03

Оценка точности RANS-моделирования течения в дросселе с винтовыми канавками

© Д.А. Афремов,[1] А.В. Гарбарук,[2] А.А. Матюшенко,[2] М.Х. Стрелец,[2] А.В. Тутукин[1]

[1] Акционерное общество „Ордена Ленина Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежаля“,
107140 Москва, Россия
[2] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: strelets@cfd.spb.ru

Поступило в Редакцию 24 ноября 2025 г.
В окончательной редакции 22 января 2026 г.
Принято к публикации 3 февраля 2026 г.

Выполнено сравнение результатов расчетов течения жидкометаллического теплоносителя в репрезентативном модельном дросселе для управления распределением расхода между изделиями активной зоны ядерных реакторов и их элементами, полученных в рамках уравнений Рейнольдса, замкнутых с помощью нескольких полуэмпирических моделей турбулентности, которые широко используются в инженерной практике, и с использованием высокоточного вихреразрешающего гибридного подхода. В результате установлено следующее. С помощью стационарных уравнений Рейнольдса получить решение рассматриваемой задачи не удается: независимо от используемой модели турбулентности, итерационный алгоритм решения не сходится. В противоположность этому, решения, полученные с использованием нестационарных уравнений Рейнольдса, качественно согласуются с результатами вихреразрещающего подхода (воспроизводят наблюдаемые при его использовании низкочастотные колебания параметров потока). Однако в зависимости от используемой модели турбулентности погрешность расчета осредненного по времени перепада давления в дросселе составляет при этом от 5.1 % до 17.1 %. Эта погрешность является наибольшей для модели $k-\varepsilon$, а соответствующие погрешности моделей семейства $k-\omega$ составляют от 5.1 % до 6.9 %, что является приемлемым для инженерных расчетов.

Ключевые слова: турбулентные течения, дроссель для активной зоны реактора, численное моделирование, уравнения Рейнольдса, модели турбулентности, LES с пристеночным моделированием.

DOI: 10.61011/JTF.2026.06.62994.320-25

Введение

Управление распределением расхода теплоносителя между изделиями активной зоны (ИАЗ) и их элементами является важной составной частью обеспечения теплотехнической надежности и длительной работоспособности активных зон ядерных реакторов с жидкометаллическим теплоносителем. С этой целью используют дроссели с винтовыми канавками (ДВК) (рис. 1), впервые предложенные Р.Р. Ионайтесом [1]. Такие дроссели имеют специально организованную проточную часть, в которой потери давления связаны не столько с изменением площади сечения проточной части, сколько с вихреобразованием в дроссельных канавках и/или с потерями при повороте потока. Это приводит к интенсификации дросселирования и снижению таких нежелательных эффектов, как шум, эрозионно-коррозионный износ, вибрации, обусловленные высокой скоростью потока, что особенно актуально для тяжелого теплоносителя — свинца.

Для экономии вычислительных затрат при проведении многовариантных расчетов в ходе проектирования ДВК целесообразно использовать методы расчета турбулентных течений, базирующиеся на численном решении уравнений Рейнольдса (Reynolds Averaged Navier–Stokes — RANS), замкнутых с помощью тех или иных полуэмпирических моделей турбулентности. Хорошо известно, однако, что при моделировании сложных пристеночных турбулентных течений, для которых характерно наличие зон рециркуляции и крупных нестационарных вихревых структур (течения в рассматриваемых ДВК относятся к их числу), результаты RANS-расчетов сильно зависят от используемой модели турбулентности. Более того, в некоторых случаях RANS-модели в принципе не позволяют обеспечить требуемую для практики точность расчета, что делает необходимым использование более строгих подходов к описанию турбулентности [2]. В связи с этим оценка величины погрешностей определения гидравлических характеристик ДВК при использовании различных RANS-моделей является важной и актуальной задачей.

Как правило, такая оценка делается на основе сравнения результатов расчетов, полученных с использованием рассматриваемой RANS-модели, с экспериментальными данными. Однако для течений в ДВК такие данные, к сожалению, практически отсутствуют. Это объясня-

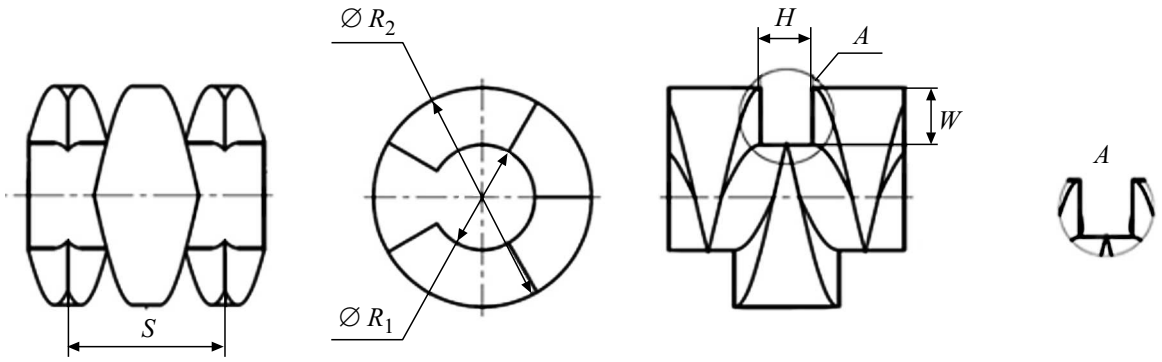


Рис. 1. Геометрия дросселя с винтовыми канавками. S — шаг винта, W и H — глубина и ширина канавок, R_1 — радиус цилиндрического сердечника, R_2 — радиус цилиндрической обоймы.

ется труднопреодолимыми техническими проблемами, возникающими при экспериментальных исследованиях высокотемпературных течений жидких металлов. Дополнительным обстоятельством, заметно осложняющим проведение экспериментов, является малый (порядка нескольких сантиметров) размер ДВК ИАЗ, что затрудняет размещение в них измерительной аппаратуры. Альтернативный путь решения данной задачи состоит в использовании в качестве эталонных данных результатов расчетов, полученных с помощью более надежных, чем RANS, подходов к моделированию турбулентности, а именно с помощью так называемых вихреразрешающих подходов, интенсивно развиваемых в последние годы.

Наиболее строгим из них (базирующемся на первых принципах динамики жидкости и свободным от эмпиризма) является прямое численное моделирование (Direct Numerical Simulation — DNS), под которым понимается численное интегрирование трехмерных нестационарных уравнений Навье–Стокса на сетках, обеспечивающих разрешение всех вихревых структур потока с размерами вплоть до колмогоровского масштаба $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ (ν — кинематическая вязкость, ε — скорость вязкой диссипации кинетической энергии турбулентности). Однако при достаточно высоких значениях числа Рейнольдса, характерных для ДВК ИАЗ (порядка 10^4), DNS требует очень больших вычислительных ресурсов, что исключает возможность проведения с его помощью многовариантных расчетов.

