

Расчетно-экспериментальное исследование эффективности управления обтеканием крылового профиля посредством распределенного массообмена*

В.И. Корнилов¹, Е.А. Шквар^{2,3}

¹Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

²Чжэцзянский педагогический университет, Цзиньхуа, Китай

³Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

E-mail: kornilov@itam.nsc.ru; shkvar.eugene@qq.com

Численно и экспериментально исследована эффективность стационарного управления турбулентным пограничным слоем крылового профиля NASA 0012 посредством вдува/отсоса через перфорированные секции, расположенные на смежных сторонах крыла в окрестности его задней кромки. Коэффициенты расхода в секциях изменялись в диапазоне $0 \div 9,33 \cdot 10^{-4}$ и $0 \div 8,48 \cdot 10^{-4}$ соответственно. Исследования выполнены при числе Рейнольдса $Re_c = 0,7 \cdot 10^6$ в диапазоне углов атаки $\alpha = -6 \div 6^\circ$. Эффективность метода управления оценивалась по результатам измерений с помощью оригинального метода, предложенного Джонсом, основанном на траверсировании следа позади крылового профиля, и модификации указанного метода, а также по данным численного моделирования. Показано, что учет поправки в формуле Джонса особенно важен для ситуаций с раздельным отсосом и вдувом, поскольку массообмен через обтекаемую поверхность приводит к изменению количества движения, приносимого в пограничный слой из внешнего невозмущенного потока.

Ключевые слова: крыловой профиль, турбулентный пограничный слой, распределенный массообмен, подъемная сила, сопротивление, аэродинамическое качество.

Введение

Непрерывная оптимизация авиационных конструкций, осуществляемая в течение последних десятилетий на воздушном транспорте, способствовала значительному снижению индуктивного сопротивления скоростных самолетов. Заметно меньший успех достигнут в снижении вязкого сопротивления, обусловленного сдвиговым напряжением жидкости, являющемся причиной возникновения сопротивления трения и связанного с ним дополнительного сопротивления давления, суммарная доля которых в общем балансе сопротивления может достигать порядка 55 % [1]. При этом отрыв потока, при возникновении которого линии тока отклоняются от аэродинамической поверхности,

* Исследовательская работа первого автора поддержана РФФИ (грант № 18-08-00256), также исследование частично поддержано в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610137-0, No. 0323-2018-0005) с использованием оборудования ЦКП «Механика» ИТПМ СО РАН.

является дополнительным фактором, который может способствовать значительному увеличению сопротивления давления.

Важнейшим фактором дальнейшего успеха в снижении вязкого сопротивления является разработка эффективных способов управления пристенными турбулентными течениями. Среди них методы управления, основанные на использовании распределенного вдува газа через высокотехнологичную мелкоперфорированную плоскую поверхность, выглядят достаточно привлекательными [2–8]. В то же время распределенный отсос [9] может принести несомненную пользу при его применении в тех областях течения, где вдув является контрпродуктивным. Следовательно, комбинированный подход, предусматривающий возможность одновременного применения как вдува, так и отсоса, является важной составляющей такого рода исследований. Вместе с тем возможности комбинированного подхода, в частности, вдува на одной стороне крыла и отсоса на другой стороне, изучены в основном для выборочных условий, отличающихся типом крыльев, диапазоном углов атаки и режимом исследований, и, по существу, ограничены численным анализом. Причем лишь несколько исследований было посвящено изучению эффективности этого метода управления в условиях безотрывного обтекания, точнее, в диапазоне крейсерских углов атаки.

В работе [9] был выполнен подробный численный анализ состояния течения, а также составляющих аэродинамического сопротивления и подъемной силы на крыловом профиле NASA 4412 для равномерного вдува и равномерного отсоса как на стороне давления, так и на стороне разрежения для числа $Re_c = 0,2 \cdot 10^6$. Хорошо протестированная программа, детальная вычислительная сетка и тщательная процедура постановки граничных условий позволили авторам в рамках модели крупных вихрей (LES, Large Eddy Simulation) получить интересные результаты, качественно согласующиеся с данными работ [10, 11]. Были сделаны следующие основные выводы. 1. Равномерный отсос на стороне разрежения выгоден: хотя он и увеличивает локальное трение, однако уменьшает сопротивление давления на достаточную величину, снижая, таким образом, общее сопротивление C_x . При интенсивности отсоса $0,2 \% U_\infty$ достигнуто наибольшее увеличение аэродинамического качества крыла — примерно на 11 % в сравнении с базовым случаем. 2. Равномерный вдув на стороне давления положительно влияет на аэродинамическую эффективность, поскольку он уменьшает трение и тем самым общее сопротивление. 3. Равномерный отсос на стороне разрежения в сочетании с равномерным вдувом на стороне давления также благоприятно сказываются на аэродинамической эффективности, поскольку оба воздействия полезны при применении по отдельности.

В рамках модели идеальной несжимаемой жидкости автором работы [12] была решена оптимизационная задача, позволяющая спроектировать крыловой профиль с проницаемым участком, оптимальное положение которого обеспечивает максимальный эффект вдува или отсоса. Было показано, в частности, что уменьшение суммарного коэффициента сопротивления C_x достигается за счет значительного уменьшения толщины пограничного слоя, которое обеспечивается при интенсивном отсосе. Однако по мнению авторов настоящей работы это утверждение требует уточнения с учетом того, что в данной постановке имеет место существенный рост влияния сил трения.

В работе [11] экспериментально исследовалось влияние равномерного вдува (в отсутствие отсоса) на изменение турбулентного трения на крыловом профиле Clark-U. Авторы использовали два типа проницаемых материалов: пористую металлическую пластину со степенью проницаемости 15 % и средним диаметром пор $d = 15$ мкм и перфорированную металлическую пластину с диаметром отверстий $d = 0,5$ мм. Вдув осуществлялся на задней части верхней поверхности крыла. Эксперимент проводился при скорости набегающего потока $U_\infty = 58$ м/с, что соответствует числу Рейнольдса по хорде крыла $Re_c = 1,5 \cdot 10^6$, а угол атаки α составлял 0° и 6° . Было обнаружено, что вследствие

вдува локальное трение снижается на 20–40 %. Однако полное сопротивление C_x , оцененное по профилю давления в следе, в этом случае даже возрастает.

В исследовании [10] изучалась возможность применения комбинированного метода управления несжимаемым турбулентным пограничным слоем на симметричном крыловом профиле с относительной толщиной 12 % путем вдува/отсоса через мелкоперфорированные секции, являющиеся частью поверхности крыла. Было показано, что увеличение давления вследствие вдува на одной стороне крыла и его уменьшение за счет отсоса на противоположной стороне приводят к суммарному эффекту, характеризующемуся увеличением подъемной силы и, как следствие, выигрышем аэродинамического качества крыла, достигающим 3-х единиц.

Однако в условиях повышенного расхода воздуха формализованный подход оценки эффективности комбинированного метода управления турбулентным пограничным слоем, основанный на использовании метода импульсов для определения профильного сопротивления крыла, нуждается в корректировке. С учетом описанных выше обстоятельств целью настоящей работы явилось рассмотрение методологических аспектов использования метода импульсов в эксперименте в условиях повышенного массообмена и изучение эффективности комбинированного метода управления турбулентным пограничным на основе модифицированного подхода.

1. Техника, методика и условия исследований

Эксперименты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН с размерами рабочей части $1 \times 1 \times 4$ м при скорости набегающего потока $U_\infty = 21$ м/с, что соответствовало значению числа Рейнольдса, вычисленному по хорде крыла, $Re_c = 0,7 \cdot 10^6$. Степень турбулентности в ядре потока при данной скорости U_∞ составляет около 0,05 %.

1.1. Экспериментальная модель. Методика эксперимента

Экспериментальная модель представляет собой прямоугольное в плане крыло, составленное из профильных сечений подобных профилям НАСА с относительной толщиной $t^* = t/c = 0,12$. Схема эксперимента с расположенной в аэродинамической трубе моделью крыла показана на рис. 1. Крыло изготовлено из влагостойкой древесины и имеет

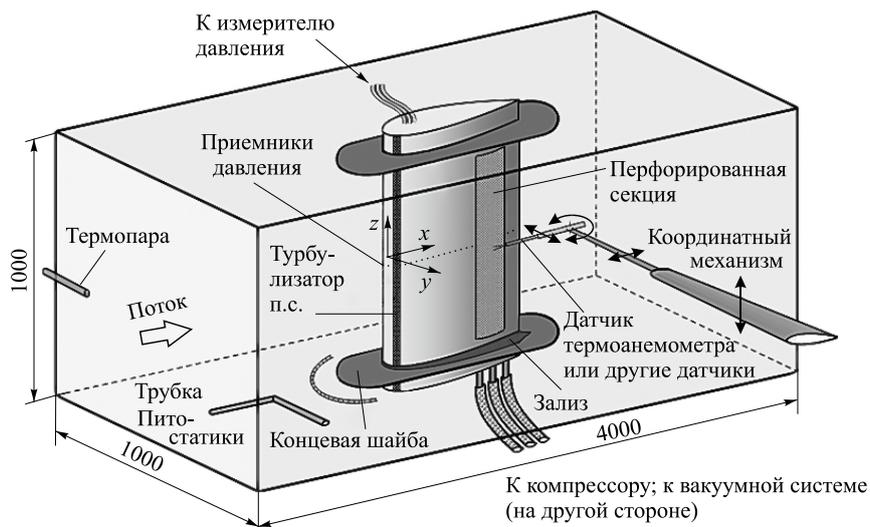


Рис. 1. Схема эксперимента.

