

УДК 532.526.4 + 533.694.72+ 533.69.048.2 + 533.6.013.124

Управление пограничным слоем на теле вращения большого удлинения путем распределенного вдува воздуха*

В.И. Корнилов

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

E-mail: kornilov@itam.nsc.ru

Представлены результаты исследований процесса вдува воздуха через перфорированный участок поверхности на осесимметричном теле удлинением 25,3 в условиях его обтекания несжимаемым потоком при числе Рейнольдса $Re_L = 4,36 \cdot 10^6$. Коэффициент вдува C_b изменялся в диапазоне 0 – 0,00885. Показано, что распределенный вдув через перфорированную стенку улучшенной геометрии обеспечивает существенный выигрыш в сопротивлении трения тела в сравнении с аналогичной величиной на базовой конфигурации. Начиная с передней границы указанного участка и далее вниз по течению наблюдается устойчивое снижение локального трения, величина которого достигает 72 % непосредственно в области вдува при максимальной его интенсивности. С учетом энергетических затрат на процесс вдува при размещении участка вдува на цилиндрической части тела экономия энергии может составить от 1,4 до 6,1 %. Эффективность данного способа управления пограничным слоем может быть уточнена путем более тщательного определения вклада составляющей сопротивления, обусловленной силой давления и силой трения на головной части тела. Отмечается важность оценки возможности применения предлагаемого подхода при вдуве через участок поверхности на лобовой части тела.

Ключевые слова: турбулентный распределенный вдув, удлиненное осесимметричное тело, перфорированный участок, трение, аэродинамическое сопротивление.

Введение

В последние три десятилетия не ослабевает интерес к поиску новых и экономичных способов управления сдвиговым течением с целью уменьшения сопротивления трения и аэродинамических сил, действующих на движущиеся объекты, в частности, летательные аппараты, суда, подводные лодки и торпеды. Подробный анализ различных способов управления с применением вдува преимущественно на плоских поверхностях приведен в работе [1]. Что касается обтекания тел вращения, особенно удлиненных осесимметричных тел (УОТ), то указанный подход до сих пор не получил логического завершения. Существует небольшое количество работ [2–4], посвященных изучению

* Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-29-00003). Эксперименты выполнены на базе ЦКП «Механика» ИТПМ СО РАН.

эффективности применения этого способа управления на УОТ. В исследовании [3] были проанализированы полученные в этих работах результаты и сделан вывод, что даже базовые (при отсутствии управляющего воздействия в виде вдува) осесимметричные пограничные слои (ПС) не исследованы достаточно полно, в отличие от плоских. Основная причина — трудности, связанные прежде всего с обеспечением соосности обтекания длинного осесимметричного тела и отсутствием его прогиба [5]. Есть и другая проблема, которая, хотя и носит общий характер, имеет важное отношение к осесимметричным телам. Действительно, как показано в [1] на основе теории размерностей, силу трения F , действующую на поверхность площадью S , можно записать в виде функции следующих определяющих параметров:

$$F = f(U_\infty, \rho, \mu_\infty, L, v_b, d, \varphi, t, \Delta x, \sigma), \quad (1)$$

где U , ρ , μ — скорость потока, плотность и динамическая вязкость воздуха, L — характерная длина, t — толщина стенки, d и Δx — соответственно диаметр отверстий и расстояние между ними, σ — коэффициент неравномерности поля скоростей в плоскости yz перед перфорированным участком, который в упрощенном виде можно записать как $\sigma = (u_{\max} - u_{\text{ав}})/u_{\text{ав}}$. Здесь индексы ∞ , b , ав относятся к условиям набегающего потока, условиям вдува и осредненным величинам соответственно. Из этих параметров можно образовать следующие безразмерные и размерные комбинации:

$$F / (0,5 \rho_\infty U_\infty^2 L \cdot 1) = C_F = h \left(\frac{\rho U_\infty L}{\mu_\infty}, \frac{\rho v_b}{\rho U_\infty}, \frac{\rho U_\infty d}{\mu_\infty}, \frac{t}{d}, \frac{\Delta x}{d}, \varphi, \sigma \right), \quad (2)$$

$$C_F = h \left(\text{Re}_L, C_b, \text{Re}_d, \frac{t}{d}, \frac{\Delta x}{d}, \varphi, \sigma \right). \quad (3)$$

Как видно, важными параметрами при определении коэффициента трения C_F являются число Рейнольдса по длине тела Re_L , коэффициент вдува (интенсивность вдува) C_b , число Рейнольдса по диаметру отверстия Re_d , отношение толщины стенки к диаметру (удлинение) t/d , интервал между отверстиями $\Delta x/d$. Ранее в [6] было показано, что наилучший с точки зрения снижения трения результат на плоской стенке достигается в случае, когда число Рейнольдса Re_d составляет порядка 400, а величина $t/d \approx 6$ при $d = 0,165$ мм. При этом степень проницаемости, которая, по существу, характеризует плотность размещения отверстий, равна примерно 20 %. Как оказалось, более крупные отверстия вызывают повышение эффективной шероховатости пластины. Однако и очень мелкие отверстия не отвечают всем требованиям: они не только непрактичны, но при отсутствии вдува способствуют заметному повышению эффективной шероховатости пластины.

Среди указанных выше параметров (3) следует особо отметить величину t/d . Дело в том, что в экспериментальной практике в силу ряда причин нередко приходится использовать перфорированный материал с микроотверстиями относительно небольшого удлинения (t/d порядка 1). Вынужденный характер такой меры особенно остро ощущается при использовании перфорации на УОТ. В подобной ситуации воздействие внутренней шероховатости, обусловленной состоянием отверстий, усиливается по мере роста интенсивности вдува, хотя сама поверхность остается гидравлически гладкой. Это означает, что при прочих равных условиях эффективность применения вдува может существенно зависеть от t/d . Неслучайно в работах [3, 4] при разных значениях t/d получены впечатляющие, но все-таки отличающиеся друг от друга результаты. Вышесказанное

свидетельствует о том, что изучение свойств проницаемых материалов, как и поиск оптимальных, по-прежнему актуальны.

Настоящая работа посвящена исследованию эффективности ддува на УОТ через мелкоперфорированную поверхность с максимально приближенными к рекомендуемым в работе [6] параметрам, значения которых выбраны так, что $t/d \approx 2,5$, где $d = 0,165$ мм, степень проницаемости составляет порядка 18 %. По некоторым причинам не удалось использовать материал с микроканалами, удлинение t/d которых составляет около 6. Как показано ниже, даже этот шаг оказался вполне оправданным с точки зрения снижения трения с помощью применяемого здесь способа управления.

1. Модель. Методика эксперимента и численного расчета

Эксперименты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе (АТ) Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН с размерами рабочей части (РЧ) $1 \times 1 \times 4$ м при основной режимной скорости невозмущенного потока в контрольном сечении $U_\infty = 25 (\pm 0,1)$ м/с, что соответствовало значению числа Рейнольдса, вычисленному по длине L модели, равному $Re_L = 4,36 \cdot 10^6$. В этом случае число Рейнольдса, вычисленное по толщине потери импульса в сечении, расположенном на расстоянии 36,4 мм ($x/L = 0,343$) вверх по потоку от перфорированного участка, составляло $Re^{**} = 2600$.

