

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИНФОРМАТИКА

DOI 10.15507/2079-6900.26.202404.424-441

Оригинальная статья

ISSN 2079-6900 (Print)

ISSN 2587-7496 (Online)

УДК 519.6

Численное моделирование турбулентного течения в канале с коленом

Балабина Т. Ю., Дерюгин Ю. Н., Кудряшов Е. А.

ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики» (г. Саров, Российская Федерация)

Аннотация. В данной статье приводятся результаты численного исследования структуры турбулентных потоков в рассматриваемых элементах конструкций, для которых построены сеточные модели, отвечающие подходам моделирования турбулентности: подходы, базирующиеся на использовании осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (Reynolds Averaged Navier-Stokes – RANS), замкнутых с помощью SST полуэмпирической модели турбулентности, а также вихреразрешающий, в частности метод моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation – LES). Расчеты течений были выполнены как в стационарной, так и нестационарной постановках по комплексу «ЛОГОС» на параллельном суперкомпьютере. Из анализа полученных результатов делается вывод о том, что осредненные параметры потока в нестационарной постановке с использованием зонного RANS-LES перехода в модели турбулентности качественно и количественно лучше совпадают с экспериментальными данными, чем результаты стационарных расчетов, основанные на использовании RANS подхода. Верификация численной методики проводилась экспериментальными данными, которые были получены на аэродинамическом стенде ФТ-18 на базе НГТУ им. П. Е. Алексеева. Количественным критерием влияния конструкционных изменений на однородность потока является уровень завихренности.

Ключевые слова: численное моделирование, структура газового турбулентного потока, уравнения Навье-Стокса, осреднение по Рейнольдсу, сеточные модели

Для цитирования: Балабина Т. Ю., Дерюгин Ю. Н., Кудряшов Е. А. Численное моделирование турбулентного течения в канале с коленом // Журнал Средневожского математического общества. 2024. Т. 26, № 4. С. 424–441. DOI: <https://doi.org/10.15507/2079-6900.26.202404.424-441>

Об авторах:

Балабина Татьяна Юрьевна, начальник научно-исследовательской группы Института лазерно-физических исследований, РФЯЦ-ВНИИЭФ (607188, Россия, Нижегородская обл., г. Саров, пр-кт Мира, д. 37), ORCID: <http://orcid.org/0000-0001-5765-5014>, kaktus2401@mail.ru

Дерюгин Юрий Николаевич, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, РФЯЦ-ВНИИЭФ (607181, Россия, Нижегородская обл., г. Саров, пр-кт Мира, д. 37), ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-3955-775X>, dyn1947@yandex.ru

Кудряшов Евгений Александрович, начальник научно-исследовательской лаборатории Института лазерно-физических исследований, РФЯЦ-ВНИИЭФ (607188, Россия, Нижегородская обл., г. Саров, ул. пр-кт Мира, д. 37), ORCID: <http://orcid.org/0009-0000-7407-8191>, eakudryashov@vniief.ru

© Балабина Т. Ю., Дерюгин Ю. Н., Кудряшов Е. А.



MSC2020 76D05

Numerical simulation of turbulent flow in a channel with a bend

T. Yu. Balabina, Yu. N. Deryugin, E. A. Kudryashov

RFNC - VNIIEF (Sarov, Russia)

Abstract. This article presents the results of a numerical study of the turbulent flows' structure in the construction elements under consideration, for which grid models are constructed that correspond to turbulence modeling approaches. More specifically, these approaches invoke Reynolds Averaged Navier-Stokes equations (RANS), equations closed using one or another semi-empirical turbulence model, as well as vortex-resolving approach, in particular, the method of large vortices modeling (Large Eddy Simulation – LES). The flow calculations were performed both in stationary and non-stationary settings using the LOGOS complex on a parallel supercomputer. From the analysis of the results obtained, it is concluded that the averaged flow parameters found within a non-stationary formulation using a zone RANS-LES transition in the turbulence model qualitatively and quantitatively better coincide with experimental data than the results of stationary calculations based on the use of the RANS approach. Verification of the numerical technique was carried out by experimental data obtained on the FT-18 aerodynamic stand on the basis of Nizhny Novgorod State Technical university named after R.E. Alekseev. A quantitative criterion for the effect of structural changes on the uniformity of the flow is the vorticity level.

Keywords: numerical modeling, gas turbulent flow structure, Navier-Stokes equations, Reynolds averaging, grid models

For citation: T. Yu. Balabina, Yu. N. Deryugin, E. A. Kudryashov. Numerical simulation of turbulent flow in a channel with a bend. *Zhurnal Srednevolzhskogo matematicheskogo obshchestva*. 26:4(2024), 424–441. DOI: <https://doi.org/10.15507/2079-6900.26.202404.424-441>

About the authors:

Tatiana Yu. Balabina, Head of the Research Group, Department of the Institute of Laser Physics Research, RFNC-VNIIEF (10 Muzrukov Ave, Sarov, Nizhny Novgorod region, 607188, Russia), ORCID: <http://orcid.org/0000-0001-5765-5014>, kaktus2401@mail.ru, tybalabina@vniief.ru

Yuriy N. Deryugin, D. Sci. (Physics and Mathematics), Chief Researcher, Department of the Institute of Theoretical and Mathematical Physics, RFNC-VNIIEF (10 Muzrukov Ave, Sarov, Nizhny Novgorod region, 607188, Russia), ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-3955-775X>, dyn1947@yandex.ru

Evgeny A. Kudryashov, Head of the Research Group, Department of the Institute of Laser Physics Research, RFNC-VNIIEF (10 Muzrukov Ave, Sarov, Nizhny Novgorod region, 607188, Russia), <http://orcid.org/0009-0000-7407-8191>, eakudryashov@vniief.ru

1. Введение

Одной из актуальных задач в создании газовых лазеров с замкнутым газодинамическим контуром является получение однородного профиля скорости в области резонатора [1], где на структуру потока могут существенно влиять различные конструктивные

элементы канала, такие как повороты, изменение профиля, изменение сечения канала и экранирующие потоки. Элементы конструкции приводят к возникновению возмущений и развитию турбулентности в потоке. Для оценки влияния возникающих неоднородностей и их влияния на характеристики лазерного излучения необходимо систематическое изучение воздействия различных элементов конструкции на уровень возникающих неоднородностей в газовом потоке. Данная работа посвящена численному исследованию структуры турбулентного потока за коленом цилиндрического канала, который характерен для лазерных установок с замкнутым циклом.