симметричный профиль с хордой $c = 501$ мм, размахом $z = 950$ мм и максимальной толщиной $t = 60$ мм. Для того чтобы избежать неоднозначности режима течения на поверхностях крыла, в частности, вследствие формирования области перехода, пограничный слой искусственно турбулизировался. С этой целью использовалась самоклеящаяся противоскользкая лента средней зернистости длиной 20 мм (по оси x) и высотой $h = 0,6$ мм, которая наклеивалась по размаху крыла на обеих его сторонах на расстоянии от передней кромки, приблизительно равном 5 % хорды. Точный выбор положения и размеров турбулизатора для конкретных аэродинамических условий зависит от ряда факторов, носит индивидуальный характер, тем самым нередко вызывая определенные трудности. В данной работе высота турбулизатора h была определена по формуле $h = 12k/Re_{ft}$ [13], справедливой для двумерной шероховатости, где Re_{ft} — число Рейнольдса на 1 фут, а величина k , зависящая от числа Рейнольдса Re_x , оказалась равной 1000.

Для организации равномерного отсоса и вдува использовались заделанные заподлицо с основной поверхностью мелкоперфорированные участки длиной 76 мм и размахом 400 мм, изготовленные по технологии второго поколения и расположенные по обеим сторонам крыла. Крыло оснащено индивидуальными камерами для отсоса и вдува воздуха, расположенными непосредственно под перфорированной стенкой. Положение передней (x_1) и задней (x_2) границ перфорированных участков составляет $0,623c$ и $0,775c$ от передней кромки крыла. Степень проницаемости перфорированного материала составляет около 18 %. Средний диаметр d пор (отверстий), расположенных в шахматном порядке, равен 0,17 мм, толщина стенки — 1,1 мм, удлинение пор — 6,7. При выборе параметров перфорированного материала за основу были приняты следующие соображения.

Известно [2], что перфорированная поверхность должна удовлетворять комплексу минимальных требований: высоким качеством отделки, необходимой относительной толщиной t/d , повышенной равномерностью расположения отверстий и их оптимальным диаметром, а также достаточной степенью проницаемости. Лишь при соблюдении указанных требований можно надеяться, что исходный пограничный слой (при отсутствии вдува (отсоса)) будет иметь свойства классического, являющегося основой для изучения характеристик модифицированного течения на крыле. При этом очень важно, чтобы обтекание перфорированной стенки было эквивалентно обтеканию гидравлически гладкого аналога. Равномерность вдува и отсоса воздуха по размаху крыла z дополнительно обеспечивалась путем использования хонейкомба с регулируемой в направлении оси z степенью проницаемости и мелкоячеистого фильтра, установленных непосредственно под перфорированной поверхностью. Предварительные измерения показали, что разница ΔU между локальной средней скоростью с отсосом U_s на фиксированной высоте y в пограничном слое и аналогичной величиной без отсоса U_0 имеет почти постоянное значение в пределах значительной протяженности по оси z .

При использовании количественной характеристики отсасываемого (вдуваемого) воздуха предпочтение было отдано безразмерному коэффициенту расхода

$$C_q = \rho_{s(b)} v_{s(b)} F_{s(b)} / \rho_{\infty} U_{\infty} S, \quad (1)$$

где $\rho_{s(b)} v_{s(b)}$ — произведение плотности и скорости отсасываемого (вдуваемого) воздуха, $\rho_{\infty} U_{\infty}$ — произведение плотности и скорости набегающего потока, $F_{s(b)}$ — суммарная площадь отверстий, S — площадь крыла в плане. Здесь скорости отсоса v_s и вдува v_b определялись по расходу отсасываемого (вдуваемого) воздуха через площадь $F_{s(b)}$, контролируемому с помощью расходомера Electronic Mass Flow Meter фирмы Aalborg с погрешностью, не превышающей 1,5 % максимального значения.

Средняя скорость U в исследуемой точке поля потока и продольная компонента пульсаций скорости u'_{rms} измерялись с помощью комплекса термоанемометрической

аппаратуры 55M0 фирмы DANTEC. В качестве первичного преобразователя использовался датчик термоанемометра с чувствительным элементом в виде вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм. Датчик эксплуатировался в режиме постоянной температуры при перегреве 1,7.

Используемые в процессе измерений датчики (трубка Пито-статики, зонд статического давления, датчик термоанемометра) устанавливались в координатном механизме с тремя степенями свободы, смонтированном на боковой стенке аэродинамической трубы (см. рис. 1). Для удобства измерений в пограничном слое и в следе крыловой профиль устанавливался вертикально в плоскости симметрии рабочей части трубы. При этом профили средней скорости и пульсаций скорости в пограничном слое крыла, а также профили давления в следе (позади центрального сечения) измерялись в скоростной системе координат, не связанной с углом атаки крыла.

1.2. Методологические проблемы, особенности обработки и анализа экспериментальных данных

Прямые измерения аэродинамических сил и моментов, действующих на крыло при наличии массообмена через обтекаемую поверхность, затруднены наличием системы подвода (отвода) воздуха, что неизбежно снижает точность любых весовых измерений. Исходя из этого, коэффициент профильного сопротивления отсека крыла C_x , представляющий собой сумму сопротивления трения и сопротивления давления при отсутствии массообмена, обычно определяется хорошо известным методом импульсов [14]:

$$C_x = \frac{2}{c} \int_{y_1}^{y_2} \sqrt{\frac{P_{0w} - P_w}{P_0 - P_\infty}} \left(1 - \sqrt{\frac{P_{0w} - P_\infty}{P_0 - P_\infty}} \right) dy, \quad (2)$$

или

$$C_x = \frac{2}{c} \int_{y_1}^{y_2} \varphi(y) dy, \quad (3)$$

здесь $\varphi(y)$ — подынтегральная функция, в которой $(P_{0w} - P_w)$ — перепад между полным и статическим давлениями в следе, а $(P_0 - P_\infty)$ — перепад между полным и статическим давлениями набегающего потока. В настоящей работе указанные комплексы давления измерялись с помощью трубки Пито-статики диаметром 2 мм с приемными отверстиями статического давления диаметром 0,17 мм, расположенной на расстоянии 183 мм ($0,365c$) от задней кромки крыла, и с помощью штатной трубки Пито-статики, расположенной на расстоянии $2,4c$ впереди модели. Преимущество данного подхода в сравнении с термоанемометрией обосновано в работе [15]. Коэффициент подъемной силы определялся по результатам интегрирования распределения давления на поверхности крыла с помощью приемников давления, расположенных вдоль его центральной хорды:

$$C_y = \int_0^1 (C_{p_n} - C_{p_p}) d(x/c), \quad (4)$$

где индексы n и p относятся к наветренной и подветренной сторонам крыла.

Формула (2), длительная история применения которой берет начало еще в 1936 г., многократно демонстрировала свою применимость и надежность для определения профильного сопротивления при обтекании крыльев и других тел как при отсутствии массообмена [14, 15], так и даже при относительно слабом массообмене [16]. Вполне резонным основанием было также ее применение в работах [10, 17] при анализе обтекания секции прямоугольного крыла при наличии относительно слабого отсоса и вдува воздуха вблизи задней кромки. Однако в этом случае результаты, полученные по формуле (2), при наличии отсоса в рассматриваемой области неожиданно показали значительное снижение сопротивления, формальной причиной которого оказалось уменьшение ширины

и наполненности следа. Полученный при этом высокий позитивный результат нельзя было подтвердить, основываясь на каких-либо убедительных физических соображениях. Действительно, при наличии развитого турбулентного течения отсос в области неблагоприятного градиента давления вряд ли способен привести к ламинаризации течения, и его влияние должно проявляться в виде роста сопротивления трения. Это обстоятельство позволило авторам усомниться в корректности применения формулы (2) при массообмене через обтекаемую поверхность. Последующий теоретический анализ привел к однозначному выводу о некорректности применения этой формулы при вдуве и отсосе, а также позволил предложить подход к ее уточнению на основе компенсации изменения количества движения потока, обусловленного нарушением баланса массы перед и за обтекаемым телом. Ниже приведен вывод модифицированного варианта формулы (2), выполненный Е.А. Шкваром.

По сути, в основе формулы (2) лежит фундаментальная теорема об изменении количества движения, примененная к замкнутой области, охватывающей обтекаемое тело. Будем считать, что поток на гранях области АВ, ВС и DA (рис. 2) является невозмущенным и равномерным со скоростью U_∞ , т.е. грани АВ, ВС и DA достаточно удалены, тогда как грань CD расположена на небольшом расстоянии от обтекаемого тела, где след еще не размыт и имеет соизмеримую с поперечными размерами тела толщину. При этом грань АВ является входной, а грань CD — выходной для потока. Кроме того, будем полагать возможное наличие отсоса и/или вдува в неких произвольных областях EF и GH соответственно, которые в общем случае могут быть расположены как на подветренной, так и на наветренной стороне обтекаемого тела произвольной геометрии, но в двумерной постановке.

Предполагается безусловное удовлетворение условию баланса массы, протекающей через контур внешней области ABCD, с учетом дополнительного массового расхода при наличии массообмена через области EF и GH контура обтекаемого тела $Q_{add} = \rho_n v_n S_1 = \rho_n v_n \Delta l$, где ρ_n — плотность отсасываемого или вдуваемого воздуха, v_n — осредненная по площади проницаемой секции скорость потока по нормали к обтекаемой поверхности, имеющая при отсосе (v_s) отрицательный, а при вдуве (v_b) — положительный знак в соответствии с ее направлением по отношению к обтекаемой поверхности; $S_1 = \Delta l \cdot 1$ — площадь проницаемой секции с шириной Δl и единичной длиной вдоль размаха. Связь между v_n и C_q устанавливается следующим очевидным соотношением: $v_n = \bar{\rho}_n C_q U_\infty / \bar{S}_p$, где $\bar{\rho}_n = \rho_n / \rho_\infty$ — безразмерная плотность вторичного воздуха (в лабораторных условиях $\bar{\rho}_n = 1$), $\bar{S}_p = S_p / S$ — безразмерная площадь проницаемой секции. Массовый расход в выходном сечении CD однозначно определяется интегралом

$$Q_{CD} = \int_{y_C}^{y_D} \rho u dy, \text{ а дополнительное количество движения, привносимое в область ABCD}$$

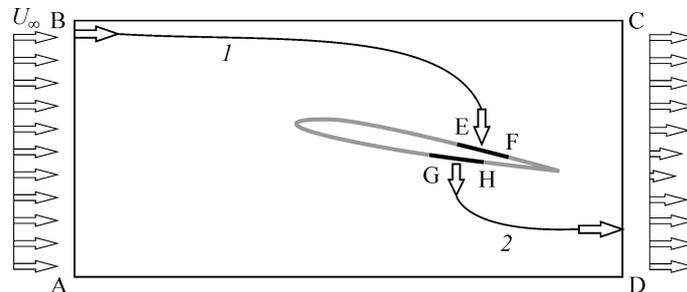


Рис. 2. Схема обтекания крылового профиля при массообмене через обтекаемую поверхность.