Вторым по точности вихреразрешающим подходом является метод моделирования крупных вихрей (Large-Eddy Simulation — LES), впервые предложенный в работе Смагоринского [3]. В рамках LES численно интегрируются не исходные, а предварительно отфильтрованные по пространству уравнения Навье–Стокса, т.е. разрешаются не все, а только наиболее крупные („энергонесущие“) вихри, размеры которых в несколько раз превышают размер фильтра Δ (на практике им служит шаг используемой вычислительной сетки). Эти уравнения содержат дополнительные слагаемые, описывающие влияние на течение мелких (с размерами меньше Δ) вихрей. Для определения этих слагаемых (т.е. для замыкания уравнений LES) используются так называемые подсеточные модели турбулентности. Поскольку мелкие вихри являются относительно универсальными (слабо зависят от конкретной геометрии и граничных условий), подсеточные модели для LES, с одной стороны, являются гораздо более универсальными, чем модели для RANS, в рамках которых моделируются все вихревые структуры, а с другой — намного менее вычислительно трудоемкими, чем DNS, в рамках которого все вихревые структуры разрешаются. К сожалению, последнее преимущество LES значительно проявляется лишь при расчете свободных турбулентных течений, а в случае пристеночных течений, к числу которых относится течение в ДВК, необходимые для LES вычислительные ресурсы становятся сопоставимыми с ресурсами, требуемыми для DNS [4].

Наконец, третий сравнительно новый класс вихреразрешающих подходов включает большую группу гибридных RANS–LES моделей (Hybrid RANS–LES Models — HRLM), в рамках которых используется та или иная комбинация RANS и LES. Применительно к течению в ДВК, наиболее подходящей HRLM представляется LES с пристеночным моделированием (Wall Modeled LES или WMLES). Идея WMLES состоит в использовании RANS-моделей только в тонкой пристеночной области потока, на расчет которой приходятся основные вычислительные затраты при проведении LES-расчетов (см. обзоры [5,6]), и в применении LES в остальной его части. В результате вычислительные ресурсы, необходимые для WMLES, оказываются намного меньшими, чем для LES с разрешением вплоть до стенки, и слабо зависят от числа Рейнольдса. В то же время результаты WMLES-расчетов различных типов пристеночных течений (см., например, [7–10]) свидетельствуют о его высокой точности. В силу этого именно WMLES был выбран в качестве основы для оценки погрешностей RANS-моделей при расчете течений в ДВК, получение которой является целью настоящей работы.

Статья построена следующим образом. В разд. 1 приведена физическая постановка задачи (геометрия дросселя и режимные параметры потока), в разд. 2 и 3

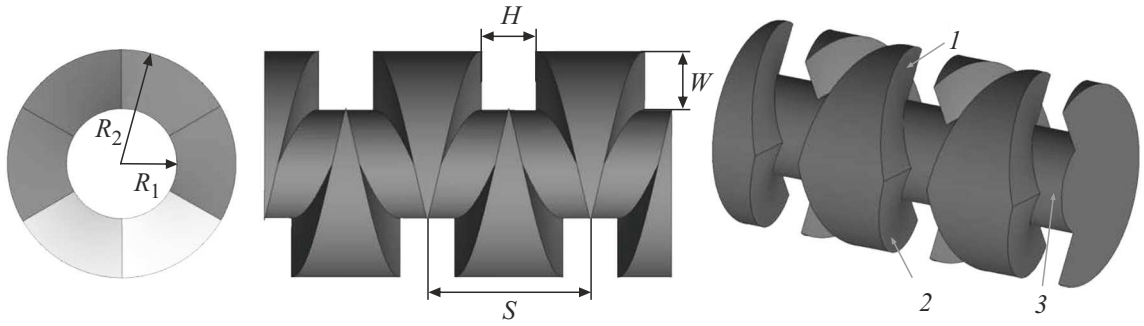


Рис. 2. Геометрия рассматриваемого ДВК: *1* — правая винтовая канавка, *2* — левая винтовая канавка, *3* — сердечник.

сформулирован используемый вариант WMLES, охарактеризованы RANS-модели, выбранные для тестирования, и кратко описана численная реализация всех используемых моделей. В разд. 4 представлены результаты WMLES-расчетов течения в ДВК и их обсуждение, а разд. 5 посвящен оценке точности рассмотренных RANS-моделей путем сравнения результатов, поученных с их помощью, с „эталонными“ результатами WMLES.

1. Постановка задачи

Рассматривается течение жидкого металла в типичном ДВК, имеющем две прямоугольные винтовые канавки с противоположным направлением винта (рис. 2), при числе Рейнольдса, построенном по среднерасходной скорости w_0, кинематической вязкости ν и ширине канавок H, $\mathrm{Re} = 2.1 \cdot 10^4$. Геометрия этого ДВК определяется тремя безразмерными параметрами, а именно W/H, S/H, и R_1/H, где W — глубина канавок, равная $R_1 - R_2$, S — шаг винта, R_1 — радиус цилиндрического сердечника, а R_2 — радиус цилиндрической обоймы, в которую он помещен. Эти параметры задавались равными 1.08, 3.0 и 1.0 соответственно.

Расчетная область, в которой проводились расчеты (рис. 3), представляет собой фрагмент ДВК длиной $2S/H$, включающий 2 его полных витка.

Следует отметить, что в реальных ИАЗ на течение в дросселе оказывает влияние его предыстория, т. е. геометрия конструкций, расположенных вверх по потоку от него. Для учета этого влияния необходимо включение таких конструкций в расчетную область. Однако, если длина ДВК велика по сравнению с шириной канавки, то вкладом начального участка дросселя в его полное сопротивление можно пренебречь. В связи с этим в настоящей работе, основной целью которой является оценка точности полуэмпирических RANS-моделей турбулентности при расчете течений в реальных ДВК, имеющих большую длину, расчеты проводились в предположении об установившемся характере течения. Это позволяет проводить расчет течения во фрагменте ДВК (рис. 2) с использованием на его входной и выходной границах условий периодичности по продольной ко-

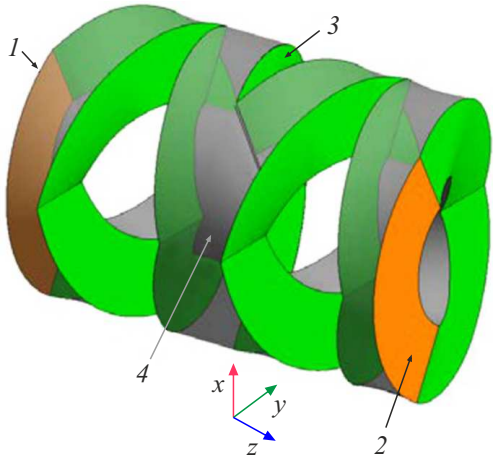


Рис. 3. Расчетная область и граничные условия, использовавшиеся при проведении расчетов: *1* — периодическая граница в сечении $z/H = 0$; *2* — периодическая граница в сечении $z/H = 6$; *3* — стенка канавки ДВК; *4* — стенка сердечника ДВК.