Исследования структуры потока за поворотами каналов проводились численно и экспериментально во многих работах ([2–5]). Численные исследования течений в каналах подобного типа проводились в основном с применением полуэмпирических моделей турбулентности, базировавшихся на осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса и гипотезе Буссинеска. Как отмечается в работе [6], такой подход не позволяет получить приемлемой точности расчета характеристик турбулентного потока и не обеспечивает сходимости численного решения к решению уравнений Навье-Стокса. В настоящее время для расчета потоков с пристенной турбулентностью развиваются вихреразрешающие модели, которые позволяют увеличить разрешающую способность моделирования турбулентных течений [6–7] и получать более адекватные результаты.

В данной работе численное исследование структуры турбулентных потоков за коленом проводится на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса с использованием двух подходов. В первом подходе осредненные уравнения замыкаются с привлечением полуэмпирической SST модели турбулентности [8]. Во втором подходе используется вихреразрешающая модель, построенная на основе SST модели [6]. Расчеты течений были выполнены как в стационарной, так и нестационарной постановках по комплексу программ «ЛОГОС» [9]. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными [10], которые были получены на аэродинамическом стенде ФТ-18 на базе НГТУ им. Р.Е. Алексеева [10].

2. Постановка задачи

Рассматривается задача о структуре турбулентного течения воздушного потока за коленом и определении расстояния, на котором затухают возмущения, вызванные поворотом потока. Исследуемая конструкция состоит из прямолинейного участка трубы длиной 20 калибров, поворота на угол 90 градусов (так называемое «колено») и последующего прямолинейного участка трубы длиной 100 калибров. На входе поток подается от компрессора. Длинный прямолинейный участок канала на входе предназначен для уменьшения пульсаций скорости и формирования равномерного потока перед поворотным участком. Фрагмент конструкции представлен на Рис. 2.1. Условия исследуемой среды – воздух при нормальных условиях. Средняя скорость на входе составляет $V_{in} = 22.1$ м/с. Этой скорости соответствует число Рейнольдса 105000, определенное по диаметру трубы. Модель исследования отвечает конструкции экспериментальной установки аэродинамического стенда ФТ-18 на базе НГТУ им. Р.Е. Алексеева, на котором проводились экспериментальные исследования структуры потока. Методика проведенного эксперимента и экспериментальные данные приведены в [10]. На Рис. 2.1 красной линией показано место сбора экспериментальных данных по сечению канала.

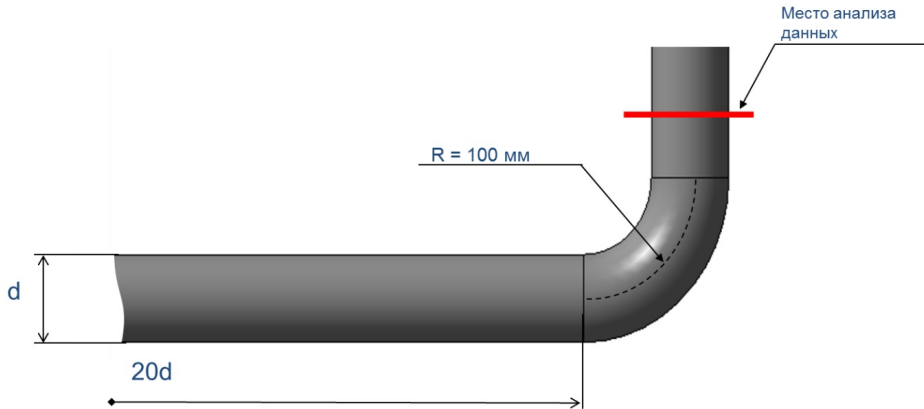


Рис. 2.1. Схема исследуемой конструкции
Fig. 2.1. Diagram of the structure under study

3. Расчетная модель

Математическая модель, используемая для описания турбулентных течений газа в криволинейном канале, состоит из осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса и уравнений модели турбулентности [6–7]. Для несжимаемого газа уравнения Рейнольдса (Reynolds Averaged Navier-Stokes или RANS) имеют следующий вид:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = \nabla p + \nabla \cdot (\tau_m + \tau_t),$$

где \vec{u} – вектор скорости осредненного течения; τ_m и τ_t – молекулярная и турбулентная составляющие тензора касательных напряжений. Молекулярная составляющая тензора касательных напряжений определяется с помощью реологического закона Ньютона:

$$\tau_m = 2\mu \left(S - \frac{1}{3} \mathbf{I} \nabla \cdot \vec{u} \right),$$

где $S = \frac{1}{2} (\nabla \vec{u} + [\nabla \vec{u}]^t)$ – тензор скоростей деформаций; \mathbf{I} – единичный тензор; μ – коэффициенты динамической вязкости.

Турбулентные составляющие тензора касательных напряжений определяется в соответствии с гипотезой Буссинеска:

$$\tau_t = 2\mu_t \left(S - \frac{1}{3} \mathbf{I} \nabla \cdot \vec{u} \right) + \frac{2}{3} k \mathbf{I},$$

где μ_t – турбулентная вязкость; k – кинетическая энергия турбулентности.

Для описания турбулентных течений применяются два подхода. В первом подходе (RANS-постановка) турбулентное течение моделировалось на основе полуэмпирической модели турбулентности, в качестве которой использовалась двухпараметрическая модель SST Менгера [8]. SST модель представляет собой комбинацию $k-\epsilon$ и $k-\omega$ моделей,

обеспечивающую сочетание лучших свойств этих моделей [6]. Уравнения модели следующие:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u}k) = \nabla[(\mu + \sigma_k \mu_T) \nabla k] + P_k - \beta^* \rho \omega k,$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u} \omega) = \nabla[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \nabla \omega] + \gamma \frac{\rho}{\mu_T} P_k - \beta \rho \omega^2 + (1 - F_1) D_{k\omega},$$

где:

$$P_k = \min(\mu_T S^2, 20\beta^* \rho k \omega), \quad S^2 = 2S_{ij}S_{ij}, \quad F_2 = \tanh(\arg g_2^2),$$

$$\arg g_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{0.09\omega d}, \frac{500\mu}{\rho d^2 \omega}\right), \quad \phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2, \quad \phi = \{\sigma_k, \sigma_\omega, \beta\}, \quad F_1 = \tanh(\arg g_1^4),$$

$$\arg g_1 = \min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega d}, \frac{500\mu}{\rho d^2 \omega}\right), \frac{4\sigma_\omega k}{CD_{k\omega} d^2}\right], \quad CD_{k\omega} = \max(D_{k\omega}, 10^{-20}),$$

$$D_{k\omega} = \frac{2\sigma_\omega^2}{\omega} (\nabla k) \cdot (\nabla \omega), \quad \sigma_{k1} = 0.85, \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5, \quad \beta_1 = 0.075, \quad \sigma_{k2} = 1.0,$$

$$\sigma_{\omega 2} = 0.856, \quad \beta_2 = 0.0828, \quad \beta^* = 0.09, \quad \kappa = 0.41, \quad a_1 = 0.31, \quad \gamma = \frac{\beta}{\beta^*} - \frac{\sigma_\omega \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}.$$

Турбулентная вязкость в этой модели определяется следующим выражением

$$\mu_T = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)}.$$

Во втором подходе (вихреразрешающая постановка) используется модель в формулировке IDDES [6], которая построена на основе SST-модели. В этой модели уравнение переноса кинетической энергии турбулентности берется в виде

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{u}k) = \nabla [(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] + P_k - \rho k^{3/2} / l_{IDDES}.$$

Входящий в это уравнение линейный масштаб определяется в соответствии с формулировкой IDDES [6].

