

УДК 532.222.2:519.6

ПРИМЕНЕНИЕ RANS/ILES МЕТОДА ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СЛОЖНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ

Л. А. БЕНДЕРСКИЙ, Д. А. ЛЮБИМОВ

С помощью комбинированного метода высокого разрешения RANS/ILES выполнены совместные расчеты течения в соплах различных конфигураций и их струях. Для дозвуковой струи получено хорошее совпадение по параметрам потока и турбулентности, спектры звукового давления удовлетворительно совпадают с экспериментом до $Sh = 4 — 6$. Исследовано влияние температуры на входе в сопло на течение и параметры турбулентности в сверхзвуковой струе из биконического сопла. Представлены результаты расчетов влияния «аэродинамических шевронов» на течение и параметры турбулентности в струе из сопла двухконтурного ТРД. Выполнены расчеты влияния компоновки, включающей в себя сопло двухконтурного ТРД, пилон и крыло с отклоненными закрылками на течение и параметры турбулентности в струе. Исследовано влияние угла атаки на течение в струе из сопла ТРД указанной компоновки. Перечисленные расчеты выполнялись на сетках с $1 — 3.3 \times 10^6$ ячеек. Во всех случаях получено хорошее совпадение с доступными экспериментальными данными.

Ключевые слова: метод RANS/ILES, турбулентные струи, сверхзвуковые струи, аэродинамические шевроны, одноконтурное сопло, биконическое сопло, двухконтурное сопло ТРД в компоновке.

ВВЕДЕНИЕ

Метод моделирования крупных вихрей (LES) находит все большее применение для расчета выхлопных струй турбореактивных двигателей (ТРД). Причиной этого является низкая точность расчета струйных течений с помощью осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса (RANS) и полуэмпирических моделей турбулентности [1]. Кроме того, расчет струйных течений необходим для определения шума струй и оценки эффективности различных устройств для его снижения, например, шевронов. Такие устройства сильно влияют на поле течения около среза сопла, поэтому важно знать соответствующую картину течения. Воспроизведение реальных условий в струе около среза сопла невозможно без включения в расчет течения внутри сопла.

Однако расчет пограничных слоев на стенках сопла с помощью LES требует очень мелких расчетных сеток. По оценкам [2] для совместного расчета течения в круглом сопле и струе с помощью LES требуется порядка 10^9 расчетных ячеек. Подтверждением справедливости этой оценки может служить работа [3], в которой совместный расчет течения в коническом сопле и его струе выполнялся с помощью LES на сетке, содержащей 400×10^6 ячеек. Тем не менее, использование столь густых расчетных сеток не позволило выполнить расчет параметров турбулентности в слое смешения струи около среза сопла с достаточной точностью.



БЕНДЕРСКИЙ
Леонид Александрович
аспирант,
инженер ЦИАМ



ЛЮБИМОВ
Дмитрий Александрович
кандидат технических наук,
начальник сектора ЦИАМ

Альтернативой методам LES для совместного расчета течений в соплах и их струях может быть применение комбинированных методов RANS/LES. При таком подходе течение около стенок сопла рассчитывается с помощью RANS и модели турбулентности, вдали от них в струе — с помощью LES. Использование методов RANS/LES позволяет проводить расчет струй из сопел реальных конфигураций даже на персональных компьютерах. Известны многочисленные примеры использования подобных методов для расчета струйных течений из сопел различной конфигурации [2, 4 — 10]. В упомянутых работах расчеты проводились на сетках с $1 — 50 \times 10^6$ ячеек. Недостатком комбинированных методов RANS/LES является «численный переход» [2]: близкое к стационарному течение на срезе сопла лишь на некотором расстоянии от среза становится турбулентным. Этот процесс сопровождается образованием в слое смешения вихрей большой интенсивности, что приводит к завышению пульсаций параметров течения на этом участке струи [2, 8]. Однако возможность расчетов реальных конфигураций при высоких числах Рейнольдса обусловила широкое использование комбинированных методов RANS/LES для совместных расчетов течений в соплах и струях.

В последние годы методы RANS/LES начинают все шире применяться для исследования сверхзвуковых струй со скачками уплотнения [9, 11]. Расчет течений со скачками уплотнения требует использования монотонных разностных схем. Специфика LES накладывает дополнительные ограничения на такие схемы. Для этой цели подходят варианты LES с неявной подсеточной (SGS) моделью турбулентности (Implicit LES — ILES), которые строятся с использованием монотонных схем высоких порядков [12]. При расчетах сверхзвуковых струй со скачками уплотнения необходимо использовать расчетные сетки с достаточно мелким шагом в продольном направлении, чтобы обеспечить хорошее разрешение скачков уплотнения. В противном случае скачки будут сильно «размазываться». По этой причине использование разностных схем высокого разрешения наиболее эффективно при расчете течений со скачками [9].

Другим направлением, которое начинает интенсивно развиваться — исследование с помощью методов LES и RANS/LES влияния элементов компоновки: пилона, крыла, закрылков на течение в струе ТРД. Обзор публикаций на эту тему можно найти в статье [13]. Отмечается, что указанные элементы компоновки оказывают заметное влияние на течение в струе, что обычно приводит к увеличению уровня шума струи. Значительное влияние на течение в струе могут оказывать элементы механизации крыла, в частности закрылки. Это продемонстрировано в работах [13, 14].

Целью настоящей работы являлись расчеты характеристик течения и турбулентности сложных струй из сопел различных типов с помощью метода RANS/ILES высокого разрешения [9]. Во всех случаях проводились совместные расчеты течения в соплах и их струях, что позволило получить реалистическое распределение параметров течения на срезе сопла и повысить точность расчета струй на малых расстояниях от него. Представлены расчеты течения и шума в дозвуковой струе из конического сопла на разных сетках. Для сверхзвуковых струй из биконического сопла получено влияние параметров потока на входе в сопло на характеристики течения и турбулентности. Приведены результаты исследования управления течением в струе из сопла двухконтурного ТРД с помощью «аэродинамических шевронов». Получено влияние угла атаки внешнего потока на течение в струе из сопла двухконтурного ТРД в компоновке с пилоном и крылом с отклоненными закрылками. При выполнении расчетов варьировался угол отклонения закрылков.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА РАСЧЕТА

Уравнения Навье — Стокса, описывающие течения сжимаемого газа, а также уравнение переноса для модели турбулентности были записаны в консервативной форме для криволинейной системы координат, сеточные линии которой совпадали с границами расчетной области и поверхностью сопла. Для аппроксимации конвективных членов в разностных аналогах уравнений Навье — Стокса была использована монотонная схема с разностями против потока. Такие схемы дают возможность рассчитывать течения со скачками, для них просто ставить граничные условия, легко конструировать неявные операторы. При использовании упомянутых схем для LES нужно внимательно подходить к их выбору. Подсеточная вязкость много меньше, чем турбулентная вязкость в методах RANS, поэтому для LES применяют либо схемы с пониженной схемной вязкостью [15], либо комбинацию центрально-разностной и противопоточной схем [16].

Использование схем высокого порядка аппроксимации улучшает разрешение [17] и уменьшает схемную вязкость. В настоящем методе конвективные потоки на гранях расчетных ячеек вычислялись с помощью модифицированной схемы Роу, описанной в [9]:

$$\mathbf{f}_{i+1/2} = 1/2[\mathbf{f}(\mathbf{q}_L) + \mathbf{f}(\mathbf{q}_R)] - 1/2\alpha|\mathbf{A}|(\mathbf{q}_R - \mathbf{q}_L). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{f}_{i+1/2}$, $\mathbf{f}(\mathbf{q}_L)$, $\mathbf{f}(\mathbf{q}_R)$ — векторы конвективных членов уравнений с левой и правой стороны грани ячейки соответственно; $|\mathbf{A}|$ — «модуль» матрицы Якоби; α — коэффициент, регулирующий уровень схемной вязкости. Параметры течения \mathbf{q}_L и \mathbf{q}_R вычислялись на гранях ячеек с помощью монотонной схемы 9-го порядка MP9 с разностями против потока [18]. Дополнительное снижение схемной вязкости достигается уменьшением вклада диффузионной части в выражении (1) с помощью параметра α . При $\alpha_{\max} = 1$ выражение (1) соответствует оригинальной схеме Роу. При $\alpha < 1$ получается комбинация центрально-разностной и противопоточной схем с пониженной схемной вязкостью. Минимальное значение $\alpha_{\min} = 0.3$ было выбрано из соображений устойчивости схемы. Расчеты сверхзвуковых струй выполнялись с $\alpha = 1$.

