

УДК 621.45.022.7

Гидродинамическая верификация и валидация численных методов расчета течения в камере сгорания газотурбинного двигателя

Исаев А.И.*, Скоробогатов С.В.**

*Иркутский филиал Московского государственного технического университета
гражданской авиации,*

ул. Коммунаров, 3, Иркутск, 664047, Россия

**e-mail: isaew_alexandr@mail.ru*

***e-mail: maestro.ru@mail.ru*

Аннотация

На сегодняшний день в инженерной практике широко используются программные пакеты для автоматизации инженерных расчетов. В их число входят системы, позволяющие решать сложные задачи вычислительной гидро-газодинамики. Специфика применяемого в них математического аппарата накладывает определенные ограничения в процессе работы. Так, на данный момент не существует универсальной математической модели, которая бы достоверно описывала все особенности турбулентных течений для всего спектра задач. Вместо этого существует большое количество полуэмпирических моделей, которые хорошо коррелируются с экспериментальными исследованиями только для определенного класса задач.

Наиболее широкое распространение получили модели осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. Данные модели, в то же время, имеют большое

число вариаций, многие из которых нашли свое применение и в коммерческих программных пакетах. Такое разнообразие создает проблему выбора наиболее подходящей модели для конкретного решаемого случая, поэтому верификация и валидация является неотъемлемой частью процесса численного моделирования турбулентных течений.

Целью данной работы является методика выполнения верификации и валидации расчета течения в проточной части камеры сгорания газотурбинного двигателя с поперечной системой вихреобразования. Авторами выполнен обзор наиболее актуальных моделей турбулентности, используемых в программных пакетах вычислительной гидро-газодинамики. Перечислены их достоинства, недостатки и ограничения, связанные с вводимыми эмпирическими данными.

На основе построенной модели камеры сгорания, создана натурная модель для проведения гидродинамических исследований и расчетная сетка конечных элементов для выполнения расчетов в программной среде.

В статье представлены результаты экспериментальных исследований и результаты, полученные с помощью численных методов. Проведено их сопоставление и анализ. Исходя из этих данных, были выделены две модели соответствующие выбранному доверительному интервалу.

Следующим этапом выполнялась валидация моделей турбулентности, в результате которой была дана качественная оценка кинетике течения во всей расчетной области.

По итогу верификации, из всех рассмотренных моделей наилучшее соответствие с экспериментами обеспечивают SST k- ω и стандартная k- ϵ модели.

В результате валидации удалось установить, что модель SST k- ω более корректно воспроизводит кинетику течения в проточной части камеры сгорания с поперечной системой вихреобразования.

Ключевые слова: верификация, валидация, вычислительная гидро-газодинамика, модели турбулентности, камера сгорания, газотурбинный двигатель.

Введение

Развитие вычислительной техники за последние годы в совокупности с совершенствованием численных методов моделирования течения жидкости и газа позволяют с высокой степенью точности производить расчеты сложных течений как внешней, так и внутренней аэродинамики объемных тел.

Из всего спектра подходов к моделированию течений, наиболее широкое распространение получили осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса (Reynolds-Averaged Navier-Stokes, RANS) модели турбулентности (МТ), для замыкания которых используется совокупность дифференциальных уравнений и полуэмпирических соотношений.

Также существуют и активно развиваются МТ, позволяющие напрямую разрешать крупные вихревые структуры - метод крупных вихрей, или же все вихревые

структуры, вплоть до колмогоровских масштабов - прямое численное моделирование. Однако на данном этапе их использование сильно ограничено из-за довольно высокой ресурсоемкости. Так, по прогнозу [1], применение для решения инженерных задач метода прямого численного моделирования на основе полных уравнений Навье-Стокса станет возможным примерно к 2080 году, а метода крупных вихрей – к 2045 году. В связи с этим обстоятельством, на нынешнем этапе развития вычислительной техники, именно с помощью RANS МТ производится большая часть прикладных расчетов.

Семейство RANS включает в себя большое число моделей, в которых принимаются определенные допущения и на их основе вводятся дополнительные переменные. Такое разнообразие МТ создает проблему выбора наиболее подходящей, однако она обусловлена тем фактом, что для замыкания уравнений в них используется различное число эмпирических констант, которые дают физически корректный результат только для определенного круга задач. Ситуация усугубляется еще и тем, что на сегодняшний день многие из давно существующих МТ получили свое развитие, что в конечном итоге вылилось в образование новых вариантов этих моделей, со своими преимуществами и недостатками.

Обзор распространенных моделей турбулентности, применяемых в рамках вычислительной гидро-газодинамики

МТ классифицируются по числу дифференциальных уравнений, вводимых дополнительно к базовой системе уравнений, что влечет за собой и увеличение

необходимых полуэмпирических данных. Как следствие это приводит к повышению требований к вычислительным ресурсам и снижению универсальности МТ. Поэтому крайне важным является вопрос выбора подходящей МТ для решения конкретной исследовательской задачи.

Модель Спаларта-Аллмараса является относительно простой МТ, с одним дополнительным уравнением переноса турбулентной вязкости. Она была специально разработана для аэрокосмической промышленности и показала хорошие результаты разрешения пограничных слоев, подверженных неблагоприятным градиентам давления [2]. В то же время, в некоторых случаях уступает двух- и трехпараметрическим моделям турбулентности [3].

