

**В. И. Корнилов, А. В. Бойко, И. Н. Кавун**

*Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН  
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

*kornilov@itam.nsc.ru, boiko@itam.nsc.ru, i\_k@list.ru*

## **ТРЕНИЕ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ В УСЛОВИЯХ ВДУВА ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ СТЕНКУ С ПЕРЕМЕЖАЮЩЕЙСЯ ПО ДЛИНЕ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ \***

Экспериментально и численно изучена возможность снижения турбулентного трения на плоской пластине при безградиентном ее обтекании несжимаемым потоком с помощью вдува воздуха через мелкоперфорированную поверхность, состоящую из чередующихся по длине проницаемых и искусственно образованных непроницаемых участков. Массовый расход вдуваемого воздуха на единицу площади менялся в пределах от 0 до 0,0709 кг/с/м<sup>2</sup>, что соответствовало коэффициенту вдува, равному 0,00344. Обнаружено устойчивое уменьшение локальных значений коэффициента поверхностного трения по длине перфорированного образца, достигающее порядка 70 % на последних проницаемых участках. Исключение составляют непроницаемые участки поверхности, на которых трение, напротив, возрастает, причем тем больше, чем больше длина участка.

*Ключевые слова:* вдув воздуха, турбулентный пограничный слой, плоская пластина, непроницаемые и проницаемые участки, трение.

### **Введение**

Проблема сбережения энергоресурсов в настоящее время является одной из самых актуальных, что подтверждается следующими аналитическими данными. Для преодоления аэродинамического сопротивления всеми видами транспорта в настоящее время в США расходуется до 25 % потребляемой энергии [1]. В то же время согласно оценкам использование перспективных технологий для снижения сопротивления наземного транспорта обеспечило бы только в США ежегодную экономию порядка 20 миллиардов долларов.

Хотя в воздушном транспорте ситуация несколько иная, тем не менее применение

указанных технологий здесь также может обеспечить существенную выгоду. Например, снижение сопротивления авиалайнера типа А340-300 всего на 1 % позволяет экономить около 400 тысяч литров топлива в год. Поскольку ежегодное мировое потребление топлива воздушным транспортом составляет 1,5 миллиарда баррелей, то нетрудно представить, какую выгоду можно извлечь за счет использования передовых технологий, не говоря уже об улучшении экологической ситуации. Основная проблема здесь состоит в следующем. При полете, например, дозвукового транспортного самолета до 60 % полного сопротивления составляет сопротивление трения, тогда как в наземном транспорте большая часть энер-

---

\* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-00020).

гии расходуется на преодоление составляющей сопротивления за счет сил давления. Отсюда ясно, что уменьшение трения является ключевой задачей современной прикладной аэродинамики.

Эффективность использования с этой целью различных пассивных и активных способов воздействия на турбулентный пограничный слой, включая всевозможные вибраторы, актюаторы, микроэлектромеханические системы, риблеты, разрушители крупных вихрей и др., рассмотрена в [2–4]. Вместе с тем такой метод управления, как инжекция, или вдув газа, через обтекаемую поверхность во внешний поток, не получил в свое время полного логического завершения, хотя исследования в этом направлении проводились еще в 70-е гг. прошлого века. Многие исследователи не без оснований полагали, что энергетические затраты, обусловленные вдувом газа через стенку с достаточно высокой шероховатостью, чрезвычайно велики. Главное достижение, которое можно отнести практически ко всем выполненным в то время работам, состоит в том, что сопротивление трения, отнесенное к соответствующей величине при отсутствии вдува, существенно уменьшается (см. [5–9] и др.).

При появлении более совершенных проницаемых материалов Хвангом [10] в конце 1990-х гг. была выдвинута концепция, касающаяся использования так называемого микровдува (МВД) через перфорированную стенку, отверстия в которой изготовлены путем лазерного «сверления» (laser-drilled holes). За счет использования подобного подхода удается получить впечатляющие результаты даже при обтекании криволинейной поверхности, в максимальной степени моделирующей мотогондолу реального двигателя [11]. Более того, в этом случае можно достичь существенного снижения трения даже в условиях сверхзвуковой скорости потока [12].

