

УДК 629.735.33.025.33.001.2:533.692.001.5

Расчетно-экспериментальное исследование обтекания механизированных профилей

А.Г. Румянцев, В.А. Силантьев

*Сибирский научно-исследовательский институт авиации
(СибНИИ) им. С.А. Чаплыгина, Новосибирск*

E-mail: nio1@sibnia.ru

На основе решения двумерных уравнений Рейнольдса с моделью турбулентности Спаларта–Аллмараса исследуется обтекание двух механизированных профилей. Проводится сравнение результатов расчета с экспериментом в условиях обтекания профилей в аэродинамической трубе с открытой рабочей частью. Показывается, что такой подход наиболее корректен при данном сопоставлении.

Ключевые слова: расчет, эксперимент, осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса, модель турбулентности Спаларта–Аллмараса, механизированное крыло, аэродинамическая труба.

ВВЕДЕНИЕ

Формирование взлетно-посадочной механизации является сложной задачей аэродинамического проектирования самолета. Это связано с тем, что структура обтекания крыла с выпущенной механизацией характеризуется различного рода особенностями. Так, отрывы потока на нижней поверхности предкрылка и в нише закрылка, обусловленные обтеканием острых кромок, имеют место на всех рабочих углах атаки. Отрывы потока на гладких верхних поверхностях предкрылка и основного крыла развиваются на больших углах атаки. Возможно образование и локальных отрывов (так называемых коротких или длинных пузырей), разрушение которых приводит к крупномасштабным срывам течения и, следовательно, к резкому падению несущих свойств крыла. Отрывы на верхней поверхности закрылка и застойные зоны, развивающиеся над ним, в значительной мере влияют на обтекание крыла в целом.

Подобные сложные течения, имеющие большое количество отрывов, могут корректно описываться лишь наиболее полными уравнениями аэродинамики — уравнениями Навье–Стокса. В то же время современные методы расчета осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса с различными моделями турбулентности имеют определенные ограничения. Известно, что невозможно корректно рассчитать возникновение отрывов при наличии значительных градиентов давления, а также описать течения с большими отрывными зонами, которые имеют место на

очень важных около- и закритических углах атаки. Есть проблемы, связанные с моделированием образования и разрушения локальных отрывов. Хотя можно отметить, что диффузорный отрыв у задней кромки довольно хорошо описывается, пока он еще не принимает глобального характера. Поэтому очень важно провести сопоставление расчетных и экспериментальных данных. В то же время в литературе приводятся ограниченные экспериментальные данные по обтеканию современных профилей с выпущенной взлетно-посадочной механизацией. Поэтому необходимые экспериментальные результаты были получены в аэродинамической трубе с открытой рабочей частью Т-203 СибНИА. Однако предварительные расчеты показали, что для перехода к условиям безграничного потока в результаты эксперимента необходимо вносить большие поправки, корректное определение некоторых из них оказывается невозможным. Поэтому в полученные экспериментальные данные никакие поправки не вносились, а все особенности обтекания профиля в рабочей части аэродинамической трубы учитывались в расчетах.

В настоящей работе проводится расчетно-экспериментальное исследование обтекания двух современных механизированных профилей, описываются особенности сопоставления расчета и эксперимента.

МЕТОД РАСЧЕТА

Для решения задачи двумерного обтекания механизированного профиля разработана программа, в которой используется математическая модель, основанная на системе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса [1], с широко используемой моделью турбулентности Спаларта–Аллмараса [2] для полностью турбулентного пограничного слоя.

Система уравнений в интегральной форме [3, 4] для некоторого выделенного объема жидкой среды Ω с границей Σ и нормалью к ней с компонентами $\{n_x, n_y\}$ записывается следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Omega} \bar{W} d\Omega + \int_{\Sigma} ((\bar{F} - \bar{F}_v)_x + (\bar{G} - \bar{G}_v)_y) n_y d\Sigma = 0, \quad (1)$$

где вектор консервативных переменных

$$\bar{W} = [\rho, \rho V_x, \rho V_y, \rho E]^T, \quad (2)$$

векторы невязких (конвективных) потоков:

$$\begin{aligned} \bar{F} &= [\rho V_x, \rho V_x^2 + p, \rho V_x V_y, V_x (\rho E + p)]^T, \\ \bar{G} &= [\rho V_y, \rho V_x V_y, \rho V_y^2 + p, V_y (\rho E + p)]^T, \end{aligned} \quad (3)$$

векторы вязких потоков:

$$\begin{aligned} \bar{F}_v &= [0, \tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{xx} V_x + \tau_{xy} V_y - q_x]^T, \\ \bar{G}_v &= [0, \tau_{xy}, \tau_{yy}, \tau_{yx} V_x + \tau_{yy} V_y - q_y]^T. \end{aligned} \quad (4)$$

Первые элементы векторов из (2)–(4) совместно с (1) составляют уравнение неразрывности, вторые и третьи — проекции количества движения на оси декартовой системы координат OX и OY соответственно, а четвертые — уравнение энергии.

В уравнениях (2)–(3) величины ρ , V_x , V_y , p , E обозначают плотность, проекции скорости на оси OX и OY , давление и полную энергию соответственно.

Величины, входящие в уравнения вязких потоков (4), определяются следующим образом [1, 4]:

касательные напряжения

$$\tau_{yy} = \frac{2}{3}(\mu + \mu_t) \left(2 \frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} \right), \quad \tau_{xx} = \frac{2}{3}(\mu + \mu_t) \left(2 \frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x} \right),$$

$$\tau_{xy} = (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right)$$

и тепловые потоки

$$q_x = -(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial x} = - \left(\lambda + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = -(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial y} = - \left(\lambda + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial y}.$$

Модель Спаларта–Аллмараса для случая полностью турбулентного пограничного слоя для коэффициента турбулентной кинематической вязкости ν_t

$\left(\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} \right)$ записывается в своей исходной форме [2]:

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = C_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \left[\nabla \cdot ((\mathbf{v} + \tilde{\mathbf{v}}) \nabla \tilde{\nu}) + C_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2 \right] - C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2,$$

где:

$$\tilde{\nu} = \frac{\nu_t}{f_{v1}}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}, \quad \tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}},$$

$$f_w = g \left(\frac{1 + C_{w3}^3}{g^6 + C_{w3}^3} \right)^{1/6}, \quad g = r + C_{w2} (r^6 - r), \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2}.$$

Модельные константы задаются следующим образом:

$$C_{b1} = 0,1355, \quad C_{b2} = 0,622, \quad \sigma = \frac{2}{3}, \quad \kappa = 0,41,$$

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{(1 + C_{b2})}{\sigma}, \quad C_{w2} = 0,3, \quad C_{w3} = 2, \quad C_{v1} = 7,1.$$

На твердых стенках ставится граничное условие прилипания [5], на внешней удаленной границе задаются безотражательные граничные условия [3, 6].

Дискретизация проводится методом конечного объема [3] с использованием расчетной схемы с центральными разностями второго порядка. Для подавления колебаний решения в уравнение вводятся члены с искусственной вязкостью [3].