При численном моделировании на стенке канала ставилось граничное условие – «прилипание». Давление на стенке определялось из соотношения $\frac{\partial p}{\partial n} = 0$.

На входе в канал задавалось распределение компонент вектора скорости при постоянном давлении. На выходе из канала производные по маршевой переменной от параметров потока полагались равными нулю.

Граничные условия к уравнениям SST модели задавались следующим образом. На стенке кинетическая энергия турбулентности (k_t) полагалась равной нулю, а ее удельная диссипация (ω_t) определялась по формуле $(\omega_t)_W = \frac{6\nu}{0.0075 \Delta y_1^2}$, где ν – коэффициент кинематической вязкости, Δy_1 – первый пристеночный шаг сетки.

Во входном сечении турбулентные параметры потока определялись по заданию величин интенсивности $(T_t)_{in}$ и масштаба $(L_t)_{in}$ турбулентного потока через расходную скорость V_{in} :

$$(k_t)_{in} = \frac{3}{2} (T_t)_{in}^2 V_{in}^2,$$

$$(\omega_t)_{in} = \frac{(0,09)^{\frac{3}{4}} \sqrt{(k_t)_{in}}}{(L_t)_{in}}.$$

Для расчета в RANS-постановке с использованием сеточного генератора [11] комплекса программ ЛОГОС были построены три сеточные модели с числом точек: $0.5 \cdot 10^6$, $2 \cdot 10^6$ и $8 \cdot 10^6$, в которых сетка измельчалась только в сечении. В области центральной части потока строилась структурированная декартова сетка. Для описания пристеночного течения около стенки формировалось 15 слоев призматических ячеек с изменением размера по геометрической прогрессии. Первый начальный шаг Δy_1 полагался равным $2 \cdot 10^{-6}$ м. В области колена использовалось сгущение сетки по маршевой переменной.

Во втором, вихреразрешающем подходе использовался зонный RANS-LES переход. Для расчета турбулентного течения в рамках этого подхода была адаптирована сеточная модель по схеме, приведенной на Рис. 3.1. В области LES была построена в 4 раза более подробная сетка. На входе в LES область турбулентные параметры потока задавались с помощью генерации искусственных турбулентных полей по методам из работ [12–13].

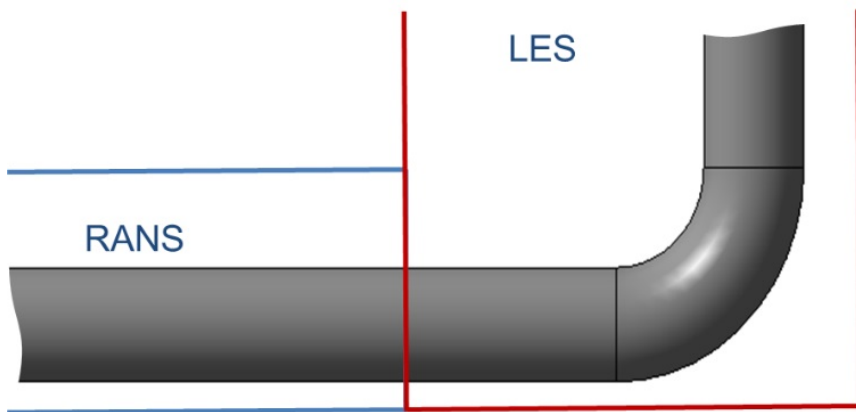


Рис. 3.1. Схема построения сеточной модели для нестационарного счета с использованием вихреразрешающего подхода

Fig. 3.1. Diagram of the construction of a grid model for non-stationary counting using a vortex-resolving approach

Численное исследование структуры турбулентных потоков в криволинейном канале проводилось по комплексу программ ЛОГОС [9], включающему в себя модуль расчета течений несжимаемого газа. В этом модуле уравнения Навье-Стокса, совместно с уравнениями моделей турбулентности интегрируются на неструктурированных сетках, с использованием расщеплениям по физическим процессам. Разностные уравнения построены на основе метода конечного объема, неявных разностных аппроксимаций и методов SIMPLE [14] и PISO [15] для определения в стационарных и нестационарных задачах согласованного распределения компонент вектора скорости и давления из условия сохранения массы газа.

4. Результаты и обсуждение

Поток на вход в канал формируется с помощью компрессора и имеет неоднородности в компонентах скорости и, соответственно, в турбулентных параметрах. Для оценки влияния неоднородностей были проведены расчеты в RANS постановке для различного

уровня задания начальных возмущений. В этих расчетах компоненты вектора скорости на входе в цилиндрической системе координат определялись зависимостями

$$u = u_0 + \Delta u \cos\left(\pi \frac{r}{d} n\right), \quad v = \Delta u \sin\left(\pi \frac{r}{d} n\right),$$

где n полагалась равной 10, а Δu определялось через заданную величину интенсивности $(T_t)_i n$ по формуле $\Delta u = \sqrt{3/2(T_t)_i^2 V_{in}}$. Значение u_0 задавалось из условия, что средняя скорость на входе в канал равна заданной скорости потока V_{in} .

Расчеты с вариацией начальных возмущений были проведены на разных сетках. Проведенный анализ результатов, полученных на разных сетках по распределению скорости на выходе из колена, показал сходимость численного решения. На грубой сетке был проведен расчет в URANS постановке, в которой стационарное решение было получено методом установления. Это решения качественно и количественно совпало с решением полученным в RANS постановке на той же сетке. Сравнительный анализ проводился по распределению маршевой компоненты скорости. Зависимость результатов расчетов от начального уровня турбулизации потока показана на Рис. 4.1, на котором приведены распределения маршевой компоненты вектора скорости в сечении, где в экспериментах снималась информация. Как видно из представленных результатов, есть существенная зависимость структуры потока за коленом от параметров турбулизации потока, которые на линейном участке не успевают затухнуть.