В качестве объекта исследования использовалась модель УОТ (рис. 1) длиной $L = 2530,9$ мм, установленная в рабочей части АТ на пилоне с помощью хвостовой державки. Модель состоит из головной части, представляющей собой эллипсоид вращения с большой полуосью 300 мм, цилиндрического участка диаметром 100 мм, длиной 1976,9 мм

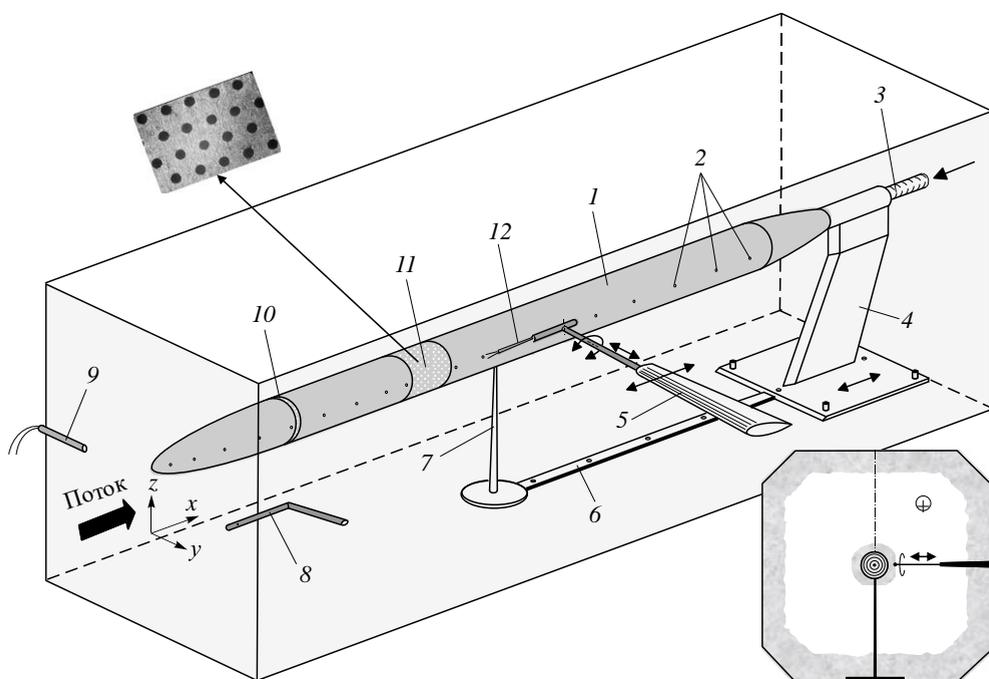


Рис. 1. Схема эксперимента с установленной в рабочей части трубы моделью.

- 1 — удлиненное осесимметричное тело, 2 — приемники давления, 3 — магистраль подвода воздуха,
 4 — пилон, 5 — координатный механизм, 6 — направляющая, 7 — стойка,
 8 — трубка Пито-статики, 9 — термopара, 10 — турбулизатор пограничного слоя,
 11 — перфорированная секция, 12 — датчик.

и хвостовой части, контур которой описывается соотношением $r/r_{\text{цил}} = [1 - (x_{\text{хв}}/l_{\text{хв}})^2]^{0,9}$, где $l_{\text{хв}}$ — длина хвостовой части, $x_{\text{хв}}$ — продольная координата, отсчитываемая от сечения сопряжения хвостовой и цилиндрической частей УОТ. Вдоль одной из образующих УОТ расположено 17 приемников давления диаметром 0,4 мм.

Чтобы достичь турбулентного состояния потока и избежать асимметрии обтекания УОТ в окружном направлении, в частности, вследствие формирования переходной области течения, пограничный слой искусственно турбулизовался. Турбулизирующее устройство представляет собой комбинацию проволочного кольца из прутка диаметром 0,8 мм и самоклеящейся противоскользкой ленты средней зернистости высотой $h = 0,6$ мм и длиной 25 мм, установленных в месте сопряжения головной части модели и цилиндрического участка. Положение и размеры турбулизатора были подобраны ранее [3] итерационным путем, конечная цель которого состояла в обеспечении равновесного (по Клаузеру) турбулентного течения непосредственно перед областью вдува.

Контроль неравномерности распределения характеристик течения в окружном направлении, в том числе вследствие возможного влияния стойки 7, осуществлялся с помощью четырех съемных трубок Пито диаметром 1 мм, временно устанавливаемых на поверхности УОТ в двух взаимно перпендикулярных плоскостях в сечении $x/L = 0,838$. Было замечено некоторое отличие показаний полного давления вдоль образующей со стороны стойки, но в целом оно не превышало погрешности измерений.

Для организации распределенного вдува воздуха применялась заделанная заподлицо с основной поверхностью УОТ цилиндрическая перфорированная секция длиной 120 мм ($\Delta l/L = 0,0474$), передняя граница которой располагалась на расстоянии 904,4 мм ($x/L = 0,357$) от носка УОТ (см. рис. 1). В отличие от предыдущей серии исследований [3], здесь использовался перфорированный материал со средним диаметром расположенных в шахматном порядке отверстий, равным 0,165 мм, что в долях толщины ПС перед перфорированной секцией ($x/L = 0,343$) составляет 0,0142, а величина $t/d = 2,5$.

Подвод сжатого воздуха в пограничный слой УОТ осуществлялся через трубопровод диаметром 28 мм, который проходил через хвостовую державку и внутреннюю полость УОТ и заканчивался цилиндрическим диффузором, переходящим в основную камеру давления диаметром 60 мм. Равномерность распределения расхода вдуваемого воздуха в продольном и окружном направлениях УОТ обеспечивалась следующим образом. После поступления в основную камеру давления воздух распределялся через 252 радиальных отверстия диаметром 5 мм, расположенных в 11 сечениях под углом 15° друг к другу, затем проходил через выравнивающую мелкоячеистую сетку, дополнительную камеру давления и, наконец, через перфорированную стенку, внутренняя поверхность которой снабжена полиэфирной сеткой SEFAR PET 1500 150/380 –34Y PW. Однако, как показали предыдущие исследования [3], добиться полностью равномерного вдува по длине перфорированного участка проблематично. В этой связи на данном этапе работ использовалась мелкоячеистая сетка с плавно увеличивающимся по длине секции размером ячеек, изготовленная с использованием 3D-технологии.

Безразмерный осредненный по площади коэффициент вдува $C_b = \rho_b v_b / \rho_\infty U_\infty$, который использовался в качестве количественной характеристики вдуваемого воздуха, определялся по объемному расходу воздуха, контролируемому с помощью расходомера Electronic Mass Flow Meter фирмы AALBORG (США), с погрешностью, не превышающей 1,5 % максимального значения. Здесь $\rho_b v_b$ — произведение плотности и осредненной по площади скорости вдуваемого воздуха, $\rho_\infty U_\infty$ — произведение плотности и скорости набегающего потока.