Производные от скорости и температуры при описании вязких членов вычисляются с использованием формулы Грина, как это сделано в работе [7]. Аналогичным образом находятся и производные для рабочей переменной $\tilde{\nu}$ (приведенной турбулентной вязкости) в уравнениях Спаларта–Аллмараса.

Полученная система уравнений решается явным методом установления. Применяется пятишаговая схема Рунге–Кутты [3].

Тестирование

При верификации разработанной программы проводились многочисленные сравнения с точными решениями и результатами расчетов других методов и программ.

В качестве примера рассмотрено сравнение с известным пакетом программ FLUENT (Сибирский суперкомпьютерный центр (ССКЦ) на базе Института вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, Новосибирск) при расчете обтекания профиля NASA-0012. Оно показывает практически полное соответствие в распределении давления в диапазоне углов атаки вплоть до $\alpha_{кр}$ (например, $\alpha = 16^\circ$ на рис. 1). Из этого следует и хорошее согласование интегральных характеристик (в частности, коэффициентов подъемной силы, рис. 2). Здесь же приведены экспериментальные данные [8]. Видно, что расчеты несколько превышают критический угол атаки ($\Delta\alpha_{кр} \sim 2^\circ$) и соответственно $C_{ya\max}$. Это в большей степени объясняется особенностями обтекания профиля. В эксперименте, начиная с некоторого угла атаки, в носике профиля, где пограничный слой ламинарный, появляется короткий отрывной пузырь. На углах атаки свыше 16° он разрушается и образуется большая отрывная зона, приводящая к резкому падению несущей способности этого профиля. Данный эффект обусловлен наличием ламинарного участка на профиле и не может быть рассчитан при используемом варианте модели турбулентности. Хотя следует отметить, что влияние короткого отрывного пузыря до его разрушения на распределение давления и несущие способности профиля оказывается незначительным.

Имеется также хорошее согласование коэффициента местного трения \bar{C}_f на стенке (рис. 3) и профиля скоростей в пограничном слое на верхней поверхности профиля (по нормали к стенке, $\bar{x} = 0,9$) для обеих программ (рис. 4).

Нужно отметить, что в этих расчетах использовались одинаковые по топологии сетки: упорядоченные с четырехугольными ячейками. При верификации задавалось достаточно большое число элементов по контуру профиля — 700, и общее число ячеек составило 84000.

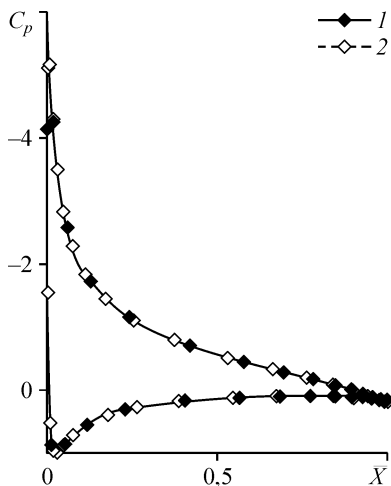


Рис. 1. Распределение давления на профиле NASA-0012, $M = 0,18$, $Re = 9\,000\,000$, $\alpha = 10^\circ$.
Программа (1), FLUENT (2).

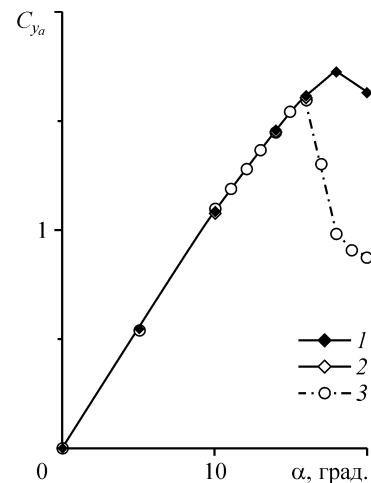


Рис. 2. Коэффициент подъемной силы на профиле NASA-0012, $M = 0,18$, $Re = 9\,000\,000$, $\alpha = 10^\circ$.
Программа (1), FLUENT (2), эксперимент (3).

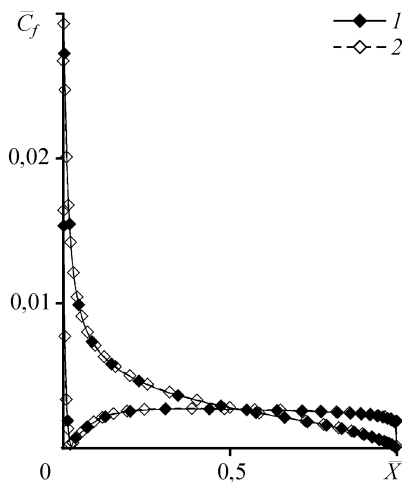


Рис. 3. Местный коэффициент трения на профиле NACA-0012, $M = 0,18$, $Re = 9\,000\,000$, $\alpha = 10^\circ$. Программа (1), FLUENT (2).

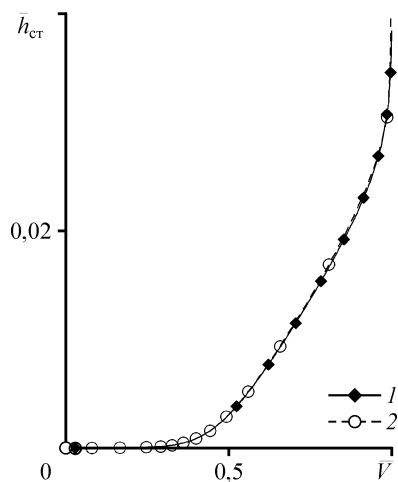


Рис. 4. Профиль скорости в пограничном слое на верхней поверхности профиля NACA-0012, $\bar{x} = 0,9$, $M = 0,18$, $Re = 9\,000\,000$, $\alpha = 10^\circ$. Программа (1), FLUENT (2).

ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Профиль 1 — высоконесущий профиль крыла самолета Бе-101 с закрылком, отклоненным на посадочный угол $\delta_3 = 35^\circ$ (рис. 5).

Профиль 2 — суперкритический профиль перспективного регионального самолета с выпущенным предкрылком и закрылком: угол отклонения предкрылка составляет $\delta_{пр} = 30^\circ$, а закрылка — $\delta_3 = 35^\circ$ (см. рис. 5).

Все расчетные и экспериментальные исследования проводились при скорости потока $V = 40$ м/с ($M = 0,12$), что для первого профиля соответствовало числу Рейнольдса $Re = 1,32 \cdot 10^6$ (хорда профиля $b = 0,5$ м, при убранном положении механизации) и $Re = 1,055 \cdot 10^6$ ($b = 0,4$ м) — для второго.

В условиях безграничного потока коэффициенты C_{y_a} и C_{x_a} определялись в скоростной системе координат, а для ограниченного — коэффициенты C_{y_t} и C_{x_t} — в трубной системе координат: ось X направлена горизонтально вдоль продольной оси трубы, а ось Y — вертикально вверх.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ

Испытания проводились в аэродинамической трубе Т-203 СибНИА с открытой рабочей частью и соплом, имеющим эллиптическую форму, размерами — 4 м (горизонтальная ось) и 2,33 м (вертикальная ось).

