 15°. Число Рейнольдса, вычисленное по характеристикам невозмущенного потока, равно 10^5 . Рабочий газ – воздух ($\gamma = 1,4$).

Расчеты выполнены в двумерной постановке на сетке, состоящей из $1,5 \cdot 10^5$ треугольных элементов (рис. 3). Для угла сжатия сгущение ячеек сетки производится в области фронта ударной волны, угол наклона которой оценивается в каждом варианте расчета, исходя из имеющихся теоретических зависимостей для заданного угла препятствия и числа Маха. В случае угла расширения ячейки сетки сгущаются в области веера волны разрежения, положение характеристик которой также находится из теоретических соотношений. В области невозмущенного потока и позади фронта ударной волны или веера волны разрежения сетка является равномерной, однако количество ячеек в этих областях различается. В областях сжатия и расширения потока количество ячеек сетки увеличивается. При моделировании течений с учетом вязких эффектов узлы сетки сгущаются вблизи стенок для надлежащего разрешения пограничного слоя. При этом поперек пограничного слоя размещается около 25 узлов сетки, а безразмерная пристеночная координата y^+ достигает значения 0,25.

При моделировании течения невязкого газа на левой границе задаются граничные условия невозмущенного набегающего потока, в котором давление и температура соответственно равны $p_1 = 1,01325 \cdot 10^5$ Па и $T_1 = 300$ К. При решении задачи с учетом вязких эффектов задаются профили характеристик потока, полученные путем численного расчета ламинарного пограничного слоя на плоской пластине. Интенсивность турбулентности на входной границе составляет 5%. Положение верхней границы расчетной области выбирается таким образом, чтобы граничные условия являлись условиями невозмущенного потока (невязкая стенка), что гаран-

тирует отсутствие влияния граничных условий. Правая граница расчетной области располагается на таком расстоянии, чтобы ошибка в мягких граничных условиях на этой границе не оказывала влияния на решение задачи. Для невязкого газа при рассмотрении скорости на стенке используются условия непротекания, а при использовании модели вязкого течения дополнительно задаются условия прилипания. Стенки считаются теплоизолированными.

Для дискретизации по времени используется схема расщепления по физическим процессам и пространственным переменным. Пространственные производные от невязких потоков дискретизируются при помощи TVD-схемы третьего порядка, построенной на основе расщепления вектора потоков по физическим процессам, а вязкие потоки – при помощи центральных разностей со вторым порядком точности. Расчеты прекращаются по достижению заданного уровня невязки ($R \sim 10^{-6}$). Детали вычислительной процедуры приводятся в работе [33].

Угол сжатия

Сетки для двух вариантов расчета, соответствующих фиксированному числу Маха невозмущенного потока и различным углам, представлены на рис. 4. Ячейки сетки сгущаются в окрестности фронта ударной волны и пограничном слое. При этом возможна адаптация сетки в процессе решения задачи на основе подхода, изложенного в работе [34].

Распределения числа Маха для различных углов разворота потока (невязкое течение) показаны на рис. 5. Увеличение угла разворота потока при фиксированном числе Маха падающей ударной волны приводит к уменьшению числа Маха, а также росту давления и температуры за фронтом отраженной ударной волны. Сравнение с точным решением показывает, что разра-

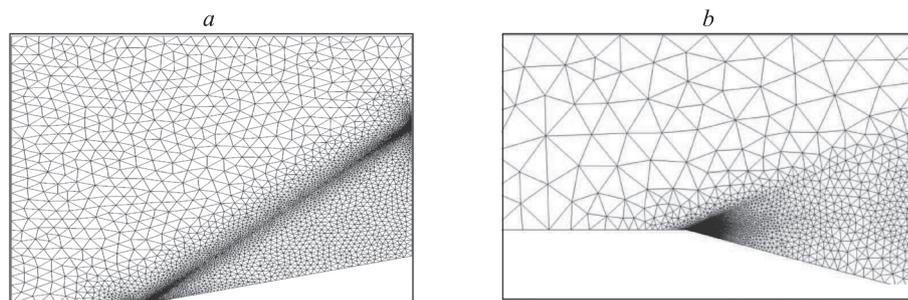


Рис. 3. Расчетная сетка около углов сжатия (a) и расширения (b)

Fig. 3. The calculated mesh around the compression corner (a) and the expansion corner (b)

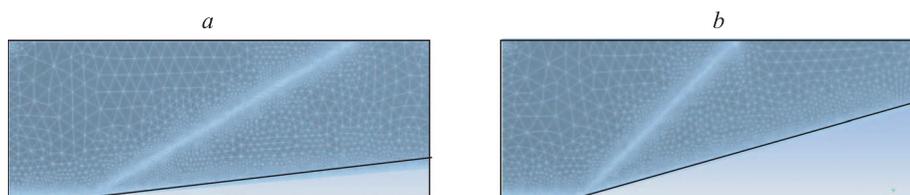


Рис. 4. Расчетные сетки для числа Маха $M_1 = 2$ и углов θ равных: 5° (a); 15° (b)

Fig. 4. Computational grids for the Mach number $M_1 = 2$ and corners $\theta = 5^\circ$ (a); 15° (b)

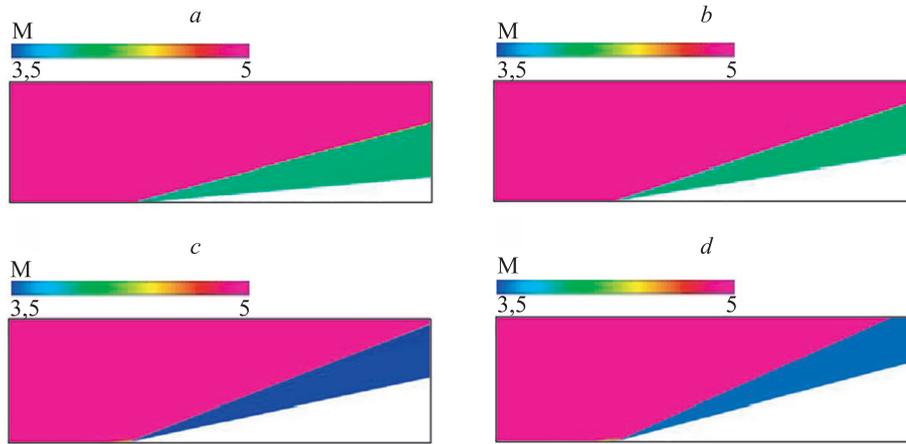


Рис. 5. Линии уровня числа Маха $M_1 = 5$ при невязком обтекании угла сжатия θ равного: 5° (a); 9° (b); 12° (c); 15° (d)
 Fig. 5. Lines level of the Mach number in non-viscous flow around the compression corner for $M_1 = 5$ and $\theta = 5^\circ$ (a); 9° (b); 12° (c); 15° (d)

ботанная вычислительная процедура гарантирует отсутствие нефизических осцилляций параметров потока на фронте ударной волны.