Что касается расчетных методов исследований, то данный класс задач с известными ограничениями моделировался в отдельных работах в приближении полных уравнений Навье – Стокса вязкой несжимаемой жидкости (см. [13] и др.). Хотя метод моделирования крупных вихрей (LES) выглядит заманчивым и многообещающим, есть серьезная проблема при его использовании в пристенных турбулентных течени-

ях. Чтобы корректно разрешить динамику малых вихрей в логарифмической области, разрешение по нормали к стенке должно быть близким к требованиям прямого численного моделирования (DNS). Это означает, что вычислительные затраты будут неприемлемыми. Неслучайно в литературе, как правило, анализируется взаимодействие микроструек, истекающих из двух или нескольких отверстий, но не групповое взаимодействие. Это вполне понятно, поскольку рассматриваемая проблема достаточно сложная, включающая многомасштабные взаимодействия струек. Численные параметрические исследования, характеризующие влияние микровдува воздуха на турбулентный пограничный слой, выполнены в [14]. В этом случае взаимодействие поперечного течения через микропористую стенку, состоящую из отдельных микроканалов, с основным потоком моделировалось в рамках осредненных по Фавру уравнений Навье – Стокса с использованием для замыкания  $k-\omega$ /SST модели турбулентности. Хотя число микроканалов было относительно малым, в целом полученные авторами данные подтвердили перспективность подхода, основанного на использовании микровдува. Дальнейшим продвижением в этом направлении является работа [15], в которой рассчитывается течение не только через одиночные отверстия, но и групповые, а также работа [16], в которой на основе  $k-\varepsilon$  модели турбулентности численно исследуется влияние интенсивности микровдува через отдельные фрагменты поверхности на изменение локального и интегрального коэффициентов трения. Показано, что при сохранении общей интенсивности вдува интегральное значение трения практически не зависит от количества участков вдува, если их число достигает некоторого вполне определенного значения.

Выполненные недавно эксперименты на плоской пластине при ее обтекании дозвуковым потоком газа [17] (и более ранние исследования этих авторов) также подтвердили высокую эффективность микровдува через поверхность с низкой эффективной шероховатостью. В этом случае получено устойчивое уменьшение локальных значений коэффициента поверхностного трения по длине перфорированного образца, достигающее 70 % при максимальном значении коэффициента вдува. Наряду с этим автора-

ми обнаружено существование обширной области пониженного трения не только на самом перфорированном образце, но и вниз по потоку от него. В этой связи представлялось важным искусственно смоделировать на перфорированном образце участки непроницаемой поверхности, чтобы понять, возможно ли за счет выключенных из процесса вдува участков сэкономить часть энергетических затрат и тем самым обеспечить более высокую эффективность данного способа управления. Предварительное решение этой задачи выполнено в [18]. Настоящая работа посвящена дальнейшему рассмотрению этого вопроса.

### Техника, методика и условия исследований

#### Эксперимент

Эксперименты проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН и охватывали диапазон скоростей невозмущенного потока в контрольном сечении  $U_\infty$  от 9 до 35 м/с, что соответствовало числам Рейнольдса на 1 м  $Re_1 = (0,61-2,06) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ .

Измерения выполнялись на модели плоской пластины из дюралюмина Д16Т с раз-

мерами  $2204,5 \times 993 \text{ мм}^2$  в плане и толщиной 6 мм, установленной горизонтально в рабочей части трубы на боковых направляющих рельсах. Передняя и задняя части пластины с «нерабочей» стороны выполнены в виде полуэллипса с соотношением полуосей  $b/a = 1 : 12$  (рис. 1). На оси симметрии пластины выполнено 13 приемников статического давления диаметром 0,4 мм. Задняя часть модели оборудована регулируемым хвостовым закрылком с хордой 170 мм, установленным по всей ширине рабочей части трубы.

Пограничный слой на рабочей стороне пластины был искусственно турбулирован путем размещения в области максимального изменения давления (окрестность передней кромки) полосы (длиной 30 мм) крупнозернистого калиброванного песка с размером зерна  $h = 0,8 \text{ мм}$  (4). Параметры турбулизатора выбраны из условия обеспечения развитого турбулентного течения по длине пластины во всем исследуемом диапазоне скоростей набегающего потока.