Экспериментальная установка представляет собой отсек крыла с концевыми шайбами (рис. 6), которые устанавливаются на поворотной (для изменения угла атаки) плите экспери-

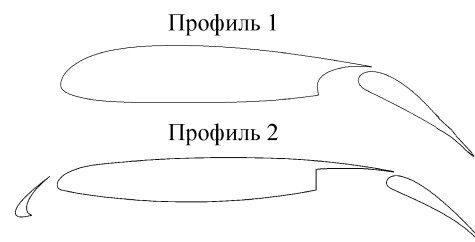


Рис. 5. Исследуемые профили.

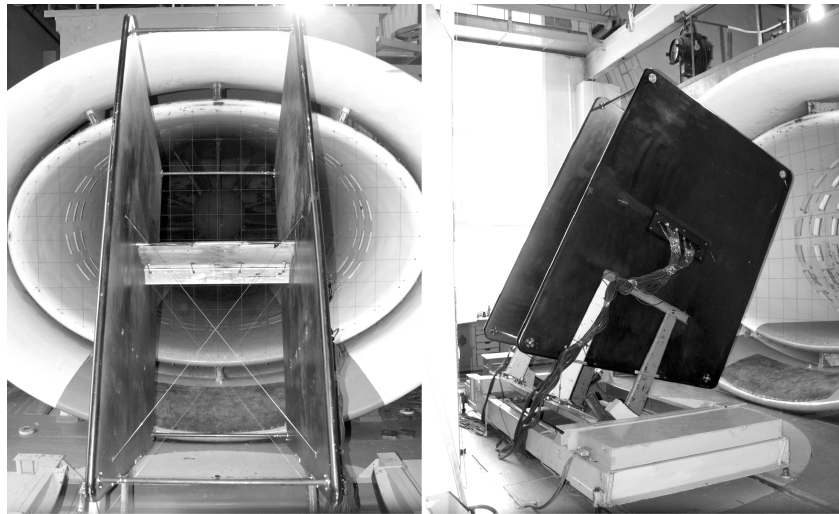


Рис. 6. Внешний вид стенда.

ментальной платформы. Для профиля 1 размах отсека составил 1,5 м, а для профиля 2 — 1,2 м.

Следует отметить, что выбор размеров отсеков направлен на обеспечение однородности течения по размаху и уменьшение влияния толщины пограничного слоя на шайбах. Как показали визуальные испытания методом шелковинок, на закрылках обоих отсеков, в окрестности стыка с шайбами, имели место небольшие отрывы треугольной формы в плане, которые практически не оказывают влияния на обтекание центральной части крыла.

Для определения размеров концевых шайб рассмотрим расчетное поле давления вокруг механизированного профиля 1, находящегося в струе высотой 2,33 м, истекающей из сопла трубы (рис. 7). Видно, что возмущения не выходят за преде-

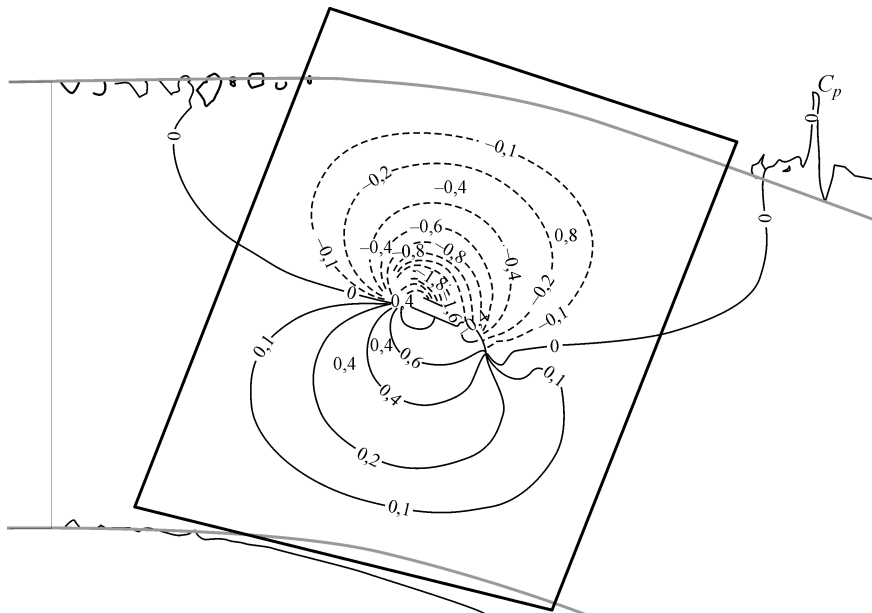


Рис. 7. Поле давления при обтекании профиля 1 в ограниченном потоке, $\alpha = 25^\circ$.

Рис. 8. СКО одиннадцатикратных испытаний, профиль 2, $\alpha = 10^\circ$.
Поверхности: верхняя (1), нижняя (2).

лы струи по высоте. Поэтому во избежании перетекания потока через верхние и нижние ребра шайбы по высоте они сделаны выходящими за пределы рабочего потока ($H = 6b = 2,8$ м). При этом выбранная ширина шайб ($B = 4 \dots 5b = 2$ м) позволяет также хорошо экранировать возмущения впереди и позади отсека крыла, поскольку в продольном направлении эти возмущения быстро затухают.

Все измерения полного и статического давлений проводились в плоскости центрального сечения отсеков крыльев.

Для измерения статического давления на поверхности у отсека с профилем 1 по контуру на основной части крыла было 48 дренажных точек, а на закрылке — 26. У отсека с профилем 2 количество дренажных точек составило: на предкрылке — 22, на основной части крыла — 58 и на закрылке — 32. Дренажные точки сгущались к носу и хвосту каждого из элементов механизированных профилей.

Компоненты аэродинамической силы определялись численным интегрированием. Давление в угловых точках контура определялось экстраполяцией. К этим компонентам добавлялись соответствующие расчетные вязкие силы, которые в данном случае оказывали лишь незначительное влияние на интегральные нагрузки.

Для определения случайной погрешности измерения статического давления на профиле 2 проведены одиннадцатикратные испытания при $\alpha = 10^\circ$. Средне-квадратичное отклонение случайной составляющей коэффициента давления на нижней и верхней поверхностях приведено на рис. 8 и составило не более 0,015.

В ходе эксперимента измерялось также распределение полного давления в сечении за задней кромкой закрылки (рис. 9). Для сокращения объема испытаний измерения проводились гребенкой, которая устанавливалась на координатном устройстве и перемещалась с шагом 1 мм.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЕЙ

Обтекание механизированного профиля рассчитывалось для условий безграничного и ограниченного потоков (в аэродинамической трубе с открытой рабочей частью).

Для решения такой задачи около профиля строились многоблочные сетки с четырехугольными ячейками. В случае безграничного потока внешняя граница области интегрирования лежала на расстоянии порядка двадцати хорд от профиля, а для ограниченного — соответствовала геометрии экспериментального зала.