В своем изначальном виде, эта МТ являлась низкорейнольдсовой, где для разрешения вязкого подслоя необходимо соблюдать довольно высокое качество сеточных элементов ($y^+ \approx 1$). Однако в некоторых программных пакетах она представлена в доработанном виде и является нечувствительной к высоте пристеночного слоя.

Уравнение переноса для доработанной турбулентной вязкости модели Спаларта-Аллмараса на примере пакета Ansys Fluent выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \tilde{\nu} u_i) = G_\nu + \frac{1}{\sigma_\nu} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2P} \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_\nu + S_\nu, \quad (1)$$

где G_ν - образование турбулентной вязкости; Y_ν – деструкция турбулентной вязкости, происходящей в пристеночной области за счет блокировки стенкой и

вязкостного затухания; ν - молекулярная кинематическая вязкость; C_{b2} и $\tilde{\sigma}_v$ - эмпирические константы.

К преимуществам этой МТ можно отнести ее экономичность с точки зрения вычислительных ресурсов.

Недостатком является невозможность быстрой адаптации модели к изменению масштаба длины, что необходимо для течений с резким переходом из пристеночной области в область свободную от касательных напряжений, т.е. при наличии в потоке зон отрыва пограничного слоя.

Стандартная k - ϵ модель зарекомендовала себя как очень устойчивая, относительно экономичная к вычислительным ресурсам и обладающая приемлемой точностью для широкого круга задач. За счет применения в ней пристеночных функций, есть возможность использовать сеточные модели с относительно невысоким разрешением вблизи стенок, получая при этом хорошие результаты. В методе пристеночных функций вязкий подслой и переходная область пограничного слоя не отыскиваются, а описываются полуэмпирическими формулами. Поэтому, на данный момент, скорее всего, именно эту модель можно рассматривать в качестве основной для решения большинства прикладных задач. Для описания турбулентных величин в ней используется система двух нелинейных уравнений - для кинетической энергии турбулентности k и скорости диссипации энергии турбулентности ϵ .

Простейший вариант данной МТ был изложен в работе Брайаном Лондером (Brian Londer) и Брайаном Сполдингом (Brian Spalding) [4]. С тех пор k - ϵ модель

широко применялась для расчетов большого числа задач, в основном для описания сдвиговых несжимаемых турбулентных течений [5].

Уравнение кинетической энергии турбулентности k выводится аналитически, основываясь на методе декомпозиции Рейнольдса [6] и записывается следующим образом:

$$\partial_t k + \overline{u_j} \partial_j k = P - \varepsilon + \partial_j \left(\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \partial_j k \right), \quad (2)$$

уравнение диссипации ε имеет вид:

$$\partial_t \varepsilon + \overline{u_j} \partial_j \varepsilon = \frac{C'_{1\varepsilon} P - C'_{2\varepsilon} \varepsilon}{T} + \partial_j \left(\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \partial_j \varepsilon \right), \quad (3)$$

здесь T и σ_k нужны для обеспечения необходимых размерностей переменных. Так как уравнение диссипации не выводится аналитическим путем, а предполагается, то при этом добавляются константы $C'_{1\varepsilon}, C'_{2\varepsilon}, \sigma_\varepsilon$.

В пакете Ansys Fluent уравнения стандартной k - ε модели используются в доработанной форме:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k \overline{u_i}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon \overline{u_i}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon, \quad (5)$$

где G_k – турбулентная кинетическая энергия, образованная от средних градиентов скорости; G_b – кинетическая энергия выталкивающей силы; Y_M – вклад переменного

расширения при турбулентности сжатия в общую скорость диссипации. Остальные величины это эмпирические константы, которые по умолчанию имеют следующие значения: $C_{1\varepsilon}=1.44$, $C_{2\varepsilon}=1.92$, $C_\mu=0.09$, $\sigma_k=1.44$, $\sigma_\varepsilon=1.3$. Эти значения дают хороший результат для широкого диапазона течений, но при необходимости могут быть изменены пользователем.

К преимуществам данной МТ можно отнести относительно низкую степень нелинейности, благодаря чему возникает меньше проблем со сходимостью. Также за счет использования пристеночных функций нет необходимости в сильном сгущении сетки вблизи стенок. Так как эта модель описывается двумя дополнительными уравнениями переноса, это делает ее одной из наименее затратных МТ в семействе RANS.

Недостатком является то, что данная МТ показывает довольно плохие результаты при расчетах в условиях больших градиентов давления. Это обусловлено наличием пристеночных функций [7].

RNG k - ε модель является модернизированным вариантом стандартной МТ, которая была получена благодаря теории ренормализованных групп [8]. В целом она схожа со стандартной k - ε МТ, но обладает рядом отличий:

- Имеет дополнительный член в уравнении ε , который повышает точность вычислений для высоконапряженных потоков;

- В данной МТ учтено влияние циркуляции турбулентности, благодаря чему возрастает точность при расчете течений с закруткой потока;
- Теория ренормализованных групп предоставляет аналитическую формулу турбулентных чисел Прандтля, в то время как в стандартной МТ используются постоянные значения, заданные пользователем;
- Стандартная k-ε МТ является высокорейнольдсовой, тогда как RNG МТ включает в себя полученную аналитическим путем формулу для эффективной вязкости, которая лучше подходит для расчета течений с низкими числами Рейнольдса.