Распределения давления (p) при обтекании угла сжатия турбулентным потоком показаны на рис. 6 для различных чисел Маха и углов разворота потока. По сравнению с решением невязкой задачи распределения параметров потока за фронтом дифрагированной ударной волны носит неравномерный характер.

В табл. 1 представлено влияние турбулентности на характеристики течения около угла сжатия для двух чисел Маха и трех углов разворота потока. Теоретические значения угла наклона скачка уплотнения и числа Маха за ним получены на основе метода ударных поляр. Под δ понимается относительная погрешность расчета того или иного параметра по отношению к невязкой задаче.

В табл. 2 представлено влияние вязких эффектов на характеристики течения около угла сжатия при $M_1 = 5$

(индексы 1 и 2 относятся к параметрам перед и позади фронта ударной волны). Угол наклона ударной волны рассчитывается соотношением $\beta = \tan(y_s/x_s)$, где x_s и y_s — декартовы координаты точки на фронте ударной волны. Координата x_s фиксированная, а координата y_s находится из визуального представления картины течения, обработанной в виде линий уровня числа Маха. Относительные погрешности δ_1 и δ_2 расчета характеристик потока в ламинарном и турбулентном режимах течения рассчитываются по отношению к результатам, полученным в невязкой постановке. Влияние вязких эффектов приводит к увеличению угла наклона ударной волны. Среди различных характеристик потока давление (p_2) претерпевает наибольшие изменения при использовании различных моделей течения. Максимальная относительная погрешность расчета числа Маха достигает 4 %, давления — 21 %, темпе-

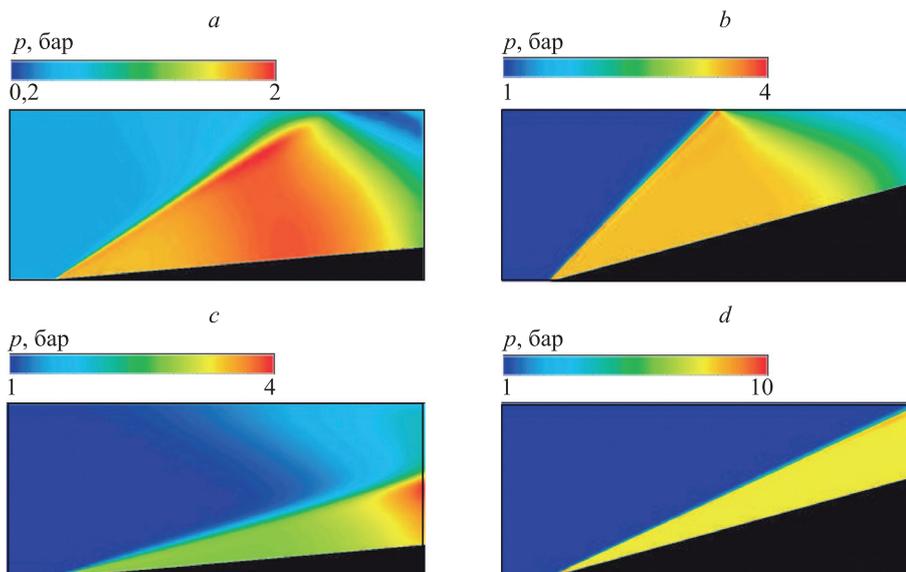


Рис. 6. Линии уровня давления для M_1 равного: 2 (a, b); 5 (c, d) при турбулентном обтекании угла сжатия θ равном: 5° (a, c); 15° (b, d)

Fig. 6. Lines of pressure level in turbulent flow around the compression corner for $M_1 = 2$ (a, b); 5 (c, d) and $\theta = 5^\circ$ (a, c); 15° (b, d)

Таблица 1. Характеристики потока при обтекании угла сжатия
 Table 1. Flow characteristics when flowing around the compression corner

θ , град.	M_1	β , град.			M_2		
		теория	расчет	δ , %	теория	расчет	δ , %
5	2	34,265	35	+2,15	1,852	1,777	-4,04
10	2	39,280	39	-0,71	1,667	1,658	-0,50
15	2	45,314	45	-0,69	1,468	1,437	-2,09
5	5	15,059	15	-0,39	4,544	4,485	+0,06
10	5	19,363	20	+3,29	4,221	3,970	-5,94
15	5	24,311	24	+1,28	3,655	3,487	-4,59

ратуры — 6 %, а угла наклона ударной волны — 14 %.
 T_2 — температура за скачком уплотнения.

В табл. 3 представлено влияние вязких эффектов на характеристики течения около угла сжатия при различных углах разворота потока. В то время как расхождение результатов по числу Маха и температуре, полученных в рамках различных моделей течения, незначительно отличаются друг от друга, наблюдается существенное влияние вязких эффектов на угол наклона ударной волны и давление за скачком. Максимальные относительные погрешности расчета Маха и температуры составляют 4 % и 6 %, а угла наклона скачка и давления — 40 % и 34 % соответственно.

Расхождение результатов расчетов, проведенных в рамках различных моделей, объясняется формирова-

нием пограничного слоя и ростом его толщины вниз по потоку при учете вязких эффектов. Формирование пограничного слоя приводит к тому, что число Маха и другие параметры потока перед фронтом ударной волны различаются от тех, которые используются в теоретических расчетах на основе модели невязкого газа. Увеличение скорости потока вызывает увеличение числа Рейнольдса и толщины пограничного слоя, что приводит к более сильному развороту потока и формированию ударной волны более высокой интенсивности. В окрестности излома стенки наблюдается область с отрицательными значениями скорости, что говорит о формировании рециркуляционной зоны и отрыве потока от стенки. В связи с большей толщиной турбулентного пограничного слоя по сравнению с ламинарным, в

Таблица 2. Характеристики потока при обтекании угла сжатия для $M_1 = 5$
 Table 2. Flow characteristics when flowing around the compression corner for $M_1 = 5$

θ , град.	Параметр потока	Невязкое течение	Ламинарное течение	Турбулентное течение	δ_1 , %	δ_2 , %
5	y_s , м	0,18	0,17	0,16	—	—
	M_2	4,50	4,45	4,35	1,11	3,33
	p_2 , кПа	182	193	220	6,04	20,88
	T_2 , К	357	362	375	1,40	5,04
	β , град.	15,52	16,39	17,35	5,57	11,79
7	y_s , м	0,16	0,15	0,14	—	—
	M_2	4,31	4,27	4,19	0,93	2,78
	p_2 , кПа	226	241	263	6,64	16,37
	T_2 , К	384	387	398	0,78	3,65
	β , град.	17,35	18,43	19,65	6,23	13,25
9	y_s , м	0,14	0,14	0,13	—	—
	M_2	4,10	4,09	4,02	2,44	—
	p_2 , кПа	278	295	322	6,12	15,83
	T_2 , К	413	414	428	0,24	3,63
	β , град.	19,65	19,64	21,04	0,01	7,04
12	y_s , м	0,25	0,24	0,23	—	—
	M_2	3,80	3,86	3,82	1,58	0,53
	p_2 , кПа	370	397	412	7,30	11,35
	T_2 , К	462	452	461	2,16	0,22
	β , град.	21,80	22,62	23,50	3,75	7,78
15	y_s , м	0,22	0,22	0,21	—	—
	M_2	3,50	3,59	3,56	2,57	1,71
	p_2 , кПа	483	517	546	7,04	13,04
	T_2 , К	520	503	510	3,27	1,92
	β , град.	24,44	24,94	25,46	2,05	4,17