ординате Z, соответствующей основному направлению течения. При этом для обеспечения заданного расхода (значения числа Рейнольдса), как и при расчете других установившихся течений несжимаемой жидкости в каналах, в проекцию уравнения переноса импульса на ось Z вводится дополнительный источниковый член.

На всех остальных границах, являющихся твердыми стенками, в качестве граничных условий к уравнению движения задаются условия прилипания и непроницаемости для скорости и вычислительное граничное условие равенства нулю нормальной к поверхности составляющей градиента давления. Кроме того, при проведении расчетов с использованием RANS в сочетании с дифференциальными моделями турбулентности на стенках необходимо задать граничные условия для соответствующих турбулентных характеристик. Для этой цели используются так называемые пристеночные функции (Enhanced Wall Treatment и Insensitive Wall Treatment, реализованные в коде ANSYS Fluent [11]), которые обеспечивают правильное решение для широ-

кого диапазона величины шага первой пристеночной ячейки сетки по нормали к стенке в координатах закона стенки $\Delta y^+ = d_w\sqrt{\tau_w/\rho}/\nu$ (d_w — расстояние от рассматриваемой точки потока до ближайшей стенки, τ_w — напряжение трения на стенке, ρ — плотность и ν — кинематическая вязкость).

2. Формулировка используемого WMLES-подхода и рассмотренные полуэмпирические RANS-модели турбулентности

В настоящей работе используется версия WMLES, представляющая собой алгебраическую гибридную RANS–LES-модель [12], в рамках которой в тонкой пристеночной области активной является RANS-модель пути смешений Прандтля, а в остальной области потока — подсеточная модель Смагоринского [3] (обе эти ветви содержат демпфирующий множитель типа множителя ван Дриста, предложенный в [13]):

$$\nu_t = \min\{(\kappa d_w)^2, (C_{Smag}\Delta)^2\}\dot{S}\left[1 - \exp(y^+/25)\right]. \quad (1)$$

Здесь $y^+ = d_w\sqrt{(\nu+\nu_t)\dot{S}}/\nu$ — безразмерное расстояние до стенки, ν_t — турбулентная вязкость, $\dot{S} = \sqrt{2\dot{S}_{ij}\dot{S}_{ij}}$ — инвариант тензора скоростей деформаций

$$\dot{S}_{ij} = 0.5\left(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i\right),$$

$\kappa = 0.41$ — константа Кармана, $C_{Smag} = 0.2$ — константа Смагоринского, а подсеточный масштаб Δ определяется выражением [12]:

$$\Delta = \min\left(\max(C_w d_w, C_w h_{\max}), h_{\max}\right), \quad (2)$$

где $h_{\max}$ — локальный линейный размер ячейки сетки, определяемый как удвоенное максимальное расстояние от ее центра до центра грани, а константа $C_w = 0.15$.

Для тестирования были выбраны следующие RANS-модели с двумя дифференциальными уравнениями переноса турбулентных характеристик: стандартные модели $k-\omega$ SST [14] и $k-\varepsilon$ [15]; $k-\omega$ модель SST–CC [16], включающая поправку на кривизну линий тока и вращение потока (Curvature Correction); $k-\omega$ модель SST–CFC (Corner Flow Correction) [11], включающая поправку на нелинейные эффекты (учет анизотропии тензора напряжений Рейнольдса); модель GEKO (Generalized $k\omega$) [17].

Выбор именно этих моделей обусловлен следующими соображениями. Стандартные модели $k-\omega$ SST и $k-\varepsilon$ являются наиболее часто используемыми при расчете внутренних течений. Модель SST–CC обеспечивает более точный учет влияния кривизны линий тока на характеристики турбулентности, которое может быть существенным для течения в ДВК, а нелинейная версия модели SST (SST–CFC) может повысить точность расчета течений в канавках ДВК, имеющих прямоугольное поперечное сечение. Наконец, модель GEKO сочетает в себе положительные свойства всех моделей семейства $k-\omega$ за счет обеспечения возможности целенаправленной корректировки ее эмпирических констант без снижения точности расчета характеристик пограничного слоя на плоской пластине. В частности, в ней имеется возможность управления размерами отрывных зон, формирующихся в канавках ДВК и оказывающих значительное влияние на его сопротивление (разд. 4). Это обеспечивается путем изменения константы C_{SEP} модели GEKO (по умолчанию ее значение составляет $C_{\mathrm{SEP}} = 1.75$, а допустимый диапазон изменения составляет от 1.0 до 2.5).

3. Численная реализация используемых моделей турбулентности

Расчеты выполнены на двух структурированных сетках: базовой C1 и измельченной C2. Обе сетки удовлетворяют общепринятым требованиям к сеткам для WMLES-расчетов [2]. Так, максимальный шаг сетки C1 не превышает величины $0.05W/H$, а сетки C2 — $0.025W/H$, шаги сетки по направлению нормали к твердым стенкам уменьшаются при приближении к ним так, чтобы первый пристеночный шаг в переменных закона стенки удовлетворял условию $\Delta y_w^+ < 1$ (соответствующее значение первого пристеночного шага в физических координатах $\Delta y_w/H$ составляет $1.7\cdot10^{-4}$), а отношение размеров соседних шагов не превышает величины 1.15. Суммарное число ячеек сеток C1 и C2 равно 6.4 и 14.4 миллиона, соответственно.

Величина безразмерного шага интегрирования по времени задавалась так, чтобы выполнялось условие Куранта–Фридрихса–Леви (CFL < 1.0), и составляла $\Delta t/(H/w_0) = 1.1\cdot10^{-3}$ для сетки C1 и $5.5\cdot10^{-4}$ для сетки C2. При этом расчеты проводились на временном отрезке $t/(H/w_0) = 35$. Первые 10 единиц этого отрезка требовались для достижения статистически установившего решения, а на его остальном участке проводилось осреднение решения по времени.

Все расчеты были выполнены в рамках модели несжимаемой жидкости с использованием кода ANSYS Fluent, численные алгоритмы которого подробно описаны в работах [18–20].