Конструкция пластины предусматривала возможность установки заподлицо с основной ее поверхностью плоского сменного перфорированного образца достаточно больших размеров в плане ( $420 \times 250 \text{ мм}^2$ ). Положение образца по длине пластины

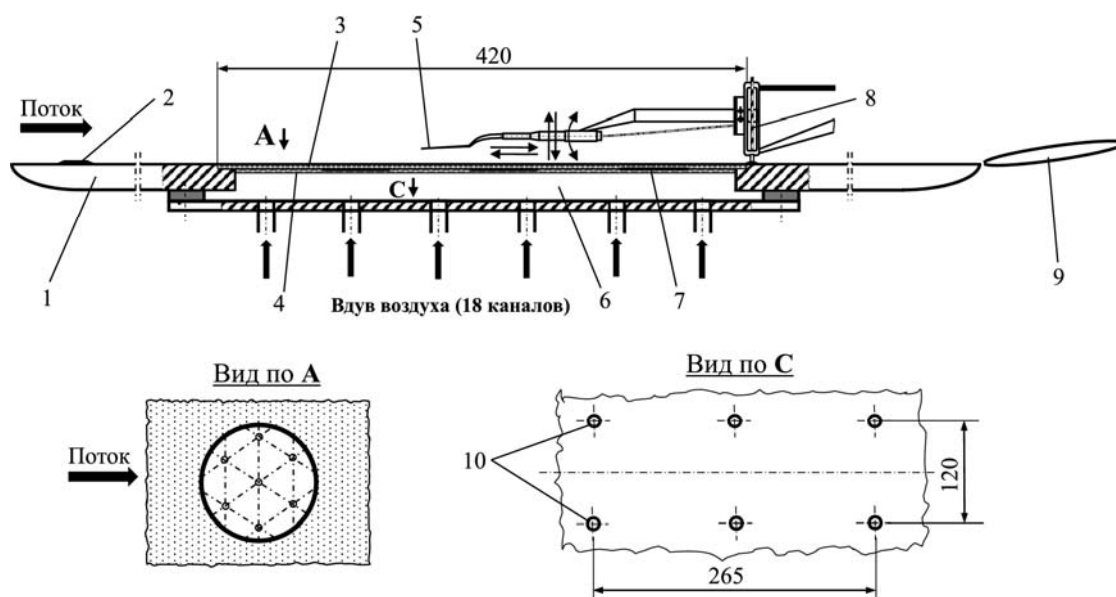


Рис. 1. Условная схема эксперимента: 1 – модель плоской пластины; 2 – турбулизатор пограничного слоя; 3 – мелкоперфорированная вставка; 4 – проницаемая подложка; 5 – датчик термоанемометра; 6 – камера давления; 7 – непроницаемая подложка; 8 – передняя часть координатника; 9 – хвостовой закрылок; 10 – приемники давления. Не в масштабе; все размеры в миллиметрах

## Координаты рабочих участков перфорированного образца \*

Участок						
1	2	3	4	5	6	7
0,488–0,532	0,532–0,541	0,541–0,586	0,586–0,596	0,596–0,641	0,641–0,651	0,651–0,666

\* Участки 1, 3, 5, 7 – проницаемые, 2, 4, 6 – непроницаемые.

определяется следующими величинами:  $\bar{x}_s = x_s / L = 0,468$  (начало) и  $\bar{x}_f = x_f / L = 0,668$  (конец). Для обеспечения прерывистого (по потоку) вдува перфорированный образец был на трех участках по длине  $x$  выключен из процесса вдува за счет заклеивания внутренней поверхности образца по всей его ширине  $\Delta z$ . Таким образом, участки с проницаемой поверхностью чередовались с участками с непроницаемой для вдува поверхностью. Протяженность указанных участков в направлении оси  $x$  (см. таблицу) выбиралась на основе предварительного опыта, полученного авторами в работе [18], откуда следовало, что их длина не должна быть чрезмерной. В противном случае велика вероятность резкого роста локального трения вплоть до величины, характерной для исходного течения.