Таблица 3. Характеристики потока при обтекании угла сжатия

Table 3. Flow characteristics when flowing around the compression corner

θ , град.	Параметр потока	Невязкое течение	Ламинарное течение	Турбулентное течение	δ_1 , %	δ_2 , %
5	y_s , м	0,18	0,17	0,16	—	—
	M_2	4,50	4,45	4,35	1,11	3,33
	p_2 , кПа	182	193	220	6,04	20,88
	T_2 , К	357	362	375	1,40	5,04
	β , град	15,52	16,39	17,35	5,57	11,79
7	y_s , м	0,24	0,22	0,18	—	—
	M_2	6,10	6,04	5,92	0,98	2,95
	p_2 , кПа	226	245	276	8,41	22,12
	T_2 , К	386	390	404	1,04	4,66
	β , град.	11,77	12,80	15,52	8,80	31,91
9	y_s , м	0,27	0,25	0,21	—	—
	M_2	7,59	7,49	7,35	1,32	3,16
	p_2 , кПа	276	311	358	12,68	29,71
	T_2 , К	414	421	437	1,69	5,56
	β , град	10,49	11,31	13,39	7,80	27,65
12	y_s , м	0,33	0,28	0,24	—	—
	M_2	10,2	10,14	10	0,59	1,96
	p_2 , кПа	404	465	524	15,10	29,70
	T_2 , К	480	484	496	0,83	3,33
	β , град	8,62	10,12	11,77	17,51	36,59
15	y_s , м	0,35	0,27	0,25	—	—
	M_2	11,3	10,99	11,2	2,74	0,88
	p_2 , кПа	480	548	642	14,17	33,75
	T_2 , К	520	547	530	5,19	1,92
	β , град	8,13	10,49	11,31	29,04	39,11

турбулентном потоке имеет место формирование более сильной ударной волны.

В частности, полагая $\theta = 5^\circ$ и $M_1 = 5$ и учитывая вязкие эффекты и наличие ламинарного пограничного слоя, получим, что реальное число Маха перед фронтом ударной волны составляет $M_1 = 4,82$, а давление и температура — $p_1 = 120$ кПа и $T_1 = 320$ К. В модели идеального газа параметры, заданные на входной границе расчетной области, остаются постоянными до фронта ударной волны. Используя число Маха, соответствующее вязкому случаю, для расчета угла наклона ударной волны получим, что $\beta = 15,5^\circ$. При этом число Маха за фронтом ударной волны составляет $M_2 = 4,34$, а давление и температура — $p_2 = 213$ кПа и $T_2 = 379$ К. Такие значения характеристик потока достаточно хорошо согласуются с теми, которые приведены в табл. 2 и 3. Поскольку ламинарный пограничный слой более подвержен отрыву, чем турбулентный, при ламинарном режиме течения отрыв возникает при меньших интенсивностях падающей ударной волны. При одинаковых интенсивностях он оказывается более протяженным, чем в случае турбулентного режима течения.

Особенности обтекания угла сжатия вязким потоком показано на рис. 7. При невязком течении формируется косоугольный скачок уплотнения с началом в вершине угла и интенсивностью, зависящей от угла наклона стенки к оси x и числа Маха набегающего потока. В случае вязкого течения возникает локальный отрыв пограничного слоя в окрестности вершины угла (даже при отсутствии

ударной волны). Выделенный фрагмент показывает профиль скорости в пограничном слое. Наличие отрицательных скоростей вблизи стенки свидетельствует об отрыве пограничного слоя. В результате одновременного воздействия обоих факторов при вязком обтекании отрыв происходит при меньших углах, а скачок уплотнения формируется в точке отрыва. В точке присоединения пограничного слоя формируется еще один скачок уплотнения, который имеет большую интенсивность, чем первый, вследствие чего происходит значительное увеличение давления. Поскольку в точке присоединения толщина пограничного слоя мала, а давление велико, в области присоединения пограничного слоя к поверхности наблюдается нагрев поверхности. Как и в случае падающего скачка, между двумя скачками уплотнения, вызванными отрывом и присоединением, формируется веер волн разрежения. Вниз по потоку давление постепенно падает и приближается к значению, соответствующему невязкой теории косоугольного скачка уплотнения, что совместно с увеличением толщины пограничного слоя приводит к постепенному уменьшению тепловых потоков к поверхности. Положение точки отрыва определяется состоянием пограничного слоя перед зоной взаимодействия. В турбулентном пограничном слое противодействующие неблагоприятному градиенту давления касательные напряжения на стенке существенно выше, чем в ламинарном. Отрыв турбулентного пограничного слоя наступает при более сильных градиентах давления, чем в ламинарном