В настоящем методе отсутствует явная SGS-модель турбулентности. Ее функцию выполняет схемная вязкость (LES с неявной SGS-моделью — ILES). Такой подход успешно применяется в сочетании с монотонными схемами высокого порядка [12]. К числу подобных схем относится и схема (1).

С помощью метода ILES течение описывалось только вдали от твердых границ. Около стенок решались нестационарные уравнения Рейнольдса с моделью турбулентности Спаларта — Аллмараса [19].

Конвективные потоки на гранях расчетных ячеек в разностном аналоге уравнения для модели турбулентности в методе RANS/ILES-вычислялись с помощью скалярного аналога (1) с $\alpha = 1$, а необходимые для этого параметры \mathbf{q}_R и \mathbf{q}_L вычислялись с помощью схемы WENO-5 [18].

В области ILES модель турбулентности Спаларта — Аллмараса изменяется таким образом, чтобы турбулентная вязкость равнялась нулю. Это достигается модификацией расстояния в диссипативном члене уравнения для модели турбулентности [19]. Новое расстояние \tilde{d} вычислялось по формулам [9]:

$$\tilde{d} = \begin{cases} d, & d \leq C_{\text{DES}}\Delta_{\max}, \\ 0, & d > C_{\text{DES}}\Delta_{\max}. \end{cases} \quad (2)$$

В соотношениях (2) d — истинное расстояние от стенки до центра рассматриваемой ячейки, $C_{\text{DES}} = 0.65$, Δ_{\max} — максимальный размер этой ячейки сетки.

Диффузионные потоки во всех уравнениях вычислялись на гранях ячеек с помощью центральных разностей второго порядка.

Подробнее реализация численного метода описана в работах [6, 9].

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

В описанных ниже расчетах была использована более обширная расчетная область, чем область течения, представляющая интерес, с крупной сеткой около границ [9]. Нестационарные возмущения, излучаемые струей, будут затухать около границ вследствие большой схемной вязкости, и не будет отражения. Это позволяет применять упрощенные стационарные граничные условия, заимствованные из методов RANS [20] и для расчета струй с помощью методов RANS/LES [2, 6, 9]. На входе в сопло и на внешней границе расчетной области при наличии внешнего течения задавались полные параметры течения, угол наклона вектора скорости и величина турбулентной вязкости. Для затопленных струй снаружи сопла на входной и внешней границах расчетной области задавались полные параметры течения и угол наклона вектора скорости, соответствующие течению в дальнем поле турбулентной струи [9, 21].

Параметры течения и турбулентности на стенке определялись с использованием «законов стенки» для турбулентного пограничного слоя, которое при малых значениях Y^+ переходит в условие прилипания, аналогично [21]. В выходном сечении расчетной области задавалось постоянное полное давление, а для остальных параметров течения — нулевые производные по нормали к границе.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Выполнены расчеты течения в коническом сопле с углом наклона стенки к оси 5° , известном в литературе как SMC000 [22], и его струе. Полные давление и температура на входе в сопло были 186 100 Па и 300 К соответственно. Вне сопла поток отсутствовал, давление равнялось 100 000 Па, а температура — 300 К. Число Re , определенное по диаметру среза сопла D и скорости U_j , вычисленной по перепаду давления в сопле, равнялось $2 \cdot 10^6$. Расчеты выполнялись на многоблочных структурированных сетках. В продольном направлении использована сетка типа Н. В поперечных сечениях — типа О. Около оси струи встроены блок с топологией сетки типа Н. Подробно топология расчетной сетки для этого сопла описана в статьях [6, 9]. Используются сетки, содержащие около $1.1 \cdot 10^6$ и $2 \cdot 10^6$ ячеек (далее сетка 1 и сетка 2). В азимутальном направлении сетки содержали 72 и 80 ячеек, а в продольном — 220 и 280 ячеек соответственно. Сетка 1 ориентирована на расчет течения в струе, вне ее использована грубая в радиальном направлении сетка. Сетка 2 имела достаточно маленький шаг в радиальном направлении в слое смешения и на некотором удалении от него (до поверхности Кирхгофа). На рис. 1 показаны распределения осредненной скорости на оси струи по ее длине. На рисунке для сравнения также приведены экспериментальные данные [22, 23]. При уменьшении размеров ячеек сетки уменьшается минимальный размер разрешенных вихрей в слое смешения, и сам слой смешения становится тоньше, увеличивается длина начального участка струи, улучшается совпадение с экспериментом. Распределение максимальных пульсаций в слое смешения при расчетах на этих сетках показано на рис. 2. Здесь же приведены экспериментальные данные [23 — 25] для дозвуковых струй. Видно, что на малом расстоянии от среза сопла наблюдается «численный переход», интенсивность и протяженность которого снижается при увеличении числа ячеек сетки. Но начиная с $X = 1.5 - 2D$, уровень пульсаций в струе становится близким к экспериментальным данным. На рис. 3 приведены спектры пульсаций статического давления в слое смешения струи на линии продолжения кромки сопла на расстоянии $X/D = 1$, полученные при расчетах на обеих сетках. На сетке 1 эта точка находится слева от пика пульсаций скорости в слое смешения. Течение в этом сечении еще не стало турбулентным. На сетке 2 «численный переход» уже произошел, и течение имеет турбулентный характер. Любопытно, что полученный спектр пульсаций давления имеет участок, близкий к известному закону Колмогорова « $-5/3$ » для пульсаций скорости.

С помощью метода FWN и технологии forward time stepping [26] выполнен расчет шума струи из этого сопла. Поверхности Кирхгофа совпадали с гранями ячеек при $j = \text{const}$. Для сетки 1 поверхность начинается при $X/D = -3$ на расстоянии $R/D = 0.75$ от оси струи и заканчивается при $X/D = 20$ на расстоянии $R/D = 3.6$. Продольный и радиальный размеры ячеек, смежных с поверхностью Кирхгофа, около сопла составили $0.0496D$ и $0.0452D$, в конце поверхности — $0.24D$ и $0.118D$. Для сетки 2 построены две поверхности Кирхгофа. Они начинались при $X/D = -0.5$, а заканчивались при $X/D = 15$. Поверхность 1 начинается с $R/D = 1$ и заканчивается при $R/D = 2.4$, а поверхность 2 начинается с $R/D = 1.25$ и заканчивается при $R/D = 2.8$. Для поверхности 1 размер ячеек около среза сопла $0.024D$ в продольном и $0.07D$ в радиальном направлении, а в конце

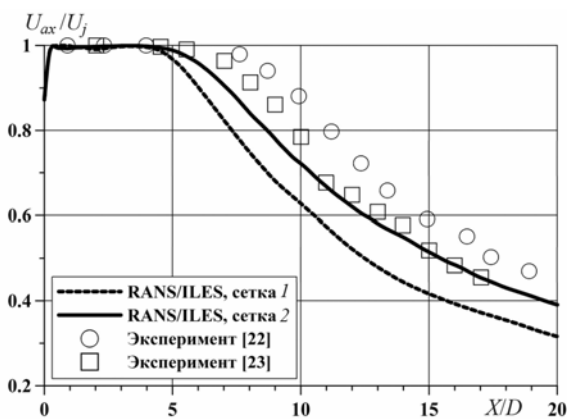


Рис. 1. Распределение осредненной продольной скорости вдоль оси струи из сопла SMC000

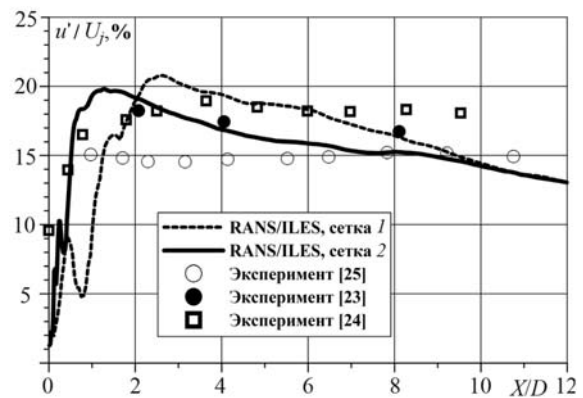


Рис. 2. Распределение максимальных пульсаций продольной скорости в слое смешения в струе из сопла SMC000