В частности, для вычисления потоков массы на гранях ячеек в уравнении неразрывности используется центрированная схема второго порядка точности, в которой градиенты параметров потока рассчитываются по формуле Грина–Гаусса, записанной относительно центров ячеек. В рамках WMLES для аппроксимации невязких составляющих векторов потоков импульса в уравнениях движения также применяется центрированная схема второго порядка. При этом для подавления четно-нечетных осцилляций давления и компонент скорости, возникающих при больших значениях сеточного числа

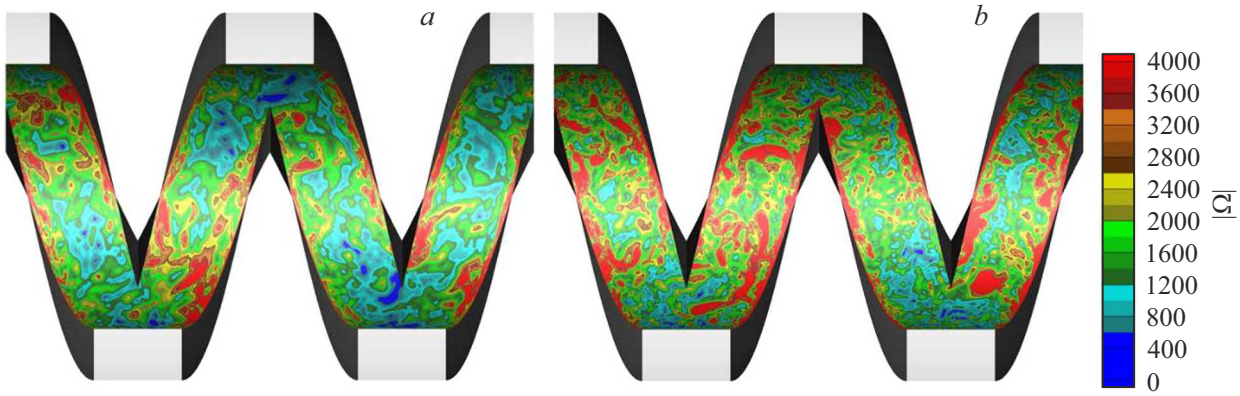


Рис. 4. Сравнение мгновенных полей модуля завихренности из WMLES-расчетов на сетках C1 (a) и C2 (b), расположенных в сечении $r/H = 1.5$ ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$).

Рейнольдса, используется коррекция Rhie–Chow [21]. В рамках RANS конвективные члены как в уравнении движения, так и в уравнениях переноса турбулентных характеристик аппроксимируются с помощью противопоточной схемы второго порядка. Наконец, для интегрирования по времени используется неявная трехслойная схема второго порядка.

Представленные ниже результаты расчетов свидетельствуют об устойчивости используемых алгоритмов и об отсутствии в полученных решениях нефизических осцилляций.

4. Результаты WMLES-расчетов

Все приводимые ниже результаты представлены в безразмерной форме с использованием в качестве линейного масштаба ширины канавок H, а в качестве масштаба скорости — среднеобъемной скорости потока w_0.

На рис. 4 представлены визуализации решений, полученных на сетках C1 и C2 в форме мгновенных полей модуля завихренности

$$\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}},$$

где

$$\Omega_{ij} = 0.5(\partial u_i/\partial x_j - \partial u_j/\partial x_i)$$

— компоненты тензора завихренности. Эти визуализации наглядно иллюстрируют разрешенные в расчетах турбулентные вихревые структуры в потоке и типичное для LES уменьшение их минимальных размеров с измельчением сетки.

На рис. 5 представлены типичные примеры временных зависимостей основных результатов WMLES-расчетов на сетке C1. Они убедительно свидетельствуют о том,что к моменту начала осреднения $t/(H/w_0) = 10$ решение выходит на статистически установившийся режим, а также о том, что интервал осреднения нестационарного решения по времени ($10 < t/(H/w_0) < 35$) является статистически представительным (значительно превосходит период наиболее низкочастотных колебаний параметров потока) и, следовательно, достаточным для надежного определения статистических характеристик рассматриваемого течения. При этом, как видно из табл. 1, значения осредненного по времени безразмерного перепада давления на дросселе $\Delta_P = \Delta p/(0.5\rho w_0^2)$ из расчетов на двух сетках, который представляет наибольший интерес в контексте настоящей работы, отличаются всего на 1.8 %. Хотя при дальнейшем измельчении сетки это отличие несколько увеличится, оно останется незначительным, что свидетельствует о приемлемой точности решения на сетке C1.

Наконец, рис. 6 служит подтверждением адекватности выбора длины расчетной области (два витка дросселя), в которой проводился WMLE-расчет.

Из него следует, что осредненные по времени поля скорости на 1-м и 2-м витках дросселя (на линиях с $r/H = 1.5$ (рис. 6, a), лежащих в наклонных плоских кольцевых сечений K1 и K2 (рис. 6, b) очень близки между собой (рис. 6, c). Это также подтверждается сравнением средних характеристик потока, приведенных в табл. 2. В частности, из нее следует, что средние по времени перепады давления на первом и втором витках дросселя близки между собой, т. е., что среднее по сечению давление изменяется вдоль по потоку практически линейно.

Таким образом, совокупность данных, представленных на рис. 4–6 и в табл. 1, 2 свидетельствует о надежности результатов WMLES-расчетов и подтверждает возможность использования их как эталонных при оценке точности RANS-моделей турбулентности, которой посвящен разд. 5.

Рис. 7 иллюстрирует топологию осредненного течения в рассматриваемом ДВК в форме линий тока. Видно, что за острыми кромками, образованными пересечением канавок дросселя различного направления, в них возникают замкнутые зоны рециркуляции (анализ анимации течения показал, что размеры этих зон заметно изменяется во времени). Также из рисунка следует,