Вышеизложенные особенности делают RNG МТ в теории более точной и надежной, позволяя эффективно применять её для более широкого класса задач по сравнению со стандартной k-ε МТ [9].

Один из вариантов уравнений переноса k и ε выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (7)$$

где

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3}, \quad (8)$$

$$\eta = \frac{Sk}{\varepsilon}, \quad (9)$$

$$S = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}. \quad (10)$$

Realizable k - ε модель по сравнению со стандартной имеет два существенных отличия:

- Содержит альтернативную формулировку для турбулентной вязкости. При этом, уравнение для кинетической энергии турбулентности k осталось неизменным;
- Модифицированное уравнение переноса для скорости диссипации энергии турбулентности ε , которое было получено из точного уравнения для переноса среднеквадратичных колебаний завихренности.

Уравнения переноса k и ε имеют вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon, \quad (12)$$

где

$$C_1 = \max \left[0.43; \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \quad (13)$$

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon}, \quad (14)$$

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}. \quad (15)$$

Термин *realizable* в названии модели означает, что она удовлетворяет точным математическим ограничениям по напряжениям Рейнольдса, которые имеют место в турбулентных течениях [10].

Стандартная $k-\omega$ модель. Основы данной МТ были заложены А.Н. Колмогоровым [11], а их адаптацию для приложений вычислительной гидрогазодинамики впервые предложил Дэвид Уилкоккс (David Wilcox) [12]. Стандартная $k-\omega$ МТ схожа с $k-\varepsilon$ МТ, только в данном случае решается уравнение для удельной скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ω , которая определяет характерный линейный масштаб турбулентности. Хотя эта модель и относится к низкорейнольдсовым, она также может быть использована совместно с пристеночными функциями.

В своем изначальном виде данная МТ имеет слабую сторону, проявляющуюся в чувствительности решения к значениям k и ω за пределами сдвигового слоя, т.е. имеет чувствительность к свободному потоку. В этой связи, модель претерпела ряд доработок, позволяющих снизить эту чувствительность [13, 14].

Уравнение переноса кинетической энергии турбулентности k и удельной скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ω для доработанной МТ записываются следующим образом:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma^* \nu_T \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (16)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = a \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma v_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right], \quad (17)$$

где кинематическая турбулентная вязкость:

$$v_T = \frac{k}{\omega}.$$

Со значениями коэффициентов замыкания и дополнительных соотношений можно ознакомиться в соответствующих разделах справочной литературы [15]

Основным преимуществом данной МТ является то обстоятельство, что она обеспечивает качественное описание пристеночных течений с высокими градиентами давления и течений с отрывом пограничного слоя. Кроме того, она показывает хорошие результаты при моделировании внутренних течений, а также течений по сильно искривлённым каналам.

К недостаткам можно отнести более высокую степень нелинейности по сравнению с моделью k-ε, что, в свою очередь, негативно сказывается на сходимости решения.

Модель SST k-ω. Аббревиатура «SST» означает Shear-Stress Transport, что на русский язык можно перевести как «перенос касательных напряжений». Данная МТ была разработана Флорианом Ментером (Florian Menter) [16] и представляет собой разновидность стандартной k-ω МТ.

Уравнение переноса кинетической энергии турбулентности k и удельной скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ω имеют вид:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma^* v_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (18)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = a S^2 - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma_\omega v_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \quad (19)$$

Где кинематическая турбулентная вязкость:

$$v_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)}. \quad (20)$$

Со значениями коэффициентов замыкания и дополнительных соотношений можно ознакомиться в соответствующих разделах справочной литературы [17]

Преимуществом SST МТ является использование модели $k-\omega$ для пограничного слоя и модели $k-\epsilon$ для расчета ядра потока на удалении от стенок. Такой подход позволяет объединить сильные стороны каждой из комбинируемых МТ. Так, в свободном турбулентном потоке SST модель ведет себя как $k-\epsilon$ МТ, за счет чего снижается чувствительность к начальным условиям, которой подвержена модель $k-\omega$ МТ, и повышается стабильность решения [18]. В свою очередь, вблизи стенок пограничный слой разрешается напрямую без использования пристеночных функций, что в ряде случаев может быть необходимо. К примеру, при исследовании течений с отрывом потока; обтекании крыла на больших углах атаки или плохообтекаемого тела

использование пристеночных функций может привести к значительным ошибкам в процессе определения лобового сопротивления или коэффициента теплоотдачи.

Недостатком данной МТ является завышение уровня турбулентности в областях с высокими ускорениями либо в застойных зонах. [19]. Кроме того, при разрешении пограничного слоя необходимо использовать очень подробную сеточную модель вблизи стенок, что увеличивает требования к вычислительным ресурсам.

Модель Transition SST также известная как модель γ - Re_θ , основана на k - ω SST МТ в которую введены два дополнительных уравнения переноса, одно для перемежаемости турбулентности, а второе для критерия начала перехода в единицах толщины потери импульса чисел Рейнольдса [20].