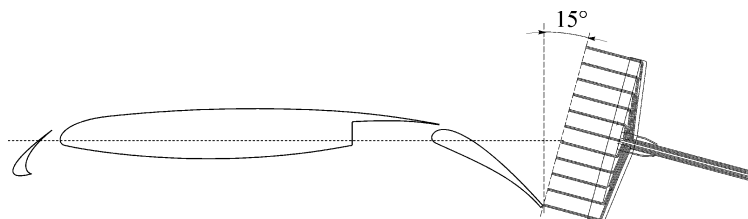
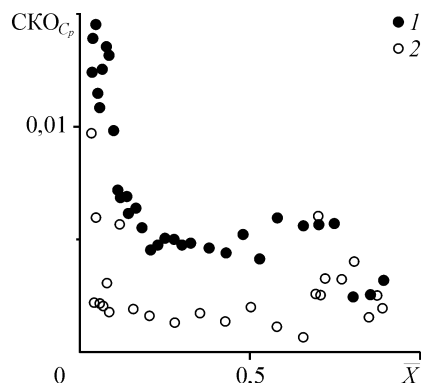


Рис. 9. Схема измерения полного давления.

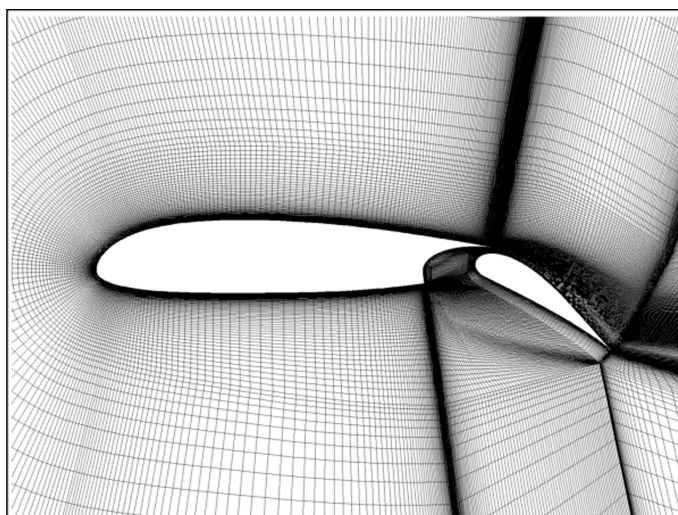


Рис. 10. Сетка вблизи профиля 1.

В последнем случае, чтобы избежать эффектов, связанных с изменением сетки для разных углов атаки, на некотором расстоянии от профиля выделялась замкнутая область, сетка в которой не изменялась. Для примера на рис. 10 показана расчетная сетка вблизи профиля 1.

Относительный пристеночный шаг сетки составил $5 \cdot 10^{-6}$ для обоих профилей. Число точек по контуру для основной части профиля 1 составило 650, для закрылки — 400. Для профиля 2: на предкрылке — 450 точек, на основном профиле 600 точек и на закрылке — 400 точек. Общее число элементов для безграничного потока составило около 130 000 и 240 000 для профилей 1 и 2 соответственно, а для ограниченного потока около — 320 000 и 420 000. Число точек в ламинарном подслое по результатам расчетов составило примерно 10–15, а условие $y^+ < 1$ выполнялось для всех углов атаки.

ВЫБОР МЕТОДА СОПОСТАВЛЕНИЯ РАСЧЕТА И ЭКСПЕРИМЕНТА

Обычно сопоставление расчета и эксперимента приводится для условий обтекания безграничным потоком. Для этого вводятся специальные поправки в результаты, полученные в аэродинамической трубе, и рассчитываются интегральные силы с учетом этих поправок. В случае аэродинамической трубы с открытой рабочей частью природа поправок в основном связана с ограниченностью потока и, как следствие, его поворотом, а также значительным искривлением струи в зоне объекта исследований. С первым эффектом связано изменение истинного угла атаки, а со вторым — перераспределение аэродинамической нагрузки вдоль хорды [9].

Для данного случая было рассмотрено несколько методов введения поправок. В ограниченном потоке, когда моделируется лишь струя, все они дали очень близкие результаты. При этом необходимо отметить, что такое упрощение в действительности не учитывает влияние элементов экспериментальной установки (входного устройства аэродинамической трубы — диффузора, пола экспериментального зала и т. д.), которые могут повлиять на искривление потока.

Рассмотрим простой метод, использующий интегральную теорему импульсов. Из него, путем несложных преобразований можно получить выражение для угла поворота потока $\delta_{стр}$:

$$\sin(\delta_{стр}) = 0,5 C_{y_a} \cdot b_a / h,$$

Рис. 11. Влияние ограниченности потока на коэффициент подъемной силы профиля 1. Безграничный поток (1), пересчет C_{yT} на безграничный поток (2), ограниченный поток (3).

где b_a — хорда профиля, h — высота рабочего потока на срезе сопла трубы. Если через угол $\Delta\alpha_{\text{инд}}$ обозначить изменение угла атаки, то $\Delta\alpha_{\text{инд}} = \delta_{\text{стр}} / 2$.

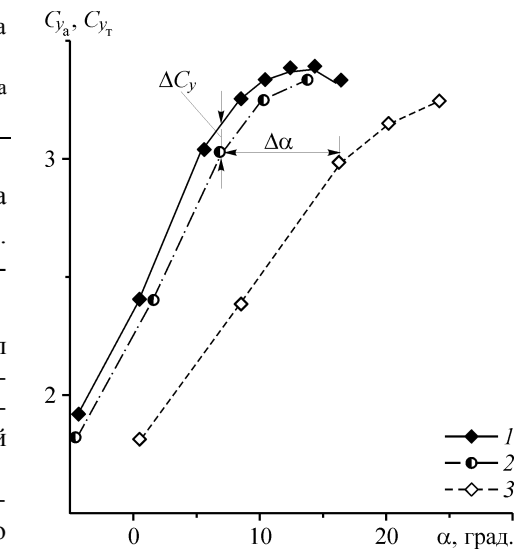
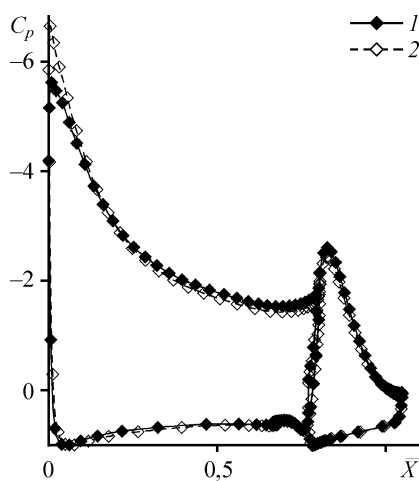
Таким образом, поправка на угол атаки линейно зависит от коэффициента подъемной силы и хорды профиля для конкретной аэродинамической трубы.

В настоящее время общепризнано, что наиболее перспективно получение поправок путем численного эксперимента. Расчеты на базе уравнений Навье–Стокса являются наиболее корректными.

На рис. 11 приведены результаты расчетов профиля 1 при моделировании обтекания струей.