Измерения средней скорости U и продольной компоненты пульсаций скорости u'_{rms} в исследуемой точке потока выполнялись с помощью комплекса термоанемометрической аппаратуры 55M фирмы DANTEC. Сбор измеряемой информации осуществлялся с использованием усовершенствованного для целей работы программного обеспечения. Сигнал с выхода моста термоанемометра 55M10 и информация о положении датчика в потоке подавались на многоканальный высокочастотный 14-разрядный внешний модуль E-440 фирмы L-Card, предназначенный для преобразования входных аналоговых сигналов в цифровую форму, а с его выхода через USB-порт передавались в персональный компьютер. Время сбора информации в каждой точке измерения пограничного слоя составляло 7 с. В качестве первичного преобразователя использовался миниатюрный датчик термоанемометра с чувствительным элементом в виде вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм, который эксплуатировался в режиме постоянной температуры при перегреве 1,7.

Перемещение измерительных датчиков (зонд статического давления, трубка Престона, датчик термоанемометра) в потоке осуществлялось с помощью модернизированного для решения этой задачи координатного механизма с тремя степенями свободы, смонтированного на боковой стенке АТ.

Скоростной напор набегающего потока q_∞ контролировался по перепаду между полным P_0 и статическим давлением P_∞ , измеряемому с помощью штатной трубки Пито-статики, установленной перед моделью на расстоянии, позволяющем избежать попадания следа от нее в изучаемую область.

Локальные значения коэффициента поверхностного трения C_f на УОТ определялись с помощью известного метода Престона [7]. Для повышения надежности измерений использовались две трубки Престона внешним диаметром $d_* = 1,06$ и $1,602$ мм и отношением внутреннего диаметра к внешнему, равным 0,62. В этом случае связь между измеряемым трубкой Престона безразмерным динамическим давлением $(P_0 - P_w)d_*^2/(4\rho v^2)$ и касательным напряжением $\tau_w d_*^2/(4\rho v^2)$ представляется одной или несколькими эмпирическими функциями. В настоящей работе касательное напряжение τ_w вычислялось на основе градуировочной зависимости [8], полученной для трубок Престона с указанным выше соотношением между внутренним и внешним диаметрами. Причем вследствие влияния трубки Престона на показания расположенного рядом с ней приемника статического давления предпочтение было отдано отдельному способу измерения величин P_0 и P_w . В частности, показания P_w регистрировались при удаленной из зоны измерений трубке Престона. Хорошее согласование результатов, полученных трубками Престона разного диаметра, указывает на корректность выполненных измерений. Физически это означает, что обе трубки находятся в формирующейся вблизи стенки универсальной области подобия, которая является общей для развитого турбулентного течения в трубах и пограничного слоя. Справедливость формирования такой области над плоской проницаемой стенкой в условиях вдува показана в работе [9].

Случайная погрешность определения наиболее характерных величин, в частности, местного коэффициента поверхностного трения, находилась по результатам трехкратных измерений перепада давления $P_0 - P_w$ при отсутствии вдува и составила $\pm 3\sigma C_f = 2,0\%$.

Что касается численного моделирования, основная заслуга которого принадлежит Е.А. Шквару, то процедура расчета подробно изложена в [10]. Отметим только, что в указанной работе решалась система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS) в предположении осесимметричного стационарного, несжимаемого и преимущественно турбулентного потока воздуха:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (4)$$

$$(\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p / \rho + \nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{V} + \boldsymbol{\sigma}_{t ij}), \quad (5)$$

где \mathbf{V} — вектор скорости, p — давление, $\rho = 1,225 \text{ кг/м}^3$ — плотность воздуха, $\boldsymbol{\sigma}_{t ij} = \overline{u_i u_j}$ — дополнительные касательные напряжения Рейнольдса. При моделировании турбулентности течения на УОТ применялась модель Спаларта–Аллараса [11].

Допустимые максимальные остаточные значения невязок для всех моделируемых переменных выбирались равными $\varepsilon = 10^{-6}$. В связи с необходимостью учета фактора массообмена через обтекаемую поверхность корректность окончательного численного решения дополнительно контролировалась проверкой соблюдения интегрального баланса массы на внешней границе расчетной области и обтекаемой поверхности.

Расчетная область имела С-топологию, и ее основные размеры определялись дугой окружности радиусом $6D$ (впереди УОТ) и длиной $29D$ (в осевом направлении), где D — диаметр цилиндрической части УОТ. Внутри этой области строилась структурированная четырехугольная сетка, сгущение которой по мере приближения к поверхности УОТ выбиралось исходя из условия высоты пристенных ячеек в координатах закона стенки: $y_1^+ \leq 1$, чего удалось достичь при общем количестве узлов 260000. Результаты верификации сетки в процессе предварительного тестирования показали, что дальнейшее увеличение числа узлов и уменьшение y_1^+ не дают сколько-нибудь значимых изменений в результатах численных расчетов, но приводят к существенному росту вычислительных затрат.

В соответствии с принятой в ANSYS Fluent формализацией скорость на внешней поверхности расчетной области задавалась продольной $V_x = U_\infty$ и нормальной $V_y = 0$ компонентами, а интенсивность турбулентности составляла 0,05 % от U_∞ ; задняя грань — избыточное давление 0 Па; обтекаемая поверхность тела представляет собой неподвижную стенку с условием непроницаемости $V_x = V_y = 0$, а на осевой линии тела задавалось условие осевой симметрии обтекания.

2. Результаты исследований

2.1. Базовое течение

В соответствии с результатами [12] разгонный по длине РЧ характер течения, обусловленный нарастанием ПС на стенках АТ и на самом УОТ, приводит к понижению уровня давления на УОТ и формированию отрицательного градиента давления по его длине. Эту проблему частично удалось решить за счет установки за телом специального торообразного загромождающего устройства. Основным смысл его использования состоит в искусственном затормаживании потока вдоль РЧ и достижении более равномерного по ее длине потока. Окончательные данные о распределении величины C_p вдоль УОТ, где $C_p = (P_w - P_\infty) / q_\infty$, а индекс w относится к условиям на поверхности, представлены на рис. 2. Здесь для сравнения приведены также экспериментальные результаты [13],

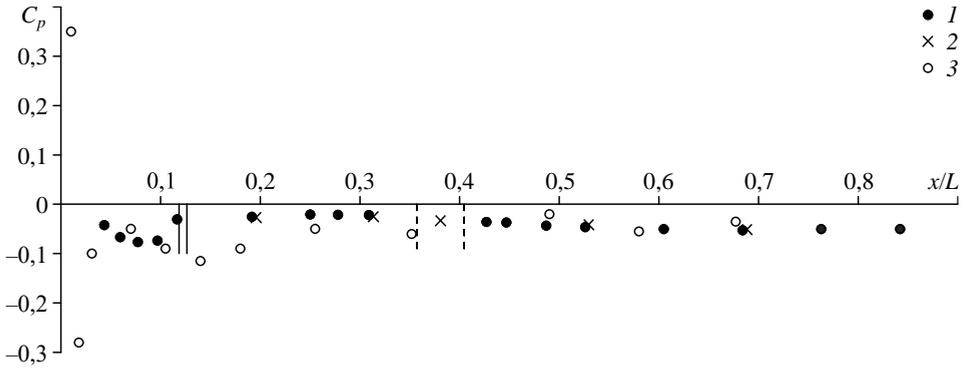


Рис. 2. Изменение коэффициента давления по длине УОТ.

1 — измерения приемниками давления, 2 — измерения зондом статического давления, 3 — эксперимент [13]; сплошными и штриховыми линиями показано положение турбулизатора пограничного слоя и перфорированного участка соответственно.