Линии 1 и 2 демонстрируют соответственно направление притока и оттока дополнительной массы.

через АВ при отсосе либо, напротив, не поступающее из-за наличия вдува, определяется дополнительным расходом Q_{add} и скоростью невозмущенного потока U_{∞} , а именно: $K_{\text{add}} = -Q_{\text{add}} U_{\infty} = -U_{\infty} \rho_n v_n \Delta l$, где отрицательный знак корректирует знак нормальной скорости массообмена. Отметим, что дополнительное количество движения в проекции на направление скорости набегающего потока U_{∞} через контур обтекаемого тела в поток не привносится, учитывая, прежде всего, практически нормальное к U_{∞} направление массообмена через обтекаемую поверхность и малость его скорости. Далее, в соответствии с общей схемой применения теоремы об изменении количества движения, вычисляя импульс силы лобового сопротивления как разность количеств движений на входной АВ $\left(K_{\text{AB}} = Q_{\text{CD}} U_{\infty} = \int_{y_c}^{y_D} U_{\infty} \rho u dy \right)$ и выходной CD $\left(K_{\text{CD}} = \int_{y_c}^{y_D} \rho u^2 dy \right)$ гранях, а также с учетом K_{add} и различия полных и статических давлений (P_0, P_{∞}) на АВ и (P_{0w}, P_w) на CD, после соответствующего обезразмеривания по скоростному напору внешнего потока $\rho U_{\infty}^2 / 2$ окончательно получаем формулу для C_x в следующем виде:

$$C_x = \frac{2}{c} \int_{y_1}^{y_2} \sqrt{\frac{P_{0w} - P_w}{P_0 - P_{\infty}}} \left(1 - \sqrt{\frac{P_{0w} - P_{\infty}}{P_0 - P_{\infty}}} \right) dy + \Delta C_x, \quad (5)$$

где ΔC_x — дополнительный корректирующий член, учитывающий массообмен через поверхность и вычисляемый по формуле

$$\Delta C_x = -2 \bar{\rho}_n \bar{v}_n \bar{\Delta l}, \quad (6)$$

здесь $\bar{v}_n = v_n / U_{\infty}$ — безразмерная скорость массообмена через обтекаемую поверхность, $\bar{\Delta l}_n = \Delta l / c$ — безразмерная ширина проницаемой секции.

1.3. Реализация численного метода расчета

Одной из основных целей настоящего исследования является подтверждение корректности выполненной модификации формулы Джонса на случай массообмена через обтекаемую поверхность, которая изначально получена для двумерных течений. С учетом последнего соответствующий расчетный метод на данном этапе исследований также был разработан в двумерной постановке. Проблема состоит в том, чтобы расчетным путем получить основные распределенные ($C_p(x)$, $C_f(x)$) и интегральные (C_x , C_y , K) характеристики обтекания профиля NASA0012 при выборочном угле атаки ($\alpha = 6^\circ$) и максимальном расходе отсасываемого воздуха, имевшему место в эксперименте.

Основные уравнения

Для моделирования стационарного внешнего обтекания профиля решалась система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS) в предположении стационарного, несжимаемого и преимущественно турбулентного потока воздуха, что полностью соответствует сформулированным выше рабочим условиям:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{V} = 0, \\ (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla p / \rho + \nabla \cdot (\nu \nabla \vec{V} + \bar{\sigma}_{ij}), \end{cases} \quad (7)$$

где \vec{V} — вектор скорости, P — давление, $\rho = 1,225 \text{ кг/м}^3$ — плотность, $\bar{\sigma}_{ij} = -\overline{u_i u_j}$ — дополнительные напряжения Рейнольдса, которые являются результатом диссипативного механизма турбулентного обмена. Турбулентность моделировалась на основе модели Спаларта–Аллмараса [18], которая позволяет при минимальных временных затратах

получить с приемлемой точностью значения коэффициентов C_x , C_y , а также аэродинамического качества K , практически не уступая в точности наиболее популярной для рассматриваемого течения двухпараметрической $k-\omega$ SST модели турбулентности [19, 20]. Для численного решения (7) был применен пакет Fluent программного комплекса ANSYS 17.1. При расчетах, которые проводились с двойной точностью представления чисел с плавающей точкой, порядок точности дискретной формы всех решаемых уравнений принимался равным 2, а допустимые максимальные остаточные значения невязок ε для всех моделируемых переменных выбирались равными 10^{-6} . Кроме того, принимая во внимание необходимость учета фактора массообмена через обтекаемую поверхность, полученное численное решение дополнительно тестировалось на предмет выполнения интегрального баланса массы на внешней границе расчетной области и обтекаемой поверхности профиля с учетом массообмена, задаваемого посредством «определенных пользователем функций» (user defined functions — UDF), и величина расхождения всегда соответствовала условию $\varepsilon_{\Sigma} \leq 3 \cdot 10^{-8}$.

Расчетная область и вычислительная сетка

Расчетная область (рис. 3) имела C-топологию (в силу симметрии на рис. 3а изображена её половина) и ее размеры определялись следующими значениями: длина грани AB — $8c$, радиус дуги BC — $6c$. Внутри области ABCDE строилась структурированная сетка, сгущение которой по мере приближения к аэродинамическому профилю E выбиралось, исходя из обеспечения условия высоты пристенных ячеек в координатах закона стенки $y_1^+ \leq 1$, что удалось достичь при количестве узлов 410000 и применении сгущения с большими множителями (1000–1500). Кроме того, в связи с необходимостью определения применимости формулы (2) и для обеспечения высокого разрешения при вычислении параметров вязкого течения за профилем было произведено сгущение сетки в окрестности задней кромки и за ней, а также в области ближнего следа. По причине сильной неравномерности сетки ее детальная структура дополнительно представлена

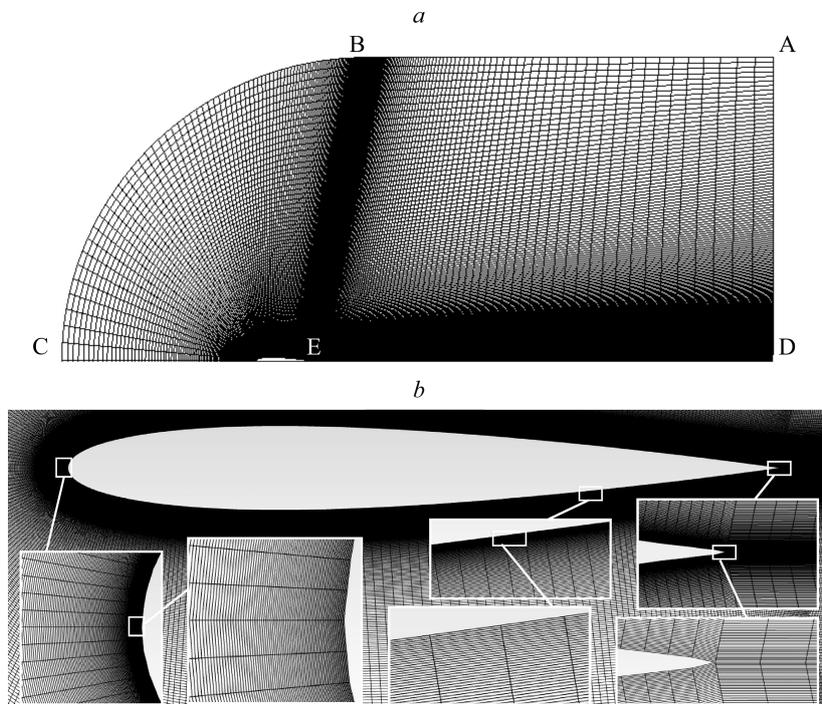


Рис. 3. Геометрия расчетной области (а) и структура сетки (б) в окрестности крылового профиля.

для ряда характерных локальных прямоугольных подобластей вдоль поверхности обтекаемого профиля в увеличенном масштабе (рис. 3b). Результаты верификации сетки в процессе предварительного тестирования показали, что дальнейшее увеличение числа узлов и уменьшения y_1^+ не приводит к сколько-нибудь значимым изменениям в результатах численных расчетов.

Граничные условия

В соответствии с принятой в ANSYS Fluent формализацией граничные условия задавались следующим образом. На внешней поверхности расчетной области, определяемой гранью АВ и дугой ВС, задаются соответственно компоненты продольной $V_x = U_\infty \cos \alpha$ и нормальной $V_y = U_\infty \sin \alpha$ скорости (velocity-inlet), интенсивность турбулентности составляет 0,05 % от U_∞ , задняя грань АЕ имеет избыточное давление — 0 Па (pressure-outlet), поверхность профиля F представляет собой неподвижную стенку с условием непроницаемости $V_x = V_y = 0$ (wall). Особого внимания требует задание граничных условий в областях массообмена через обтекаемую поверхность с учетом рассматриваемой модификации. Для этой цели применялись UDF, которые формировались для каждого из решаемых уравнений с целью вычисления потоков соответствующей уравнению переменной через каждую из граней сетки, примыкающих к поверхности в месте расположения перфорированных секций. В частности, для потока массы через произвольную пристенную грань, имеющую вдоль контура профиля длину Δl , поток массы при массообмене со скоростью v_n будет определяться выражением $Q_n = \rho v_n \Delta l$. Методологические преимущества, физическая корректность и вычислительная эффективность примененного здесь подхода к моделированию влияния массообмена через проницаемую поверхность на основе осредненной по площади скорости v_n подробно обсуждались и были обоснованы в работах [21, 22].