Уравнение переноса для перемежаемости турбулентности γ имеет вид:

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = P_{\gamma 1} - E_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} - E_{\gamma 2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right], \quad (21)$$

Уравнение критерия начала перехода в единицах толщины потери импульса чисел Рейнольдса $Re_{\theta t}$ имеет вид:

$$\frac{\partial(\rho \tilde{Re}_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \tilde{Re}_{\theta t})}{\partial x_j} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma(\mu + \mu_t) \frac{\partial \tilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right], \quad (22)$$

Модель рейнольдсовых напряжений имеет англоязычную аббревиатуру "RSM" (Reynolds Stress Model) и является одной из наиболее сложных МТ, представленной в

коммерческих пакетах вычислительной гидро-газодинамики, но и, в то же время, одной из самых изученных из семейства RANS [21-23].

Эта МТ не использует предположение о изотропности турбулентной вязкости. В данном случае, здесь решаются уравнения переноса для рейнольдсовых напряжений и уравнения для скорости турбулентной диссипации ϵ . Для данной МТ требуется 5 дополнительных уравнений при двухмерной и 7 дополнительных уравнений при трехмерной постановке. А в задачах теплопередачи еще 3 дополнительных уравнения для корреляции скорости и температуры.

Так как модель рейнольдсовых напряжений описывает эффекты кривизны, вращения, резкого изменения напряжений между слоями более строго, чем одно- и двух-параметрические МТ, то, в теории, она имеет больший потенциал для более точного расчета сложных потоков. Однако данная МТ все-таки имеет некоторые упрощения, которые были приняты для составления уравнений переноса рейнольдсовых напряжений.

Точные уравнения переноса рейнольдсовых напряжений записываются следующим образом:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u_i u_j})}_{\text{Локальная производная по времени}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k \overline{u_i u_j})}_{C_{ij} \equiv \text{Конвекция}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho \overline{u_i u_j u_k} + p (\delta_{kj} \overline{u_i} + \delta_{ik} \overline{u_j}) \right]}_{D_{T,ij} \equiv \text{Турбулентная диффузия}}$$

$$\begin{aligned}
& + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{u_i u_j} \right) \right]}_{D_{L,ij} \equiv \text{Молекулярная диффузия}} - \underbrace{\rho \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij} \equiv \text{Образование напряжений}} - \underbrace{\rho \beta \left(g_i \overline{u_j \theta} + g_j \overline{u_i \theta} \right)}_{G_{ij} \equiv \text{Образование выталкивающей силы}} \\
& + \underbrace{p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\varphi_{ij} \equiv \text{Деформация давлением}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}}_{\varepsilon_{ij} \equiv \text{Диссипация}} - \underbrace{2\rho \Omega_k \left(\overline{u_j u_m} \varepsilon_{ikm} + \overline{u_i u_m} \varepsilon_{jkm} \right)}_{F_{ij} \equiv \text{Вращение системы}}. \quad (23)
\end{aligned}$$

Использование этой модели МТ рекомендуется в случаях, когда анизотропность турбулентного потока оказывает доминирующее влияние на характер турбулентного течения (циклоны, сильно закрученные потоки в камерах сгорания, вращающиеся области, вторичные течения в каналах, вызванные большими нормальными напряжениями), однако, иногда и для относительно простых течений может показывать хорошие результаты.

Недостатками модели рейнольдсовых напряжений являются самые высокие требования к вычислительным ресурсам из всего семейства RANS, а также высокая нелинейность системы уравнений. В среднем, данные МТ требуют на 50-60% больше расчетного времени, нежели двухпараметрические МТ и на 15-20% больше оперативной памяти [24].

Верификация и валидация моделей турбулентности

Объектом исследования в настоящей работе выступает модель камеры (КС) сгорания газотурбинного двигателя с поперечной системой организации зон обратных

токов. В качестве элемента, обеспечивающего поперечную систему организации в КС, выступает уголкового стабилизатор. Данная модель была создана в САД пакете и использовалась в дальнейшем как для построения расчетной конечно-элементной сетки, так и для воплощения в натурном виде с целью проведения гидродинамических исследований. Форма модели выбиралась таким образом, чтобы она позволяла сделать не только качественный, но и количественный анализ исследуемых явлений. Для получения сформированного профиля течения, перед камерой располагался прямой канал. Все размеры указаны в миллиметрах (рис. 1).

В рамках верификации численных методов, было выполнено систематическое исследование структуры течения в КС с применением различных МТ. Результаты тестирования каждой МТ сопоставлялись с экспериментальными данными.

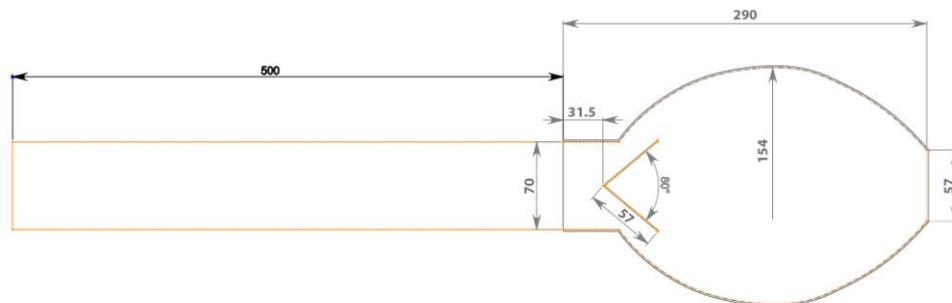


Рис. 1. Конфигурация исследуемой модели

В ходе эксперимента моделирование течения осуществлялось при помощи гидро-газоаналогии, в основе которой лежит теория подобия физических явлений [25]. В качестве базового способа проведения экспериментальных исследований был выбран метод с использованием в качестве рабочего тела жидкости, окрашенной различными красителями. Для проведения экспериментов использовалась лабораторная установка

гидролоток. В русле лотка располагалась исследуемая модель, изготовленная методом трехмерной печати. На её донную часть наносилась размерная сетка. Осуществляя подачу подкрашивающей жидкости, имелась возможность добиться отчетливой визуализации структуры течения в интересующей области (рис. 2).