полученные на цельнометаллической модели тела вращения с отличающейся от нашей модели формой головной и хвостовой частей, но имеющей длинную цилиндрическую часть. Как видно, имеет место удовлетворительное согласование данных двух работ, по крайней мере, на цилиндрической части моделей. Естественно, что при малых значениях продольной координаты ($x/L \leq 0,25$) характер распределения давления, обусловленный ускорением потока на носовой части модели УОТ и последующим его торможением в окрестности турбулизатора ПС (вертикальные сплошные линии), имеет заметное отличие от данных [13]. Важно, что в окрестности перфорированного участка поверхности $x/L = 0,357 - 0,405$ (вертикальные штриховые линии) сколько-нибудь существенного изменения давления не отмечается. Этот факт подтверждается удовлетворительным согласованием полученных результатов с результатами независимых измерений с помощью миниатюрного зонда статического давления диаметром 0,75 мм с полусферической головной частью, который в пределах однопроцентной ошибки имеет область нечувствительности к углам скоса потока порядка $\pm 7,5^\circ$. Следует также отметить, что хотя здесь представлены результаты измерений лишь при основной режимной скорости потока ($U_\infty = 25$ м/с), величина C_p в пределах погрешности эксперимента не зависит от скорости U_∞ при ее изменении от 13 до 30 м/с.

При проведении исследований в контролируемых условиях важным этапом является достижение непосредственно перед перфорированным участком классических свойств базового турбулентного течения. Фактически это условие реализуется при достижении баланса между процессом порождения и диссипации кинетической энергии турбулентности. Такому требованию удовлетворяет наличие равновесного (по Клаузеру) турбулентного ПС. В этой связи в качестве первого шага рассмотрен экспериментальный профиль средней скорости в пограничном слое УОТ ($x/L = 0,309$) в переменных закона стенки в виде $U^+ = f(\eta^+)$ (см. рис. 3а), т.е. с учетом влияния поперечной кривизны [14]:

$$U^+ = U/v_*, \quad \eta^+ = 4\eta/\left[1 + (1 + \eta/\eta_0)^{1/2}\right]^2, \quad (6)$$

$$\eta = yv_*/\nu, \quad \eta_0 = Rv_*/\nu, \quad (7)$$

где $v_* = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ — динамическая скорость, τ_w — касательное напряжение, ν — кинематическая вязкость воздуха, R — радиус цилиндрической части УОТ. Здесь для сравнения показан также профиль скорости $U^+ = A \lg \eta^+ + B$ с коэффициентами $A = 5,62$ и $B = 5,0$,

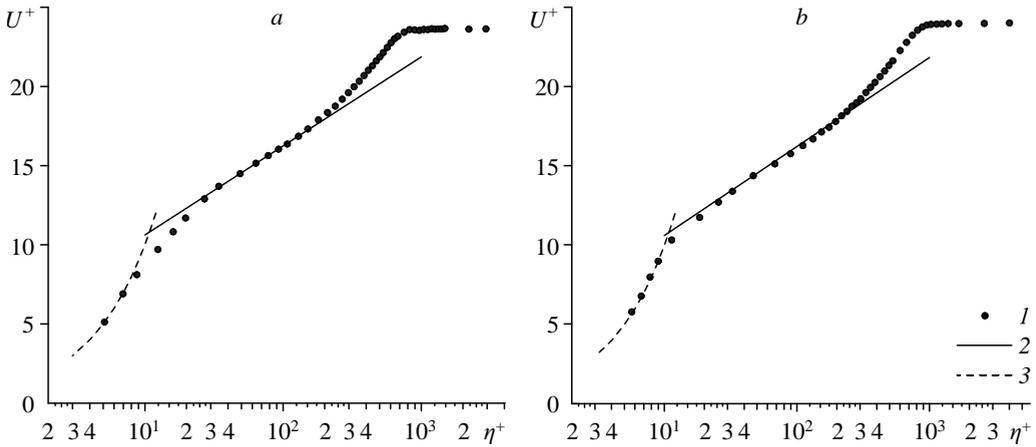


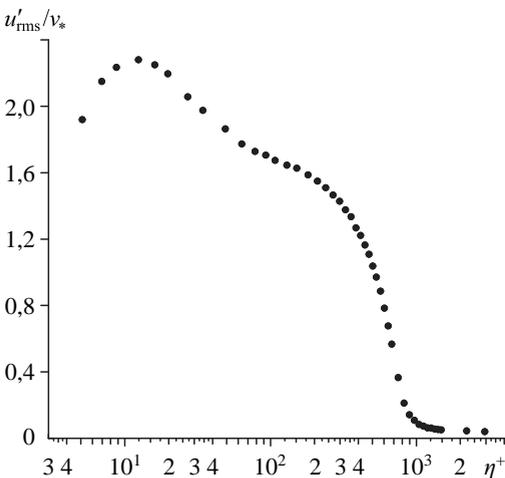
Рис. 3. Профили средней скорости в переменных закона стенки в поперечных сечениях $x/L = 0,309$ (а) и 381 (б) при отсутствии вдува.

1 — эксперимент, 2 — $U^+ = 5,62 \lg y^+ + 5$ [15], 3 — $U^+ = y^+$.

рекомендованными для плоской пластины в качестве канонических на известной Стэнфордской конференции 1968 г. [15]. Как видно, распределение скорости в ПС не содержит ничего необычного и удовлетворительно соответствует классическому профилю [15], что в первом приближении свидетельствует о равновесном характере течения.

Отметим, что аналогичный профиль скорости $U^+ = f(\eta^+)$, полученный в ПС непосредственно над перфорированной поверхностью (рис. 3б), также соответствует классическому профилю [15] и дополнительно свидетельствует о соответствии качества обработки наружной части такой поверхности условиям гидравлической гладкости. Однако в обоих случаях выполнена коррекция трех первых пристенных точек в линейной части профиля скорости с целью учета охлаждающего влияния стенки на показания термоанемометра. Это было сделано по приближенной методике, суть которой состояла в априорном измерении профиля скорости вблизи стенки при отсутствии потока и последующем учете отмеченного влияния в показаниях термоанемометра.

Несомненный интерес представляют также данные о распределении турбулентных пульсаций скорости в ПС перед перфорированным участком. В качестве примера



на рис. 4 в виде зависимости $u'_{rms}/v_* = f(\eta^+)$ представлен профиль среднеквадратичных (rms) пульсаций продольной компоненты скорости u'_{rms} в поперечном сечении $x/L = 0,309$, измеренный во всей области спектра. На первый взгляд, он не имеет заметных особенностей. В то же время известно [16], что при одинаковых

Рис. 4. Профиль продольной компоненты пульсаций скорости в переменных закона стенки в поперечном сечении $x/L = 0,309$ при отсутствии вдува.

значениях y/δ^* , где δ^* — толщина вытеснения ПС, интегральная интенсивность пульсаций скорости на УОТ ниже, чем на плоской пластине, где в области пристенного максимума величина $u'_{rms}/v_* \approx 2,7$. К сожалению, подходы и обобщения, которые давали бы возможность приводить пульсации скорости в осесимметричном течении к плоскому случаю, неизвестны. Поэтому полагаем, что здесь реализуется типичный для классического турбулентного пограничного слоя на теле вращения характер течения.