2. Результаты исследований

Оптимальный угол атаки α , который позволял бы надеяться на достижение максимального эффекта за счет управления пограничным слоем крыла, изначально не был известен. Чтобы не усложнять задачу дополнительным учетом влияния вторичных эффектов, обусловленных загромождением моделью крыла рабочей части аэродинамической трубы, углы атаки были ограничены значениями $\alpha = -6, -4, -2, 0, 2, 4, 6^\circ$. Далее наибольшее внимание будет уделено углу $\alpha = 6^\circ$, на котором получены наиболее интересные результаты. В частности, экспериментальное распределение коэффициента давления $C_p = f(x/c)$ (рис. 4), где $C_p = (P - P_\infty) / (0,5 \rho_\infty U_\infty^2)$, в котором P и P_∞ — давление на поверхности крыла и статическое давление набегающего потока соответственно, ρ_∞ — плотность воздуха, U_∞ — скорость набегающего потока, на первый взгляд не содержит ничего неожиданного и свидетельствует о безотрывном характере течения при $\alpha = 6^\circ$.

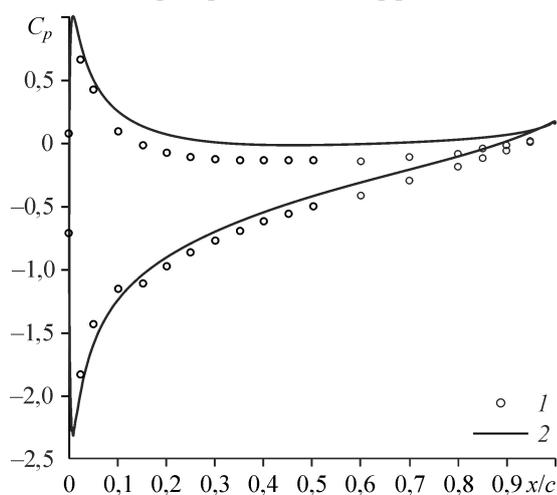


Рис. 4. Изменение коэффициента давления C_p вдоль хорды крыла при $\alpha = 6^\circ$.

1 — эксперимент, 2 — численный расчет для условий безграничного потока.

Однако нетрудно заметить, что измеренные в эксперименте значения C_p в основном располагаются внутри области, ограниченной расчетными значениями C_p для условий безграничного потока. По мнению авторов, основная причина возникновения такой ситуации обусловлена влиянием боковых стенок рабочей части аэродинамической трубы на свойства течения в окрестности крыла [23]. Действительно, наличие боковой стенки приводит к тому, что на подветренной стороне крыла близи его носка возникает конфузурный характер течения, что, естественно, способствует более существенному (в сравнении с безграничным потоком) росту скорости и, соответственно, формированию области более высокого разрежения. При этом отмеченный эффект распространяется вниз по течению на значительную часть подветренной стороны крыла. На наветренной стороне крыла также возникает конфузурный характер течения. Однако поскольку ось поворота крыла по углу атаки находится в области максимальной толщины профиля, и, как следствие, загромождение рабочей части с наветренной стороны увеличивается, конфузурный эффект здесь проявляется сильнее, чем на подветренной стороне. По этой причине на большей части наветренной стороны крыла также возникает разрежение, плохо воспроизводимое численным расчетом для условий безграничного потока. Отсюда можно предположить, что полученное в эксперименте распределение давления на поверхности крыла должно приводить к уменьшению коэффициента подъемной силы и, как будет показано ниже, такое уменьшение действительно имеет место.

2.1. Характеристики пограничного слоя

Экспериментальные профили средней скорости в пограничном слое при наличии максимального отсоса C_q и аналогичные профили для базового случая ($C_q = 0$) представлены на рис. 5 в виде зависимостей $U/U_p = f(y)$ в различных сечениях x/c по длине модели (здесь U_p — зависящая от нормальной координаты «у» средняя скорость потока, определенная по величине U_{pw} — скорости потенциального течения на стенке [24, 25], которая в свою очередь находилась экстраполяцией на поверхность линейного участка профиля за пределами пограничного слоя). В принципе профили не содержат ничего неожиданного, но можно заметить, что в области управления ($x/c = 0,623 - 0,775$) и ниже нее происходит активное наполнение профилей скорости в сравнении с соответствующими профилями для базовой конфигурации. Причем влияние отсоса начинается выше по потоку от области управления и распространяется практически до задней кромки крыла. Все это отчасти видно и по расчетным изолиниям средних скоростей, представленным на рис. 6. При наличии вдува, наоборот, профили скорости, как и следовало ожидать, имеют менее наполненный характер.

На рис. 7 приведены аналогичные сравнительные профили скорости, измеренные в центральной части области управления ($x/c = 0,699$) при различных углах атаки крыла α . Прежде всего, обращает на себя внимание тот факт, что пограничный слой на исследуемом крыловом профиле развивается без каких-либо особенностей и в диапазоне углов атаки $\alpha = -6^\circ \div 6^\circ$ носит безотрывный характер. Однако по мере увеличения α наличие отсоса приводит к плавному уменьшению средней скорости непосредственно в пристенной области течения. Кроме того, в этом случае заметен рост толщины пограничного слоя, вызванный естественным увеличением градиента давления dC_p/dx .

Важно также отметить, что пограничный слой на базовом крыловом профиле находится в развитом турбулентном состоянии на протяжении большей части хорды. Об этом свидетельствуют профили интегральной интенсивности пульсаций скорости $u'_{rms}/U_p = f(y)$ (рис. 8), максимальное значение которой $(u'_{rms})_{max}$ составляет около 8,5 % от скорости U_{pw} , что при прочих равных условиях, слабо отличается от равновесного значения на плоской пластине [8]. Как видно, наличие отсоса способствует существенному подавлению u'_{rms} практически по всей высоте пограничного слоя y . Причиной этому, очевидно, является результат комплексного воздействия отсоса на распределение u'_{rms} , который состоит как в интенсивном демпфировании процесса генерации возмущений

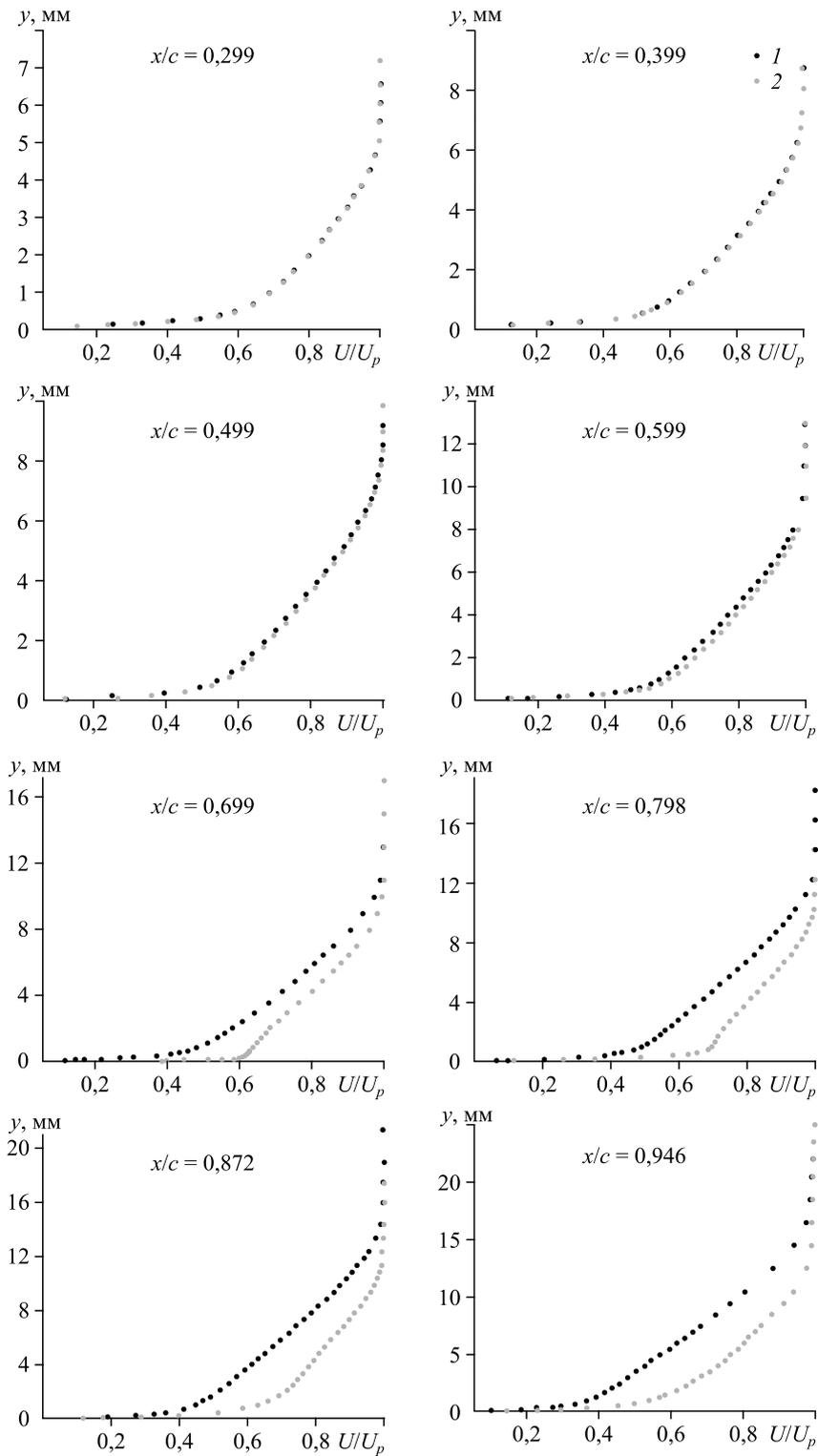


Рис. 5. Профили средней скорости в пограничном слое в различных сечениях x/c вдоль хорды крыла при наличии и отсутствии отсоса.