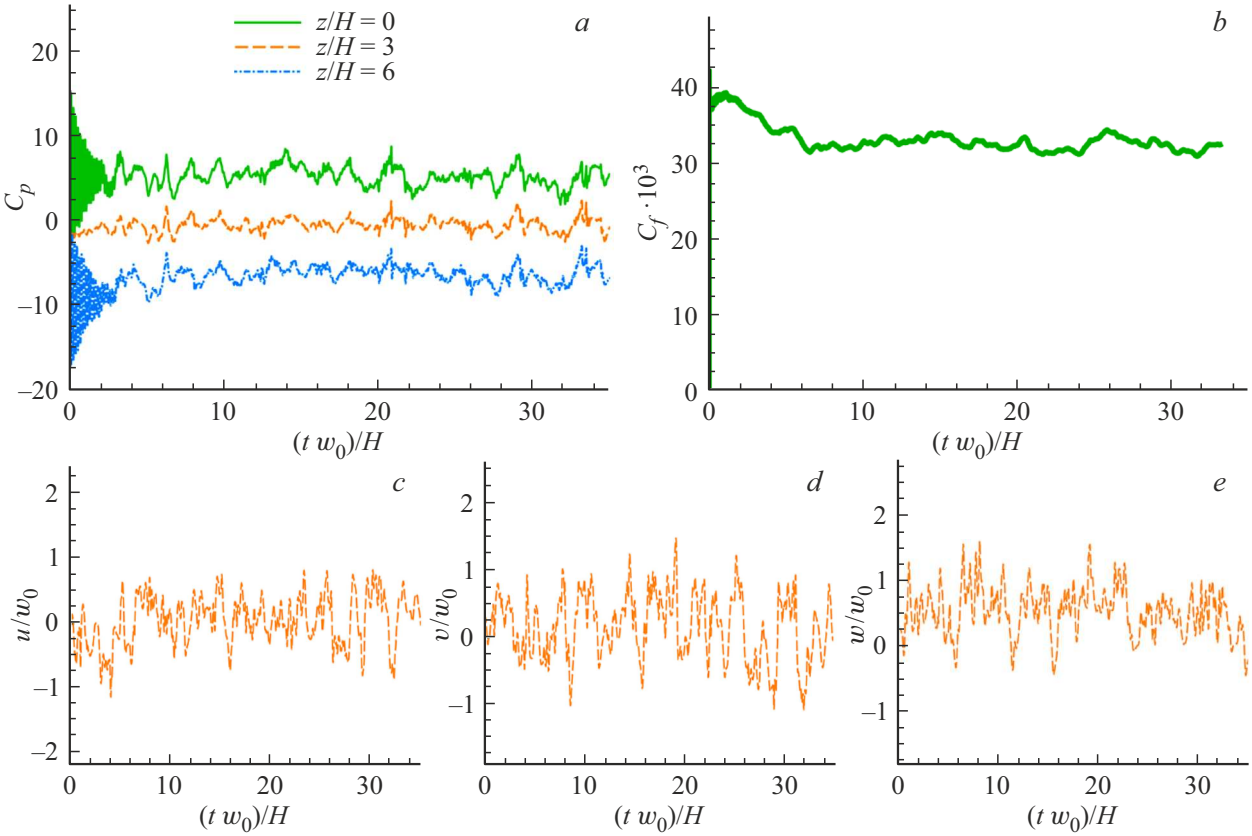


Рис. 5. Временные зависимости из WMLES-решения на сетке C1: *a* — осредненный по плоскостям *XY* коэффициент давления $C_p = 2(p-p_0)/(\rho w_0^2)$ на периодических границах расчетной области $z/H = 0$ и 6 и в центральном сечении между ними $z/H = 3$ (в качестве референсного значения p_0 использовалось его значение в центре дросселя); *b* — осредненный по поверхности всех стенок коэффициент трения $C_f = 2\tau_w/(\rho w_0^2)$; *c* — *x*-компонента вектора скорости, осредненная по плоскости $z/H = 3$; *d* — *y*-компонента вектора скорости, осредненная по плоскости $z/H = 3$; *e* — *z*-компонента вектора скорости, осредненная по плоскости $z/H = 3$.

Таблица 1. Сравнение перепада давления, полученного методом WMLES на сетках C1 и C2, $\varepsilon_{P,grid} = (\Delta_{P,\mathrm{C1}} - \Delta_{P,\mathrm{C2}})/\Delta_{P,\mathrm{C2}}$

Характеристика	Сетка C1	Сетка C2	$\varepsilon_{P,grid}$, %
Δ_P	11.3	11.1	1.8

что среднее решение является несимметричным относительно геометрической плоскости симметрии дросселя. В частности, размеры отрывных зон в канавках разного направления отличаются друг от друга, в результате чего расходы через них отличаются более чем в 1.5 раза (табл. 3). Дополнительные расчеты, выполненные с использованием различных начальных приближений, показали, что рассматриваемая задача имеет два решения, одно из которых симметрично другому относительно плоскости $x = 0$, т. е., что оба эти решения являются „гидравлически идентичными“ (предсказывают одинаковое полное гидравлическое сопротивление дросселя). Для определенности в табл. 3 и далее та канавка, в которой реализуется больший расход называется „верхней“, а канавка с меньшим расходом — „нижней“.

5. Результаты расчетов с использованием моделей RANS и их сравнение с результатами WMLES

Прежде всего следует отметить, что при численном интегрировании стационарных уравнений RANS с использованием всех перечисленных выше моделей турбулентности получить сошедшееся по итерациям решение не удалось. Типичные зависимости невязок этих уравнений и величины перепада давления на одном витке ДВК от номера итерации используемого итерационного алгоритма показаны на рис. 8 на примере модели $k-\omega$ SST.

Видно, что после примерно 2000 итераций невязки перестают падать, т. е. тенденция к их сходимости отсутствует. При этом уровень невязки уравнения неразрывности остается очень высокими (примерно 10^{-2}), а

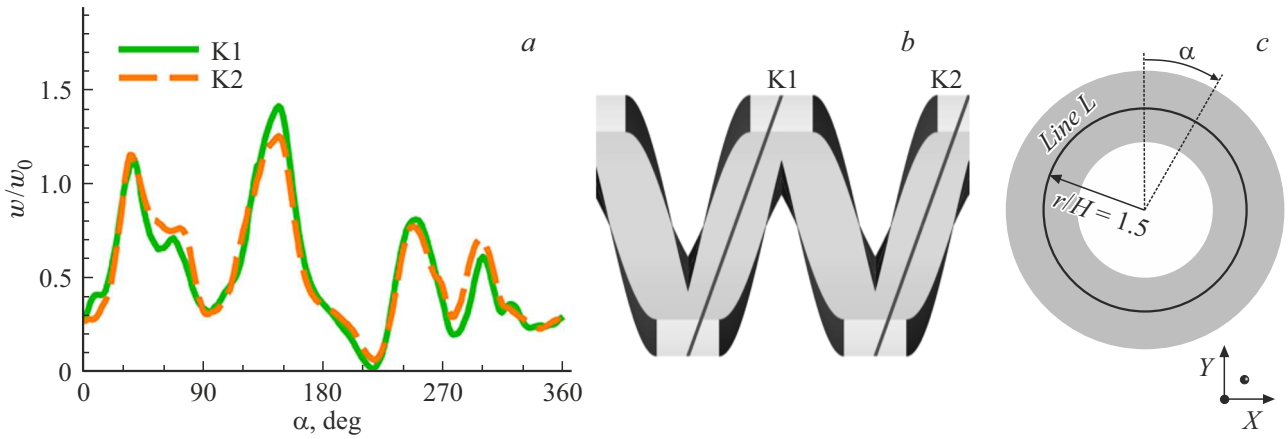


Рис. 6. Сравнение азимутальных распределений осредненной по времени осевой составляющей скорости (a) в сечениях K1 и K2 (b) вдоль линии L (c) из WMLES-решения на сетке C1. Азимутальный угол отсчитывается по часовой стрелке.