Для понимания характера развития базового течения выполнены подробные измерения профилей средней скорости $U/U_e = f(y)$ и мгновенных значений ее продольных пульсаций $u'_{rms}/U_e = f(y)$ в ПС, а также поверхностного трения в среднем в 16–18 поперечных сечениях по длине УОТ. Для более четкого представления специфики течения рассматриваемая здесь область ограничена окрестностью перфорированного участка. Выборочно профили анализируемых величин представлены на рис. 5 и 6 соответственно. Здесь распределения 1 и 2 получены перед перфорированным участком, а распределения 8–10 — за ним. Для наглядности горизонтальными засечками показана толщина пограничного слоя δ , определенная из условия $U/U_e = 0,99$. Учитывая тот факт, что профили скорости (см. рис. 5) получены в сечениях x/L , неравномерно удаленных друг от друга, можно полагать, что характер течения не содержит ничего необычного, в том числе над перфорированной поверхностью. В то же время, судя по профилям среднеквадратичных пульсаций скорости $u'_{rms}/U_e = f(y)$ (см. рис. 6), в окрестности внешней границы ПС имеет место некоторое завышение величины u'_{rms}/U_e в сравнении с известными данными Клебанова [17] на плоской пластине, где уровень пульсаций скорости в окрестности внешней границы ПС не превышает 0,01. Отмеченное отличие, скорее всего, вызвано тем, что настоящие измерения выполнены не в дискретной, а во всей области частотного спектра. Кроме того, обращает на себя внимание незначительное снижение уровня пульсаций u'_{rms}/U_e в области пристенного максимума. Ясно, что это обусловлено недостаточным пространственным разрешением датчика термоанемометра, в частности, требуемого соотношения между колмогоровским масштабом турбулентности и длиной чувствительного элемента датчика. Наконец, можно заметить некоторое смещение

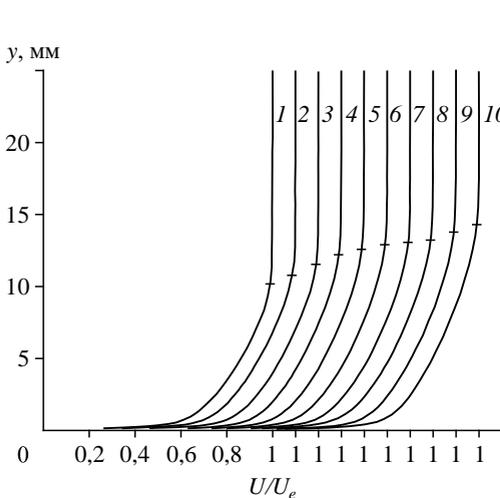


Рис. 5. Профили средней скорости в окрестности УОТ при отсутствии вдува.

$x/L = 0,309$ (1), 0,343 (2), 0,362 (3), 0,381 (4), 0,390 (5), 0,398 (6), 0,403 (7), 0,412 (8), 0,427 (9), 0,446 (10).

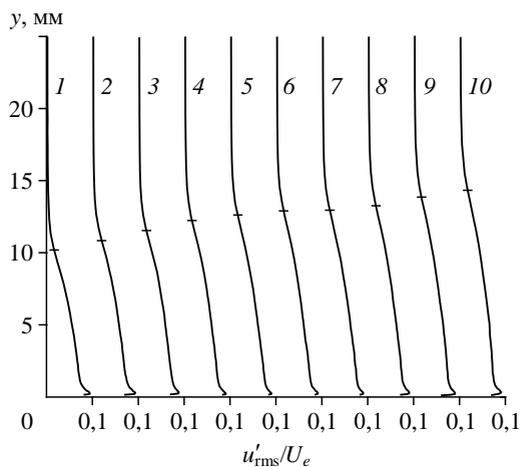


Рис. 6. Профили продольной компоненты пульсаций скорости в окрестности УОТ при отсутствии вдува.

$x/L = 0,309$ (1), 0,343 (2), 0,362 (3), 0,381 (4), 0,390 (5), 0,398 (6), 0,403 (7), 0,412 (8), 0,427 (9), 0,446 (10).

максимума пульсаций на перфорированном участке поверхности (см. рис. 6, распределения 3–7) в направлении к стенке по отношению к аналогичному максимуму на непроницаемой части УОТ (распределения 1, 2 и 8–10). Это объясняется тем, что картина течения при наличии на обтекаемой поверхности микроотверстий достаточно сложная. Действительно, численные исследования [6] показывают, что поток пограничного слоя может проникать в отверстие на глубину, в два раза превышающую диаметр отверстия, прежде чем снова выйти из него в виде сложной вихревой структуры. Другая причина состоит в том, что трудно выполнить коррекцию величины u'_{rms}/U_e с целью учета охлаждающего влияния стенки на показания термоанемометра, которое наверняка различно на перфорированном и непроницаемом участках поверхности.

В целом можно констатировать, что на базовой модели УОТ достигнуты условия равновесного (по Клаузеру) турбулентного ПС перед перфорированным участком поверхности.

2.2. Модифицированное течение

Для понимания характера модифицированного течения выполнены измерения профилей средней скорости $U/U_e = f(y)$ и пульсаций скорости $u'_{rms}/U_e = f(y)$ в ПС по длине УОТ в тех же поперечных сечениях, что и в базовом течении. В качестве примера на рис. 7 представлены данные о распределении величины U/U_e по высоте ПС в сечении $x/L = 0,381$ (середина перфорированного участка) при изменении интенсивности вдува C_b . В целом при воздействии вдува на структуру пристенного турбулентного потока обнаруживаются ожидаемые свойства течения. Естественно, что наличие вдува вызывает оттеснение пристенных слоев газа от стенки, вследствие чего увеличивается толщина ламинарного подслоя и уменьшается градиент средней скорости вблизи стенки в сравнении с неуправляемым течением. Этот процесс усиливается с ростом интенсивности вдува, но локальный отрыв потока не достигается даже при максимальном значении C_b . В то же время нельзя не отметить, что по мере увеличения C_b максимум пульсаций скорости u'_{rms}/U_e , возрастая по абсолютной величине, постепенно смещается в сторону внешней границы пограничного слоя (рис. 8), что является негативным фактором.

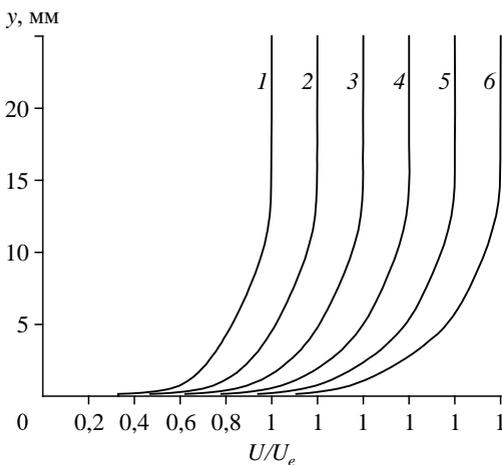


Рис. 7. Профили средней скорости в сечении $x/L = 0,381$ при изменении интенсивности вдува. $C_b = 0$ (1), 0,00186 (2), 0,00354 (3), 0,00531 (4), 0,00708 (5), 0,00885 (6).