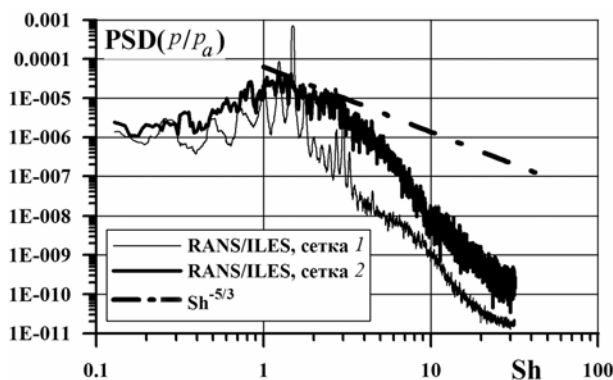


Рис. 3. Спектр пульсаций статического давления в слое смешения струи на линии продолжения кромки сопла при $X/D = 1$

поверхности $0.173D$ и $0.095D$ соответственно. Продольный размер ячеек около поверхности 2 остался неизменным, а радиальный размер около среза сопла и в конце поверхности равен $0.105D$ и $0.12D$. Акустические результаты представлены на рис. 4. В расчетах полагалось, что микрофоны расположены на расстоянии 50 калибров от среза сопла. Удовлетворительное совпадение (отклонение не более 3—4 дБ) с экспериментальными данными [22] для струи из этого сопла наблюдается в зависимости от угла по отношению к оси струи для сетки 1 до $Sh = 1.5 — 3$, а для сетки 2 — до $Sh = 4 — 6$. Видно, что изменение положения поверхности Кирхгофа слабо повлияло на акустические результаты.

Далее проведены расчеты сверхзвуковой струи из биконического сверхзвукового сопла [27]. Угол наклона дозвуковой части сопла равнялся 57.8° , сверхзвуковой 2.3° . Расчетное число Маха сопла равнялось 1.5. Это соответствует перепаду давления в сопле $NPR = 3.67$. Число ячеек расчетной сетки составляло $1.4 \cdot 10^6$. Топология сетки была такой же, как и у дозвуковой струи. Детали расчетной сетки приведены в [10]. Расчеты выполнялись для недорасширенной струи с $NPR = 4$ при значениях полной температуры на входе в сопло 300 К и 600 К. Число Re , рассчитанное по параметрам потока на срезе сопла, равнялось $2.5 \cdot 10^6$ для холодной и $1.55 \cdot 10^6$ для горячей струи. На рис. 5 показано мгновенное распределение статического давления в продольном сечении струй при $T_0 = 300$ К и 600 К. Видно, что удастся разрешить диск Маха на оси струи, несмотря на относительно небольшое число ячеек сетки.

Влияние температуры струи на распределение осредненного статического давления на оси струи можно видеть на рис. 6. Здесь же для сравнения приведены экспериментальные данные [11]. До расстояния $X/D = 7 — 8$, где была использована сетка с мелким шагом в продольном направлении, наблюдается удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными. На рисунке

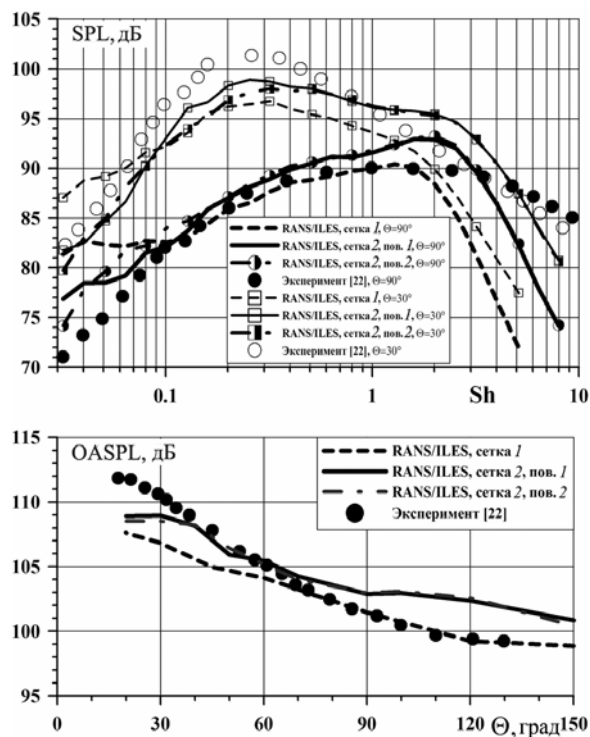


Рис. 4. Спектры уровня звукового давления для струи из сопла SMC000: 1/3-октавные спектры для углов к оси струи $\Theta = 30$ и 90° (вверху), и суммарный уровень звукового давления OASPL (внизу)

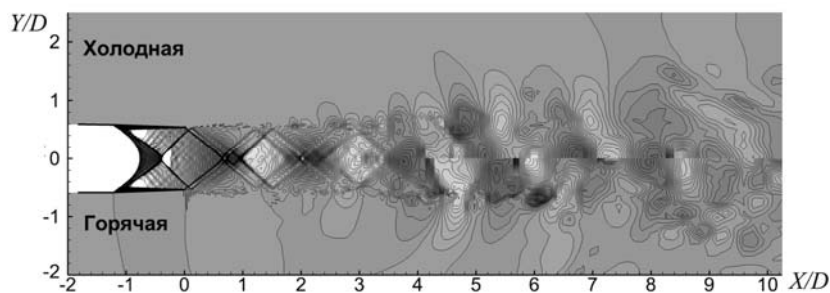


Рис. 5. Мгновенное поле статического давления для холодной ($T_0 = 300$ К) и горячей ($T_0 = 600$ К) струй из биконического сопла с $NPR = 4$

также приведены результаты расчетов из [11], которые проводились на неструктурированной сетке, содержащей $66 \cdot 10^6$ тетраэдров, с использованием разностной схемы второго порядка точности. Использовался метод ILES, основанный на решении уравнений Эйлера. В [11] шаг сетки в продольном направлении был в 4—5 раз меньше, чем при расчетах настоящим методом RANS/ILES, однако результаты [11] близки к полученным в данной статье. Это является дополнительным подтверждением преимуществ методов высокого разрешения для расчетов течений со скачками уплотнения. На рис. 7 приведено распределение осредненной скорости на оси струи для обоих исследованных режимов. Здесь также приведены результаты расчетов с помощью ILES [27], где использован подход и сетка [11], и экспериментальные данные [28] для холодной недорасширенной струи из конического сопла SMC000 при перепаде давления $NPR = 3.18$, соответствующем $M = 1.4$.

На рис. 8 показано распределение значений пульсаций продольной скорости в слое смешения на линии продолжения среза сопла для струи из биконического сопла при различных значениях полной температуры на входе в сопло. Немонотонное распределение пульсаций скорости около среза сопла связано с недостаточным сеточным разрешением в этой части расчетной области. Видно, что при $3 \leq X/D \leq 5$ уровень пульсаций скорости несколько выше, чем экспериментальные данные из работы [23], где исследована струя из сопла Лаваля при $NPR = 3.05$, соответствующего $M = 1.37$. На рисунке также приведены результаты расчетов [27]. Увеличение температуры струи приводит к повышению уровня пульсаций в слое смешения струи, что, в свою очередь, вызывает увеличение угла расширения слоя смешения и, как следствие, сокращение длины начального участка струи (см. рис. 5 и 7).