Параметры проницаемости самой перфорированной стенки: пористость 17,1 %, средний диаметр пор (отверстий), расположенных в шахматном порядке  $D = 0,17$  мм, толщина стенки  $t = 1,1$  мм, удлинение пор  $\lambda = t/D = 6,47$ . Указанные геометрические параметры были несколько ранее выбраны на основе анализа результатов работы [19], показывающих, что подобная конфигурация отверстий наиболее перспективна с точки зрения снижения трения. Из этой же работы следует, что вряд ли целесообразно применять поверхность с пористостью больше 23 %, хотя численные данные [15], полученные, правда, для дискретных отверстий и при достаточно больших скоростях вдува, достигающих 1 % от скорости внешнего потока, не подтверждают данный факт. Наши предыдущие результаты [17] свидетельствуют о том, что даже при относительно невысокой степени пористости таким методом можно достичь снижения трения, близкого к предельно достижимому [20].

Подача воздуха в камеру давления, которая располагалась непосредственно под перфорированным образцом, а из нее через

проницаемые участки поверхности в пограничный слой осуществлялась от штатной системы сжатого воздуха, обеспечивающей давление 5,88 бар, сначала по единому трубопроводу, а затем с помощью 18 коротких распределительных шлангов, гидравлическое сопротивление которых было подобрано одинаковым. В процессе ранних исследований апробировался ряд проницаемых материалов, каждый из которых устанавливался в камере давления непосредственно под самим образцом без какого-либо зазора. Смысл такого подхода состоял в том, чтобы найти материал, который не только обеспечивал бы равномерность расхода по поверхности, но и обладал бы низким собственным сопротивлением. В отличие от предыдущей работы авторов [18], для этой цели использовался мелкоячеистый двухслойный фильтр SEFAR PET 1500 150/380–34Y.

Суммарный расход воздуха измерялся с помощью Electronic Mass Flow Meter фирмы Aalborg (Model GFM 67) в диапазоне 0–500 стандартных литров в минуту с погрешностью, не превышающей 1,5 % от максимального значения. В процессе экспериментов массовый расход вдуваемого воздуха на единицу площади менялся в пределах от 0 до 0,0709 кг/с/м<sup>2</sup>. При этом максимальное значение осредненного (по площади) коэффициента вдува  $C_b = \rho_b v_b / \rho_\infty U_\infty$  было равным 0,00344. Величина  $2C_b/C_{f0}$ , которую нередко используют в качестве параметра, в нашем случае достигала значения 2,15.

Скоростной напор набегающего потока  $q_\infty$  контролировался по перепаду между полным  $P_0$  и статическим  $P_\infty$  давлением, измеряемому с помощью трубки Пито – Прандтля, установленной в невозмущенном потоке, и регистрируемому наклонным спиртовым микроанометром системы DISA, а также дублировался путем измерения перепада давления торможения в форкамере трубы и статического давления в рабочей части.

Основные измерения выполнены с помощью полностью автоматизированного дистанционно управляемого координатного устройства с двумя степенями свободы ( $x, y$ ). Перемещение рабочего органа координатника по высоте пограничного слоя  $y$  осуществлялось по заранее заданной программе, предусматривающей выбор требуемого шага (до 1 мкм), а также потребные параметры сбора всей необходимой информации о полях средней скорости и параметрах турбулентности. При этом как сбор, так и обработка регистрируемой в ходе эксперимента информации осуществлялись непосредственно в темпе эксперимента и оперативно анализировались программными средствами, разработанными на базе пакета MATLAB.

Мгновенная скорость  $u$  в исследуемой точке поля сдвигового потока измерялась с помощью комплекса термоанемометрической аппаратуры 55M0 фирмы DANTEC. Блок-схема измерений включала термоанемометрический мост 55M10, к выходу которого подключен линейризатор 55D10. Сбор измеряемой информации осуществлялся следующим образом. Сигнал с выхода линейризатора подавался на многоканальный высокочастотный 14-разрядный внешний модуль E-440 фирмы L-CARD, предназначенный для преобразования входных аналоговых сигналов в цифровую форму, и с его выхода через USB-порт передавался в персональный компьютер.