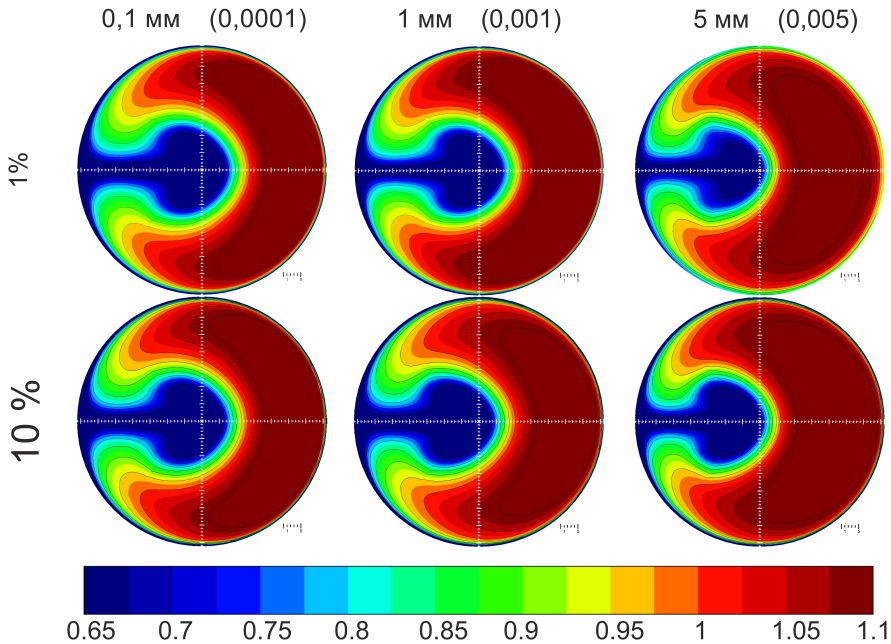


Рис. 4.1. Распределение маршевой компоненты вектора скорости в сечении сбора экспериментальной информации

Fig. 4.1. Distribution of the marching component of the velocity vector in the section of experimental information collection

Сопоставление результатов расчетов с данными эксперимента [10], на основе которых была выбрана постановка граничных условий на входе для последующего анализа,

приводится на рисунках 4.2 и 4.3.

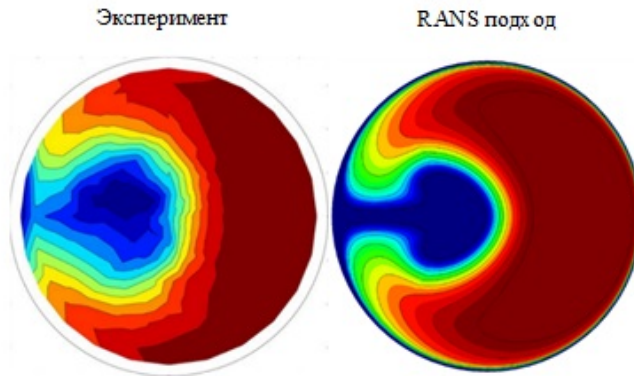


Рис. 4.2. Сравнительный анализ расчетного и экспериментального распределения маршевой компоненты вектора скорости в сечении сбора экспериментальной информации

Fig. 4.2. Comparative analysis of the calculated and experimental distribution of the marching component of the velocity vector in the section of experimental information collection

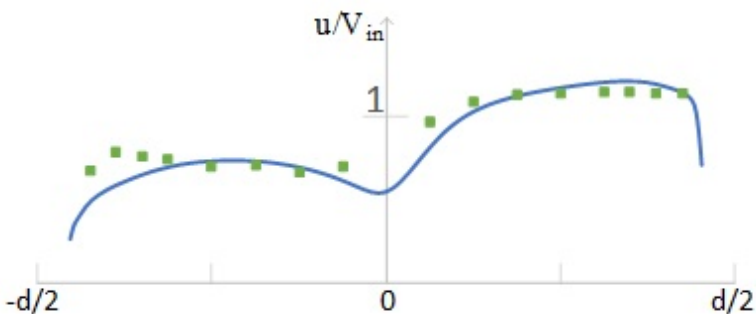


Рис. 4.3. Профиль относительной величины расходной составляющей скорости в плоскости симметрии, сплошная – расчет, точки – экспериментальные данные

Fig. 4.3. Profile of the relative magnitude of the flow component of the velocity in the plane of symmetry, solid – calculation, points – experimental data

На Рис. 4.2 показаны расчетные и экспериментальные распределения маршевой компоненты скорости в рассматриваемом сечении. На этом же рисунке приведены значения уровней начальных возмущений, при которых получено наилучшее согласие расчета с экспериментом по распределению маршевой скорости и формы области вторичного течения. Отметим, что экспериментальная картограмма была получена по 200 точкам, в которых производился сбор данных, а расчетное поле течения построено по 3600 точкам, которые приходились на одно сечение. На Рис. 4.3 проводится сравнительный анализ расчетного и экспериментального распределения относительной величины

расходной составляющей скорости в плоскости симметрии. Здесь и далее в качестве относительной скорости использована величина, равная отношению расходной составляющей скорости к среднерасходной скорости V_{in} . Среднее отклонение расходной составляющей компоненты вектора скорости по сечению от экспериментального значения составило менее 13.7%.

Расчетная структура потока в области колена иллюстрируется на рисунках 4.4 и 4.5. На рисунке 4.4 приводятся распределение относительной скорости и поле вектора скорости в продольном сечении.

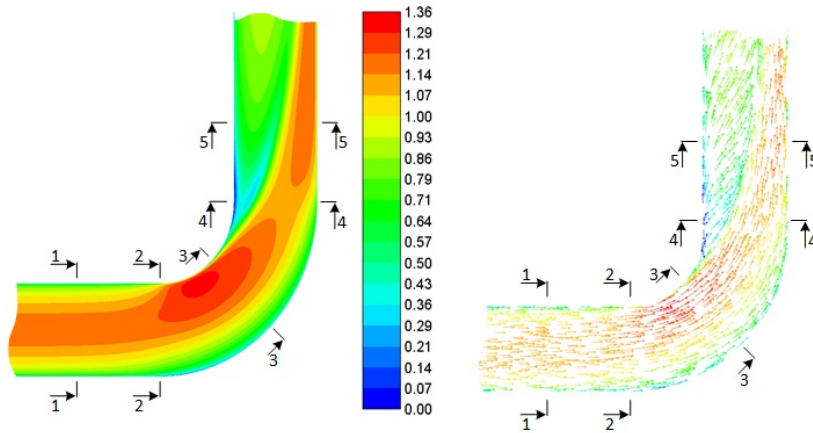


Рис. 4.4. Распределение относительной скорости в продольном сечении в области колена

Fig. 4.4. Distribution of relative velocity in the longitudinal section in the knee area

На рисунке 4.5 показаны поля относительной скорости в поперечных сечениях канала на изгибном участке.