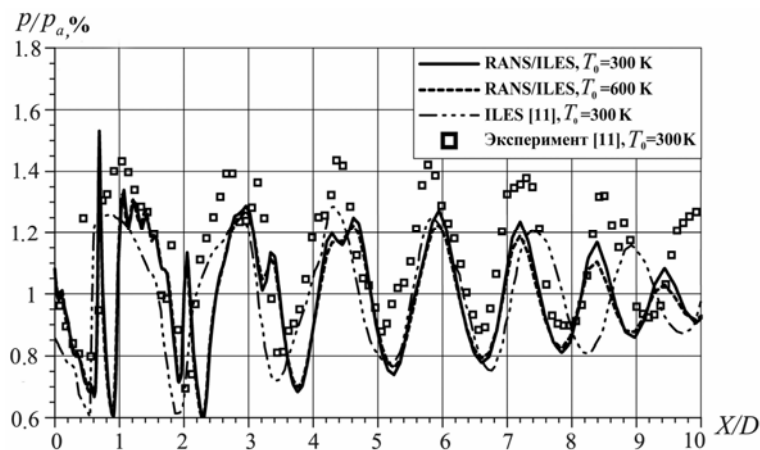


Рис. 6. Влияние полной температуры на входе в биконическое сопло на распределение осредненного статического давления на оси струи

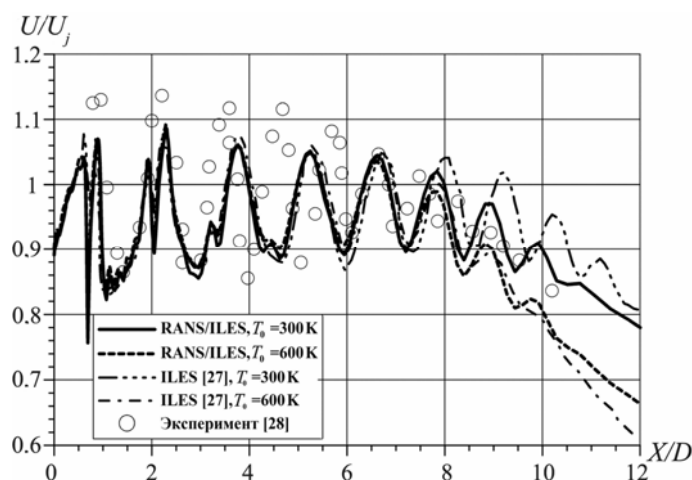


Рис. 7. Влияние полной температуры на входе в биконическое сопло на распределение осредненной продольной скорости на оси струи

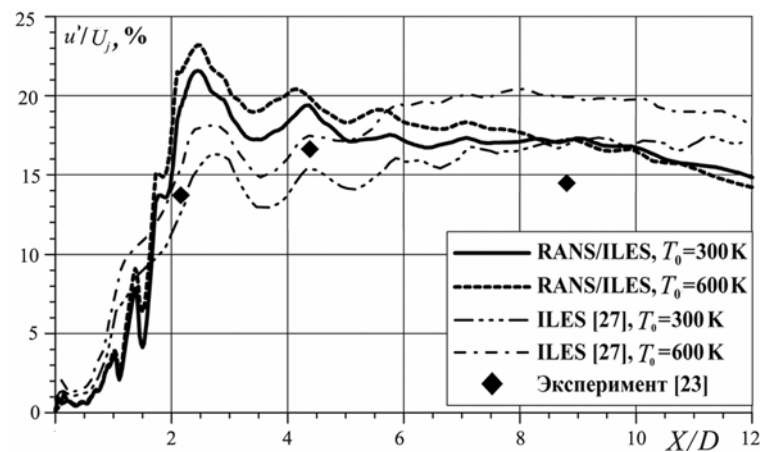


Рис. 8. Влияние полной температуры на входе в биконическое сопло на распределение значений пульсаций продольной скорости в слое смешения на линии продолжения среза сопла

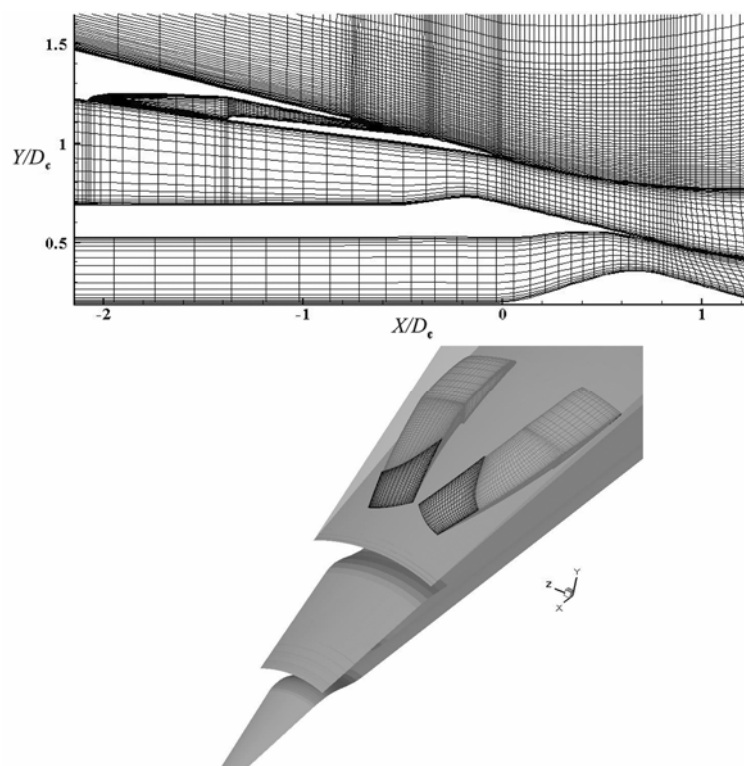


Рис. 9. Фрагмент расчетной сетки (вверху) и геометрия каналов аэродинамических шевронов (внизу) для сопла двухконтурного ТРД

Далее было исследовано влияние так называемых «аэродинамических шевронов» [29] на течение в струе из сопла двухконтурного ТРД со степенью двухконтурности 10. Принцип работы «аэродинамических шевронов» сводится к следующему. Проточная часть сопла вентилятора соединяется с внешним потоком с помощью специальным образом спрофилированных каналов, проходящих через стенку сопла (рис. 9). Вследствие перепада давления на выходе из каналов «аэродинамических шевронов» образуется течение в виде направленных под углом навстречу друг к другу прямоугольных струй, которые движутся вдоль внешней поверхности сопла вентилятора. При их столкновении друг с другом образуются парные вихри, подобные тем, которые порождаются обычными шевронами. В свою очередь, они взаимодействуют со слоем смешения струи из сопла вентилятора и вызывают изменение течения в нем. Это явление исследовано с помощью RANS и экспериментально в работе [29]. Получено, что при использовании «аэродинамических шевронов» с каналами определенной формы удастся снизить шум струи.

Для детального исследования влияния «аэродинамических шевронов» на течение в струе выполнен расчет с помощью метода RANS/ILES. Сложность геометрии, наличие струй из «аэродинамических шевронов», размеры которых заметно меньше размеров из основного сопла, требуют очень больших вычислительных ресурсов для того, чтобы разрешить все детали течения. Для уменьшения вычислительных затрат применен упрощенный подход. Расчет течения проводился в азимутальном направлении лишь для части сопла и струи, включающей в себя один «аэродинамический шеврон». В литературе известны примеры расчета с помощью LES только сектора струи в азимутальном направлении [30]. Такой подход имеет ограничение: его можно использовать лишь на относительно небольшом расстоянии от среза сопла, пока слой смешения не достиг оси струи. При исследовании взаимодействия струй из «аэродинамических шевронов» с основной струей наиболее интересны первые 4 — 5 калибров от среза сопла. На этих расстояниях использование описанного упрощенного подхода, когда рассматривается только один «аэродинамический шеврон», позволяет получить количественно правильные результаты. Основное внимание при расчетах уделялось разрешению внешнего слоя смешения струи из сопла вентилятора и его взаимодействию со струями аэродинамических шевронов. При расчетах использовалась геометрия сопла и «аэродинамических шевронов», близкая к исследованной в работе [29].

Расчеты выполнялись на структурированной сетке, которая содержала 5 блоков. Три из них использовались для описания моторного, вентиляторного сопла и внешнего потока. В продольном направлении они содержали 100, 140 и 170 ячеек, в радиальном — 15, 25 и 50 ячеек соответственно. В азимутальном направлении в них было по 72 ячейки. Расчетная область в этом направлении представляла собой сектор 45° — в расчетах рассматривалась часть сопла с 8 аэродинамическими шевронами. Это соответствует 576 ячейкам на полный круг. Границы указанных блоков расчетной сетки совпадали со стенками сопла и границами расчетной области. В азимутальном направлении сетка сгущалась в окрестности выхода из аэродинамических шевронов. Для описания каналов аэродинамического шеврона использованы два блока расчетной сетки. Каждый из них содержал 80, 20 и 20 ячеек в продольном, радиальном и азимутальном направлениях. Общее число ячеек расчетной сетки $0.96 \cdot 10^6$. Фрагмент расчетной сетки и геометрия каналов «аэродинамических шевронов» показаны на рис. 9.