Рис. 2. Картина течения в КС в ходе гидродинамического эксперимента

В результате экспериментальных исследований были получены данные для автомодельного течения в КС: вихревая картина потока в зонах интереса и поле скоростей, очерчивающее границы линий токов.

Численное моделирование настоящей задачи выполнялось в программном пакете Ansys Fluent. В качестве сеточного генератора использовался Ansys Mesher.

Сеточная модель создавалась с учетом основных критериев, характеризующих её качество. Так, минимальные значения критерия Orthogonal Quality не опускались ниже значения 0.3, что говорит о хорошей степени ортогональности сетки. Критерий Skewness, характеризующий перекошенность сеточных элементов, не выходил за пределы значений 0.8, что также является хорошим показателем качества.

При генерации расчетной сетки для моделей турбулентности, где не применяются пристеночные функции, так же важным является такой критерий качества, как Aspect Ratio, характеризующий пропорциональность сеточных элементов. Его максимальные значения не превышали 100, что допустимо в пристеночном призматическом слое.

Высота первого слоя ячеек возле стенки y определялась потребным значением безразмерного расстояния от стенки y^+ исходя из оценочной формулы [26]:

$$y = \frac{y^+ \mu}{U_\tau \rho}, \quad (24)$$

где скорость трения:

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (25)$$

здесь касательное напряжение на стенке τ_w можно определить через коэффициент поверхностного трения C_f :

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_f \rho U_\infty^2, \quad (26)$$

Эмпирическая формула коэффициента поверхностного трения для пластины:

$$C_f = 0.058 \text{Re}_l^{-0.2}, \quad (27)$$

для канала:

$$C_f = 0.079 \text{Re}_d^{-0.25}. \quad (28)$$

В том случае, если вязкий подслой разрешается напрямую, значение безразмерного расстояния от стенки должно быть $y^+ \approx 1$. Если же применяются пристеночные функции, то рекомендованные значения $30 < y^+ < 300$. В случае применения масштабируемых пристеночных функций, жестких требований к нижней границе значений y^+ нет.

Перед началом верификации было выполнено исследование сеточной чувствительности, которое заключалось в проведении серии расчетов для одного моделируемого случая, что необходимо для определения оптимального сеточного разрешения в рамках конкретной задачи.

Расчеты проводились в стационарной постановке. В качестве контролируемого критерия выбрана геометрическая протяженность зоны обратных токов (ЗОТ) в КС. На этапе постобработки, граница ЗОТ определялась по критерию скорости $v_u=0$. Результаты, полученные с применением различных моделей турбулентности, представлены на графике (рис. 3). Здесь координата $x=0$ соответствует сечению в конечной точке уголкового стабилизатора. Как видно из графика, большая часть RANS

моделей показала результат, хорошо коррелирующий с экспериментальными данными.

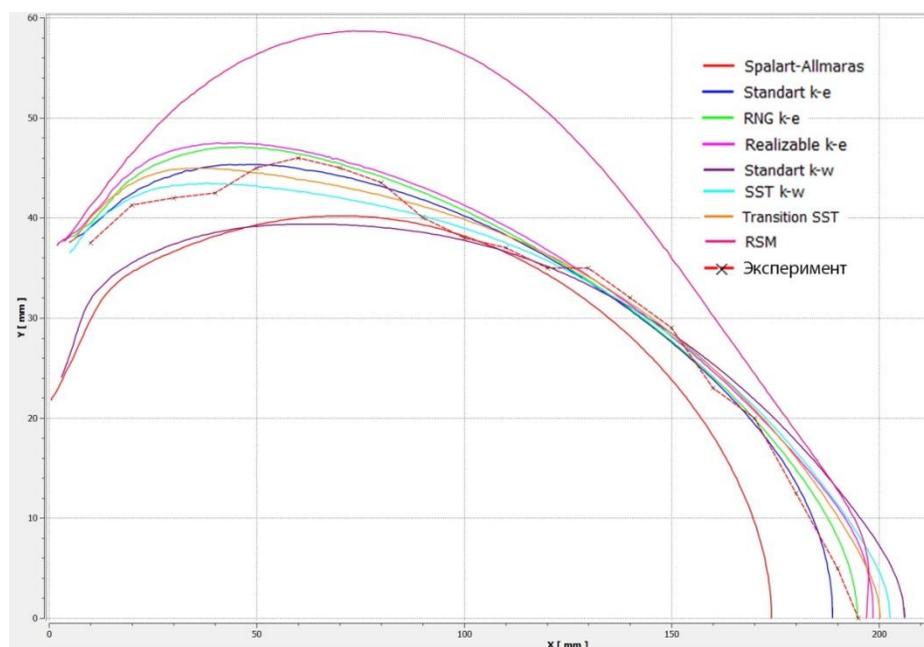


Рис. 3. Границы ЗОТ

Используя представленные зависимости, была определена степень отклонения результатов расчета от экспериментальных данных (рис. 4). Представленные данные позволяют сделать вывод, что выбранному доверительному интервалу в 2% удовлетворяют стандартная k-e и SST k-w модели.