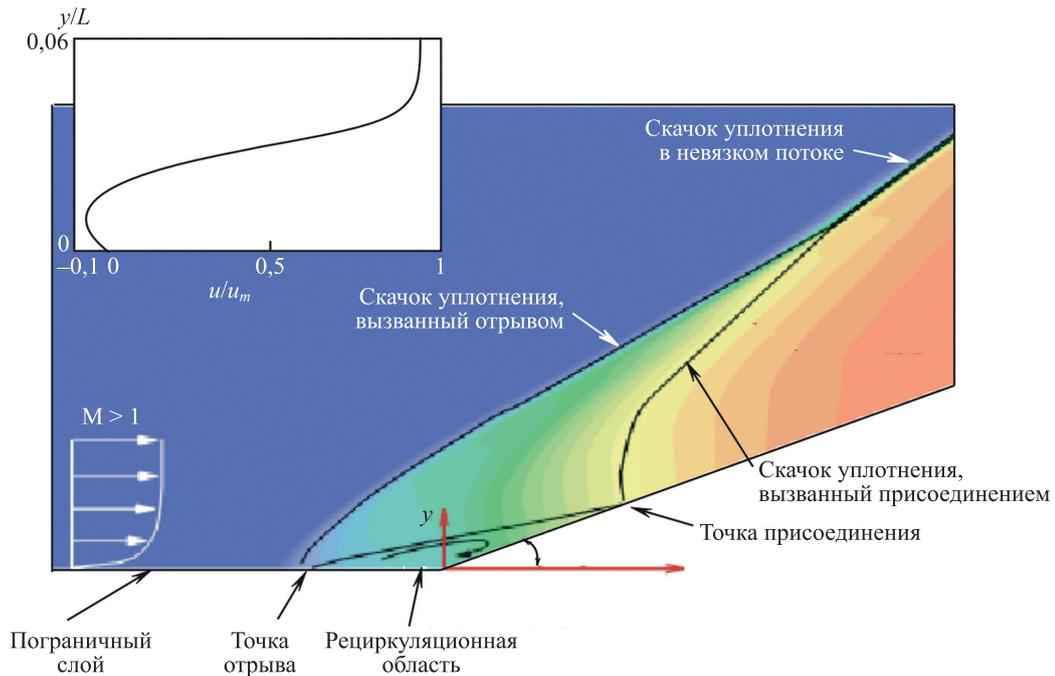


Рис. 7. Взаимодействие ударной волны с пограничным слоем и отрыв потока при обтекании угла сжатия. Выделенный фрагмент показывает скорость в области отрыва пограничного слоя (u — локальная скорость, u_m — максимальная скорость, y — поперечная координата, L — размер расчетной области)

Fig. 7. Interaction of a shock wave with a boundary layer and flow separation when flowing around a compression corner. The highlighted fragment shows the velocity in the region of separation of the boundary layer (u — local velocity, u_m — maximum velocity, y — lateral coordinate, L — dimension of computational domain)

случае. В целом, используемая модель турбулентности завышает размер отрывной области, формирующейся в результате взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем.

На рис. 8 и 9 представлены распределения давления при различных числах Маха и углах разворота потока.

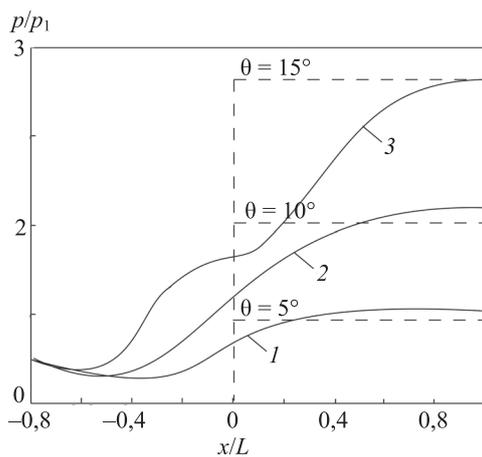


Рис. 8. Распределения давления при $M_1 = 3$ и θ равном: 5° (1); 10° (2); 15° (3). Пунктирные линии соответствуют невязкой постановке задачи (p — локальное давление, p_1 — давление в набегающем потоке, x — продольная координата, L — размер расчетной области)

Fig. 8. Pressure distributions at $M_1 = 3$ and $\theta = 5^\circ$ (1); 10° (2); 15° (3). The dashed lines correspond to the non-viscous formulation of the problem (p — local pressure, p_1 — pressure in the uniform flow, x — longitudinal coordinate, L — dimension of computational domain)

Участок постоянного давления соответствует области отрыва пограничного слоя, а точки перегиба на распределении давления показывают положения точек отрыва и присоединения потока. Приведенные распределения давления в качественном отношении согласуются с данными физического эксперимента [9, 10] (прямое сравнение представляется затруднительным в связи с различными моделями и условиями задачи).

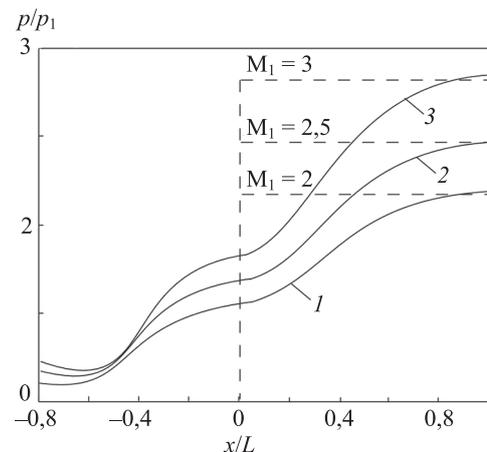


Рис. 9. Распределения давления при $\theta = 15^\circ$ и M_1 равном: 2 (1); 2,5 (2); 3 (3). Пунктирные линии соответствуют невязкой постановке задачи

Fig. 9. Pressure distributions at $\theta = 15^\circ$ and $M_1 = 2$ (1); 2,5 (2); 3 (3). The dashed lines correspond to the non-viscous formulation of the problem

Угол расширения

На рис. 10 представлены сетки для двух вариантов расчета, соответствующих фиксированному числу Маха ($M_1 = 2$) невозмущенного потока и различным углам. Ячейки сетки сгущаются в окрестности характеристик веера волны разрежения и пограничном слое. При этом возможна адаптация сетки в процессе решения задачи на основе подхода, изложенного в работе [34].

На рис. 11 представлены распределения числа Маха при различных углах разворота потока (невязкое течение). Увеличение угла разворота потока при фиксированном числе Маха $M_1 = 5$ падающей ударной волны приводит к ускорению потока и увеличению числа Маха, а также падению давления и температуры за веером волны разрежения.

На рис. 12 представлены линии уровня давления при обтекании угла расширения для различных углов разворота потока. При этом не наблюдается существенных отличий в структуре потока, рассчитанной в рамках невязкой постановки задачи.

Влияние турбулентности на характеристики течения около угла сжатия показывает табл. 4 при фиксированном числе Маха $M_1 = 2$ и различных углах разворота потока. Результаты расчетов сравниваются с теоретическими значениями углов наклона характеристик волны Прандтля–Майера и числа Маха за веером волны разрежения.

На рис. 13 представлено распределение давления при обтекании угла расширения невязким потоком. При $M_1 = 2$ и $\theta = 10^\circ$ получим, что $M_2 = 2,383$, $p_2/p_1 = 0,5471$, а отношение плотностей на разрыве

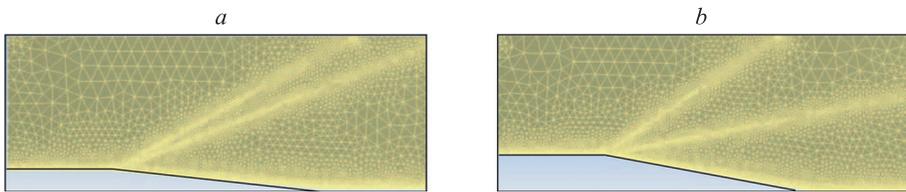


Рис. 10. Расчетные сетки для числа Маха $M_1 = 2$ и θ равном: 5° (a); 15° (b)
 Fig. 10. Computational grids for the Mach number $M_1 = 2$ and corner $\theta = 5^\circ$ (a); 15° (b)