Таблица 2. Сравнение перепадов давления на первом и втором витках,полученных из WMLES-расчета на сетке C1

Характеристика	Виток 1	Виток 2
Δ_P	5.5	5.7

величина искомого перепада давления Δ_P изменяется в процессе итераций в диапазоне от 4.75 до 7.0. Это свидетельствует об отсутствии стационарного решения уравнений RANS, что не удивительно в свете обнаруженной во WMLES-расчетах существенной нестационарности отрывных зон, формирующихся в канавках ДВК (отметим, что такая ситуация довольно часто наблюдается при использовании RANS (см., например, [22]).

По этой причине дальнейшие RANS-расчеты, результаты которых представлены ниже, проводились в нестационарной постановке, т. е. с использованием нестационарных уравнений Рейнольдса (URANS). При этом в качестве начальных условий использовались поля искомых переменных, полученные после 10 000 итераций в стационарной постановке с помощью модели SST, а шаг интегрирования по времени и временной интервал, в течение которого проводился расчет, были такими же, как при проведении WMLES. Методические исследования, аналогичные исследованиям, выполненным в рамках WMLES, показали, что к моменту начала осреднения решение URANS выходит на статистически установившейся режим, а время осреднения намного превышает период самых длинноволновых пульсаций. При этом осредненное по времени значение перепада давления из URANS-расчета на измельченной сетке C2 практически не отличается от его значения на сетке C1, т. е. является сеточно-независимым (заметим, что, в принципе, URANS-расчеты могли бы проводиться на существенно более грубых сетках, так как в рамках этого подхода мелкомасштабная турбулентность не разрешается).

Переходя к анализу URANS-решений, отметим, прежде всего, что все они оказались существенно нестационарными. Этот факт наглядно иллюстрирует рис. 9, на котором в качестве примера показаны мгновенные картины линий тока в различные моменты времени, полученные с использованием модели SST. Данный вывод согласуется с результатами WMLES и подтверждает высказанное выше предположение об отсутствии стационарного RANS-решения для рассматриваемого течения.

Что касается количественных различий результатов расчетов характеристик осредненного течения, полученных с использованием различных RANS-моделей, и результатов WMLES, то о них можно судить по соответствующим азимутальным распределениям осевой компоненты скорости w вдоль линий L (рис. 6, c выше), представленным на рис. 10.

Из него следует, что наибольшая количественная погрешность URANS наблюдается при использовании модели $k-\varepsilon$, а наилучшее согласие между URANS и WMLES достигается при использовании модели GEKO при значении константы $C_{\mathrm{SEP}} = 2.50$.

Наконец, в табл. 4 приведены рассчитанные различными методами величины перепада давления на одном витке дросселя Δp, погрешность определения перепада давления на ДВК при использовании URANS, рассчитываемая по формуле

$$\varepsilon_P = \left(\Delta_{P,\mathrm{URANS}} - \Delta_{P,\mathrm{WMLES}}\right)/\Delta_{P,\mathrm{WMLES}},$$

и расходы через его „верхнюю“ и „нижнюю“ канавку, отнесенные к суммарному расходу.

Из табл. 4 видно, что рассматриваемые RANS-модели завышают Δ_P по сравнению с WMLES на величину от 5.11 % до 17.10 %. При этом наименее точной (погрешность 17.1 %) оказывается модель $k-\varepsilon$, а наибольшую точность (погрешность 5.1 %) обеспечивают модель GEKO с константой CSEP = 2.50 и другие модели

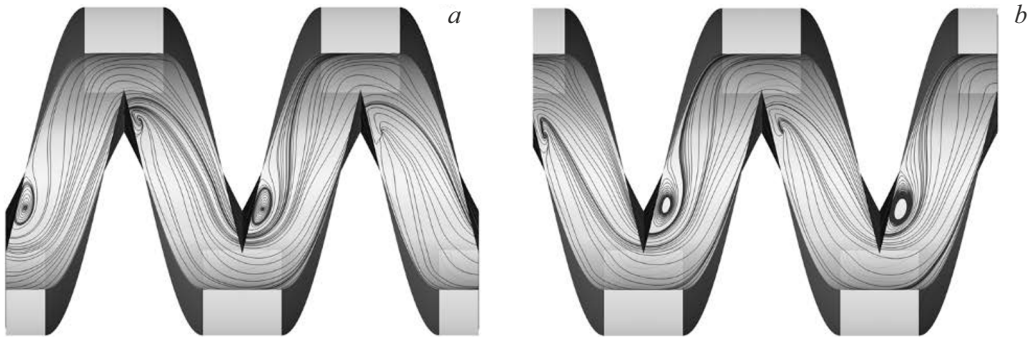


Рис. 7. Картина линий тока на цилиндрической поверхности с радиусом $r/H = 1.5$ из осредненного по времени WMLES-решения на сетке C1: *a* — полуповерхность при $y > 0$, *b* — при $y < 0$.

Таблица 3. Сравнение относительных расходов в верхней и нижней канавках ДВК

Характеристика	Виток 1	Виток 2
Относительный расход через „верхнюю“ канавку, %	61.7	61.7
Относительный расход через „нижнюю“ канавку, %	38.3	38.3

семейства $k-\omega$ (погрешности от 5.86 % до 6.91 %). Отметим также, что для рассматриваемого течения стандартная модель $k-\omega$ SST слегка превосходит по точности ее модификации.

Что касается величин относительных расходов через верхнюю и нижнюю канавки дросселя, то их также точнее всего (практически идеально) предсказывает модель GEKO, однако погрешность расчета этих расходов при использовании других моделей тоже не слишком велика (как и при расчете перепада давления, она оказывается максимальной при использовании модели $k-\varepsilon$ (9 % и 14 % для верхней и нижней канавок соответственно).

Заключение

Основные результаты работы, целью которой было получение объективной количественной оценки точности различных RANS-моделей турбулентности при расчете гидравлических характеристик дросселей с винтовыми канавками, используемых в ИАЗ ядерного реактора с жидкометаллическим теплоносителем, состоят в следующем.