Сбор информации в каждой измеряемой точке поля потока осуществлялся в течение 5 с с частотой 10 кГц. В качестве первичного преобразователя использовался миниатюрный датчик, известный в литературе как датчик пограничного слоя, 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. В процессе измерений корпус датчика ориентировался под углом примерно  $5^\circ$  к вектору скорости набегающего потока. Тем самым при движении к стенке (отрицательное направление оси  $y$ ) датчик касался поверхности пластины концами токоподводов. В момент касания, который контролировался по контакту, расстояние от стенки до середины диаметра нити было постоянным и равным 40 мкм. При движении датчика от стенки (положительное направление оси  $y$ ) момент его отрыва от поверхности происходит лишь по-

сле выборки естественного механического люфта, который составляет около 10 мкм.

Температура потока в рабочей части трубы контролировалась с помощью термопары J-типе, установленной в невозмущенном потоке, и регистрировалась с помощью мультиметра 34970A фирмы Agilent.

Одной из основных определяющих величин при оценке эффективности различных способов управления турбулентным пограничным слоем, в том числе и при обтекании проницаемых стенок, является местный коэффициент поверхностного трения  $C_f$ . Однако многие из существующих методов вызывают определенное сомнение в их надежности при использовании в условиях вдува через перфорированную стенку. Например, эффективно использовавшийся нами [21], а также в других работах (см. [22] и др.) оптический метод требует нанесения масляной капли (пленки) на обтекаемую поверхность и в данной ситуации, к сожалению, не пригоден. Учитывая это, в [23] на основе точного измерения осредненных по времени данных с однопочечного датчика термоанемометра вблизи стенки усовершенствована методика определения величины  $C_f$  в неканоническом турбулентном течении, которое, в частности, может реализоваться при наличии вдува. Суть методики состоит в том, что, кроме обычной калибровки датчика термоанемометра (во внешнем потоке), выполняется также тщательная его калибровка в зависимости от поперечной координаты  $y$  при различных значениях скорости потока  $U_\infty$  в окрестности ее режимного значения. Это позволяет учесть охлаждающий эффект стенки на показания термоанемометра, корректно описывать распределение скорости в пристенной части профиля и, как следствие, определять  $C_f$  не только по логарифмической части профиля скорости (если таковая имеется), но и используя область ламинарного подслоя турбулентного пограничного слоя.

Случайная погрешность определения наиболее характерных величин, в частности толщин вытеснения и потери импульса  $\sigma\delta^*$  и  $\sigma\delta^{**}$ , а также местного коэффициента поверхностного трения  $\sigma C_f$ , находилась по результатам восьмикратных измерений профиля скорости в пограничном слое при отсутствии вдува и составляла  $\pm 3\sigma\delta^* = 0,90\%$ ;  $\pm 3\sigma\delta^{**} = 0,84\%$ ;  $\pm 3\sigma C_f = 0,51\%$ .

### Методология численного расчета

Численное решение обтекания пластины с прерывистым по ее длине вдувом выполнено в пакете ANSYS Fluent в двумерном приближении. Использовались осредненные по Рейнольдсу двумерные уравнения Навье – Стокса для вязкой несжимаемой жидкости. Для замыкания системы уравнений применялась дифференциальная двухпараметрическая модель турбулентности Лаундера – Сполдинга  $k-\varepsilon$  [24]. Расчетная область представляет собой прямоугольник, верхним и нижним основаниями которого служили соответственно потолок рабочей части трубы и рабочая поверхность пластины, а входная и выходная границы располагались на расстоянии 2 000 и 1 000 мм от передней и задней кромок пластины. На входной границе задавались величина скорости набегающего потока  $U_\infty$ , интенсивность турбулентности  $\varepsilon_\infty$  и отношение турбулентной вязкости к молекулярной  $\mu_{t\infty}/\mu_\infty$ . Значение  $\varepsilon_\infty$ , равное 0,05 %, выбрано по данным измерений поля потока в аэродинамической трубе, а отношение вязкостей, равное 1, устанавливалось по рекомендациям разработчиков пакета, в соответствии с которыми типичные значения для свободного потока лежат в диапазоне  $\mu_{t\infty}/\mu_\infty \approx 1-10$ . Поскольку аэродинамическая труба Т-324 является малотурбулентной, выбрано нижнее значение из указанного диапазона.