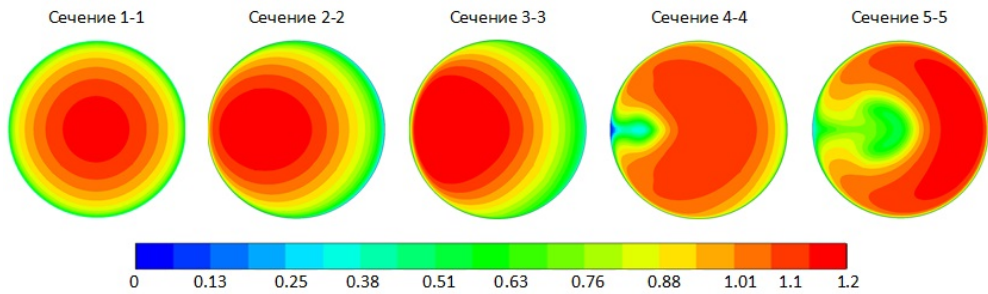


Рис. 4.5. Поля относительной скорости в поперечных сечениях на изгибном участке канала

Fig. 4.5. Relative velocity fields in cross sections on the bending section of the channel

Как видно из представленных результатов, на участке изгиба канала происходит перестройка структуры потока. Перед изгибом, в сечении 1-1, структура потока имеет

симметричный вид. По мере движения газа вдоль колена (сечения 2-2 и 3-3) вследствие искривления течения потока появляется центробежная сила, повышающая статическое давление, которое направлено от центра кривизны к внешней стенке, что приводит к перепаду давления по сечению трубы и, соответственно, изменению скорости. При переходе течения из прямолинейного участка в изогнутый поток проходит по наименьшей траектории, устремляясь к внешней стенке, образуя так называемый конфузорный эффект на внутренней стенке и диффузорный эффект на внешней стенке [3]. В области у внешней стенки формируется вторичное течение, где вектор скорости сильнее направлен к внешней поверхности канала. Образующееся вторичное течение, за счет увеличения масштаба турбулентности и силы трения по мере движения потока увеличивается в размерах и оттесняет к внутренней стенке центральную часть потока, которая имеет максимальную скорость и малые масштабы турбулентности. При дальнейшем движении за счет увеличения масштаба турбулентности и трения на внутренней поверхности канала за коленом происходит образование вторичного течения, которое оттесняет поток к внешней поверхности. Вследствие этого за поворотом поток с максимальной скоростью занимает большую площадь у вогнутой поверхности, поглощая область вторичного течения у выпуклой поверхности (сечения 4-4 и 5-5). Здесь характер течения меняется на противоположный: диффузорный эффект – у внутренней поверхности, а конфузорный – у внешней поверхности канала. Сразу за поворотом канала, на выпуклой поверхности в плоскости симметрии (сечение 4-4) намечается точка отрыва пограничного слоя, в окрестности которой скорость обращается в ноль не только на поверхности канала, но и в ближайших точках по расстоянию от поверхности. При этом возвратного течения, где маршевая компонента вектора скорости меняет направление, в расчетах не наблюдалось. Исследованный характер течения за рассматриваемой точкой эквивалентен обтеканию выступающей тонкой иглы, которая разделяет поток на два симметричных винтообразных вихревых потока.

Интересно проследить структуру течения за коленом. Для этого в сечении, где намечалась точка отрыва пограничного слоя, были поставлены лагранжевые частицы. На рисунке 4.6 показана расстановка частиц в этом сечении и их нумерация.

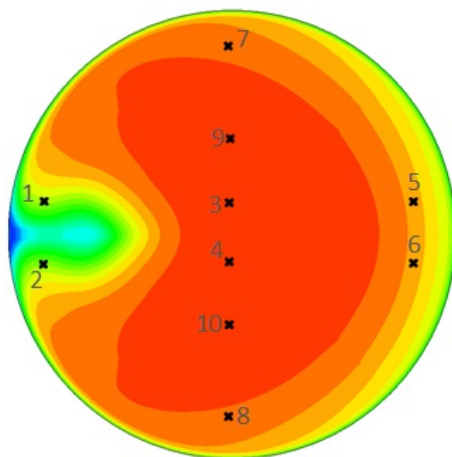


Рис. 4.6. Разметка точек в начальном сечении
Fig. 4.6. Marking of points in the initial section

По расчетным полям были вычислены траектории движения частиц, которые иллюстрируются на рисунках 4.7.

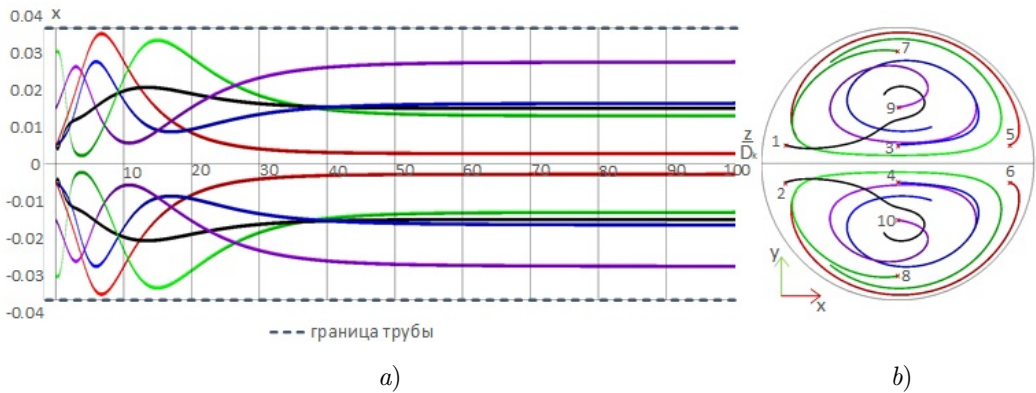


Рис. 4.7. Траектории частиц газового потока для стационарного течения:

a) плоскость (x, y) , *b)* плоскость (y, z)

Fig. 4.7. Trajectories of gas flow particles for stationary flow:

a) - plane (x, y) , *b)* plane (y, z)

Из представленных результатов видно, что течение за коленом состоит из двух зеркально симметричных вихревых движений, что соответствует литературным данным [3]. Проведенный анализ полученных результатов показал, что движение лагранжевых частиц носит винтовой характер. В верхней части потока частицы вращаются против часовой стрелки, а в нижней – по часовой стрелке. При этом частицы 1 и 2, которые находились в области вторичного течения около намечающейся точки отрыва, по винтовым траекториям попадают в центры вихревых потоков, где происходит их перемешивание, соответственно, с частицами 3, 4 и 9, 10, которые находились в центральной части вихревых потоков. Частицы 5, 6 и 7, 8, которые находились около поверхности канала в частях вихревых потоков с максимальной маршевой скоростью, совершают винтовое движения по поверхностям вихревых потоков. Получающееся вихревое движение проводит к существенному перемешиванию потока, что существенно может сказаться на качестве газового потока в области резонатора.