Обращает на себя внимание большая величина поправки на угол атаки ($\Delta\alpha_{\text{инд}}$ до 10°), что обусловлено сильным влиянием высококонесущего профиля на поворот струи. Но и после введения такой поправки видно (см. рис. 11) систематическое расхождение с расчетами в безграничном потоке. Это позволяет определить еще одну поправку — поправку на величину коэффициента подъемной силы ΔC_{y_a} , которая связана с искривлением потока и нелинейным образом зависит от угла атаки α . Таким образом, в ограниченном потоке происходит уменьшение как истинного угла атаки, так и величины подъемной силы.

Чтобы избежать ошибок определения $\alpha_{\text{ист}}$ в эксперименте, распределение давления на поверхности профиля обычно сравнивают с расчетом при одинаковом коэффициенте подъемной силы. Но численные расчеты показывают, что на распределение $C_p(x)$ в условиях обтекания струей значительное влияние оказывает ограниченность потока (рис. 12): разрежение заметно повышается в носике и снижается в хвостике. Скорректировать это расхождение поправками невозможно.



Поэтому в экспериментальные результаты по распределению давления поправки не вносились, а все основные особенности обтекания профиля в рабочем потоке трубы учитывались в расчетах. Коэффициенты подъемной силы C_{y_T} и сопротивления C_{x_T} также не корректировались.

Рис. 12. Влияние ограниченности потока на распределение давления по хорде профиля 1, $\alpha = 14^\circ$.

Потоки: безграничный (1), ограниченный (2), $\alpha = 5^\circ$, $\alpha_{\text{ист}} = 6,6$ (2), $C_{y_a} = 3,04$ (1, 2).

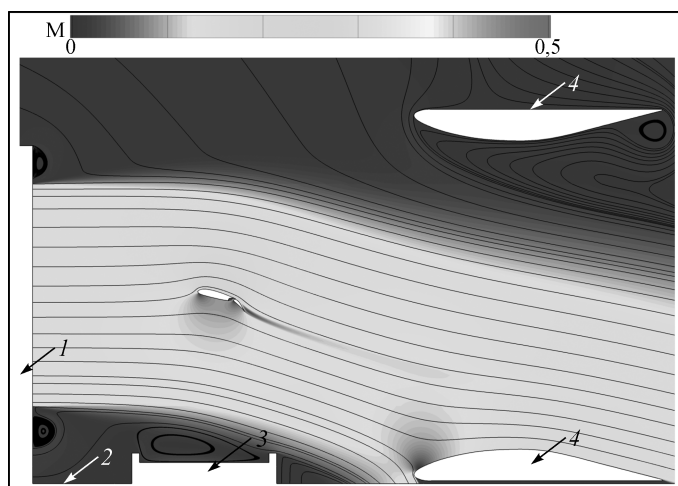


Рис. 13. Обтекание профиля 1 струей в рабочей части трубы при наличии пола, платформы и баранки, $\alpha = 14^\circ$.

Сопло (1), пол (2), платформа экспериментальной установки (3), баранка (4).

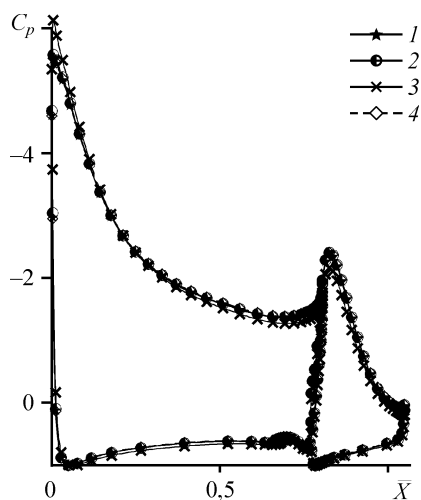


Рис. 14. Влияние различных элементов трубы на распределение давления по хорде профиля 1, $\alpha = 14^\circ$.

Струя+пол+баранка (1), струя+баранка (2), струя+пол (3), струя (4), $C_{ya} = 2,82$ (1, 3), 2,84 (2), 2,87 (4).

Для проведения корректного сопоставления проводились расчетные исследования по влиянию различных элементов трубы и экспериментальной установки (см. рис. 6 и рис. 13). Расчеты показали (рис. 14), что наиболее сильное воздействие на распределенные и интегральные нагрузки оказывает правильность моделирования течения в нижней части трубы (область вблизи пола около так называемой баранки, см. рис. 13). Несколько более слабое воздействие оказывает изолированная баранка входного диффузора.

В приведенных ниже расчетах учитывалось влияние всех элементов трубы, представленных на рисунке 13.

АНАЛИЗ И СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Профиль 1

Распределение давления по хорде профиля при углах атаки $\alpha = 8$ и 16° приведено на рис. 15. Наблюдается хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных, даже на околоскритических углах атаки ($\alpha = 16^\circ$).

Сравнение интегральных аэродинамических характеристик (C_{yt} и C_{xt}) приведено на рис. 16. На малых и умеренных углах атаки расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются. На углах атаки $\alpha > \alpha_{кр\text{эксп}}$ — расчет затягивает развитие глобального срыва потока, что приводит к небольшому завышению

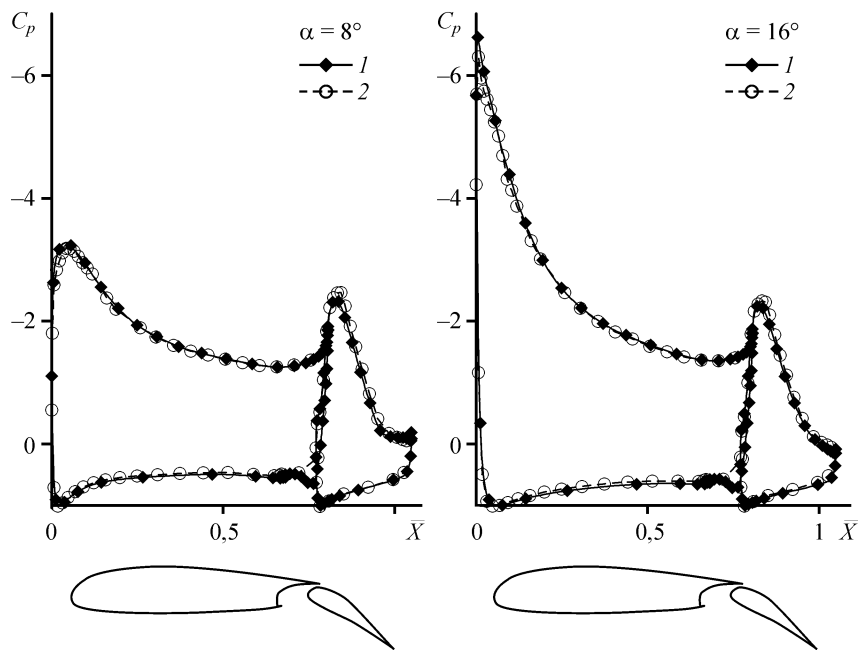


Рис. 15. Распределение давления по хорде профиля 1.
Расчет (1), эксперимент (2).

величины коэффициента $C_{y_{Tmax}}$ примерно на 0,05 (1,6 %) и критического угла атаки ($\Delta\alpha_{кр} = 2^\circ$). Но при этом следует отметить, что резкий характер срыва потока с профиля соответствует наблюдаемому в эксперименте. Коэффициент сопротивления определяется несколько хуже — $\Delta C_{x_T} = 0,02...0,05$, что составляет около 10 % от текущего значения C_{x_T} .