$C_q = 0$ (1), $9,33 \cdot 10^{-4}$ (2).

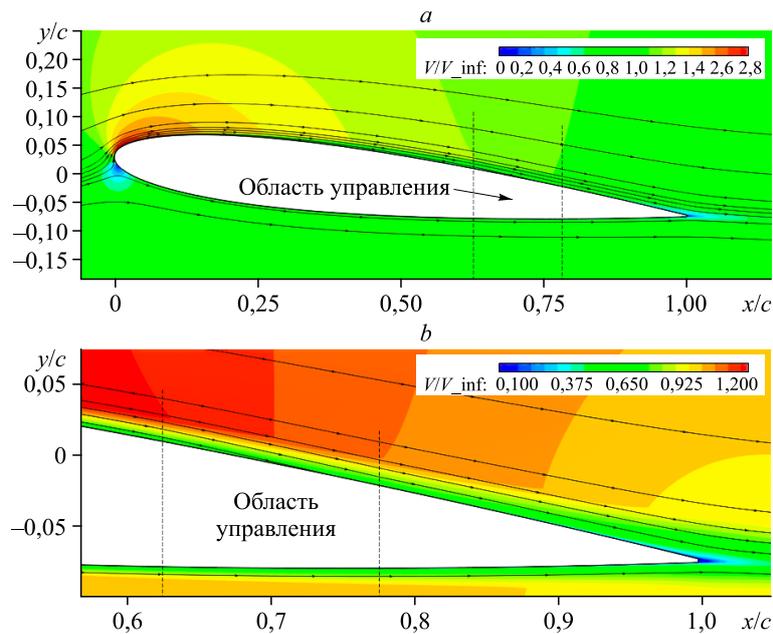


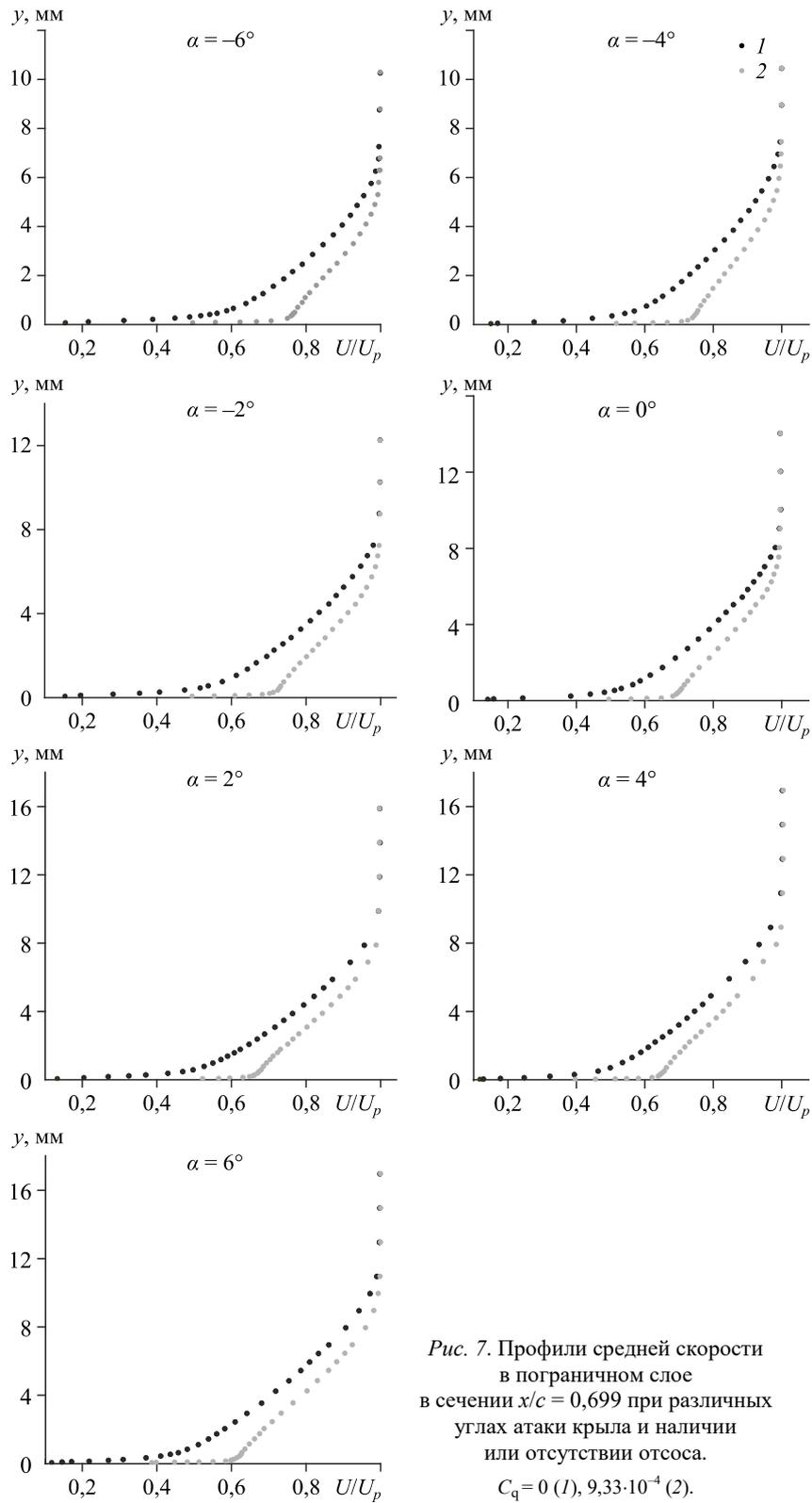
Рис. 6. Линии равных скоростей и линии тока при обтекании крылового профиля с отсосом. $C_q = 9,33 \cdot 10^{-4}$; модель целиком (а) и ее хвостовая часть (b).

на обтекаемой поверхности, так и в локальном уменьшении толщины сдвигового слоя и обусловленном этим вовлечением во внешнюю область массы газа с пониженным уровнем турбулентности извне пограничного слоя. Причем даже относительно небольшой расход отсасываемого воздуха способен вызвать отмеченные различные, но в результате охватывающие всю высоту пограничного слоя процессы переноса, о чем свидетельствуют профили средней скорости (рис. 9а) и профили интегральной интенсивности пульсаций скорости (рис. 9b), полученные в сечении $x/c = 0,699$ (середина области управления) при варьируемом значении коэффициента отсоса.

Данный факт качественно соответствует экспериментальным результатам [26] на плоской пластине, что свидетельствует об определенной аналогии при воздействии отсоса в двух типах течений. Кроме того, отчетливо видно (см. рис. 8), что влияние отсоса на турбулентные пульсации скорости начинается выше по потоку области управления и становится особенно заметным ниже указанной области. В то же время уровень турбулентных пульсаций скорости в последней области постепенно приближается к базовым значениям, а непосредственно вблизи стенки даже превышает его.

Следует также отметить, что хотя характер изменения профилей $u'_{rms}/U_p = f(y)$ при увеличении угла атаки крыла имеет общие признаки при $C_q = 0$ и $C_q \neq 0$ (рис. 10), тем не менее, наблюдается некоторый рост пульсаций скорости за счет отсоса, вследствие чего разница в u'_{rms} в сравнении с базовыми значениями уменьшается, что особенно заметно в пристенной области течения.

Представляет интерес изменение важнейших характеристик пограничного слоя — толщины вытеснения δ^* , толщины потери импульса δ^{**} и формпараметра $H = \delta^*/\delta^{**}$ — в зависимости от ряда важных параметров. Рассмотрим их, главным образом, на примере воздействия отсоса, имея в виду, что динамика изменения δ^* и δ^{**} в условиях ддува по существу носит противоположный характер. В частности, на рис. 11 при $\alpha = 6^\circ$ представлено распределение анализируемых характеристик вдоль хорды крыла. Видно, что