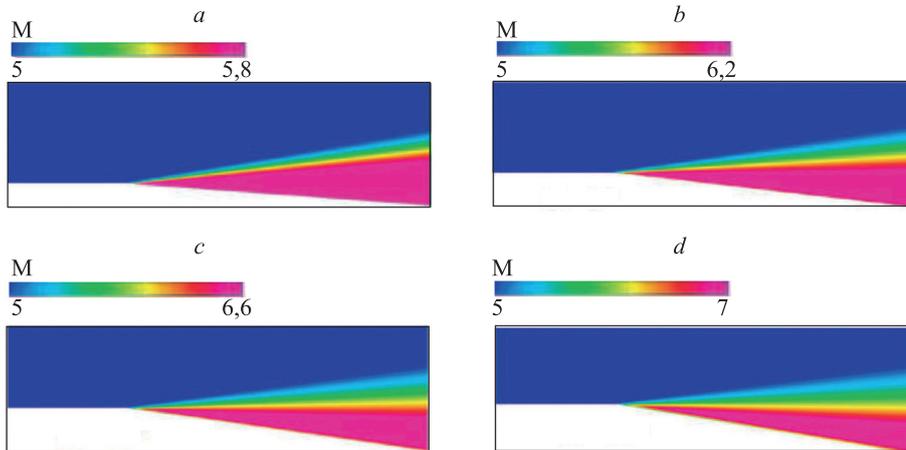


Рис. 11. Линии уровня числа Маха при невязком обтекании угла расширения для $M_1 = 5$ и θ равном: 5° (a); 9° (b); 12° (c); 15° (d)

Fig. 11. Level lines of the Mach number with a non-viscous flow around the expansion corner for $M_1 = 5$ and $\theta = 5^\circ$ (a); 9° (b); 12° (c); 15° (d)

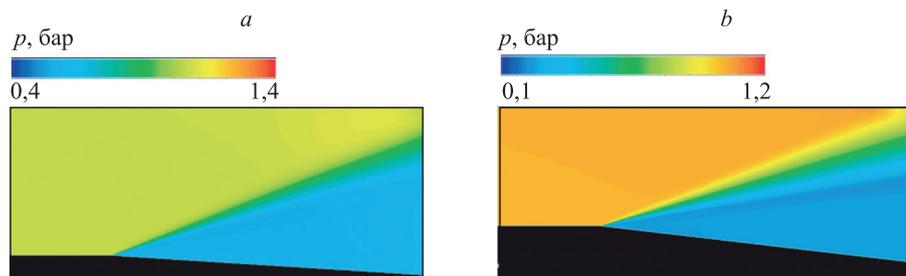


Рис. 12. Линии уровня давления при турбулентном обтекании угла расширения для $M_1 = 2$ и θ равном: 5° (a); 15° (b)

Fig. 12. Lines of pressure level in turbulent flow around the expansion corner for $M_1 = 2$ and $\theta = 5^\circ$ (a); 15° (b)

Таблица 4. Характеристики потока при обтекании угла сжатия $M_1 = 2$

Table 4. Flow characteristics when flowing around the compression corner

θ , град.	μ_1 , град.			μ_2 , град.			M_2		
	теория	расчет	δ , %	теория	расчет	δ , %	теория	расчет	δ , %
5	30	30	0	27,20	28,00	+2,94	2,186	2,166	-0,92
10	30	30	0	24,79	25,50	+2,86	2,385	2,378	-0,30
15	30	30	0	22,63	22,00	-2,78	2,598	2,308	-11,20

равно $\rho_2/\rho_1 = 0,65$. В отличие от угла сжатия, влияние вязкости незначительно сказывается на распределении давления при обтекании угла расширения.

Волновая картина при вязком обтекании внешнего тупого угла осложняется взаимодействием волн разрежения с пограничным слоем. В волне разрежения, проходящей через пограничный слой в зоне его разворота, течение не является изэнтропическим. При этом пограничный слой рассматривается как совокупность контактных разрывов, на каждом из которых происходит преломление и отражение характеристик волны Прандтля–Майера [25]. Следствием такого взаимодействия является расцентровка характеристик волны Прандтля–Майера, изменение угла их наклона во внешнем потоке, а также образование висячего краевого скачка уплотнения и линии тангенциального разрыва, расположенной ниже краевого скачка [23]. Пониженное давление в донной области оказывает влияние на параметры потока вверх по потоку от уступа [24]. Линии постоянного давления в области расширения потока не являются прямыми, а угол разворота потока меньше полного угла разворота течения Прандтля–Майера, необходимого для достижения того же давления. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показывает, что во всех случаях влияние пониженного давления вверх по потоку от угла расширения сказывается на расстоянии порядка толщины пограничного слоя. Давление на наклонной грани постепенно понижается до значения, соответствующего невязкому течению.

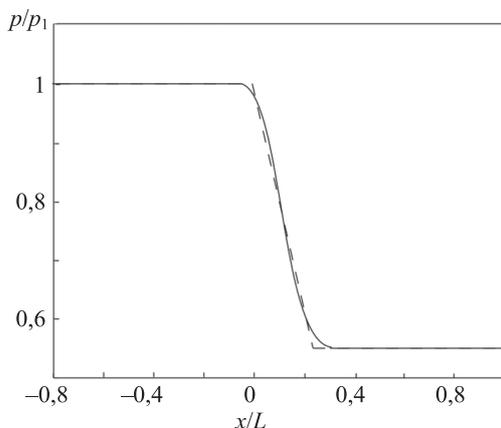


Рис. 13. Распределение давления при $M_1 = 2$ и $\theta = 10^\circ$ при обтекании угла расширения невязким потоком. Пунктирная линия соответствует точному решению

Fig. 13. Pressure distribution at $M_1 = 2$ and $\theta = 10^\circ$ with a non-viscous flow around the expansion corner. The dotted line represents the exact solution

Наличие пограничного слоя приводит к расцентровке веера волн разрежения, поэтому крайние правые характеристики (рис. 2, b) попадают на веер и взаимодействуют с ним, что приводит к образованию отраженных волн, падающих на наклонную грань. В результате достаточно сложного взаимодействия возникают вторичные волны, оказывающие воздействие на течение вниз по потоку. В частности, действие этих волн приводит к замедлению уменьшения давления за волной разрежения.

При увеличении угла наклона подветренной грани уступа картина течения меняется. Давление в донной области для всех чисел Маха оказывается выше, чем в случае невязкого течения, что, возможно, обуславливается недостаточной протяженностью наклонной грани в расчетной модели.

Угол наклона первой характеристики волны разрежения совпадает с вычисленным по невязкой теории. При этом вязкие эффекты обуславливают расцентровку волн. Предельные (правые) характеристики волн разрежения погружены в вязкий слой, поэтому максимальное значение числа Маха в реальном течении, меньше вычисленного по невязкой теории (рис. 2, b).