Анализ поля течения вблизи закрылка показывает, что расчеты правильно описывают перестройку структуры его обтекания при увеличении угла атаки. Так, при $\alpha_{кр} = 8^\circ$ (рис. 17, b) на расчетном спектре течения видно, что на верхней

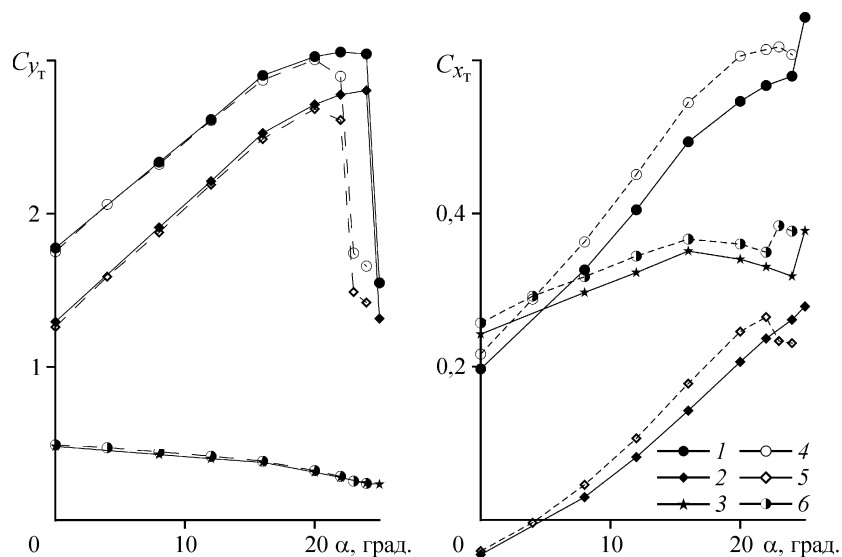


Рис. 16. Интегральные характеристики профиля 1.

Расчет: суммарный (1), базовый профиль (2), закрылок (3); эксперимент: суммарный (4), базовый профиль (5), закрылок (6).

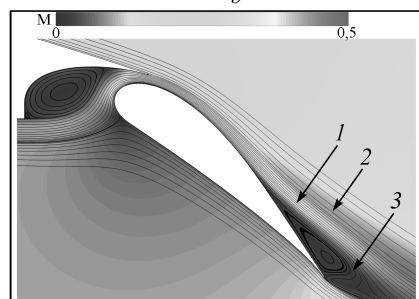
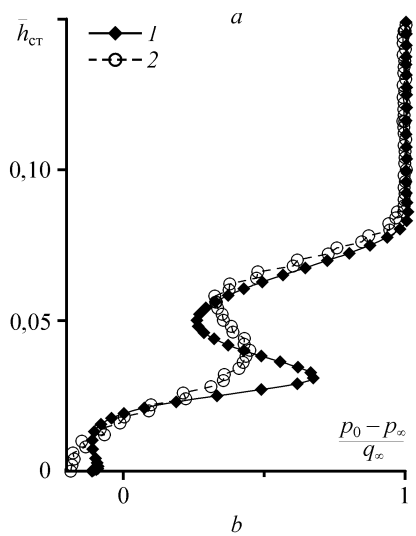


Рис. 17. Коэффициент полного давления за закрылком, профиль 1, $\alpha = 8^\circ$.
a — расчет (1), эксперимент (2); *b* — поток из щели закрылка (1), след от основного профиля (2), область отрыва (3).

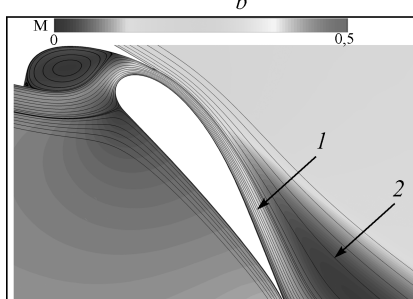
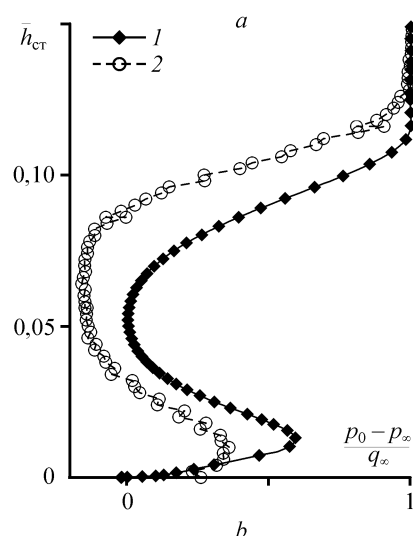


Рис. 18. Коэффициент полного давления за закрылком, профиль 1, $\alpha = 20^\circ$.
a — расчет (1), эксперимент (2); *b* — поток из щели закрылка (1), зона торможения потока (2).

поверхности закрылка имеется отрыв потока (темная область 3 в хвостовой части закрылка). Выше проходит вязкий след 2 от основной части профиля. Распределение коэффициента полного давления $\bar{C}_{p_0} = \frac{p_0 - p_\infty}{q_\infty}$ (где q_∞ — скоростной напор

набегающего потока) в зависимости от относительного расстояния по высоте $\bar{h}_{ст} = \frac{h_{ст}}{b}$ от поверхности закрылка у его задней кромки (см. рис. 17, *a*) подтвер-

ждает такую картину течения. При увеличении угла атаки происходит присоединение к поверхности закрылка (рис. 18, *b*, $\alpha_{кр} = 20^\circ$) узкого слоя, вытекающего из щели (светлая область 1 вблизи верхней поверхности закрылка). Одновременно с этим вязкий след, стекающий с верхней поверхности основной части крыла, преобразуется в обширную застойную зону над этим слоем (темная область 2 над хвостовой частью закрылка). Распределение коэффициента полного давления \bar{C}_{p_0} (см. рис. 18, *a*) также показывает отсутствие отрыва на закрылке и наличие большой зоны с малыми скоростями. Расчет, однако, занижает размеры этой зоны и потери полного давления в ней.

Профиль 2

Рассмотрим особенности обтекания крыла с помощью распределенных характеристик и поверхностных спектров течения.