Приведем теперь результаты, полученные при использовании вихреразрешающего зонного RANS-LES подхода. Здесь нестационарное моделирование турбулентного течения за коленом было выполнено в два этапа. На первом этапе на сетке, построенной для RANS-LES подхода, был проведен расчет стационарного течения в RANS постановке. С полученных результатов был продолжен расчет течения в нестационарной постановке, в котором на входе в зону RANS-LES (см. Рис. 3.1) задавалась генерация синтетической турбулентности. Поскольку сбор данных для последующей обработки в экспериментах производился в каждой точке в течение 2 секунд, то нестационарный расчет был выполнен в течение такого же времени.

Полученные результаты иллюстрируются на Рис. 4.8–4.11. На рисунке 4.8 представлены поля распределения маршевой компоненты вектора скорости в экспериментальном сечении в разные моменты времени.

Видно, что решение существенно нестационарное и носит хаотический нерегулярный характер. Здесь с течением времени существенно изменяются области вторичного

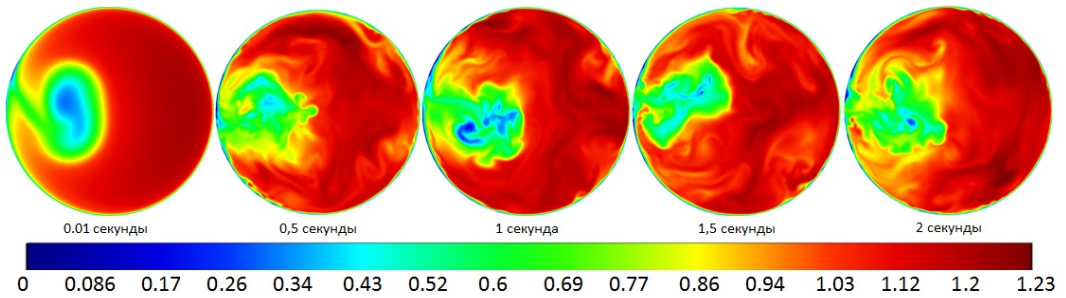


Рис. 4.8. Распределение маршевой компоненты вектора скорости в сечении сбора экспериментальной информации в зависимости от времени
Fig. 4.8. Distribution of the marching component of the velocity vector in the cross section of experimental information collection depending on time

и основного течения и распределение маршевой компоненты вектора скорости. По полученным результатам было проведено поточечное осреднение компонент вектора скорости по времени в течение второй секунды. На рисунке 4.9 показаны поля осредненных значений маршевой компоненты вектора скорости на последовательные моменты времени. Если сравнить распределение осредненных полей с результатами, полученными в RANS постановке (Рис. 4.1), то эти распределения принимают схожий вид, немного различаясь формой областей вторичного и основного течений.

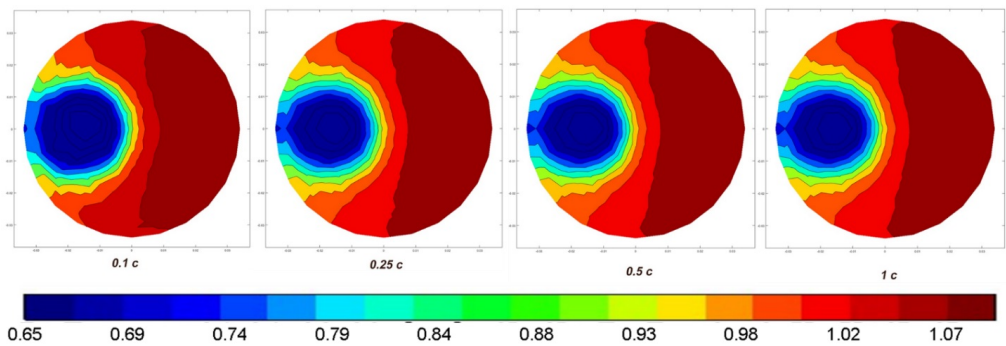


Рис. 4.9. Изменение распределения осредненного значения маршевой компоненты вектора скорости в сечении сбора информации в разные моменты времени
Fig. 4.9. Change in the distribution of the average value of the marching component of the velocity vector in the information collection section at different points in time

На рисунке 4.10 приводится сравнительный анализ экспериментального и осредненного распределения маршевой компоненты вектора скорости в сечении сбора информации.

Здесь среднее отклонение расходной составляющей компоненты вектора скорости по сечению от экспериментального значения составило менее 4.9 %, что говорит о луч-

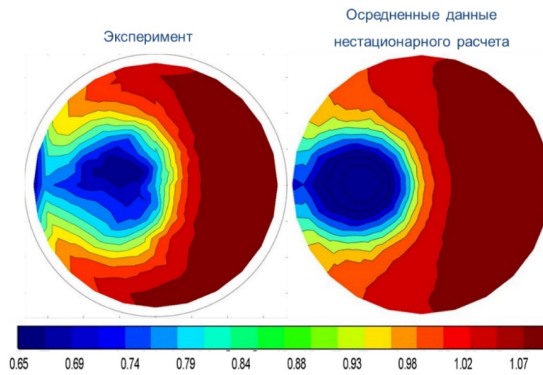


Рис. 4.10. Сравнительный анализ экспериментального и осредненного распределения маршевой компоненты вектора скорости в сечении сбора информации

Fig. 4.10. Comparative analysis of the experimental and averaged distribution of the marching component of the velocity vector in the information collection section

шем согласии результатов расчета с данными эксперимента. В этом расчете были также рассчитаны траектории лагранжевых частиц в течение последней секунды при аналогичной начальной расстановке частиц. Расчетные траектории частиц иллюстрируются на рисунке 4.11.