Параметры течения на входе в сопло газогенератора $p_0 = 156\,000$ Па, $T_0 = 828$ К, в сопло вентилятора — $p_0 = 175\,000$ Па, $T_0 = 290$ К. Во внешнем потоке полные параметры потока $p_0 = 104\,500$ Па, $T_0 = 290$ К, статическое давление $p_s = 100\,000$ Па, что соответствовало $Me = 0.25$. На боковых границах расчетной области использовано условие периодичности. На оси струи поперечные компоненты скорости равнялись нулю, а для остальных параметров течения производные в радиальном направлении полагались равными нулю. Распределение энергии турбулентности в поперечных сечениях струи показано на рис. 10. Максимум энергии турбулентности находится в зоне взаимодействия струй из «аэродинамических шевронов». Размеры этой области малы. На рисунке также видно, что взаимодействие струи от «аэродинамических шевронов» приводит к утолщению слоя смешения струи из сопла вентилятора. Это проявляется уже у среза сопла вентилятора. Следствием этого должно быть уменьшение энергии турбулентности в слое смешения в струе из сопла вентилятора двигателя. На рис. 11 показано распределение энергии турбулентности, осредненной по расходу струи [31], в струе из сопла с «аэродинамическими шевронами» и в базовом осесимметричном сопле той же геометрии, которая была также рассчитана в работе [13] с помощью настоящего метода RANS/ILES. Размеры ячеек были недостаточными для разрешения слоев смешения на малых расстояни-

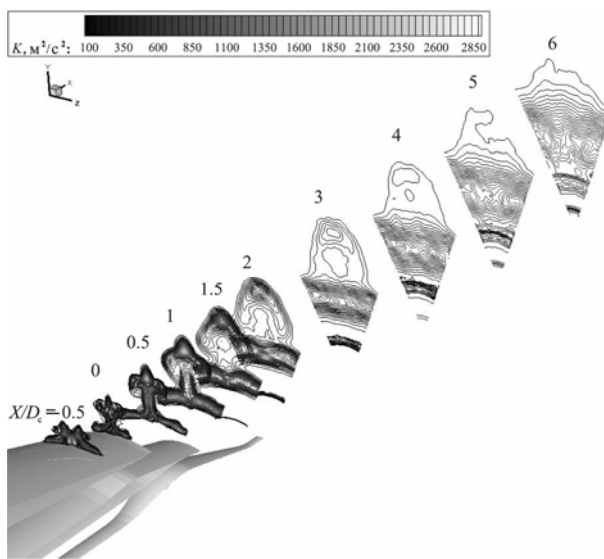


Рис. 10. Распределение энергии турбулентности в поперечных сечениях струи из сопла двухконтурного ТРД с «аэродинамическими шевронами»

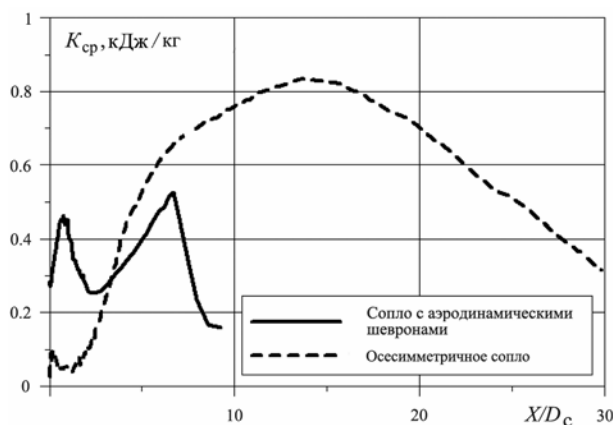


Рис. 11. Влияние «аэродинамических шевронов» на распределение осредненной по расходу энергии турбулентности в струе из сопла двухконтурного ТРД

крыла с отклоненными закрылками на течение в струе из сопла ТРД при нулевом угле атаки. Однако механизация крыла в наибольшей степени используется на режимах взлета и посадки, когда самолет летит под углом атаки к набегающему потоку. Наличие угла атаки может оказать заметное влияние на обтекание компоновки и на течение в струе. Экспериментально это исследовать сложно и дорого, поэтому расчет таких режимов интересен для практики. Был выполнен расчет упрощенной модельной конфигурации сопла с пилоном и крылом с отклоненными закрылками при наличии угла атаки внешнего потока. Геометрия сопла и компоновки, а также расчетная сетка были такими же, как в статье [13]. Число ячеек многоблочной структурированной сетки — около $3.34 \cdot 10^6$. В азимутальном направлении сетка внутри каналов сопел содержала 144 ячейки, число ячеек в продольном направлении было 270. Сечение выхода из сопла вентилятора соответствовало $X = 0$. Правая граница расчетной области $X = 34D_c$. Передняя кромка прямоугольного крыла находилась в сечении $X = 0$. Угол предустановки крыла по отношению к оси сопла равнялся нулю. Длина хорды крыла составляла $4.74D_c$, основание закрылков находилось при $X = 3.74D_c$. Закрылки моделировались упрощенно: отсутствовала щель между закрылками и крылом, а также ниша на нижней поверхности крыла, в которую убирается закрылок в нерабочем положении. Как и в работе [13], часть крыла, соответствующая закрылку, просто поворачивалась вниз на требуемый угол. Задняя кромка крыла опускалась вниз на величину $h_{flap} = \Delta x_{flap} \tan(\alpha_{flap})$. Здесь Δx_{flap} — длина закрылка в неотклоненном положении и α_{flap} — угол отклонения закрылка. Далее вертикальные координаты нижней и верхней поверхностей крыла при $x > x_{flap}$ модифицировались следующим образом: $y_w = y_{w0} - h_{flap}(x - x_{flap})/\Delta x_{flap}$. При таком подходе по мере увеличения угла отклонения закрылка его длина увеличивается, что отчасти соответствует реальным условиям, когда закрылок выдвигается из-под крыла по мере его отклонения. При этом координата задней кромки крыла фиксировалась при $X/D_c = 3.74$.

Выполнены расчеты двух вариантов геометрии с углами отклонения закрылков вниз по отношению к оси сопла 5 и 30°. Далее эти варианты будут обозначаться, как и в статье [13], FD5W и FD30W соответственно. Ширина промежутка между закрылками $W = 2.1D_c$. Общий вид геометрии сопла пилон и крыла с закрылками для варианта FD30W, вид сзади конфигурации FD5W, а также вид сбоку обеих исследованных конфигураций приведены на рис. 12.

Исследован режим течения, соответствующий взлету [13]. Полные давление и температура на входе в сопла газогенератора, вентилятора и во внешнем потоке были соответственно: $p_{0c} = 156\,000$ Па, $T_{0c} = 828$ К, $p_{0f} = 175\,000$ Па, $T_{0f} = 350$ К, $p_{0a} = 104\,000$ Па, $T_{0a} = 300$ К. Статическое давление во внешнем потоке $p_a = 100\,000$ Па. Степень двухконтурности осесимметричного сопла такой геометрии равнялась 5. Число Re, вычисленное по скорости U_j в выходном сечении сопла газогенератора и его диаметру D_c , составляло $5 \cdot 10^6$. Угол атаки внешнего потока равнялся $\alpha = 10^\circ$. Это больше, чем на режиме взлета, но позволяет наглядно показать эффекты, вызванные углом атаки набегающего потока.

ях около срезов сопел, поэтому уровень энергии турбулентности около срезов сопел занижен. Резкий спад энергии турбулентности в сопле с шевронами после $X/D_c = 6$ вызван тем, что на больших расстояниях была использована грубая сетка в продольном направлении. Здесь и далее D_c — диаметр сопла газогенератора. Однако на рис. 11 видно, что при $X/D_c \geq 3$ темп нарастания энергии турбулентности для сопла с шевронами меньше, чем у базового осесимметричного сопла.