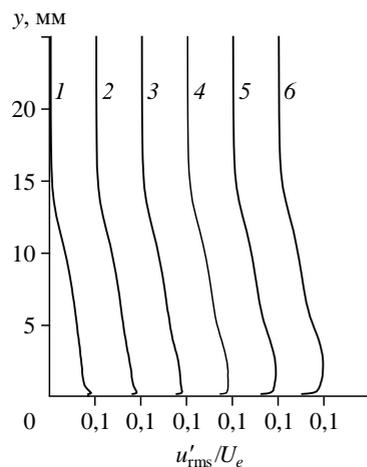


Рис. 8. Профили продольной компоненты пульсаций скорости в сечении $x/L = 0,381$ при изменении интенсивности вдува. $C_b = 0$ (1), 0,00186 (2), 0,00354 (3), 0,00531 (4), 0,00708 (5), 0,00885 (6).

Что касается динамики развития турбулентного течения по длине УОТ при изменении интенсивности вдува, то учитывая ограниченный объем статьи, этот вопрос рассматривается лишь при одном значении C_b . Полученные данные представлены на рис. 9, 10 в виде профилей средней скорости $U/U_e = f(y)$ и пульсаций скорости $u'_{rms}/U_e = f(y)$ в пограничном слое УОТ при $C_b = 0,00708$. Выше по потоку от перфорированного участка (см. рис. 9, распределения 1, 2) полученные профили имеют типичный для классического турбулентного ПС характер, что вполне естественно. По мере увеличения продольной координаты x (распределения 3–7, относящиеся к течению над перфорацией) наполненность профиля скорости существенно уменьшается, что приводит к уменьшению градиента скорости вблизи стенки dU/dy в сравнении с неуправляемым течением. За перфорированным участком (распределения 8–10) и ниже по течению эффекты микровдува существенны. Это означает, что на непроницаемой части поверхности происходит медленная релаксация осредненных характеристик течения к состоянию полного гидродинамического равновесия и этот процесс усиливается с увеличением интенсивности вдува.

Для турбулентных пульсаций скорости $u'_{rms}/U_e = f(y)$ наблюдается аналогичный эффект, с той лишь разницей, что в области вдува (см. рис. 10, распределения 3–7) уровень пульсаций по высоте ПС возрастает, а пристенный максимум u'_{rms}/U_e , увеличиваясь по абсолютной величине, постепенно смещается в сторону внешней границы пограничного слоя. Ниже по течению (распределения 8–10) вновь можно отметить процесс медленной релаксации характеристик турбулентности к состоянию полного гидродинамического равновесия с формированием отчетливо выраженного максимума пульсаций непосредственно вблизи стенки, типичного для классического турбулентного ПС. При изменении интенсивности вдува C_b указанные особенности сохраняются, отличаясь лишь количественно.

Особый интерес представляют данные о распределении трения вдоль УОТ, которые могут дать ценную информацию о качестве модернизированной перфорированной поверхности и, как следствие, об эффективности применяемого метода управления ПС.

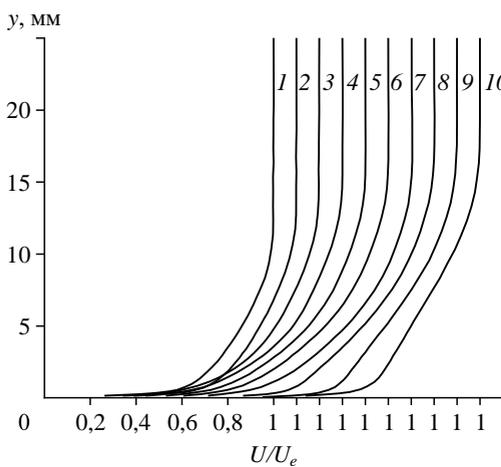


Рис. 9. Профили средней скорости в окрестности УОТ при $C_b = 0,00708$.

$x/L = 0,309$ (1), $0,343$ (2), $0,362$ (3), $0,381$ (4), $0,390$ (5), $0,398$ (6), $0,403$ (7), $0,412$ (8), $0,427$ (9), $0,446$ (10).

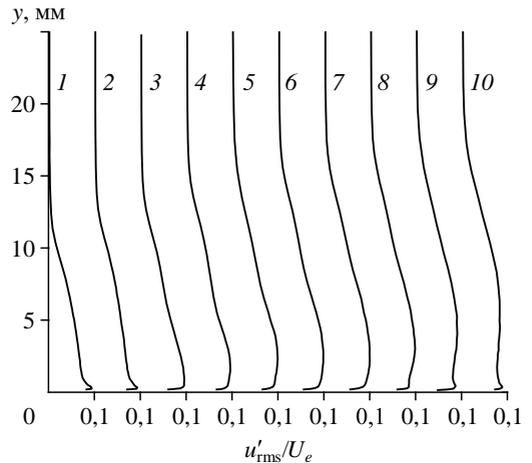


Рис. 10. Профили продольной компоненты пульсаций скорости в окрестности УОТ при $C_b = 0,00708$.

$x/L = 0,309$ (1), $0,343$ (2), $0,362$ (3), $0,381$ (4), $0,390$ (5), $0,398$ (6), $0,403$ (7), $0,412$ (8), $0,427$ (9), $0,446$ (10).

Такие данные приведены на рис. 11 в виде зависимости $C_f = f(x/L)$, где координата x отсчитывается от носка тела вращения, а в качестве параметра используется интенсивность вдува C_b . Предварительно заметим, что поскольку непосредственно на перфорированном участке измерить приемниками давления величины P_w , необходимые для определения C_f по методу Престона, не представлялось возможным, такие данные получены с использованием миниатюрного зонда статического давления.

Как видно, непосредственно в области вдува, границы которой обозначены штриховыми линиями, величина C_f резко уменьшается, достигая минимума, величина которого зависит от интенсивности вдува. Максимальное снижение коэффициента трения в сравнении с базовым значением (точки 1), достигающее 72 %, наблюдается при вдуве интенсивностью $C_b = 0,00885$ (точки 6). Отметим также немаловажный факт, что результаты измерений величины C_f двумя методами согласуются друг с другом в пределах погрешности, не превышающей 3–4 %.

Из характера зависимости $C_f = f(x/L)$ следует, что область пониженных значений C_f охватывает не только саму перфорированную поверхность, но и распространяется на существенное расстояние вниз по потоку. Причины этого явления можно объяснить следующим образом. Нормальная к стенке локальная скорость потока в долях от скорости набегающего потока U_∞ относительно мала. Вместе с тем суммарный эффект, обусловленный естественным в направлении оси x утолщением пограничного слоя и вдувом, способствует развороту вектора скорости над областью вдува в направлении внешнего потока.