Результаты, полученные при проведении верификации, позволяют судить о корректности геометрической протяженности ЗОТ у рассматриваемых моделей, но не позволяют определить, насколько расчетные методы отображают особенности течения. Эти особенности и их соответствие экспериментальным данным, можно определить посредством валидации.

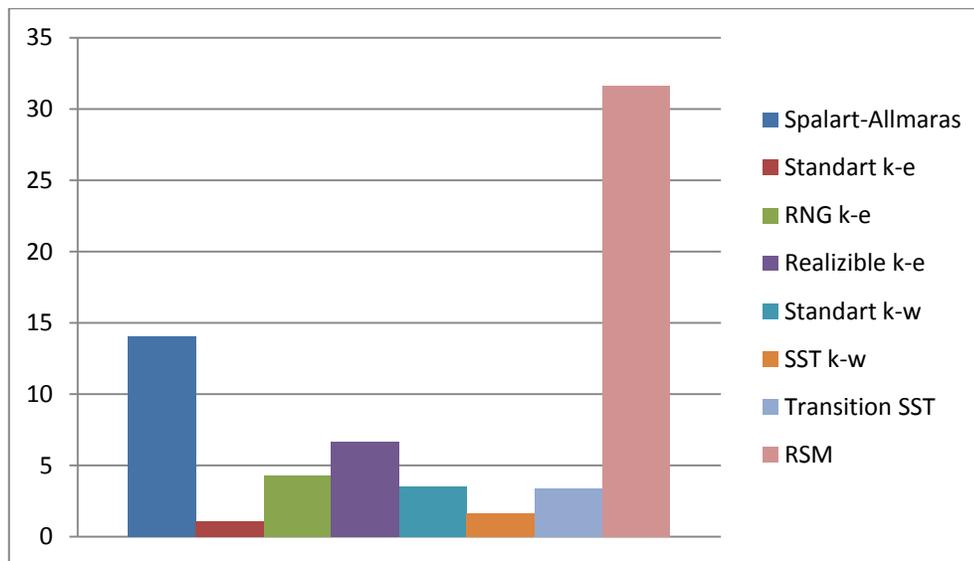


Рис. 4. Процентное значение погрешностей расчетных методов

Валидация МТ осуществлялась путем качественной оценки кинетики течения по всей расчетной области.