Как уже отмечалось во введении, наличие компоновки оказывает сильное влияние на течение в струе из сопла двухконтурного ТРД. Это наглядно продемонстрировано в статье [13], где было исследовано влияние пилон и

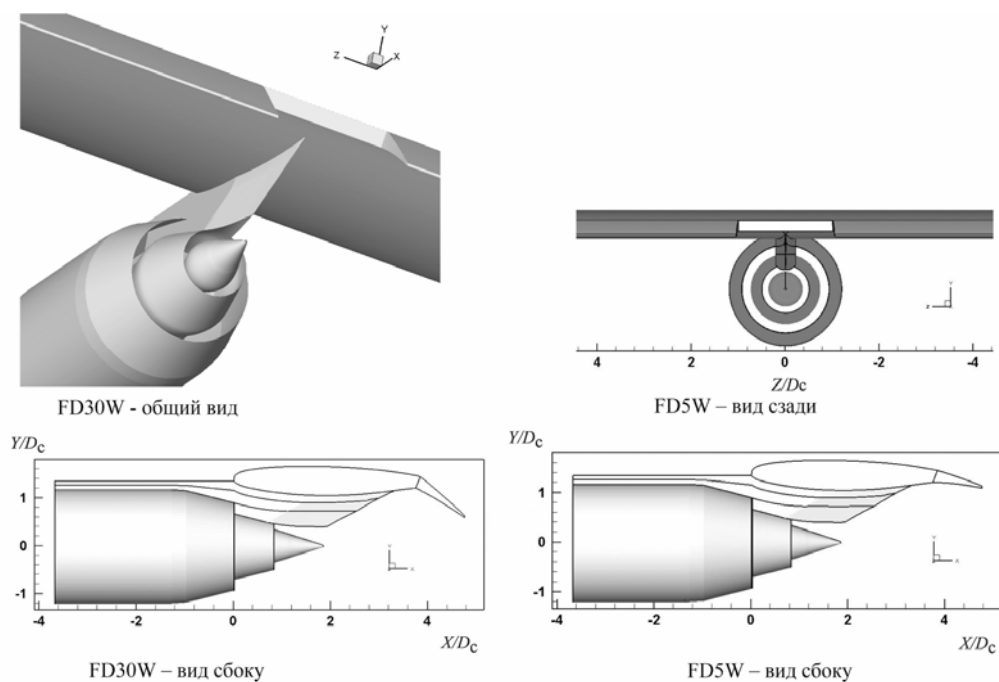


Рис. 12. Геометрия исследованных вариантов компоновки

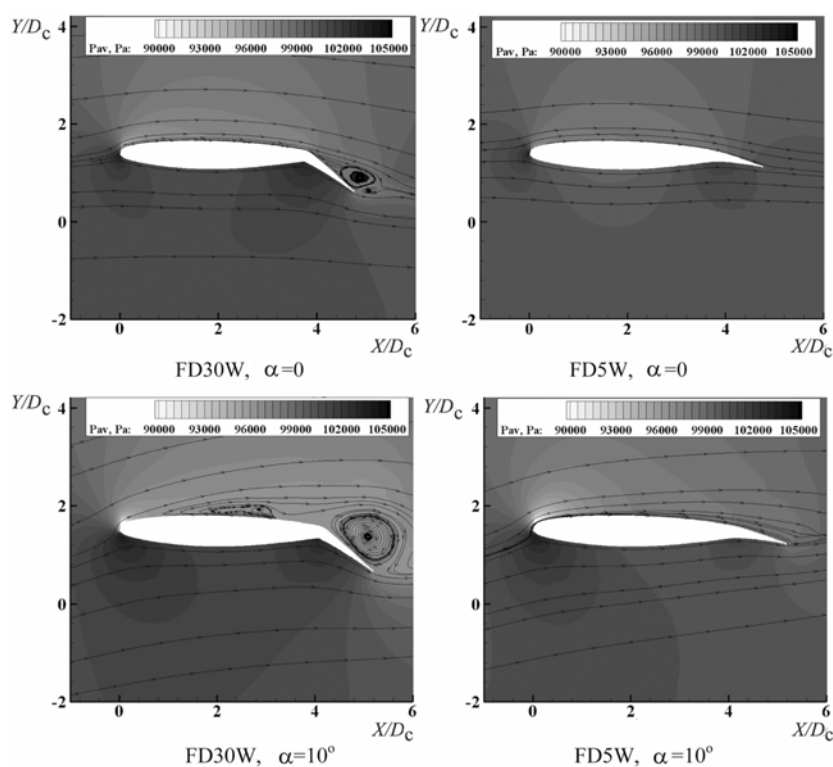


Рис. 13. Поле осредненного статического давления и проекции линий тока в сечении $Z = 2D_c$

Следует отметить, что упрощенное моделирование закрылков и отсутствие щели между ними и крылом приводит к появлению отрыва на верхней стороне закрылков у варианта геометрии FD30W, а при угле атаки и на верхней поверхности крыла. Это видно на рис. 13, где показано распределение осредненного давления и проекции линий тока для всех рассмотренных вариантов в сечении $z = 2D_c$.

На рис. 14 представлено влияние угла отклонения закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение энергии турбулентности в продольной вертикальной плоскости, проходящей

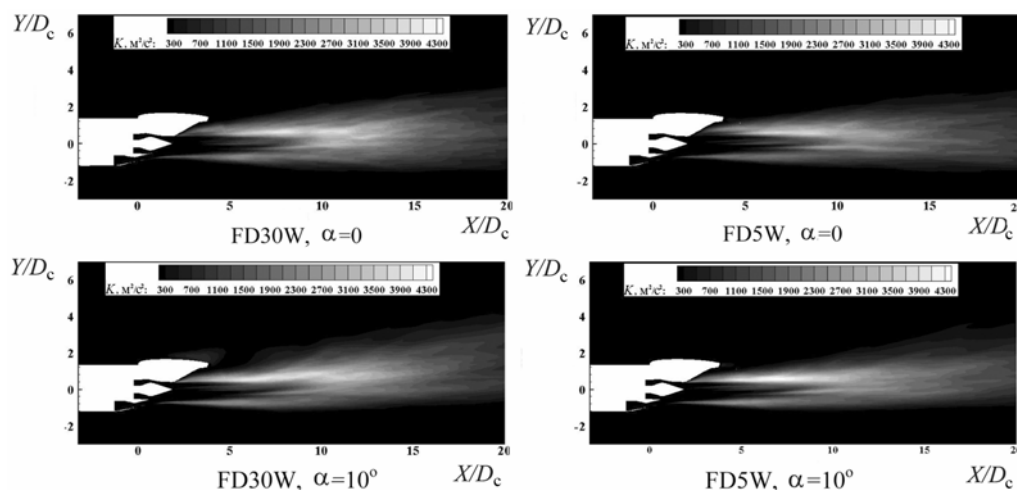


Рис. 14. Влияние угла отклонения закрылков и угла атаки на распределение энергии турбулентности в продольном сечении

через ось сопла. Наличие пилона и крыла приводит к асимметрии в распределении энергии турбулентности: со стороны пилона и крыла ее уровень заметно выше, чем в нижней части слоя смешения. При $\alpha = 10^\circ$ энергия турбулентности в верхней части слоя смешения нарастает быстрее, уровень ее выше, чем при нулевом угле атаки. При увеличении угла отклонения закрылков вертикальный размер струи возрастает. Это вызвано деформацией струи под действием вихрей, сходящихся с концов закрылков, и в наибольшей степени проявляется при $\alpha = 0$. Наличие угла атаки приводит к тому, что струя отклоняется вверх под действием вертикальной компоненты внешнего потока. Вихри также сносятся вверх внешним потоком, но в большей степени, чем струя. В результате они оказываются выше струи уже на относительно малых расстояниях от сопла. Вследствие этого уменьшается влияние вихрей от закрылков на струю. Это можно видеть на рис. 15, где представлены поля осредненной продольной скорости при $X/D_c = 15$ для всех рассмотренных случаев. Видно, что деформация струи при $\alpha = 10^\circ$ значительно меньше, чем при $\alpha = 0$ для одного и того же угла отклонения закрылков. Здесь же нанесены проекции линий тока в этом сечении. При $\alpha = 10^\circ$ концевые вихри от закрылков в этом сечении уже находятся выше струи, в то время как при $\alpha = 0$ они еще находятся около струи, и их воздействие вызывает ее деформацию.