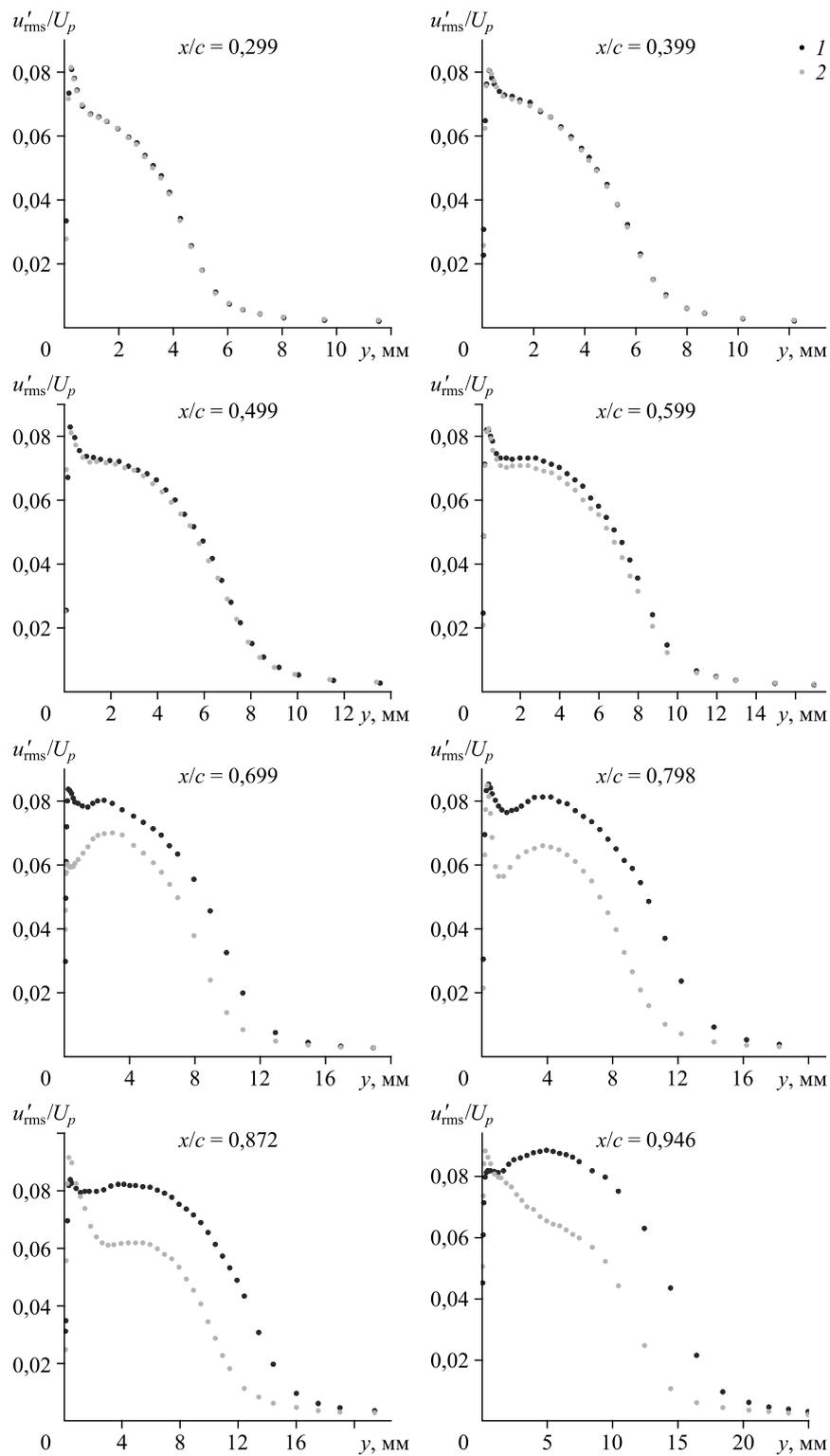


Рис. 8. Профили продольной компоненты пульсаций скорости в пограничном слое в различных сечениях x/c вдоль хорды крыла при наличии или отсутствии отсоса.

$C_q = 0$ (1), $9,33 \cdot 10^{-4}$ (2).

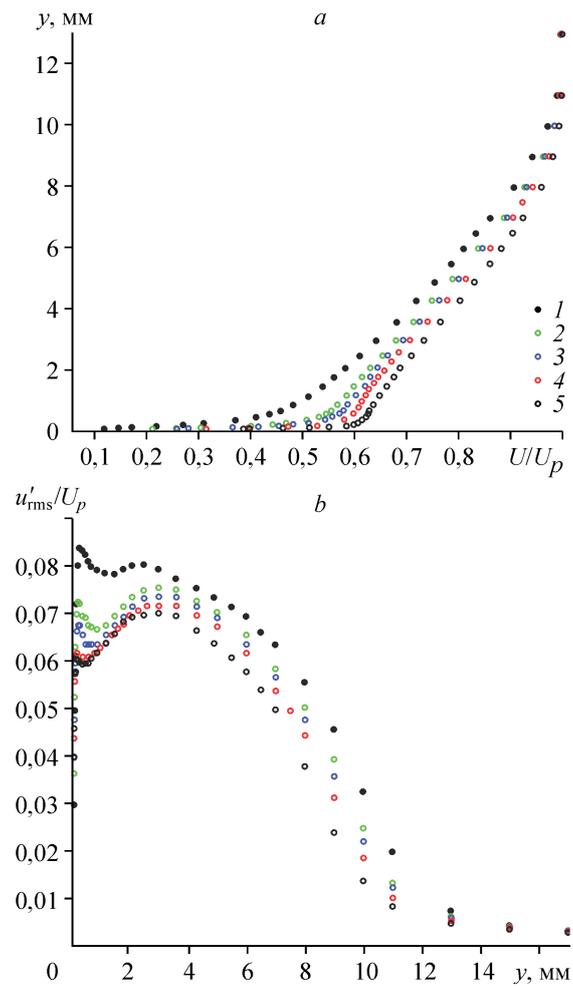


Рис. 9. Профили средней скорости (а) и продольной компоненты пульсаций скорости (б) в пограничном слое в сечении $x/c = 0,699$ при различных значениях коэффициента отсоса. $C_q \cdot 10^4 = 0$ (1), 2,98 (2), 4,65 (3), 6,99 (4), 9,33 (5).

на базовом профиле имеет место интенсивный рост интегральных величин δ^* и δ^{**} , усиливающийся при увеличении продольной координаты x/c , что обусловлено наличием неблагоприятного градиента давления на большей части крыла. Вместе с тем темп изменения формпараметра H является слабым, а сами значения H , при прочих равных условиях, не столь существенно отличаются от соответствующих значений на плоской пластине [8]. Вполне естественно, что наличие отсоса приводит к существенному уменьшению характеристик δ^* и δ^{**} в области управления и последующему активному их росту ниже по потоку отмеченной области. При этом полученные экспериментальные зависимости $\delta^*(x/c)$ и $\delta^{**}(x/c)$ с удовлетворительной точностью воспроизводятся результатами расчета (рис. 12).

При наличии вдува характер изменения зависимостей $\delta^*(x/c)$ и $\delta^{**}(x/c)$ меняется в сторону увеличения значений δ^* и δ^{**} в области управления. Причем, как и в случае отсоса, влияние отмеченной области на указанные характеристики также начинается заметно выше по потоку.

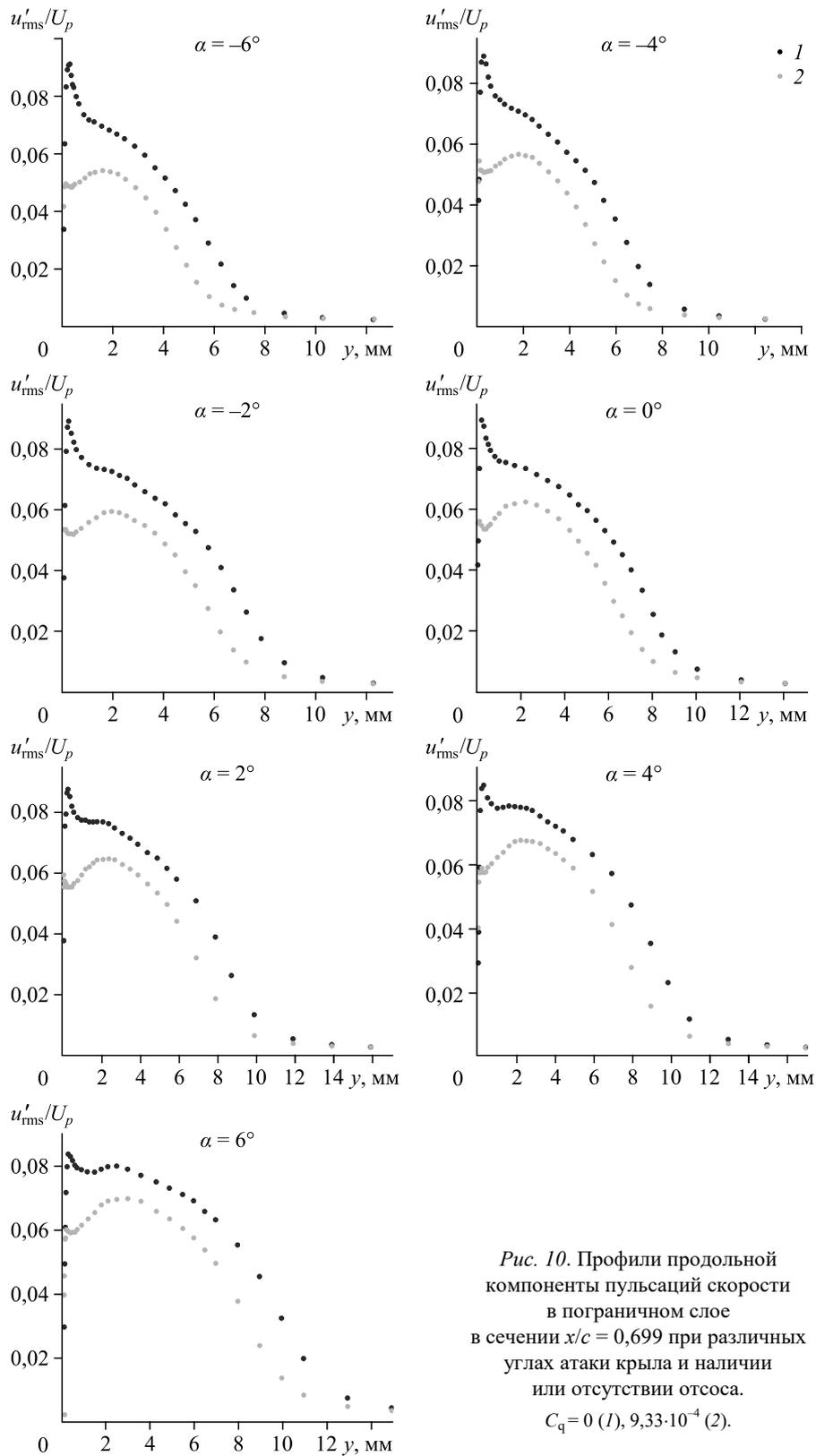


Рис. 10. Профили продольной компоненты пульсаций скорости в пограничном слое в сечении $x/c = 0,699$ при различных углах атаки крыла и наличии или отсутствии отсоса. $C_q = 0$ (1), $9,33 \cdot 10^{-4}$ (2).