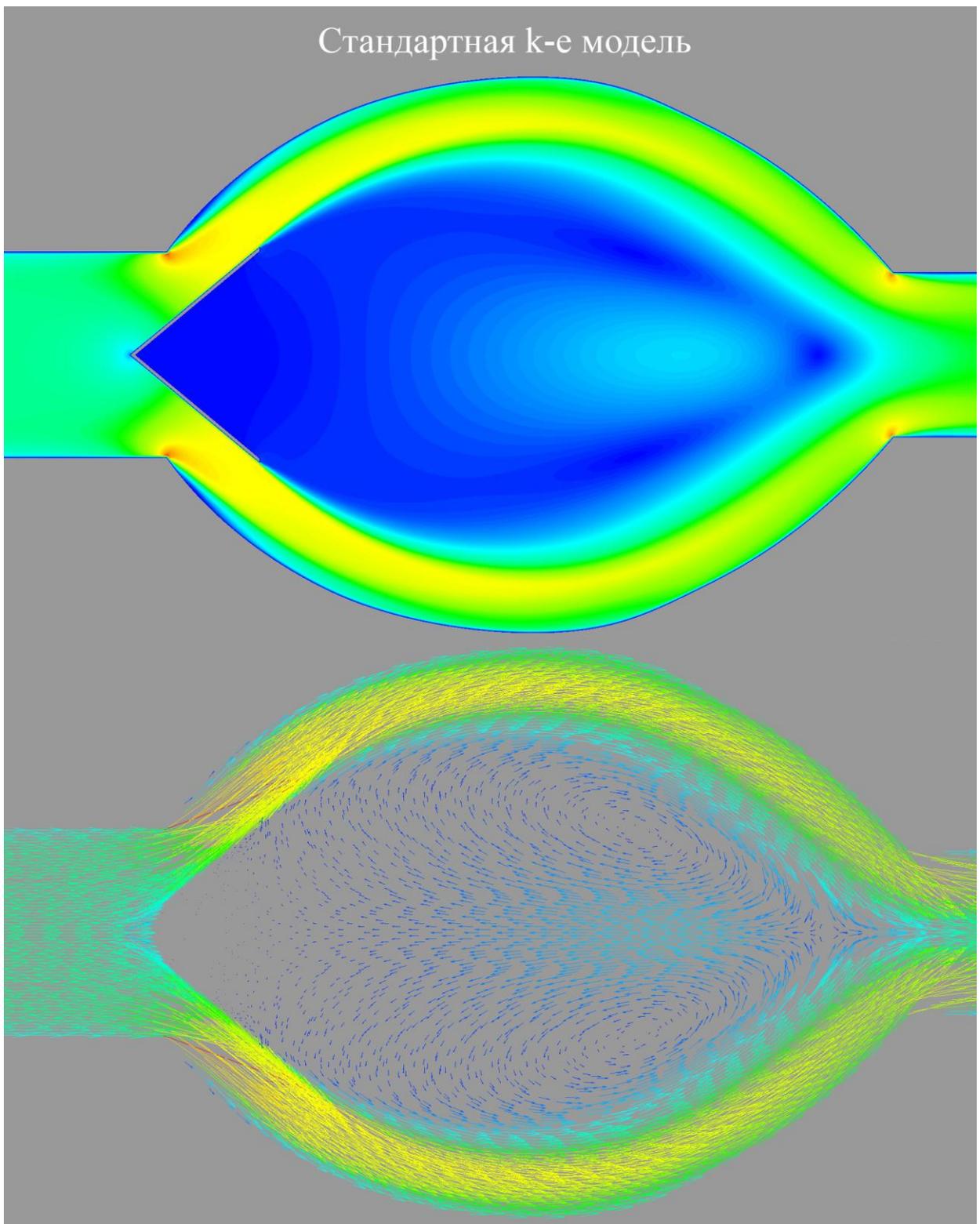


Рис. 5. Картина распределения скорости у стандартной k-ε МТ

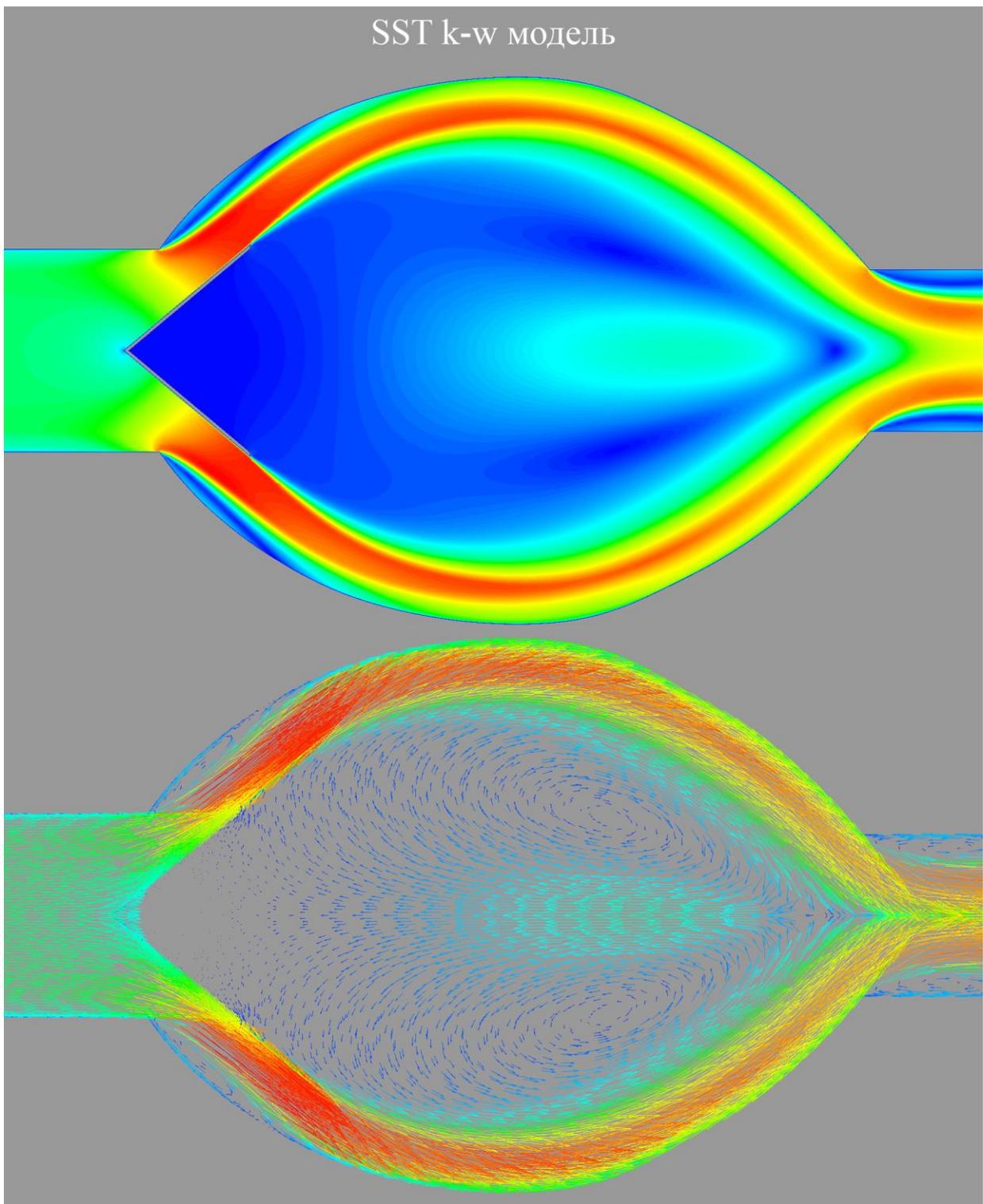


Рис. 6. Картина распределения скорости у SST k-w MT

Из анализа результатов расчетов (рис. 5, 6) можно сделать вывод, что у стандартной MT k-e, где используется пристеночная функция, наблюдается

неадекватная картина распределения скорости в зоне прямых токов. Данная МТ генерирует пиковые значения скорости, сфокусированные в мелких локальных областях на границе прямого канала и области расширения и сужения проточной части. Как следствие, отсутствуют срывные явления в диффузорной части, которые отслеживаются в ходе эксперимента.