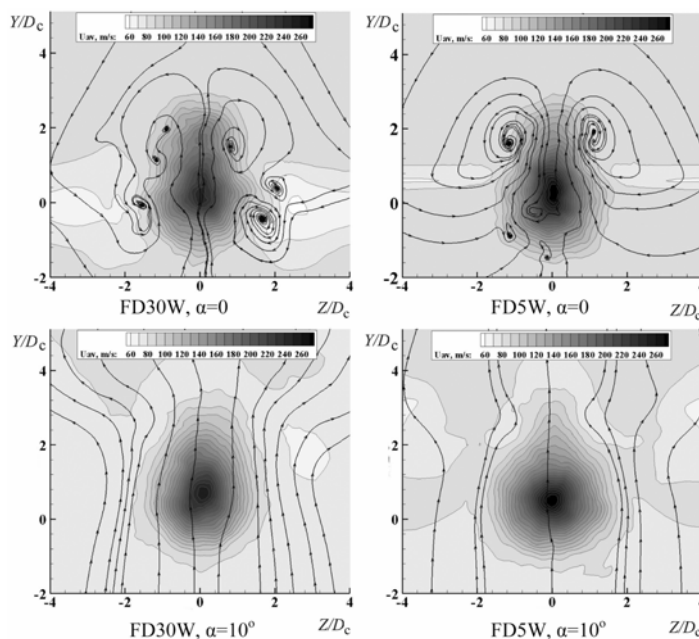


Рис. 15. Влияние угла отклонения закрылков и угла атаки на распределение осредненной скорости в поперечном сечении $X/D_c = 15$

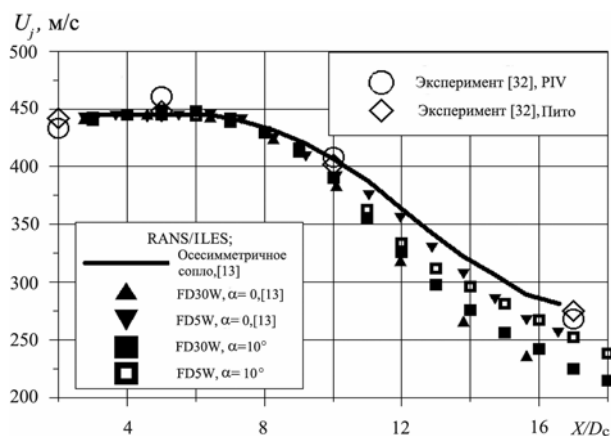


Рис. 16. Влияние угла отклонения закрылков и угла атаки на распределение максимальной осредненной продольной скорости по длине струи

На рис. 16 показано влияние угла отклонения закрылков и угла атаки внешнего потока на распределение максимальной осредненной продольной скорости по длине струи. Для сравнения на рисунке также нанесены данные для базового осесимметричного сопла из [13], полученные настоящим методом RANS/ILES, и экспериментальные из [32]. Во всех рассмотренных случаях при наличии компоновки осевая скорость по длине струи падает быстрее, чем в струе из осесимметричного сопла. С увеличением угла отклонения закрылков этот эффект возрастает. Причина этого следует из представленных выше результатов. При $\alpha = 10^\circ$ влияние угла отклонения закрылков на темп падения осевой скорости по длине струи уменьшается незначительно.

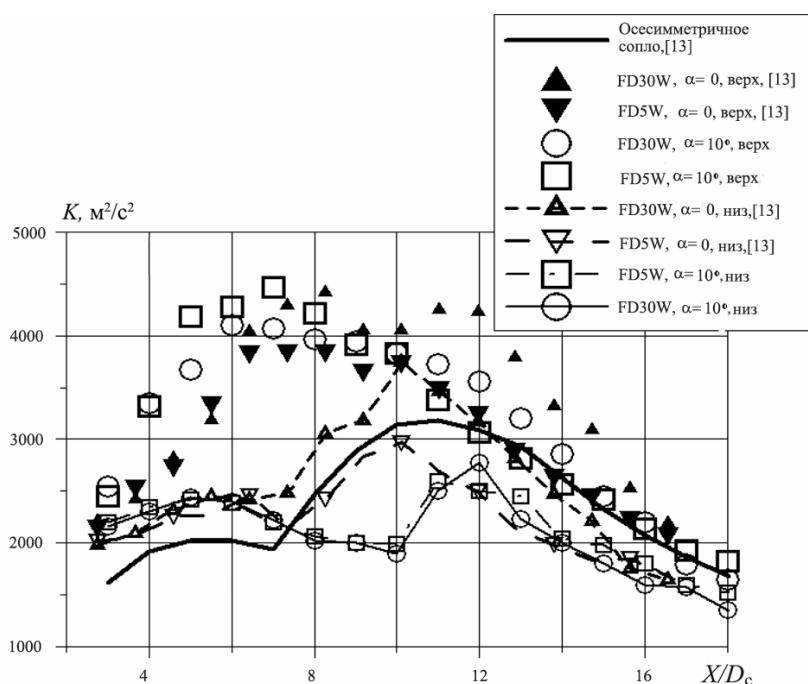


Рис. 17. Влияние угла отклонения закрылков и угла атаки на распределение энергии турбулентности в верхней и нижней частях слоев смешения по длине струи

Интересно распределение энергии турбулентности в слоях смешения на исследованных режимах по длине струи (рис. 17). Во всех случаях наличие компоновки приводит к быстрому росту энергии турбулентности в верхней части слоя смешения при $Y > 0$. На расстояниях $X/D_c = 5 — 7$ ее уровень примерно в два раза выше, чем в струе из базового осесимметричного сопла [13]. При этом на режимах с $\alpha = 10^\circ$ энергия турбулентности нарастает быстрее, чем при нулевом угле атаки. Пиковые значения энергии турбулентности практически не зависят от угла атаки, но при $\alpha = 10^\circ$ они достигаются на $1 — 2D_c$ ближе к срезу сопла, чем при $\alpha = 0$. Это может привести к появлению дополнительного шума на средних и высоких частотах. В нижней части слоя смешения при $Y < 0$ значения энергии турбулентности близки к тем, что наблюдались у осесимметричного сопла. При этом на расстояниях менее $X/D_c = 6$ они примерно на 20% превышают уровень турбулентности для струи из осесимметричного сопла, на больших расстояниях при нулевом угле атаки для варианта FD30W до расстояния $X/D_c = 12$ также наблюдается более высокий,

чем в осесимметричном случае, уровень энергии турбулентности. Для варианта закрылков FD5W уровень энергии турбулентности ниже, чем у осесимметричного сопла. При $\alpha = 10^\circ$ он практически не зависит от угла отклонения закрылков. На расстоянии $14 - 16D_c$ от среза сопла уровень энергии турбулентности становится близким к значениям энергии турбулентности, полученным при расчетах струи из базового осесимметричного сопла [13]. Следует также отметить, что при $\alpha = 10^\circ$ максимальные значения энергии турбулентности зависят от угла отклонения закрылков значительно слабее, чем при нулевом угле атаки. Описанный характер изменения энергии турбулентности и служит причиной более быстрого падения осевой скорости в струе при наличии компоновки. Меньшая зависимость темпа падения осевой скорости от угла отклонения при угле атаки внешнего потока $\alpha = 10^\circ$ является следствием слабой зависимости энергии турбулентности от угла отклонения закрылков.

ВЫВОДЫ

Представлены результаты совместного расчета течения в соплах разных конфигураций и их струях с помощью комбинированного метода RANS/ILES высокого разрешения [9]. Метод основан на схеме Po_u . Высокое разрешение обеспечивается вычислением параметров на гранях ячеек, необходимых для схемы Po_u , с помощью монотонных разностных аппроксимаций против потока 9-го порядка.

Для дозвуковой струи из конического сопла с углом наклона стенки к оси струи 5° получено хорошее совпадение с экспериментом по распределению осевой скорости. Уровень пульсаций продольной скорости в слое смещения близок к экспериментальным данным, начиная с двух калибров струи. Приемлемое совпадение с экспериментальными данными для спектров уровня звукового давления для этой струи наблюдается до $Sh = 4 - 6$ в зависимости от угла по отношению к оси струи.