Вблизи внешнего угла модели происходит расслоение потока [25], когда пристенная вязкая низкоскоростная область разворачивается на нужный угол и формирует донную область с низким давлением, а внешний высокоскоростной поток отходит от поверхности, образуя слой смешения с более высокой плотностью. Расслоение усиливается с увеличением числа Маха набегающего потока. На этот процесс существенное влияние оказывает число Рейнольдса набегающего потока и интегральные толщины пограничного слоя, определяющие распределение газодинамических параметров в пограничном слое.

Заключение

Проведено численное моделирование сверхзвуковых течений в окрестности геометрических конфигураций, представляющих собой углы сжатия и расширения, при различных числах Маха невозмущенного потока и углах наклона стенки. Сопоставление с точными решениями показывает, что разработанный метод расчета позволяет получить удовлетворительные оценки характеристик потока в широком диапазоне определяющих параметров. Использование в расчетах недостаточно подробных сеток приводит к занижению реального размера области отрыва, вплоть до его отсутствия на очень грубых сетках.

При обтекании угла сжатия вблизи точки сопряжения формируется скачок уплотнения, связанный с пограничным слоем и влекущий его отрыв, а ниже по потоку в области восстановления происходит нарастание пограничного слоя и снижение значений параметров, соответствующих невязкой теории. С ростом наклона грани размер локальной области отрыва увеличивается.

Наличие вязкого пограничного слоя приводит к изменению свойств течения в окрестности угла расширения. В частности, наблюдаются расцентровка и искривление линий постоянного давления волны разрежения. При небольших углах отклонения грани уступа поверхность обтекает без отрыва, однако вторичные волны, возникающие вследствие расцентровки волны разрежения и ее взаимодействия с пограничным слоем, приводят к замедлению выхода давления на уровень, определяемый невязкой теорией. Данный эффект усиливается с увеличением числа Маха набегающего потока. При обтекании угла расширения происходит расслоение вязкого потока. Низкоскоростной вязкий

пристенный поток разворачивается на заданный угол, формируя разреженную донную область. Внешняя высокоскоростная и более плотная область пограничного слоя при прохождении через волну разрежения разворачивается на угол, меньший заданного, и образует отходящий от стенки слой смешения.

Для выявления детальной структуры потока в отрывной области и учета взаимодействия ударной волны с пограничным слоем необходимо решить задачу в трехмерной геометрии с учетом конечного продольного и поперечного размеров модели и других определяющих факторов. Для выявления вихревой структуры потока требуется применение вихреразрешающих подходов к моделированию турбулентных течений.

Разработанные средства численного моделирования могут оказаться полезными при параметрических и оптимизационных расчетах газодинамических течений, возникающих в элементах двигательных установок сверх- и гиперзвуковых летательных аппаратов.

Литература

1. Anderson J.D. *Modern Compressible Flow: With Historical Perspective*. McGraw-Hill, 1990. 671 с.
2. Dolling D. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: what next? // *AIAA Journal*. 2001. V. 39. N 8. P. 1517–1531. doi: 10.2514/2.1476
3. Flower J.W. Configurations for high supersonic speeds derived from simple shock-waves and expansions // *The Aeronautical Journal*. 1963. V 67. N 629. P. 287–290. doi: 10.1017/S0368393100078597
4. Bourdon C.J., Dutton J.C. Effects of boattailing on the turbulence structure of a compressible base flow // *Journal of Spacecraft and Rockets*. 2001. V. 38. N 4. P. 534–541. doi: 10.2514/2.3736
5. Knight D., Yan H., Panaras A.G., Zheltovodov A. Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions // *Progress in Aerospace Sciences*. 2003. V. 39. N 2-3. P. 121–184. doi: 10.1016/S0376-0421(02)00069-6
6. Roy C.J., Blottner F.G. Review and assessment of turbulence models for hypersonic flows // *Progress in Aerospace Sciences*. 2006. V. 42. N 7-8. P. 469–530. doi: 10.1016/j.paerosci.2006.12.002
7. Ghia U., Bayyuk S., Habchi S., Roy C., Shih T., Conlisk T., Hirsch C., Powers J.M. The AIAA code verification project — test cases for CFD code verification // *Proc. 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. 2010. P. 2010-0125. doi: 10.2514/6.2010-125
8. Araya G. Turbulence model assessment in compressible flows around complex geometries with unstructured grids // *Fluids*. 2019. V. 4. N 2. P. 4020081. doi: 10.3390/fluids4020081
9. Settles G.S., Fitzpatrick T.J., Bogdonoff S.M. Detailed study of attached and separated compression corner flowfields in high Reynolds number supersonic flow // *AIAA Journal*. 1979. V. 17. N 6. P. 579–585. doi: 10.2514/3.61180
10. Smits A.J., Muck K.-C. Experimental study of three shock wave/turbulent boundary layer interactions // *Journal of Fluid Mechanics*. 1987. V. 182. P. 291–314. doi: 10.1017/S0022112087002349
11. Kuntz D.W., Amatucci V.A., Addy A.L. Turbulent boundary-layer properties downstream of the shock-wave/boundary-layer interaction // *AIAA Journal*. 1987. V. 25. N 5. P. 668–675. doi: 10.2514/3.9681
12. Evans T.T., Smits A.J. Measurements of the mean heat transfer in a shock wave-turbulent boundary layer interaction // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 1996. V. 12. N 1. P. 87–97. doi: 10.1016/0894-1777(95)00078-X
13. Nguyen T., Behr M., Reinartz U., Hohn O., Gülhan A. Numerical investigations of the effects of sidewall compression and relaminarization in 3D scramjet inlet // *Proc. 17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. 2011. P. 2011–2256. doi: 10.2514/6.2011-2256