Сформулирована экономичная (базирующаяся на использовании условий периодичности в продольном направлении) постановка вычислительной задачи расчета течения в представительной модели реального ДВК ИАЗ. В рамках этой постановки выполнены расчеты с использованием трех подходов к моделированию турбулентности. Первый из них, вихреразрешающий гибридный RANS–LES-подход (WMLES), является наи-

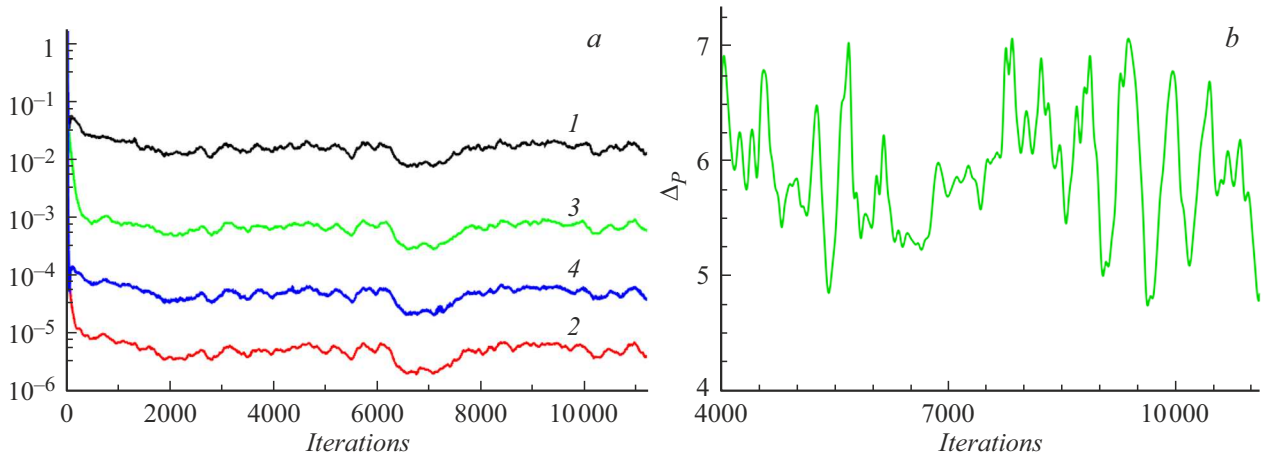


Рис. 8. Зависимости невязок уравнений RANS (*a*) и перепада давления на одном витке дросселя (*b*) от номера итерации при использовании модели $k-\omega$ SST. *1* — невязка уравнения неразрывности; *2* — невязка проекций уравнения движения на ось *Z*, *3* — невязка уравнения для кинетической энергии турбулентности, *4* — невязка уравнения для удельной скорости диссипации турбулентности.

Таблица 4. Сравнение основных гидравлических характеристик течения в ДВК, рассчитанных с помощью URANS и WMLES

Модель	Δ_P на одном витке	ε_P, %	Относительный расход, %	
			„Верхняя“ канавка	„Нижняя“ канавка
SST	5.88	6.30	63.3	36.7
SST–CC	5.91	6.91	63.3	36.7
SST–CFC	5.86	5.88	63.3	36.7
$k-\varepsilon$	6.48	17.10	66.7	33.3
GEKO $C_{\mathrm{SEP}} = 1.75$	6.78	11.87	61.2	38.8
GEKO $C_{\mathrm{SEP}} = 2.50$	5.81	5.11	61.2	38.8
WMLES	5.5	–	61.2	38.8

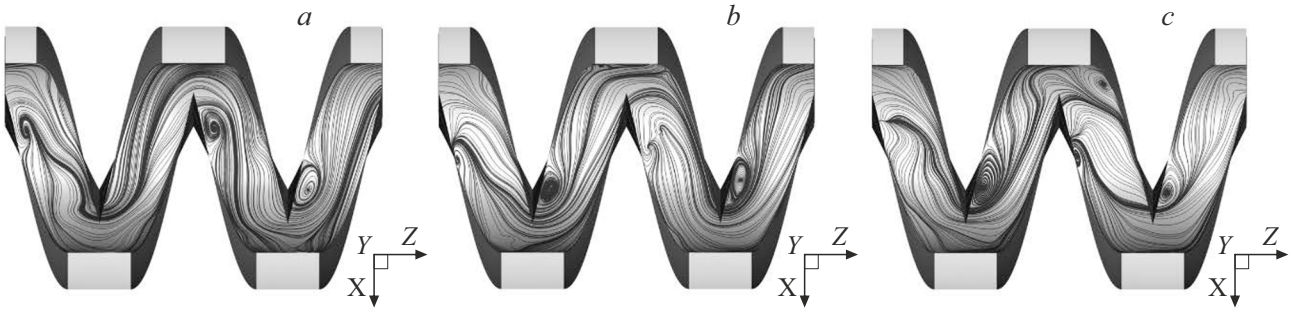


Рис. 9. Картина мгновенных линий тока на цилиндрической поверхности с радиусом $r/H = 1.5$ при $y < 0$ в моменты времени $t/(H/w_0) = 30$ (*a*), 32 (*b*), 34 (*c*) из $k-\omega$ SST URANS-решения.

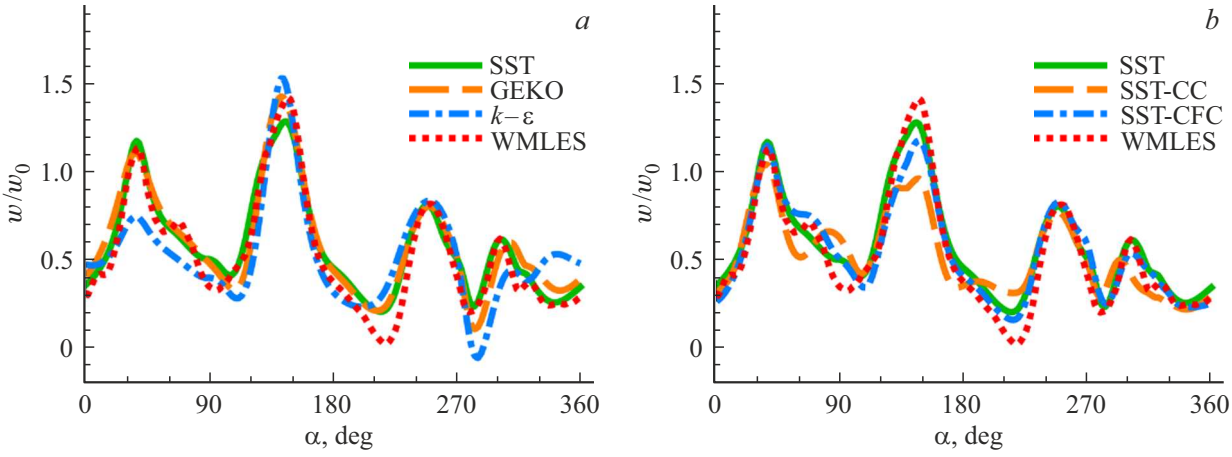


Рис. 10. Сравнение азимутальных распределений компоненты скорости w в сечении K1 вдоль линии L, полученных из осредненных по времени решений URANS с использованием различных моделей турбулентности и из эталонного WMLES-решения. *a* — сравнение различных моделей турбулентности, *b* — влияние поправок к модели SST.