Для недорасширенной сверхзвуковой струи из биконического сопла при $NPR = 4$ получено влияние температуры на входе в сопло на течение и параметры турбулентности в струе. Наблюдается удовлетворительное совпадение с расчетами других авторов, выполненными на существенно более мелкой сетке. Повышение полной температуры на входе в сопло с 300 К до 600 К привело к уменьшению длины начального участка на два калибра, что вызвано увеличением уровня пульсаций скорости в слое смещения.

При расчетах струи из сопла двухконтурного ТРД установлено, что механизм воздействия на струю аэродинамических шевронов, как и у традиционных шевронов, сводится к образованию вихрей, которые, взаимодействуя со слоем смещения, изменяют уровень энергии турбулентности в нем и снижают темп нарастания осредненной по расходу энергии турбулентности в струе по сравнению со струей из осесимметричного сопла.

Получено влияние угла атаки внешнего потока на течение в струе из сопла двухконтурного ТРД при наличии компоновки, включающей в себя пилон и крыло с отклоненными закрылками. Установлено, что наличие компоновки вызывает увеличение до двух раз энергии турбулентности в слое смещения струи со стороны пилона и крыла по сравнению с осесимметричной струей независимо от угла атаки внешнего потока. Это приводит к более быстрому падению осевой скорости в струе по сравнению со струей из осесимметричного сопла. Взаимодействие струи с концевыми вихрями от закрылков приводит к значительной деформации поперечного сечения струи: оно становится вытянутым в вертикальном направлении. Этот эффект усиливается при больших углах отклонения закрылков. При угле атаки внешнего потока $\alpha = 10^\circ$ вихри от закрылков сносятся вверх быстрее, чем сама струя, и меньше на нее влияют. Пиковое значение в распределении энергии турбулентности при $\alpha = 10^\circ$ достигается ближе к срезу сопла.

Перечисленные расчеты выполнялись на сетках с $1 - 3.3 \times 10^6$ ячеек. Во всех случаях получено хорошее совпадение с доступными экспериментальными данными.

Авторы выражают благодарность А. Н. Секундову за плодотворные обсуждения в процессе выполнения работы.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 10-01-00255, № 12-08-00951-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Bardina J. E., Huang P. J., Coakley T. J. Turbulence modeling validation, testing and development // NASA. 1997. Tech. Memorandum 110446.
2. Любимов Д. А. Исследование с помощью комбинированного RANS/ILES-метода влияния геометрии сопла и режима истечения на характеристики турбулентности выхлопных струй // TBT. 2009. Т. 47, № 3, с. 412.
3. Uzun A., Hussaini M. S. High-Fidelity numerical simulation of a round nozzle jet flow // AIAA Paper 2010-4016.
4. Karabasov S. A., Afsar M. Z., Hynes T. P., Dowling A. P., Mullian W. A., Pokora C. D., Page G. J., McGuirk J. J. Using large eddy simulation within an acoustic analogy approach for jet noise modelling // AIAA Paper 2008-2985.
5. Abdol-Hamid K.-S., Elmiligui A. Calculation of high-temperature jet flow using hybrid Reynolds-averaged Navier — Stokes formulation // J. Aircraft. 2008. V. 45, N 1, p. 64.
6. Любимов Д. А. Разработка и применение эффективного RANS/ILES-метода для расчета сложных турбулентных струй // TBT. 2008. Т. 46, № 2, с. 271.
7. Xia H., Paul G., Tucker P. G., Eastwood S. Towards jet flow LES of conceptual nozzles for acoustic predictions // AIAA Paper 2008-10.
8. Eastwood S., Tucker P., Xia H., Dunkley P., Carpenter P. Large-eddy simulations and measurements of a small-scale high-speed coflowing jet // AIAA J. 2010. V. 48, N 5, p. 963 — 974.
9. Любимов Д. А. Разработка и применение метода высокого разрешения для расчета струйных течений методом моделирования крупных вихрей // TBT. 2012. Т. 50, № 3, с. 450 — 466.
10. Bendersky L. A., Lyubimov D. A. Using large-eddy simulation method for the research influence of total flow parameters at the nozzle inlet and off-design conditions on the flow and turbulence characteristics in a supersonic jet flowing out of biconical nozzles flow // abstracts part I. XVI International Conference on the Methods of Aerophysical Research. — August 19 — 25. 2012. Kazan, Russia, p. 47 — 48.
11. Liu J., Kailasanath K., Ramamurti R., Munday D., Gutmark E., Lohner R. Large-Eddy Simulation of a supersonic jet and its near-field acoustic properties — methodology & validation // AIAA Paper 2009-500.
12. Implicit large eddy simulation. Computing turbulent fluid dynamics / Eds. Grinstein F. F., Margolin L. G., Rider W. J. — Cambridge University Press. 2007. 546 p.
13. Любимов Д. А. Исследование влияния пилона и крыла с закрылками на течение в выхлопной струе двухконтурного турбореактивного двигателя методом моделирования крупных вихрей // TBT. 2013. Т. 51, № 1, с. 120 — 137.
14. Xia H., Tucker P. J., Eastwood S., Mahak M. The influence of geometry on jet plume development / Progress in Aerospace Sciences. 2012. V. 52, p. 56 — 66.
15. Anderson N., Erikson L.-E., Davidson L. Large-eddy simulation of subsonic turbulent jets and their radiated sound // AIAA J. 2005. V. 43, N 9, p. 1899.
16. Shur M. L., Spalart R., Strelets M. Kh. Noise prediction for increasingly complex jets. Part I: Methods and Tests // Intern. J. Aeroacoustics. 2005. V. 4, N 3 — 4, p. 213.
17. Li Z., Jaber F. A. Large-scale simulations of high speed turbulent flow // AIAA Paper 2009-1506.
18. Suresh A., Huynh H. T. Accurate monotonicity — preserving schemes with Runge — Kutta time stepping // J. of Computational Physics. 1997. V. 136, N 1, p. 83.
19. Spalart P. R., Allmaras S. R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // La Recherche Aerospaciale. 1994. N 1, p. 5.
20. Birch S. F., Lyubimov D. A., Buchshtab P. A., Secundov A. N., Yakubovsky K. Y. Jet-pylon interaction effects // AIAA Paper 2005-3082.
21. Любимов Д. А. Возможности использования прямых методов для численного моделирования турбулентных струй // АМГ. 2003. № 3, с. 14.
22. Bridges J., Broun C. A. Parametric testing of chevrons on single flow hot jets // AIAA Paper 2004-2824.
23. Lau J. C., Morris P. J., Fisher M. J. Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter // J. Fluid Mech. 1979. V. 93, N 1, p. 1.
24. Birch S. F., Lyubimov D. A., Maslov V. P., Secundov A. N. Noise prediction for chevron nozzle flows // AIAA Paper 2006-2600.
25. Bridges J., Wernet M. R. Establishing consensus turbulence statistics for hot subsonic jets // AIAA Paper 2010-3751.
26. Ozyoruk Y., Long L. A new efficient algorithm for computational aeroacoustics on parallel processors // JCP, 1995. V. 125, p. 135 — 149.
27. Liu J., Kailasanath K., Munday D., Nick H., Gutmark E. Large-eddy simulations of a supersonic heated jet // AIAA Paper 2011-2884.

28. Bridges J., Wernet M. P. Turbulence associated with broadband shock noise in hot jets // AIAA Paper 2008-2834.
29. Birch S. F., Bukshtab P. A., Khritov K. M., Lyubimov D. A., Maslov V. P., Secundov A. N., Yakubovsky K. Ya. The use of small air jets to simulate metal chevrons // AIAA Paper 2009-3372.
30. Wu X., Page G. J., McGuirk J. J. An approach to improve high frequency noise prediction in LES of jets // AIAA Paper 2006-2442.
31. Kenzakowski D. C., Shipman J., Dash S. M. Turbulence model study of laboratory jets with mixing enhancements for noise reduction // AIAA Paper 2000-0219.
32. Doty M. J., Henderson B. S., Kinzie K. W. Turbulent flow field measurements of separate flow round and chevron nozzles with pylon interaction using particle image velocimetry // AIAA Paper 2004-2826.
-

Рукопись поступила 15/II 2013 г.