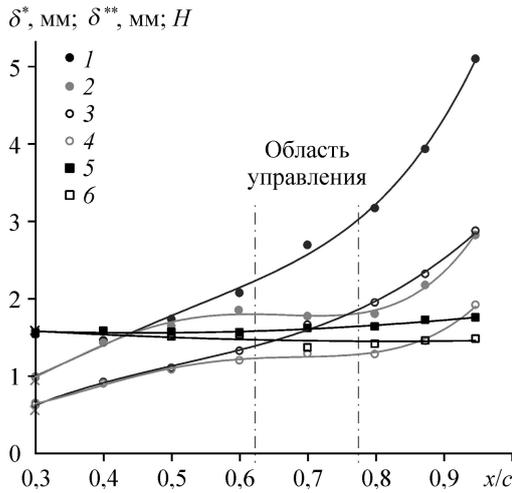


Рис. 11. Изменение интегральных характеристик пограничного слоя по длине крыла при наличии и отсутствии отсоса при $\alpha = 6^\circ$.

1, 2 — δ^* ; 3 — δ^{**} , $C_q = 0$; 4 — δ^{**} , $C_q = 9,33 \cdot 10^{-4}$;
5 — H , $C_q = 0$; 6 — H , $C_q = 9,33 \cdot 10^{-4}$.

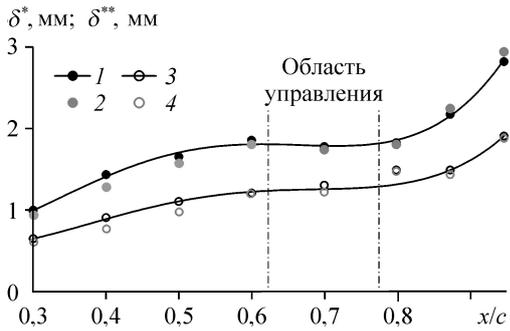


Рис. 12. Сравнение экспериментальных и расчетных интегральных характеристик пограничного слоя по длине крыла при наличии отсоса.

$C_q = 9,33 \cdot 10^{-4}$, $\alpha = 6^\circ$; 1, 2 — δ^* ,
3 — δ^{**} ; 1, 3 — эксперимент, 2, 4 — расчет.

О темпе изменения анализируемых интегральных толщин δ^* и δ^{**} в сечении $x/c = 0,699$ при увеличении интенсивности отсоса, характеризующейся коэффициентом расхода C_q , можно судить по рис. 13.

Видно, что по мере увеличения C_q линии тока внешнего течения приближаются к обтекаемой поверхности, вследствие чего пограничный слой становится все более тонким (см. рис. 9a), что и приводит к существенному уменьшению толщин вытеснения и потери импульса. При этом не заметно каких-либо признаков, свидетельствующих о достижении величиной C_q некоего критического значения.

Характер изменения интегральных толщин δ^* , δ^{**} и H в сечении $x/c = 0,699$ в зависимости от угла атаки крыла α показан на рис. 14. По мере увеличения α замечен активный рост анализируемых величин на базовом профиле, что вполне предсказуемо,

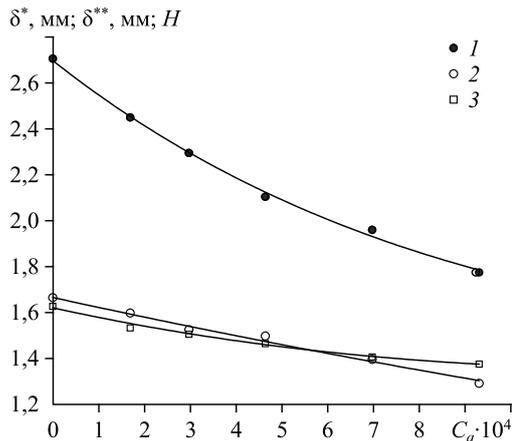


Рис. 13. Влияние коэффициента отсоса C_q на распределение толщины вытеснения (1), толщины потери импульса (2) и формпараметра пограничного слоя (3) в сечении $x/c = 0,699$ при $\alpha = 6^\circ$.

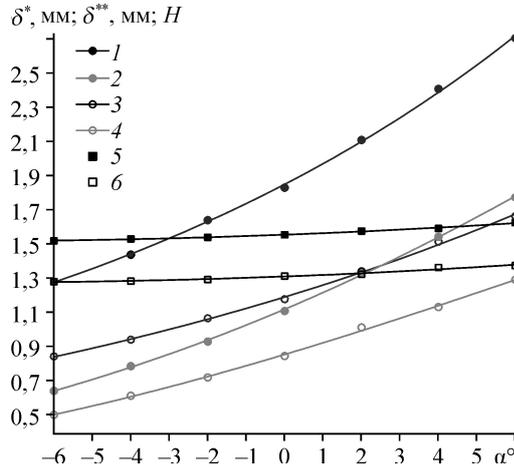


Рис. 14. Изменение интегральных характеристик пограничного слоя в сечении $x/c = 0,699$ в зависимости от угла атаки крыла.

1, 2 — δ^* , 3 — δ^{**} , $C_q = 0$; 4 — δ^{**} , $C_q = 9,33 \cdot 10^{-4}$;
5 — H , $C_q = 0$; 6 — H , $C_q = 9,33 \cdot 10^{-4}$.

Таблица 1

Сравнение результатов моделирования C_x на основе различных методов

Метод определения	Базовая конфигурация ($\alpha = 6^\circ$)	Отсос на подветренной стороне крыла: $C_{qs} = 9,33 \cdot 10^{-4}$	Отсос на подветренной и вдув на наветренной стороне крыла: $C_{qs} = 9,33 \cdot 10^{-4}$, $C_{qb} = 8,48 \cdot 10^{-4}$
Численное моделирование, непосредственное определение C_x	0,01582	0,01764 (+11,5 %)	0,01707 (+7,9 %)
Эксперимент, оценка C_x по формуле (2)	0,0162	0,0128 (-21,0 %)	0,0162 (0 %)
Численное моделирование, оценка C_x по формуле (2)	0,01445	0,0116 (-19,7 %)	0,01464 (+1,36 %)
Эксперимент, оценка C_x по формулам (5), (6)	0,0162	0,0171 (+5,56 %)	0,01659 (+2,41 %)
Численное моделирование, оценка C_x по формулам (5), (6)	0,01445	0,01589 (+10 %)	0,015032 (+4,07 %)

поскольку пограничный слой вследствие увеличения градиента давления dC_p/dx приближается к предотрывному состоянию. Наличие отсоса приводит к резкому уменьшению интегральных толщин δ^* и δ^{**} , что связано с естественным утоньшением пограничного слоя. Обращает на себя внимание тот факт, что отсос заметно влияет и на величину формпараметра H .

В целом, судя по распределениям интегральных характеристик пограничного слоя как на базовом крыловом профиле, так и при наличии массообмена и по согласованию с расчетом, можно полагать, что указанные характеристики, по-видимому, достаточно консервативны к влиянию побочных факторов на точность их измерения, в том числе к влиянию стенок рабочей части аэродинамической трубы.

2.2. Аэродинамические характеристики крылового профиля

Результаты моделирования аэродинамических коэффициентов C_x , C_y и аэродинамического качества K , полученного численно с применением формулы Джонса в оригинальном (2) и модифицированном (5), (6) вариантах, а также экспериментально, в целях удобства сравнения сведены в табл. 1 и табл. 2. Полученные результаты подтверждают целесообразность и физическую корректность предложенной поправки (6) к формуле Джонса (5). Результат численного воспроизведения формы подынтегральной функции $\varphi(y)$ (3) для трех моделируемых расчетных случаев в сечении следа, расположенном на расстоянии $x = 0,365c$ от задней кромки, представлен на рис. 15 в сравнении с соответствующими экспериментальными данными. Сопоставив графики, можно видеть вполне приемлемую воспроизводимость разработанной расчетной методикой особенностей деформации и изменения положения следа, представленной подынтегральной функцией φ (формула (3)) при воздействии отсоса на подветренной стороне как независимо, так и в сочетании с вдувом с противоположной стороны крыла.

Таблица 2

Сравнение результатов численного моделирования C_y и K на основе различных методов

Характеристика	Базовая конфигурация ($\alpha = 6^\circ$)	Отсос на подветренной стороне крыла: $C_{qs} = 9,33 \cdot 10^{-4}$	Отсос на подветренной и вдув на наветренной стороне крыла: $C_{qs} = 9,33 \cdot 10^{-4}$, $C_{qb} = 8,48 \cdot 10^{-4}$
C_y	0,61073	0,6532 (+7,0 %)	0,6836 (+11,9 %)
$K = C_y/C_x$	38,61	37,03 (-4,1 %)	41,56 (7,64 %)

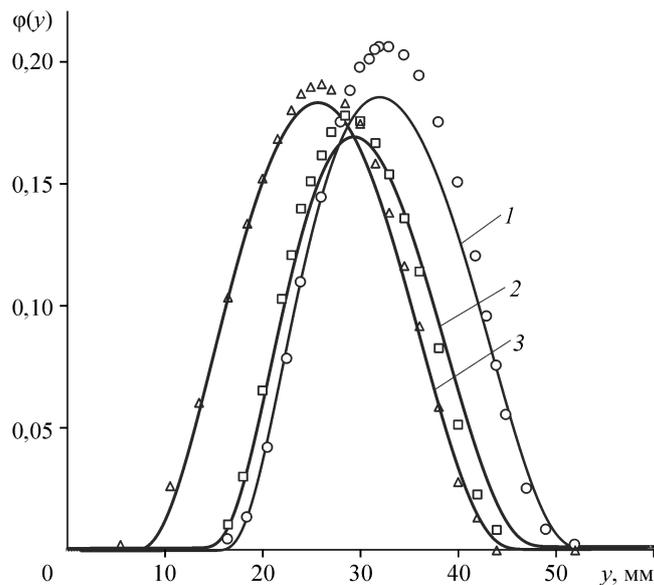


Рис. 15. Подынтегральная функция $\varphi(y)$ в сечении следа, расположенного на расстоянии $x = 0,365c$ от задней кромки при $\alpha = 6^\circ$.

1 — базовая конфигурация, 2 — отсос $C_q = 9,33 \cdot 10^{-4}$,
3 — комбинация отсоса $C_q = 9,33 \cdot 10^{-4}$ и вдува $C_q = 8,48 \cdot 10^{-4}$;
символы — экспериментальные данные, линии — численные расчеты.