References

1. Anderson J.D. *Modern Compressible Flow: With Historical Perspective*. McGraw-Hill, 1990, 671 с.
2. Dolling D. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: what next? *AIAA Journal*, 2001, vol. 39, no. 8, pp. 1517–1531. doi: 10.2514/2.1476
3. Flower J.W. Configurations for high supersonic speeds derived from simple shock-waves and expansions. *The Aeronautical Journal*, 1963, vol. 67, no. 629, pp. 287–290. doi: 10.1017/S0368393100078597
4. Bourdon C.J., Dutton J.C. Effects of boattailing on the turbulence structure of a compressible base flow. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2001, vol. 38, no. 4, pp. 534–541. doi: 10.2514/2.3736
5. Knight D., Yan H., Panaras A.G., Zheltovodov A. Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions. *Progress in Aerospace Sciences*, 2003, vol. 39, no. 2-3, pp. 121–184. doi: 10.1016/S0376-0421(02)00069-6
6. Roy C.J., Blottner F.G. Review and assessment of turbulence models for hypersonic flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 2006, vol. 42, no. 7-8, pp. 469–530. doi: 10.1016/j.paerosci.2006.12.002
7. Ghia U., Bayyuk S., Habchi S., Roy C., Shih T., Conlisk T., Hirsch C., Powers J.M. The AIAA code verification project — test cases for CFD code verification. *Proc. 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 2010, pp. 2010-0125. doi: 10.2514/6.2010-125
8. Araya G. Turbulence model assessment in compressible flows around complex geometries with unstructured grids. *Fluids*, 2019, vol. 4, no. 2, pp. 4020081. doi: 10.3390/fluids4020081
9. Settles G.S., Fitzpatrick T.J., Bogdonoff S.M. Detailed study of attached and separated compression corner flowfields in high Reynolds number supersonic flow. *AIAA Journal*, 1979, vol. 17, no. 6, pp. 579–585. doi: 10.2514/3.61180
10. Smits A.J., Muck K.-C. Experimental study of three shock wave/turbulent boundary layer interactions. *Journal of Fluid Mechanics*, 1987, vol. 182, pp. 291–314. doi: 10.1017/S0022112087002349
11. Kuntz D.W., Amatucci V.A., Addy A.L. Turbulent boundary-layer properties downstream of the shock-wave/boundary-layer interaction. *AIAA Journal*, 1987, vol. 25, no. 5, pp. 668–675. doi: 10.2514/3.9681
12. Evans T.T., Smits A.J. Measurements of the mean heat transfer in a shock wave-turbulent boundary layer interaction. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1996, vol. 12, no. 1, pp. 87–97. doi: 10.1016/0894-1777(95)00078-X
13. Nguyen T., Behr M., Reinartz U., Hohn O., Gülhan A. Numerical investigations of the effects of sidewall compression and relaminarization in 3D scramjet inlet. *Proc. 17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, 2011, pp. 2011–2256. doi: 10.2514/6.2011-2256

14. Чувахов П.В. Решение задачи Римана о распаде произвольного разрыва для уравнений Рейнольдса // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2014. Т. 54. № 1. С. 126–138. doi: 10.7868/S0044466914010074
15. Fang J., Yao Y., Zheltovodov A., Li Z., Lu L. Direct numerical simulation of supersonic turbulent flows around a tandem expansion-compression corner // *Physics of Fluids*. 2015. V. 27. N 12. P. 125104. doi: 10.1063/1.4936576
16. Pasha A.A., Juhany K.A. Numerical simulation of compression corner flows at Mach number 9 // *Chinese Journal of Aeronautics*. 2020. V. 33. N 6. P. 1611–1624. doi: 10.1016/j.cja.2020.01.005
17. Gai S.L., Khraibut A. Hypersonic compression corner flow with large separated regions // *Journal of Fluid Mechanics*. 2019. V. 877. P. 471–494. doi: 10.1017/jfm.2019.599
18. 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: сборник научных трудов. Владивосток, 2009. С. 540–562.
19. Шведченко В.В. О трехмерном вторичном отрыве при сверхзвуковом обтекании угла сжатия // Ученые записки ЦАГИ. 2010. Т. 41. № 6. С. 16–29.
20. Doğrusöz S., Kavsaoglu M.Ş., Kaynak Ü. Numerical solution of hypersonic compression corner flows // Proc. 10th AIAA/NAL-NASDA-ISAS International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. 2001. P. 2001-1750. doi: 10.2514/6.2001-1750
21. Edwards J.R., Choi J.-I., Boles J.A. Large-eddy/Reynolds-averaged Navier-Stokes simulation of a Mach 5 compression-corner interaction // *AIAA Journal*. 2008. V. 46. N 4. P. 977–991. doi: 10.2514/1.32240
22. Gieseking D., Edwards J., Choi J. Simulation of a Mach 3 24-degree compression-ramp interaction using LES/RANS models // Proc. 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. 2011. P. 2011–5541. doi: 10.2514/6.2011-5541
23. Charwat A.F., Yakura J.K. An investigation of two-dimensional supersonic base pressure // *Journal of the Aerospace Sciences*. 1958. V. 25. N 2. P. 122–128. doi: 10.2514/8.7526
24. Scherberg M.G., Smith H.E. An experimental study of supersonic flow over a rearward facing step // *AIAA Journal*. 1967. V. 5. N 1. P. 51–56. doi: 10.2514/3.3906
25. Бедарев И.А., Федорова Н.Н. Структура сверхзвуковых турбулентных течений в окрестности наклонных уступов // Прикладная механика и техническая физика. 2006. Т. 47. № 6. С. 48–58.
26. Chung K.-M., Lu F.K. Hypersonic turbulent expansion-corner flow with shock impingement // *Journal of Propulsion and Power*. 1995. V. 11. N 3. P. 441–447. doi: 10.2514/3.23863
27. Arnette S., Samimy M., Elliott G. Structure of supersonic turbulent boundary layer after expansion regions // *AIAA Journal*. 1995. V. 33. N 3. P. 430–438. doi: 10.2514/3.60007
28. Arnette S., Samimy M., Elliott G. The effects of expansion on the turbulence structure of compressible boundary layers // *Journal of Fluid Mechanics*. 1998. V. 367. P. 67–105. doi: 10.1017/S0022112098001475
29. Tong F., Chen J., Sun D., Li X. Wall-shear stress fluctuations in a supersonic turbulent boundary layer over an expansion corner // *Journal of Turbulence*. 2020. V. 21. N 7. P. 355–374. doi: 10.1080/14685248.2020.1797058
30. Schlatter P., Örlü R. Assessment of direct numerical simulation data of turbulent boundary layers // *Journal of Fluid Mechanics*. 2010. V. 659. P. 116–126. doi: 10.1017/S0022112010003113
31. Sun M.-B., Hu Z., Sandham N.D. Recovery of a supersonic turbulent boundary layer after an expansion corner // *Physics of Fluids*. 2017. V. 29. N 7. P. 076103. doi: 10.1063/1.4995293
32. Суров В.С. Метод Годунова для расчета многомерных течений односкоростной многокомпонентной смеси // Инженерно-физический журнал. 2016. Т. 89. № 5. С. 1237–1249.
33. Volkov K. Multigrid and preconditioning techniques in CFD applications // *CFD Techniques and Thermo-Mechanics Applications*. Springer International Publishing, 2018. P. 83–149. doi: 10.1007/978-3-319-70945-1_6
34. Struchkov A.V., Kozelkov A.S., Volkov K.N., Kurkin A.A., Zhuckov R.N., Sarazov A.V. Numerical simulation of aerodynamic problems based on adaptive mesh refinement method // *Acta Astronautica*. 2020. V. 172. P. 7–15. doi: 10.1016/j.actaastro.2020.03.019
14. Chuvakhov P.V. A Riemann solver for RANS. *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 2014, vol. 54, no. 1, pp. 135–147. doi: 10.1134/S0965542514010072
15. Fang J., Yao Y., Zheltovodov A., Li Z., Lu L. Direct numerical simulation of supersonic turbulent flows around a tandem expansion-compression corner. *Physics of Fluids*, 2015, vol. 27, no. 12, pp. 125104. doi: 10.1063/1.4936576
16. Pasha A.A., Juhany K.A. Numerical simulation of compression corner flows at Mach number 9. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2020, vol. 33, no. 6, pp. 1611–1624. doi: 10.1016/j.cja.2020.01.005
17. Gai S.L., Khraibut A. Hypersonic compression corner flow with large separated regions. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, vol. 877, pp. 471–494. doi: 10.1017/jfm.2019.599
18. Neiland V.Ia., Sokolov L.A., Shvedchenko V.V. Separation flow structure in supersonic flow past a compression corner at different values of the temperature factor. *Advances in Continuum Mechanics. On the 70th Anniversary of Academician V.A. Levin, Vladivostok*, 2009, pp. 540–562. (in Russian)
19. Shvedchenko V.V. 3D secondary separation at supersonic flow over the compression RAMP. *TsAGI Science Journal*, 2010, vol. 41, no. 6, pp. 631–650. doi: 10.1615/TsAGISciJ.v41.i6.30
20. Doğrusöz S., Kavsaoglu M.Ş., Kaynak Ü. Numerical solution of hypersonic compression corner flows. *Proc. 10th AIAA/NAL-NASDA-ISAS International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, 2001, pp. 2001-1750. doi: 10.2514/6.2001-1750
21. Edwards J.R., Choi J.-I., Boles J.A. Large-eddy/Reynolds-averaged Navier-Stokes simulation of a Mach 5 compression-corner interaction. *AIAA Journal*, 2008, vol. 46, no. 4, pp. 977–991. doi: 10.2514/1.32240
22. Gieseking D., Edwards J., Choi J. Simulation of a Mach 3 24-degree compression-ramp interaction using LES/RANS models. *Proc. 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 2011, pp. 2011–5541. doi: 10.2514/6.2011-5541
23. Charwat A.F., Yakura J.K. An investigation of two-dimensional supersonic base pressure. *Journal of the Aerospace Sciences*, 1958, vol. 25, no. 2, pp. 122–128. doi: 10.2514/8.7526
24. Scherberg M.G., Smith H.E. An experimental study of supersonic flow over a rearward facing step. *AIAA Journal*, 1967, vol. 5, no. 1, pp. 51–56. doi: 10.2514/3.3906
25. Bedarev I.A., Fedorova N.N. Structure of supersonic turbulent flows in the vicinity of inclined backward-facing steps. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2006, vol. 47, no. 6, pp. 812–820. doi: 10.1007/s10808-006-0119-8
26. Chung K.-M., Lu F.K. Hypersonic turbulent expansion-corner flow with shock impingement. *Journal of Propulsion and Power*, 1995, vol. 11, no. 3, pp. 441–447. doi: 10.2514/3.23863
27. Arnette S., Samimy M., Elliott G. Structure of supersonic turbulent boundary layer after expansion regions. *AIAA Journal*, 1995, vol. 33, no. 3, pp. 430–438. doi: 10.2514/3.60007
28. Arnette S., Samimy M., Elliott G. The effects of expansion on the turbulence structure of compressible boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, vol. 367, pp. 67–105. doi: 10.1017/S0022112098001475
29. Tong F., Chen J., Sun D., Li X. Wall-shear stress fluctuations in a supersonic turbulent boundary layer over an expansion corner. *Journal of Turbulence*, 2020, vol. 21, no. 7, pp. 355–374. doi: 10.1080/14685248.2020.1797058
30. Schlatter P., Örlü R. Assessment of direct numerical simulation data of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, vol. 659, pp. 116–126. doi: 10.1017/S0022112010003113
31. Sun M.-B., Hu Z., Sandham N.D. Recovery of a supersonic turbulent boundary layer after an expansion corner. *Physics of Fluids*, 2017, vol. 29, no. 7, pp. 076103. doi: 10.1063/1.4995293
32. Surov V.S. The Godunov method for calculating multidimensional flows of a one-velocity multicomponent mixture. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2016, vol. 89, no. 5, pp. 1227–1240. doi: 10.1007/s10891-016-1486-5
33. Volkov K. Multigrid and preconditioning techniques in CFD applications. *CFD Techniques and Thermo-Mechanics Applications*. Springer International Publishing, 2018, pp. 83–149. doi: 10.1007/978-3-319-70945-1_6
34. Struchkov A.V., Kozelkov A.S., Volkov K.N., Kurkin A.A., Zhuckov R.N., Sarazov A.V. Numerical simulation of aerodynamic problems based on adaptive mesh refinement method. *Acta Astronautica*, 2020, vol. 172, pp. 7–15. doi: 10.1016/j.actaastro.2020.03.019