более точным, и полученные с его помощью результаты рассматриваются как эталонные для оценки двух других подходов, базирующихся на численном интегрировании стационарных (RANS) и нестационарных (URANS) уравнений Рейнольдса, замкнутых с помощью нескольких наиболее широко используемых в инженерной практике полуэмпирических моделей турбулентности с двумя дифференциальными уравнениями переноса. В частности, рассмотрены модель $k-\omega$ SST, две ее модификации, направленные на более полный учет эффектов кривизны линий тока ($k-\omega$ SST–CC) и анизотропии рейнольдсовых напряжений ($k-\omega$ SST–CFC), обобщен-

ная $k-\omega$ модель GEKO и $k-\varepsilon$ модель. Сравнительный анализ результатов RANS-, URANS- и WMLES-расчетов позволил сделать следующие выводы.

При использовании стационарных уравнений RANS получить решение рассматриваемой задачи не удается: независимо от используемой модели турбулентности, итерационный алгоритм решения не сходится (невязки стационарных уравнений „замерзают“ на высоком уровне). При этом оценка перепада давления в дросселе на основе не сошедшихся решений (такой подход часто используется в инженерной практике) приводит к непредсказуемым и недопустимо большим ошибкам.

В противоположность этому, решения, полученные с использованием URANS, качественно согласуются с результатами WMLES и, в частности, воспроизводят наблюдаемую в WMLES-решении низкочастотную нестационарность течения. Однако количественная погрешность расчетных значений перепада давления в дросселе оказывается при этом весьма значительной и в зависимости от используемой модели турбулентности составляет от 5.1 % до 17.1 %. Наибольшее различие URANS и WMLES наблюдается при использовании модели $k-\varepsilon$, а наименьшее — при использовании модели GEKO с подобранным в процессе расчетов значением константы C_{SEP}, равным 2.50. В допустимых для практики пределах (5.9 %–6.9 %) лежат также погрешности расчета перепада давления в случае использования других моделей семейства $k-\omega$.

Таким образом, общий вывод из проведенных исследований состоит в том, что в процессе проектирования ДВК ИАЗ активной зоны ядерных реакторов на жидкометаллическом теплоносителе для проведения многовариантных расчетов может применяться экономичный подход URANS в сочетании с моделями турбулентности семейства $k-\omega$, в том числе, с оригинальной моделью $k-\omega$ SST, которая является простейшей из них, хорошо изучена и обеспечивает вполне приемлемую точность расчета.

Благодарности

Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра СПбПУ „Политехнический“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Р.Р. Ионайтис. Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Серия Физика и техника ЯР, **32** (3), 40 (1983).
[2] А.В. Гарбарук, М.Х. Стрелец, А.К. Травин, М.Л. Шур. *Современные подходы к моделированию турбулентности* (Изд-во Политех. ун-та, СПб., 2016)
[3] J. Smagorinsky. Monthly Weather Rev., **91**, 99 (1963). DOI: 10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2
[4] U. Piomelli, E. Balaras. Annual Rev. Fluid Mechan., **34**, 349 (2002). DOI: 10.1016/j.paerosci.2008.06.001
[5] J. Larsson, S. Kawai, J. Bodart. Mech. Eng. Rev., **3** (1), 418 (2015). DOI: 10.1299/mer.15-00418
[6] S.T. Bose, G.I. Park. Annual Rev. Fluid Mech., **50** (1), 535 (2018). DOI: 10.1146/annurev-fluid-122316-045241
[7] R. Zangeneh. Fluids, **6** (7), 246 (2021). DOI: 10.3390/fluids 6070246
[8] А.А. Дядькин, С.П. Рыбак, Г.А. Трашков, А.В. Гарбарук, М.Х. Стрелец, М.Л. Шур, С.М. Дроздов, Е.П. Столяров. Космическая техника и технологии, **24** (1), 5 (2019).
[9] F.R. Menter, A. Hüppe, A.A. Matyushenko, D.K. Kolmogorov. Appl. Sci., **11** (6), 2459 (2021). DOI: 10.3390/app11062459
[10] А.В. Гарбарук, М.Х. Стрелец, М.Л. Шур, А.А. Дядькин, С.П. Рыбак, М.В. Михайлов. Математическое моделирование, **33** (7), 18 (2021).
[11] Fluent Theory Guide, (2023).
[12] M.L. Shur, P.R. Spalart, M.Kh. Strelets, A.K. Travin. Intern. J. Heat and Fluid Flow, **29** (6), 1638 (2008). DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.07.001
[13] U. Piomelli, P. Moin, J.H. Ferziger. Phys. Fluids, **31**, 1884 (1988). DOI: 10.1063/1.866635
[14] F.R. Menter, M. Kuntz, R. Langtry. In: Turbulence, Heat and Mass Transfer 4, ed. by K. Hanjalic, Y. Nagano, M. Tummers (Begell House, 2003), 625–63.
[15] B.E. Launder, D.B. Spalding. Computer Methods in Appl. Mech. Eng., **3** (2), 269 (1974). DOI: 10.1016/0045-7825(74)90029-2
[16] P.E. Smirnov, F.R. Menter. J. Turbomachinery, **131** (4), 041010 (2009). DOI: 10.1115/1.3070573
[17] F.R. Menter, A. Matyushenko, R. Lechner. In: New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics XII. DGLR 2018, ed. by A. Dillmann, G. Heller, E. Krämer, C. Wagner, C. Tropea, S. Jakirlić, (Springer, Cham, 2020), p. 101–109. DOI: 10.1007/978-3-030-25253-3_10
[18] J.Y. Murthy, W.J. Minkowycz, E.M. Sparrow, S.R. Muthur. In: Handbook of Numerical Heat Transfer 2nd Edition, ed. by W.J. Minkowycz, E.M. Sparrow, J.Y. Murthy. (John Wiley & Sons, Inc, 2006), p. 1–51. DOI: 10.1002/9780470172599.ch1
[19] S.R. Mathur, J.Y. Murthy. Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, **32** (2), 195 (1997). DOI: 10.1080/ 10407799708915105
[20] S.E. Kim, S.R. Mathur, J.Y. Murthy, D. Choudhury. *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (Reno, U.S.A., 1998), AIAA-Paper 231–1998. DOI: 10.2514/6.1998-231
[21] C.M. Rhie, W.L. Chow. AIAA J., **21** (11), 1525 (1983). DOI: 10.2514/3.8284
[22] С.А. Галаев, А.М. Левченя, В.В. Рис, Е.М. Смирнов. ЖТФ, **94**(11), 1799(2024). DOI:10.61011/JTF.2024.11.59096.221-24