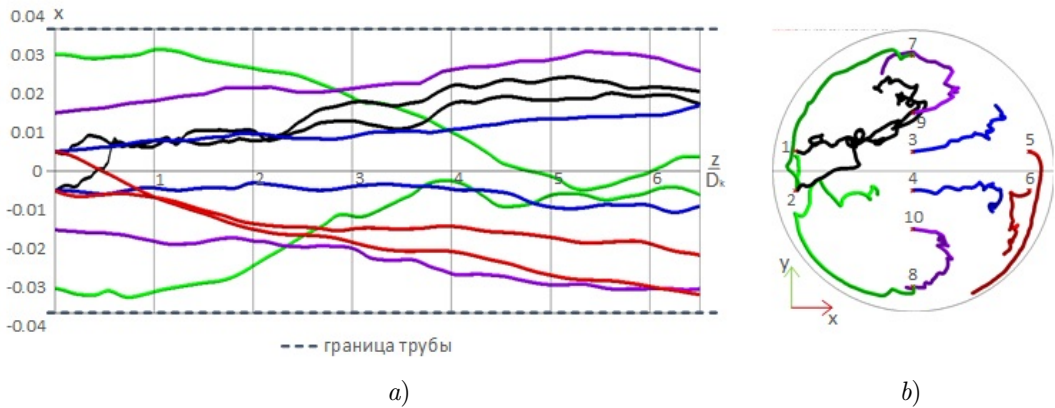


Рис. 4.11. Траектории частиц газового потока в нестационарном расчете: *a)* плоскость (x, y) , *b)* плоскость (y, z)

Fig. 4.11. Trajectories of gas flow particles in a non-stationary calculation: *a)* plane (x, y) , *b)* plane (y, z)

Как видно, полученное расчетное движение частиц носит стохастический характер. Формально поток не имеет ярко выраженных двух зеркально винтовых течений. Происходит перемешивание потока по всему сечению канала. В то же время линии тока,

определенные по осредненному по времени течению, повторяют структуру течения, полученного в стационарном RANS расчете. На рисунке 4.12 показаны линии тока для осредненного по времени течения.

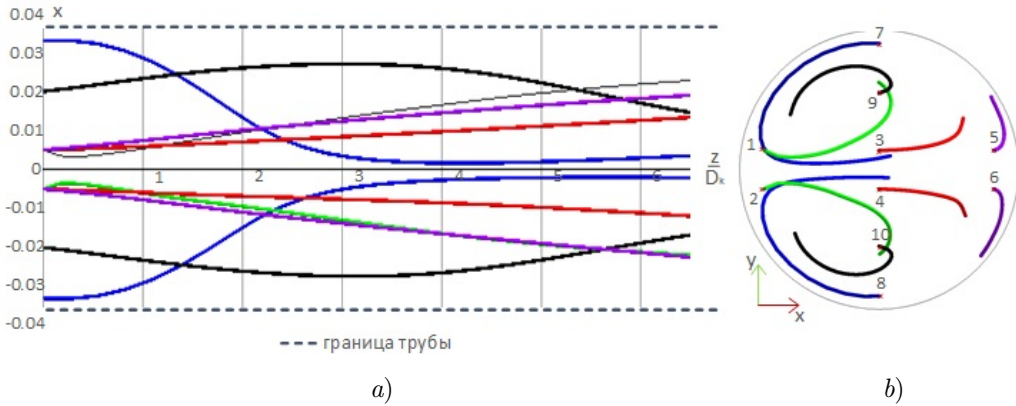


Рис. 4.12. Линии тока частиц осредненного течения:
 а) плоскость (x, y) , б) плоскость (y, z)
Fig. 4.12. Current lines of particles of the averaged flow:
 а) plane (x, y) , б) - plane (y, z)

Видно, что здесь осредненная по времени структура течения за коленом состоит, как и в RANS постановке, из двух зеркально симметричных вихревых движений. Из анализа результатов можно высказать предположение, что линии в фазовом пространстве линии тока осредненного по времени течения будут являться аттракторами траекторий отдельных частиц потока.

Как уже отмечалось, в проточных газовых лазерах с замкнутым циклом важной задачей является оценка газодинамических возмущений потока в рабочей зоне. Для оценки влияния вихревых зон на структуру потока, при моделировании турбулентных течений используются тензорно-инвариантные величины завихренности и деформации [16], которые являются составляющими тензора градиента компонент скорости. Для задач расчета внутренних течений предпочтительно использовать модуль тензор завихренности $||\Omega||$, где $\Omega = \frac{1}{2} [\nabla\nu - (\nabla\nu)^*]$, который наглядно показывает характер вихревого потока [16]. Для оценки уровня завихренности потока было проведено численное моделирование течения за коленом в прямолинейной трубе длиной в 100 диаметров трубы. На рисунке 4.13 представлены графики изменения уровня осредненного по сечению модуля тензора завихренности.

Для сравнительного анализа на этом рисунке приведен график уровня завихренности невозмущенного потока. Из анализа полученных результатов можно сделать вывод, что порожденное поле завихренности за рассматриваемым коленом существенно проявляется на расстоянии 20 калибров. При варьировании начальных турбулентных параметров и граничных условий существенных изменений в уровне завихренности не наблюдалось.

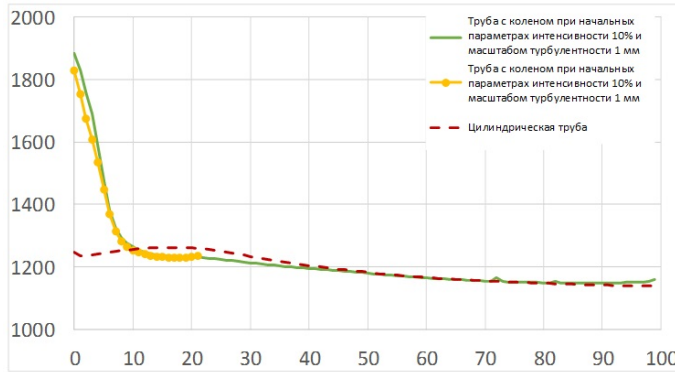


Рис. 4.13. График распределения модуля уровня завихренности вниз по потоку

Fig. 4.13. Graphics of the distribution of the vorticity level modulus downstream

5. Заключение

Основные результаты данной работы можно сформулировать следующим образом: с помощью программного комплекса ЛОГОС получены расчетные картины турбулентного течения за коленом в рамках двух подходов. Осредненные параметры потока в нестационарной постановке с использованием вихререзающего зонного RANS-LES подхода качественно и количественно лучше совпадает с экспериментальными данными. Порожденное исследуемым конструкционным изменением поле завихренности сохраняется на расстоянии 20 калибров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Харитонов В. В. Теплофизика лазерных зеркал: Учебное пособие. М.: Изд. МИФИ, 1993. 152 с.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: НАУКА, 1974. 712 с.
3. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1992. 672 с.
4. Xiaofeng G., Martonen T. B. Simulations of flow in curved tubes. *Aerosol Sci. Technology*, 1997. Vol. 26, no. 6. pp. 485–504. DOI: <https://doi.org/10.1080/02786829708965448>
5. Быстров Ю. А., Исаев С. А., Кудрявцев Н. А., Леонтьев А. И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакете труб. СПб.: Судостроение, 2005. 390 с.
6. Гарбарук А. В., Стрелец М. Х., Травин А. К., Шур М. Л. Современные подходы к моделированию турбулентности: Учебное пособие. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2016. 234 с.