Авторы

Волков Константин Николаевич — доктор физико-математических наук, лектор, Университет Кингстона, Лондон, SW15 3DW, Великобритания; ведущий научный сотрудник, Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, 190005, Российская Федерация,  8663950000, <https://orcid.org/0000-0001-6055-2323>, k.volkov@kingston.ac.uk

Ильина Екатерина Евгеньевна — младший научный сотрудник, Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, 190005, Российская Федерация, <https://orcid.org/0000-0001-6789-0552>, il-190.89@mail.ru

Волобуев Игорь Алексеевич — ведущий инженер, Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, 190005, Российская Федерация; генеральный директор, ООО «ВНХ-Энерго», Санкт-Петербург, 198035, Российская Федерация,  57197865558, <http://orcid.org/0000-0002-0714-1952>, Volobuev_ig@mail.ru

Authors

Konstantin N. Volkov — D.Sc., Senior Lecturer, Kingston University, London, SW15 3DW, United Kingdom; Leading Researcher, Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D.F. Ustinov, Saint Petersburg, 190005, Russian Federation,  8663950000, <https://orcid.org/0000-0001-6055-2323>, k.volkov@kingston.ac.uk

Ekaterina E. Ilina — Junior Researcher, Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D.F. Ustinov, Saint Petersburg, 190005, Russian Federation, <https://orcid.org/0000-0001-6789-0552>, il-190.89@mail.ru

Igor A. Volobuev — Lead Engineer, Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D.F. Ustinov, Saint Petersburg, 190005, Russian Federation; Chief Executive Officer, LLC “VNH-Energo”, Saint Petersburg, 190005, Russian Federation,  57197865558, <http://orcid.org/0000-0002-0714-1952>, Volobuev_ig@mail.ru

Статья поступила в редакцию 28.01.2021

Одобрена после рецензирования 15.02.2021

Принята к печати 13.03.2021

Received 28.01.2021

Approved after reviewing 15.02.2021

Accepted 13.03.2021



Работа доступна по лицензии
Creative Commons
«Attribution-NonCommercial»