В МТ SST k-w, где вязкий подслой разрешался напрямую, пиковые концентрации повышения скорости отсутствуют, и картина течения выглядит более корректно: наблюдается формирование двух вихревых структур в диффузорной части и на выходе в прямом канале.

Заключение

Таким образом, в результате верификации численных методов удалось выяснить, что наилучшее согласование с экспериментом по выбранному критерию для рассматриваемого типа задач, обеспечивают МТ SST k-w и стандартная k-ε МТ.

По итогу валидации МТ, прошедших верификацию, удалось установить, что МТ SST k-w более корректно воспроизводит кинетику течения в проточной части КС с поперечной системой вихреобразования.

Библиографический список

1. Spalart P.R. Strategies for turbulence modelling and simulation // International Journal of Heat and Fluid Flow, 2000, vol. 21, no. 3, pp. 252 - 263.

2. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // AIAA Paper No. 0439, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1992, pp. 5-12.
3. Ларина Е.В., Крюков И.А., Иванов И.Э. Моделирование осесимметричных струйных течений с использованием дифференциальных моделей турбулентной вязкости // Труды МАИ. 2016. № 91. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=75565>
4. Launder B.E., Spalding D.B. Lectures in Mathematical Models of Turbulence, London, Academic Press, 1972, 169 p.
5. Wilcox, David C (1998). Turbulence Modeling for CFD. Second edition, Anaheim: DCW Industries, 1998, pp. 174.
6. Sumer B.M. Lecture notes on turbulence // Technical University of Denmark, 2007, available at: http://www.external.mek.dtu.dk/personal/bms/turb_book_update_30_6_04.pdf
7. Bardina J.E., Huang P.G., Coakley T.J. Turbulence Modeling Validation, Testing, and Development, NASA Technical Memorandum 110446, 1997, 87 p.
8. Orszag S.A., Yakhot V., Flannery W.S., Boysan F., Choudhury D., Maruzewski J., Patel B. Renormalization Group Modeling and Turbulence Simulations // In International Conference on Near-Wall Turbulent Flows, 1993, Tempe, Arizona, pp. 1031 - 1046.
9. Yakhot V., Orszag S.A., Thangam S., Gatski T.B., Speziale C.G. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique // Physics of Fluids, 1992, vol. 4, no. 7, pp. 510 - 520.

10. Shih T.H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J. A New Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows: Model Development and Validation // Computers Fluids, 1995, no. 24 (3), pp. 227 – 238.
11. Колмогоров А.Н. Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости // Известия АН СССР. Физика. 1942. Т. 6. № 1 - 2. С. 56 - 58.
12. Wilcox D.C. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, La Canada, California, 1998, 477 p.
13. Гарбарук А.В. Течения вязкой жидкости и модели турбулентности: методы расчёта турбулентных течений. - СПб.: Санкт Петербургский государственный политехнический университет, 2007. - 127 с.
14. Кравчук М. О., Кудимов Н. Ф., Сафронов А. В. Вопросы моделирования турбулентности для расчета сверхзвуковых высокотемпературных струй // Труды МАИ. 2015. № 82. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=58536>
15. ANSYS Fluent Theory Guide section 4.4.1.1 “Standard k- ω Model Overview”, ANSYS Software Release 18.1, ANSYS Inc., 2017 (goo.gl/PoE8eT), available at: <https://www.youtube.com/watch?v=4Co3XIqlpSs>
16. Menter, F. R., Zonal Two Equation k- ω Turbulence Models for Aerodynamic Flows, AIAA Paper 93-2906, 1993, 22 p.
17. ANSYS Fluent Theory Guide section 4.6.2 “Transport Equations for the Transition SST Model”, ANSYS Software Release 18.1, ANSYS Inc., 2017 (goo.gl/HhAJXf), available at: https://www.sharcnet.ca/Software/Ansys/16.2.3/en-us/help/flu_th/flu_th.html

18. Menter F.R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // AIAA Journal, 1994, 32 (8), pp. 1598 – 1605.
19. Menter F.R. Review of the SST Turbulence Model Experience from an Industrial Perspective // International Journal of Computational Fluid Dynamics, 2009, vol. 23, issue 4, pp. 305 - 316.
20. Langtry R.B. and Menter F.R. Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes // AIAA Journal, 2009, vol. 47, no. 12, pp. 2894 - 2906.
21. Gibson M.M. and Launder B.E. Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer // Journal of Fluid Mechanics, 1978, no. 86, pp. 491 – 511.
22. Launder B.E.. Second-Moment Closure: Present... and Future? // International Journal of Heat and Fluid Flow, 1989, vol. 10, issue (4), pp. 282 – 300.
23. Launder B.E., Reece G.J. and Rodi W. Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure // Journal of Fluid Mechanics, 1975, no. 68 (3), pp. 537 – 566.
24. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. - 368 с.
25. Кобельков В.Н., Улас В.Д., Федоров Р.М. Термодинамика и теплопередача. Под ред. Р.М. Федорова. – М.: ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 2004. - 216 с.
26. Frank M. White // Journal of Fluid Mechanics, 5th Edition. McGraw-Hill, 2003, 866 p.