7. Волков К. Н., Емельянов В. Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 368 с.
8. Menter F. R. Zonal two-equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamic flows // AIAAPaper. 1993. Article number: 93-2906. DOI: <https://doi.org/10.2514/6.1993-2906>
9. Козелков А. С., Дерюгин Ю. Н., Зеленский Д. К., Полищук С. Н., Лашкин С. В., Жучков Р. Н., Глазунов В. А., Яцевич С. В., Курулин В. В. Многофункциональный пакет программ ЛОГОС: физико-математические модели расчета задач аэро-, гидродинамики и теплопереноса. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013. – 67 с.
10. Аношкин Ю. И., Добров А. А., Кузьма М. М., Минеев И. В., Мулин М. М., Субарев М. А. Разработка и обоснование экспериментального стенда ФТ-18 для исследования процессов смешения в моделях различной геометрии // Труды НГТУ им. Р.Е. Алексеева. 2019. № 2. С. 94–104. DOI: https://doi.org/10.46960/1816-210X_2019_2_94
11. Борисенко О. Н., Гиниятуллина А. Г., Кузьменко М. В., Попова Н. В., Потехина Е. В., Смолкина Д. Н., Турусов М. Р., Черенкова М. В., Чухманов Н. В. Автоматический генератор неструктурированных многогранных сеток в препроцессоре пакета программ ЛОГОС // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2018. Вып. 2. С. 25–39.
12. Smirnov A., Shi S., Celik I. Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling // J. Fluids Eng. 2001. 123(2). P. 359–371. DOI: <https://doi.org/10.1115/1.1369598>
13. Адамьян Д. Ю., Стрелец М. Х., Травин А. К. Эффективный метод генерации синтетической турбулентности на входных границах LES области в рамках комбинированных RANS–LES подходов к расчету турбулентных течений // Математическое моделирование. 2011. Т. 23, № 7. С. 3–19.
14. Ferziger J. H., Peric M. Computational methods for fluid dynamics. Springer. 2002. 423 p.
15. Issa R. I. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting // Journal of Computational Physics. 1986. Vol. 62., Issue 1. P. 40–65. DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(86\)90099-9](https://doi.org/10.1016/0021-9991(86)90099-9)
16. Волков К. Н., Запрягаев В. И., Емельянов В. Н., Киселева Н. П., Тетерина И. В., Губанов Д. А., Кавун И. Н. Визуализация данных физического и математического моделирования в газовой динамике. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2017. 338 с.

*Поступила 26.06.2024; доработана после рецензирования 29.10.2024;
принята к публикации 27.11.2024*

Авторы прочитали и одобрили окончательный вариант рукописи.

Конфликт интересов: авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

REFERENCES

1. V. V. Kharitonov, *Thermophysics of laser mirrors: Textbook*, MEPhI Publishing House, Moscow, 1993 (In Russ.), 152 p.
2. G. Schlichting, *Boundary layer theory*, Nauka, Moscow, 1974 (In Russ.), 712 p.
3. I. E. Idelchik, *Handbook of hydraulic resistance*, Mashinostroenie, Moscow, 1992. (In Russ.), 672 p.
4. G. Xiaofeng, T. B. Martonen, “Simulations of flow in curved tubes”, *Aerosol Sci. Technology*, **26**:6 (1997), 485–504. DOI: <https://doi.org/10.1080/02786829708965448>.
5. Yu. A. Bystrov., S. A. Isaev, N. A. Kudryavtsev, A. I. Leontiev, *Numerical modeling of vortex heat transfer intensification in pipe packages*, Sudostroenie, St. Petersburg, 2005 (In Russ.), 392 p.
6. A. V. Garbaruk, M. H. Strelets, A. K. Travin, M. L. Shur, *Modern approaches to the modeling of turbulence*, Publishing House of the Polytechnic University, St. Petersburg, 2016 (In Russ.), 233 p.
7. K. N. Volkov, V. N. Yemelyanov, *Modeling of large vortices in calculations of turbulent flows*, Fizmatlit, Moscow, 2008 (In Russ.), 368 p.
8. F. R. Menter, “Zonal two-equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamic flows”, 1993, 93–2906.
9. A. S. Kozelkov, Yu. N. Deryugin, D. K. Zelensky, S. N. Polishchuk, S. V. Lashkin, R. N. Zhuchkov, V. A. Glazunov, S. V. Yatsevich, V. V. Kurulin, *Multifunctional software package LOGOS: physico-mathematical models for calculating problems of aero, hydrodynamics and heat and mass transfer*, RFNC-VNIIEF, Sarov, 2013 (In Russ.), 67 p.
10. Yu. I. Anoshkin, A. A. Dobrov, M. M. Kuzma, I. V. Mineev, M. M. Mulin, M. A. Subarev, “Development and validation of experimental stand ft-18 to study processes of mixing in models of different geometry”, *Transactions of NNSTU n.a. R. E. Alekseev*, 2019, no. 2, 94–104. DOI: https://doi.org/10.46960/1816-210X2019_2_94 (In Russ.).
11. D. N. Smolkina, O. N. Borisenko, M. V. Cherenkova, A. G. Giniyatullina, M. V. Kuz'menko, N. V. Chukhmanov, E. V. Potekhina, N. V. Popova, M. R. Turusov, “An automatic generator of unstructured polyhedral grids in the LOGOS software preprocessor”, *Problems of atomic Science and Technology. Ser. Mathematical modeling of physical processes*, 2018, no. 2, 25–39 (In Russ.).
12. A. Smirnov, S. Shi, I. Celik, “Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling”, *J. Fluids Eng*, 2001, no. 123(2), 359–371. DOI: <https://doi.org/10.1115/1.1369598>.
13. D. Y. Adamian, M. Kh. Strelets, A. K. Travin, “An efficient method of synthetic turbulence generation at les inflow in zonal rans-les approaches to computation of turbulent flows”, *Mat. Modeling*, 2011, no. 23(7), 3–19 (In Russ.).

14. J. H. Ferziger, M. Peric, *Computational methods for fluid dynamics*, Springer, 2002
DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-56026-2>, 423 p.
15. R. I. Issa, “Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting”, *Journal of Computational Physics*, 1986, no. 62(1), 40–65. DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(86\)90099-9](https://doi.org/10.1016/0021-9991(86)90099-9).
16. K. N. Volkov, V. I. Zapryagaev, V. N. Yemelyanov, N. P. Kiseleva, I. V. Teterina, D. A. Gubanov, I. N. Kavun, “Visualization of physical and mathematical modeling data in gas dynamics”, 2017 (In Russ.), 338 p.

Submitted 26.06.2024; Revised 29.10.2024; Accepted 27.11.2024

The authors have read and approved the final manuscript.

Conflict of interest: The authors declare no conflict of interest.