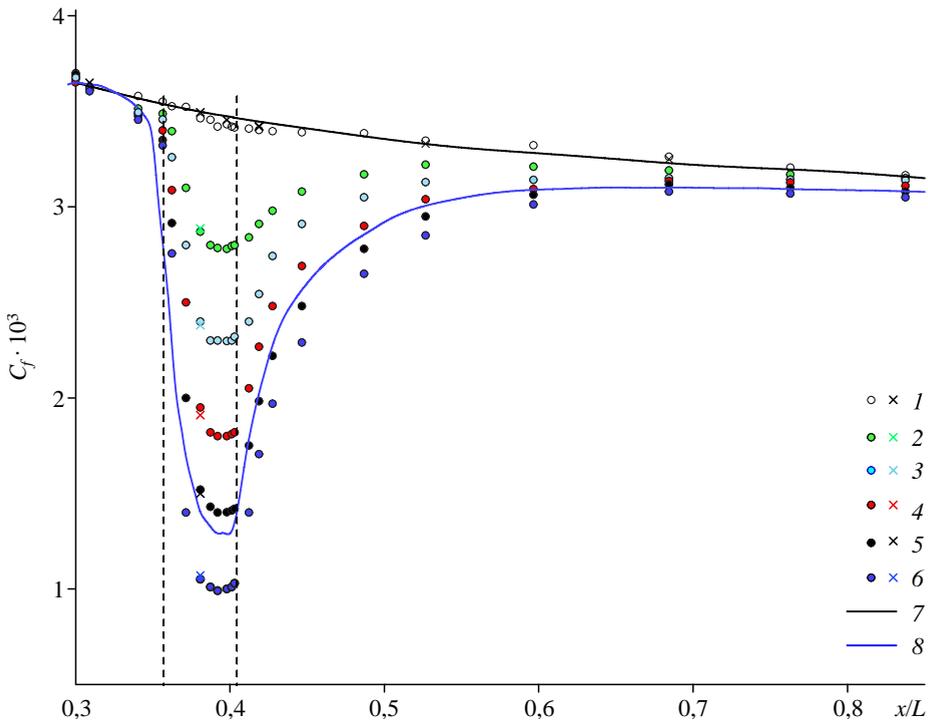


Рис. 11. Изменение локального коэффициента поверхностного трения по длине УОТ.

$C_b = 0$ (1), 0,00186 (2), 0,00354 (3), 0,00531 (4), 0,00708 (5), 0,00885 (6);

1 — измерения трубкой Престона диаметром 1,602 мм (кружок) и 1,06 мм (крестик),

2–6 — измерения трубкой Престона диаметром 1,06 мм (цветные крестики),

7 — численный расчет, $C_b = 0$, 8 — численный расчет, $C_b = 0,00885$;

штриховыми линиями показано положение перфорированного участка.

При достижении сдвиговым потоком границы раздела проницаемая/непроницаемая стенка нормальная составляющая скорости полностью исчезает, что приводит к «обрушению» потока с образованием вихря (типа вихря качения) с угловой скоростью вращения ω_r , где индекс r означает окружное направление. Это, в свою очередь, замедляет темп роста поверхностного трения в некоторой ограниченной области течения, расположенной позади перфорированного участка. По мере увеличения продольной координаты x интенсивность вихря ослабевает, и в конце концов он полностью диссипирует, поскольку источников энергии для его подпитки не существует. Как следствие, C_f постепенно достигает значения, близкого к своему равновесному (по Клаузеру) состоянию. Конечно, приведенное здесь объяснение причин формирования пониженных значений C_f ниже по течению от перфорированного участка носит упрощенный характер. В действительности необходим учет турбулентных пульсаций скорости, которые могут оказывать значительное влияние на процесс релаксации пограничного слоя.

Таким образом, использование перфорированного материала, отличающегося улучшенным в сравнении с [3] состоянием микроканалов, в частности, качеством обработки их стенок, а также бóльшим отношением t/d , в целом себя оправдывает.

На рис. 11 для сравнения приведены также данные численного расчета для случая максимальной интенсивности вдува C_b . При этом здесь используется расчетная модель, построенная без учета влияния внутренней шероховатости перфорированной стенки. В соответствии с выводами [10] это приводит к недооценке снижения величины C_f в области вдува, что и подтверждают расчетные результаты. Но даже в этом случае предложенная модель позволяет, по крайней мере, на качественном уровне, воспроизвести особенности динамики полученной экспериментальной зависимости $C_f(x/L)$. При других значениях C_b степень отличия между экспериментальными и расчетными данными сохраняется.

2.3. Оценка энергетических затрат на процесс вдува

При оценке эффективности принудительного метода управления пограничным слоем путем вдува будем исходить из предположения, что равномерное поступательное движение УОТ обеспечивается каким-либо двигателем. В условиях эксперимента в аэродинамической трубе таковым является двигатель, создающий поток заданной скорости. Тогда достигнутая за счет вдува мощность (тяговая мощность) в направлении оси x будет равна

$$N_{\text{prop}} = X_b U_\infty = 0,5 C_{xb} \rho_\infty U_\infty^2 U_\infty S, \quad (8)$$

где X_b — сила сопротивления УОТ при наличии вдува, S — омываемая площадь.

В то же время мощность, затраченную на процесс вдува, можно представить в виде

$$N_{\text{sup}} = X_0 v_b = 0,5 C_{x0} \rho_\infty U_\infty^2 v_b S, \quad (9)$$

где индекс 0 относится к базовому (исходному) УОТ (здесь скорость вдува v_b определялась прямыми измерениями на расстоянии $y = 0,5$ мм от стенки при отсутствии основного потока).

Суммарная мощность N_Σ , определяемая тяговой мощностью и мощностью, затраченной на вдув, равна

$$N_\Sigma = N_{\text{prop}} + N_{\text{sup}}. \quad (10)$$

Тяговую мощность базового УОТ можно выразить следующим образом:

$$N_0 = X_0 U_\infty = 0,5 C_{x0} \rho_\infty U_\infty^2 U_\infty S. \quad (11)$$

Тогда относительная мощность, характеризующая эффективность используемого метода управления, может быть представлена как

$$\Delta N = N_\Sigma / N_0. \quad (12)$$

В общем случае коэффициент полного аэродинамического сопротивления УОТ C_x на дозвуковых скоростях представляет сумму трех составляющих:

$$C_x = C_{x,p} + C_{x,f} + C_{x,bas}, \quad (13)$$

где $C_{x,p}$, $C_{x,f}$ и $C_{x,bas}$ — коэффициенты сопротивления, обусловленные силой давления на поверхности (сопротивление формы), силой поверхностного трения и силой донного давления.

В предположении малости составляющей донного сопротивления УОТ, обусловленного наличием разрежения за кормовой частью УОТ, коэффициенты аэродинамического сопротивления принимают вид

$$C_{x0} = C_{x,p0} + C_{x,f0}, \quad (14)$$

$$C_{xb} = C_{x,pb} + C_{x,fb}. \quad (15)$$

Значения $C_{x,pb}$, $C_{x,p0}$ и $C_{x,fb}$, $C_{x,f0}$ определяются соответственно интегрированием распределения давления $p_w(x)$ и распределения локального коэффициента трения C_f вдоль поверхности УОТ при наличии вдува (индекс b) и его отсутствии (индекс 0).

Общую формулу для определения коэффициента полного аэродинамического сопротивления УОТ произвольной формы при нулевой подъемной силе для каждого из упомянутых выше случаев можно представить следующим образом:

$$C_x = C_{p_x} + C_{f_x} = \underbrace{\frac{2}{\rho U_\infty^2 A} \int (P_w - P_\infty)(\mathbf{n} \cdot \mathbf{i}) ds}_{C_{p_x}} + \underbrace{\frac{2}{\rho U_\infty^2 A} \int \tau_w(\mathbf{t} \cdot \mathbf{i}) ds}_{C_{f_x}}, \quad (16)$$

где A — характерная площадь УОТ, равная $\pi D^2/4$, S — смоченная поверхность УОТ, P_w — давление на поверхности УОТ, P_∞ — статическое давление невозмущенного потока, \mathbf{n} — единичный вектор в направлении нормали к элементу поверхности ds , \mathbf{t} — единичный вектор в направлении касательной к элементу поверхности ds , \mathbf{i} — единичный вектор в направлении невозмущенного потока.