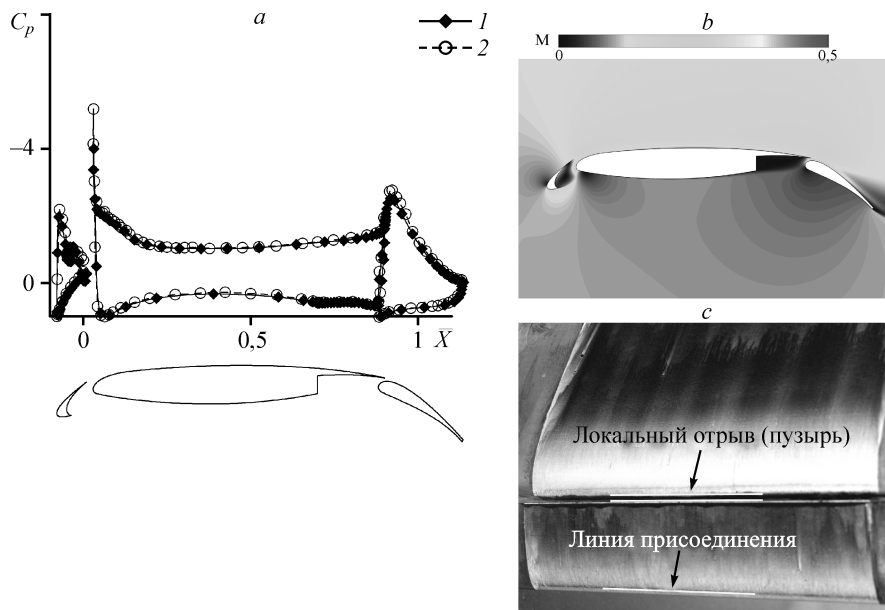


Рис. 19. Сравнение расчета (1, b) и эксперимента (2, c), профиль 2, $\alpha = 0^\circ$.

При $\alpha = 0$ расчетное и экспериментальное распределения давления хорошо согласуются (рис. 19, a). В носовой части основного профиля имеется острый пик разрежения. Причем в эксперименте он даже больше, чем в расчете. Расчет показывает, что пик разрежения обусловлен влиянием вихря в отрывной зоне за нижней острой кромкой предкрылка (см. рис. 19, b). По-видимому, в эксперименте его влияние несколько сильнее. На масляном спектре виден локальный отрыв в носике на основной части профиля (см. рис. 19, c), который возникает только за пиком разрежения. Это короткий пузырь, который на величину пика разрежения не влияет, а длинный пузырь снижал бы ее. При дальнейшем увеличении угла атаки, вплоть до полного срыва потока, он увеличивается примерно в два раза по ширине и немного перемещается вниз по потоку (рис. 20, c).

Нужно отметить, что локальные отрывы на гладкой поверхности образуются лишь при ламинарном пограничном слое. В расчете же предполагается турбулентный пограничный слой, в котором локальные отрывы не образуются.

На рис. 20 показана картина течения и распределение давления на полученном в эксперименте критическом угле атаки $\alpha = 24^\circ$. Масляные спектры показывают (см. рис. 20, c), что начиная с углов $\alpha = 20^\circ$ появляется локальный отрыв и на предкрылке. На распределении давления (см. рис. 20, a) он никак не проявляется: расчетное распределение (где отрыва быть не может) совпадает с экспериментальным (где отрыв есть). Таким образом, и этот отрыв является коротким пузырем.

Поле полного давления в сечении у задней кромки закрылка довольно хорошо описывается расчетом. Почти на всех углах закрылок обтекает безотрывно узкой струей из щели. Лишь при малых углах атаки ($\alpha = 0$) в расчетах фиксируется небольшой диффузорный отрыв на закрылке (рис. 21). Он виден и на спектре (см. рис. 19, b) в виде небольшой темной области над верхней поверхностью в хвостике закрылка. На умеренных и больших углах атаки этот отрыв отсутствует (рис. 22, 23). Расчет достаточно корректно описывает след от основного профиля и след малой интенсивности от предкрылка практически вплоть до околоскритиче-

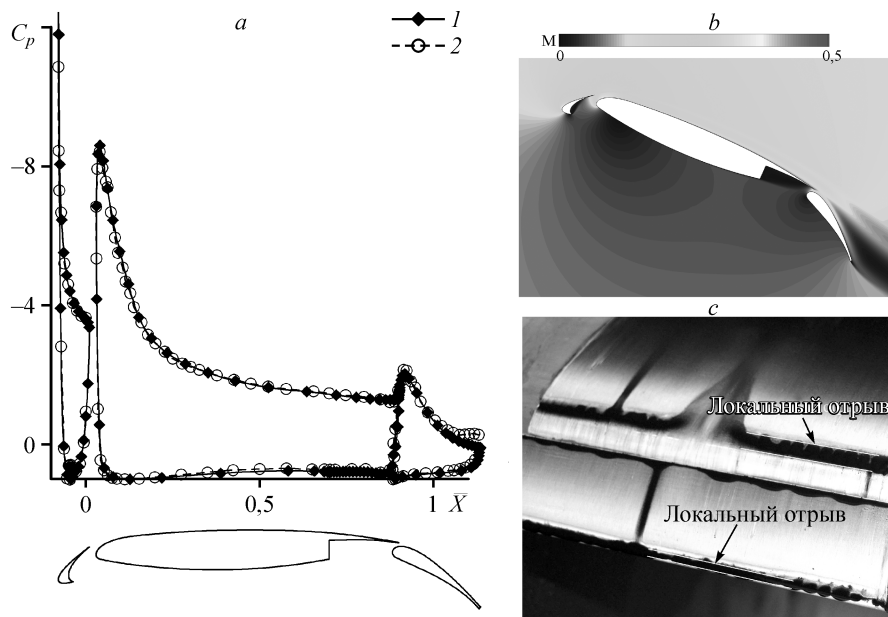


Рис. 20. Сравнение расчета (1, b) и эксперимента (2, c), профиль 2, $\alpha = 24^\circ$.

ских углов атаки (см. рис. 22), несколько занижая потери полного давления на больших углах атаки ($\alpha = 24^\circ$, см. рис. 23).

Распределение коэффициентов C_{y_T} и C_{x_T} в зависимости от угла атаки α в трубной системе координат приведены на рис. 24. На углах α от 0 до 22° наблюдается хорошее согласование расчетных данных с экспериментом. В эксперименте $C_{y_T \max} \sim 3,55$ достигается при $\alpha_{кр} = 24^\circ$. При данном α расчет дает величину C_{y_T} на 0,05 больше. В расчетах же максимальная величина $C_{y_T} = 3,75$ получается при $\alpha_{кр} = 32^\circ$. Интенсивное нарастание расхождения с экспериментом начинается с угла атаки $\alpha = 24^\circ$. Причем наибольшие погрешности вычислений получены на предкрылке и основной части профиля.

Суммарный коэффициент продольной силы C_{x_T} до угла атаки примерно 24°

вычисляется с хорошей точностью. При больших углах атаки расчет занижает величину этого коэффициента. Причина заключается в завышении подсосывающей силы на предкрылке.

Подводя итог вышесказанному, можно сказать, что наличие коротких пузырей, которые не учитываются моделью Спаларта–Аллмараса, слабо сказывается на интегральных и распределенных нагрузках для данной конфигурации на докритических углах атаки. В то же время значительное завышение расчетного значения $C_{y_T \max}$ для профиля 2

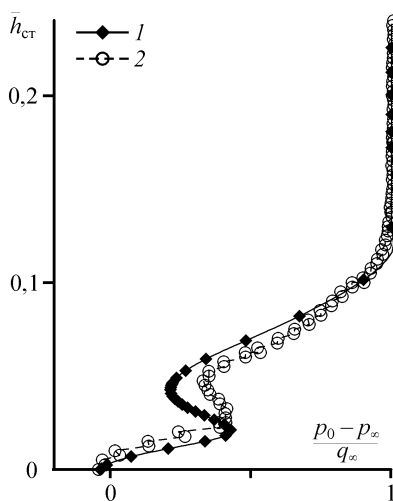


Рис. 21. Коэффициент полного давления в сечении за закрылком, профиль 2, $\alpha = 0^\circ$. Расчет (1), эксперимент (2).