Таким образом, проведенное численное моделирование обтекания профиля секции крыла для базовой конфигурации, а также при наличии отсоса и комбинации отсоса-вдува в целом демонстрирует адекватное физическим представлениям и полученным экспериментальным данным воспроизведение изучаемого метода управления течением. Расчет по модифицированной формуле Джонса (6), выполненный на основе как результатов экспериментальных исследований, так и анализа численных данных в области ближнего следа, демонстрирует для изученных случаев массообмена через обтекаемую поверхность более реалистичные тенденции и существенно лучшее соответствие результатам численного моделирования, нежели в случае применения оригинального варианта (2) этой формулы.

Относительно невысокая эффективность анализируемого метода управления при расположении перфорированных секций в хвостовой части крыла стимулировала проведение серии расчетов, направленных на поиск оптимального их положения вдоль хорды крыла. Наиболее интересные результаты представлены в табл. 3, где x_1 и x_2 — начальные координаты проницаемой области для первой и второй секций, длина которых во всех случаях составляет $0,152c$.

Как видно, вне зависимости от места расположения секции отсоса вдув на наветренной стороне вблизи передней кромки крыла способствует существенному снижению сопротивления, а при некоторых комбинациях — заметному увеличению подъемной силы. Более того, наиболее перспективным выглядит двухсекционный вдув на наветренной стороне крыла, поскольку отрицательный градиент давления интенсивно способствует предотвращению отрыва пограничного слоя, делая обтекание более безопасным и обеспечивая при этом значительное снижение сопротивления (до 19,3 %) с одновременным ростом подъемной силы (до 4,8 %). Особенно впечатляющим является рост

Таблица 3

Результаты расчета коэффициентов подъемной силы и сопротивления крыла при различных положениях перфорированных секций вдоль хорды крыла и различных комбинациях вдува и отсоса ($\alpha = 6^\circ$, $C_{qs} = 9,33 \cdot 10^{-4}$, $C_{qb} = 8,48 \cdot 10^{-4}$)

Конфигурация	Базовая	Вдув на наветренной стороне ($x_1/c = 0,025$) + отсос на подветренной стороне ($x_2/c = 0,025$)	Вдув на наветренной стороне ($x_1/c = 0,025$) + отсос на подветренной стороне ($x_2/c = 0,625$)	Вдув на наветренной стороне ($x_1/c = 0,025$) + вдув на наветренной стороне ($x_2/c = 0,425$)
$C_{y,p}$	0,6087	0,6497	0,6385	0,6378
$C_{y,f}$	0,00198	0,00307	0,00191	0,001717
C_y	0,6107	0,6528	0,6404	0,6395
$C_{x,p}$	0,006638	0,001254	0,00516	0,005912
$C_{x,f}$	0,009178	0,01294	0,00875	0,006847
C_x	0,01582	0,01419	0,01391	0,01276
$K = C_y/C_x$	38,5	45,97	46,02	50,12

аэродинамического качества, которое достигает в этом случае более 30 %. Это свидетельствует о высоком потенциале и неиспользованных резервах комбинированного метода управления пограничным слоем.

Заключение

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы.

1. Формализованный подход для оценки эффективности комбинированного метода управления турбулентным пограничным слоем путем вдува/отсоса, основанный на использовании метода импульсов для определения аэродинамического сопротивления крыла, требует модификации в условиях повышенного массообмена через проницаемую поверхность. В настоящей работе представлена методика, предусматривающая учет поправки на массообмен, который особенно важен для ситуаций с отдельным воздействием отсоса либо вдува, поскольку массообмен через обтекаемую поверхность приводит к изменению количества движения, привносимого в пограничный слой из внешнего невозмущенного потока.

2. Выполненные исследования свидетельствуют о том, что потенциал анализируемого способа управления в условиях развитой турбулентности еще не раскрыт полностью. Резерв повышения эффективности может быть обеспечен путем дальнейшего изучения оптимального соотношения между расходом отсасываемого и вдуваемого воздуха при различных углах атаки крыла, положениях участков отсоса и вдува и их протяженности вдоль хорды крыла. Последнее имеет принципиальное значение при использовании предложенной технологии на борту летательного аппарата, где по условиям требуемой жесткости конструкции допустимы лишь ограниченные по протяженности участки проницаемой обшивки.

3. Выявленные перспективные комбинации вдува и отсоса требуют либо экспериментальной проверки, основанной на использовании модифицированной формулы Джонса, либо сравнения с данными, полученными прямым взвешиванием аэродинамических сил, действующих на крыло. Заметим, однако, что это требует отладки специальной методики, позволяющей выполнять корректные измерения при наличии на крыле подводных коммуникаций для отсоса (вдува) воздуха.

Список литературы

1. Wood R. Impact of advanced aerodynamic technology on transportation energy consumption // SAE Intern. TP-2004-01-1306. 2004. 21 p.
2. Hwang D. Review of research into the concept of the microblowing technique for turbulent skin friction reduction // Prog. Aerospace Sci. 2004. Vol. 40. P. 559–575.
3. Abbas A., de Vicente J., Valero E. Aerodynamic technologies to improve aircraft performance // Aerospace Sci. and Technology. 2013. Vol. 28. P. 100–132.
4. Lin Y.L., Chyu M.K., Shih T.I.P., Willis B.P., Hwang D.P. Skin friction reduction through micro blowing // AIAA Paper. 1998. No. 0359.
5. Li J., Lee C.-H., Jia L., Li X. Numerical study on the flow control by micro-blowing // 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, Fl. AIAA Paper. 2009. No. 2009-779.
6. Kornilov V.I., Boiko A.V. Efficiency of air microblowing through microperforated wall for flat plate drag reduction // AIAA J. 2012. Vol. 50, No. 3. P. 724–732.
7. Kornilov V.I., Boiko A.V. Flat-plate drag reduction with streamwise noncontinuous microblowing // AIAA J. 2014. Vol. 52, No. 1. P. 93–103.
8. Kornilov V.I. Current state and prospects of researches on the control of turbulent boundary layer by air blowing // Prog. Aerospace Sci. 2015. Vol. 76. P. 1–23.
9. Atzori M., Vinuesa R., Schlatter P., Gatti D., Stroh A., Frohnapfel B. Effects of uniform blowing and suction on turbulent wing boundary layers // Proc. Eur. Drag Reduction and Flow Control Meeting (EDRFCM), March 26–29, 2019, Bad Herrenalb, Germany. 2019.
10. Корнилов В.И., Кавун И.Н., Попков А.Н. Модификация турбулентного течения на крыловом профиле путем комплексного управляющего воздействия // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 5. С. 175–189.
11. Eto K., Kondo Y., Fukagata K., Tokugawa N. Assessment of friction drag reduction on a Clark-Y airfoil by uniform blowing // AIAA J. 2019. Vol. 57. P. 2774–2782.
12. Абзалилов Д.Ф. Аэродинамическое проектирование и оптимизация формы крыловых профилей при усложненных схемах течения: дисс... д-ра физ.-мат. наук: 01.02.05. Казань: Изд-во Казан. гос. ун-та им. В.И. Ульянова-Ленина, 2008. 225 с.
13. Braslow A.L., Knox E.C. Simplified method for determination of critical height of distributed roughness particles for boundary layer transition at mach numbers from 0 to 5 // NASA TN 4363, Sept. 1958. 18 p.
14. Jones B.M. The measurement of profile drag by the pitot traverse method // ARC R & M. 1936. No. 1668. 46 p.
15. dos Santos L.A., Avelar A.C., Chiseaki M., de Faria M.O.A. Drag estimation by wake survey performed measuring velocities and measuring total and static pressures // Proc. 11th Brazilian Congress of Thermal Sci. and Engng. ABCM, Curitiba, Brazil, Dec. 05–08, 2006. Paper CIT06-0246.
16. Бабуев В.Ф., Боксер В.Д., Киселев А.Ф., Микеладзе В.Г., Шаповалов Г.К. Снижение сопротивления стреловидного крыла посредством локального отсоса пограничного слоя // Учен. зап. ЦАГИ. 1999. Т. 30, № 3–4. С. 17–27.
17. Корнилов В.И. Стационарный ддув/отсос воздуха в турбулентный пограничный слой симметричного крылового профиля // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 1. С. 33–44.
18. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1992. No. 92-0439.
19. Douvi C.E., Tsavalos I.A., Margaris P.D. Evaluation of the turbulence models for the simulation of the flow over a National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) 0012 airfoil // J. of Mechanical Engng Research. 2012. Vol. 4(3). P. 100–111.
20. Kornilov V. Combined blowing/suction flow control on low-speed airfoils // Flow, Turbulence and Combustion. 2021. Vol. 106. P. 81–108.
21. Шквар Е.А., Джамеа А., Е Ш., Цай Ц., Крыжановский А.С. Улучшение аэродинамики высокоскоростных поездов посредством микродува // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 5. С. 701–714.
22. Shkvar Ye., E Sh., Kryzhanovskiy A. Mathematical modeling of turbulent boundary layers, modified by wall-localized drag reduction techniques // Aerospace Sci. and Technology. 2019. Vol. 93. P. 53–59.
23. Корнилов В.И., Попков А.Н. Влияние загромождения моделью крыла рабочей части аэродинамической трубы малых скоростей // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 3. С. 379–390.
24. So R.M.C., Mellor G.L. Experiment on convex curvature effects in turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 1973. Vol. 60. P. 43–62.
25. Meroney R.N., Bradshaw P. Turbulent boundary-layer growth over a longitudinally curved surface // AIAA J. 1975. Vol. 13, No. 1. P. 1448–1453.
26. Ferro M., Fallenier B.E., Fransson J.H.M. On the turbulent boundary layer with wall suction // Progress in Turbulence VII. Springer Proceedings in Physics. 2017. Vol. 196. P. 39–44.

*Статья поступила в редакцию 28 августа 2020 г.,
после доработки — 16 сентября 2020 г.,
принята к публикации 7 октября 2020 г.*