Выполненная таким образом оценка эффективности используемого метода управления представлена в таблице. По техническим причинам невозможно было получить требуемые экспериментальные значения P_w и τ_w на всей длине УОТ, поэтому в качестве первого шага интегрирование по формуле (16) осуществлялось в предположении существования линейных зависимостей $P_w(x)$ и $\tau_w(x)$ на участке от передней критической точки УОТ (где $C_p = 1$) до начала цилиндрической части тела (вариант 1), что, конечно, является грубым приближением. В этом случае при максимальной интенсивности вдува снижение коэффициента аэродинамического сопротивления C_x достигает более 6 %. Учет энергозатрат на процесс вдува снижает максимальный эффект до величины ~ 1,5 %, но динамика изменения величины N_Σ/N_0 , характеризующей экономию энергии, слабо зависит от интенсивности вдува C_b . В качестве следующего шага интегрирование

Т а б л и ц а
Относительное значение коэффициента аэродинамического сопротивления УОТ при различной интенсивности вдува и результаты оценки энергетических затрат на процесс вдува

C_b	Вариант 1		Вариант 2	
	C_x/C_{x01}	N_Σ/N_{01}	C_x/C_{x02}	N_Σ/N_{02}
0	1,0	1,0	1,0	1,0
0,00186	0,982 (-1,8 %)	0,992 (-0,8 %)	0,969 (-3,1 %)	0,979 (-2,1 %)
0,00354	0,971 (-2,9 %)	0,990 (-1,0 %)	0,949 (-5,1 %)	0,968 (-3,2 %)
0,00531	0,960 (-4,0 %)	0,989 (-1,1 %)	0,929 (-7,1 %)	0,958 (-4,2 %)
0,00708	0,949 (-5,1 %)	0,988 (-1,2 %)	0,911 (-8,9 %)	0,950 (-5,0 %)
0,00885	0,937 (-6,3 %)	0,986 (-1,4 %)	0,890 (-11,0 %)	0,939 (-6,1 %)

по формуле (16) осуществлялось при условно отсутствующей головной части (вариант 2). Учет энергозатрат для этого случая снижает максимальный эффект до величины $\sim 6,1\%$. Однако динамика изменения величины N_Σ/N_0 явно зависит от интенсивности вдува.

З а к л ю ч е н и е

1. Распределенный вдув через перфорированный участок поверхности заданной геометрии, размещенный на цилиндрической части УОТ, обеспечивает существенное снижение сопротивления трения УОТ в сравнении с аналогичной величиной на базовой конфигурации. Начиная с передней границы указанного участка и далее вниз по течению наблюдается устойчивое снижение локального трения, величина которого достигает 72 % непосредственно в области вдува при максимальной его интенсивности.

2. Уменьшение полного аэродинамического сопротивления в зависимости от рассмотрения полной или неполной длины УОТ меняется в пределах от 6,3 до 11 %, что с учетом энергетических затрат на процесс вдува соответствует экономии энергии от 1,4 до 6,1 %. Эффективность данного способа управления пограничным слоем может быть уточнена путем более тщательного определения вклада составляющей сопротивления, обусловленной силой давления и силой трения на головной части тела.

3. С целью повышения эффективности метода дальнейшие усилия целесообразно сконцентрировать на изучении возможности применения вдува через участок поверхности на лобовой части УОТ. Приемлемый для практики результат может быть обеспечен за счет напорного потока, способствующего снижению требуемого расхода воздуха.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Kornilov V.I. Current state and prospects of researches on the control of turbulent boundary layer by air blowing // Progress in Aerospace Sci. 2015. Vol. 76. P. 1–23.
2. Schetz J.A., Nerney B. Turbulent boundary layer with injection and surface roughness // AIAA J. 1977. Vol. 15, Iss. 9. P. 1288–1294.
3. Корнилов В.И., Попков А.Н. Моделирование процесса управления вдувом воздуха на осесимметричном теле в низкоскоростном потоке газа // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29, № 6. С. 1–16.
4. Kornilov V.I., Shkvar E.A., Popkov A.N. Influence of distributed blowing-in on a turbulent boundary layer on a body of revolution // J. Engng Phys. and Thermophys. 2022. Vol. 95, No. 1. P. 132–141.
5. Kumar P., Mahesh K. Analysis of axisymmetric boundary layers // J. Fluid Mech. 2018. Vol. 849. P. 927–941.

6. **Hwang D.** Review of research into the concept of the microblowing technique for turbulent skin friction reduction // *Progress in Aerospace Sci.* 2004. Vol. 40. P. 559–575.
7. **Preston J.H.** The determination of turbulent skin friction by means of pitot tubes // *J. Royal Aeronaut. Soc.* 1954. Vol. 58. P. 109–121.
8. **Patel V.** Calibration of the Preston-tube and limitations on its use in pressure gradient // *J. Fluid Mech.* 1965. Vol. 23, Pt 2. P. 185–208.
9. **Корнилов В.И.** Распределение скорости в турбулентном пограничном слое на проницаемой стенке в условиях вдува воздуха // *Теплофизика и аэромеханика.* 2012. Т. 19, № 1. С. 9–17.
10. **Корнилов В.И.** Турбулентный пограничный слой на удлиненном осесимметричном теле при наличии вдува воздуха и шероховатости проницаемой поверхности // *Теплофизика и аэромеханика.* 2022. Т. 29, № 4. С. 507–525.
11. **Spalart P.R., Allmaras S.R.** A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // *AIAA Paper.* 1992. No. 92-0439. 22 p.
12. **Корнилов В.И., Попков А.Н.** Моделирование обтекания осесимметричного тела при отсутствии свободных границ потока // *Прикл. механика и техн. физика.* 2023. Т. 64, № 2. С. 27–38.
13. **Sacidinezhad A., Dehghan A.A., Dehghan Manshadi M.** Boundary layer and surface pressure distribution behavior over a submarine nose model with two different nose shapes // *Scientia Iranica B.* 2020. Vol. 27, No. 3. P. 1277–1289.
14. **Smits A.J., Joubert P.N.** Turbulent boundary layers on bodies of revolution // *J. Ship Research.* 1982. Vol. 26, No. 2. P. 135–147.
15. **Computation of turbulent boundary layers** / Eds D.E. Coles, E.A. Hirst // *Proc. Stanford Conf. AFOSR-IFP, Stanford University, 1968–1969.* Vol. 2. 519 p.
16. **Горшков В.Г., Корнилов В.И.** Влияние устройств разрушения крупных вихрей на характеристики турбулентного пограничного слоя на теле вращения. Новосибирск, 2003. 42 с. (Препр. / Ин-т теорет. и приклад. механики СО РАН; № 4-2003).
17. **Klebanoff P.S.** Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient // *NACA Rept.* 1955. No. 1247. P. 1135–1153.

*Статья поступила в редакцию 10 апреля 2023 г.,
после доработки — 25 апреля 2023 г.,
принята к публикации 16 июня 2023 г.*