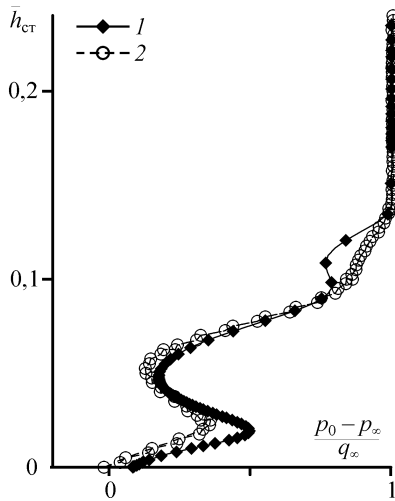


Рис. 22. Коэффициент полного давления в сечении за закрылком, профиль 2, $\alpha = 16^\circ$.
Расчет (1), эксперимент (2).

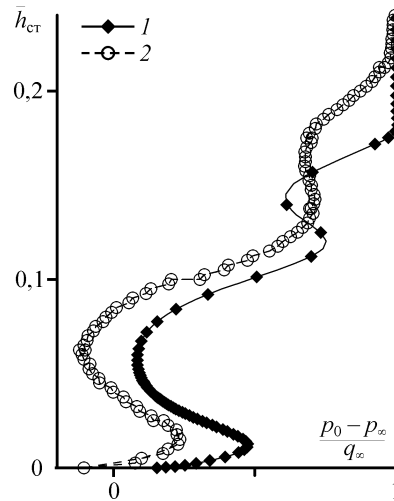


Рис. 23. Коэффициент полного давления в сечении за закрылком, профиль 2, $\alpha = 24^\circ$.
Расчет (1), эксперимент (2).

объясняется тем, что в рамках модели Спаларта–Аллмараса для полностью турбулентного пограничного слоя невозможно описать возникновение и разрушение пузыря на предкрылке. Вполне возможно, что модификация этой модели (введение модели перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный) приведет к лучшим результатам.

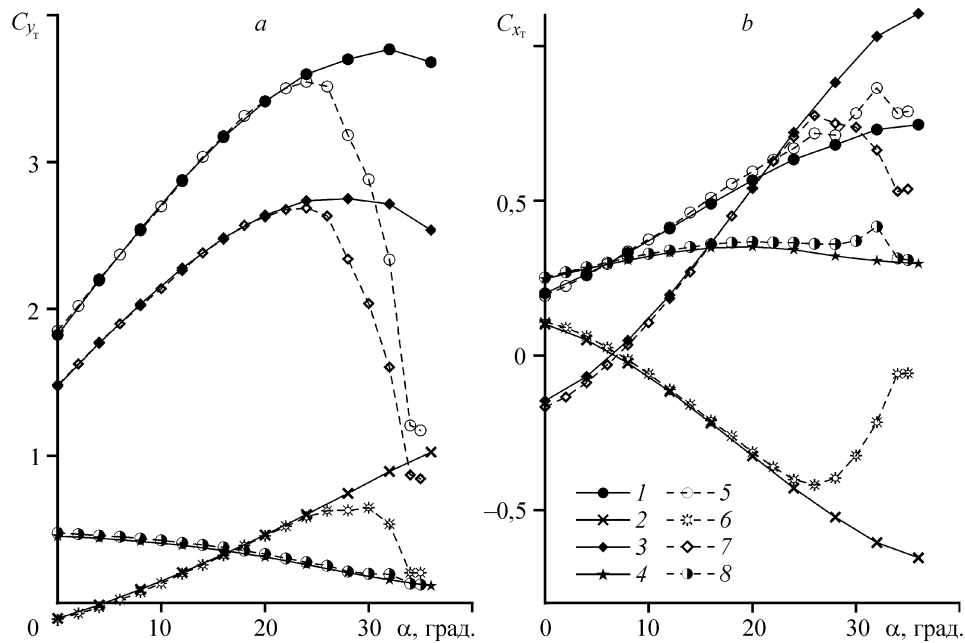


Рис. 24. Интегральные характеристики профиля 2.
Расчет: суммарный (1), предкрылок (2), базовый профиль (3), закрылок (4); эксперимент: суммарный (5), предкрылок (6), базовый профиль (7), закрылок (8).

ВЫВОДЫ

Для определения области применимости расчетных методов на базе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса с моделью турбулентности Спаларта–Аллмараса проведено экспериментальное исследование обтекания двух механизированных отсеков крыльев в широком диапазоне углов атаки.

Расчетные и экспериментальные данные сопоставлялись для условий обтекания механизированных профилей в рабочей части аэродинамической трубы Т-203 СибНИА. По этим результатам можно сделать следующие выводы:

1. Сложная физическая картина обтекания механизированных профилей рассчитывается правильно;

2. Расчеты дают хорошее согласование с результатами эксперимента на малых и умеренных углах атаки (вплоть до критического угла атаки $\alpha_{кр\text{ эксп}}$ полученного в эксперименте);

3. Расчеты несколько завышают коэффициент подъемной силы на углах атаки больших $\alpha_{кр\text{ эксп}}$. Соответственно, также завышается величина критического угла атаки $\alpha_{кр\text{ расч}}$. По-видимому, подобные особенности обусловлены общим для всех моделей турбулентности недостатком при расчете с большими градиентами давления, застойными зонами и отрывными областями.

В итоге можно сказать, что в целом расчетные методы на базе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса позволяют корректно предсказывать характеристики механизированных профилей на докритических углах атаки. Эмпирические поправки или модификации моделей турбулентности могут обеспечить хороший прогноз и таких характеристик, как $\alpha_{кр}$ и $C_{y_a\text{ max}}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. Учеб. для вузов. 6-е изд, перераб. и доп. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. 840 с.
2. Spallart P.R., Allmaras S. R. One-equation turbulence model for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1992. 92-0439. 22 p.
3. Jameson A., Schmidt W., Turkel E. Numerical solution of the euler equation by finite volume methods using Runge–Kutta time stepping schemes // AIAA Paper. 1981. 81-1259. 17 p.
4. Андерсон Д., Таннехил Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен / М.: Мир, 1990. Т.1, Т.2. 728 с.
5. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
6. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С.К. Годунова. М.: Наука, 1976. 400 с.
7. Gaitonde A.L., Jones D.P., Fiddes S.P. A 2D Navier–Stokes method for unsteady compressible flow calculations on moving meshes // The Aeronautical J. 1998, Feb. P. 89–97.
8. Abbot I. H. and Doenhoff A. E. Theory of wing sections. New York.: Dover Publications, 1959. P. 462–463.
9. Пэнкхерст Р., Холдер Д. Техника эксперимента в аэродинамических трубах. М.: ИЛ., 1955. 667 с.

Статья поступила в редакцию 20 июля 2009 г.