Геометрия расчетной модели включала в себя непроницаемый участок пластины перед перфорированной вставкой, саму перфорированную вставку, разделенную четырьмя непроницаемыми участками, и заднюю (непроницаемую) часть пластины. Для упрощения расчета перфорированная стенка заменена поверхностью с равномерно расположенными по длине  $x$  поперечными щелями с шагом 1 мм. Ширина щели соответствовала диаметру отдельного отверстия (поры) и равнялась 0,17 мм. Расчетная сетка вблизи модели построена таким образом, чтобы в явном виде разрешить ламинарный подслой турбулентного пограничного слоя. Для этого проведено сгущение сетки в направлении поперечной к стенке координаты  $y$ , в результате чего значение  $y^+$  составляло примерно 0,2. В окрестности щелей сетка строилась таким образом, чтобы на ширину каждой щели приходилось 10 расчетных ячеек, в то время как на про-

межутки между ними – 25 ячеек. При этом турбулентный пограничный слой на пластине разрешался в явном виде с выделением ламинарного подслоя. Всего расчетная область содержала 2,8 млн прямоугольных ячеек. Значение коэффициента трения на каждом участке перфорированной пластины между соседними щелями осреднялось.

### Результаты и обсуждение

#### Исходное течение

Состояние исходного пограничного слоя на исследуемой плоской пластине является важной предпосылкой для последующего обеспечения высокой эффективности метода управления при помощи вдува воздуха. Как показали результаты измерений распределения статического давления на поверхности модели, непосредственно в рабочей области исследований ( $0,30 \leq x/L \leq 0,90$ , где  $L$  – длина пластины) реализуется участок практически безградиентного течения, на котором статическое давление в пределах погрешности эксперимента можно считать почти постоянным. Дополнительные измерения средней скорости потока в окрестности внешней границы пограничного слоя, выполненные с помощью термоанемометра в 20 точках по длине пластины, показали, что максимальная разница

$$\frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\text{aver}}} 100 \%$$

не превышает 0,8 %, где индексы «max», «min» и «aver» относятся соответственно к максимальному, минимальному и среднему значению скорости. Это достигалось за счет установки пластины на небольшой (порядка 10°) положительный угол атаки и регулировки характера течения в окрестности носика с помощью хвостового закрылка.

Достаточно подробные измерения профилей средней скорости и мгновенных значений ее продольных пульсаций в рабочей полосе частот, а также поверхностного трения в различных поперечных сечениях по длине модели показывают, что характеристики сдвигового потока на перфорированной поверхности полностью соответствуют физическим представлениям о свойствах турбулентного пограничного слоя, формирующегося на непроницаемой плоской пластине при номинально безградиентном ее

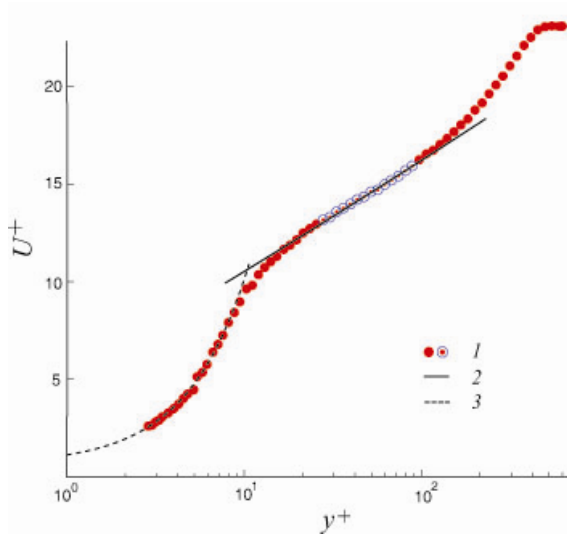


Рис. 2. Профили средней скорости в пограничном слое в переменных закона стенки при  $C_b = 0$ : эксперимент (1);  $u^+ = 5,62y^+ + 5,0$  (2);  $u^+ = y^+$  (3)

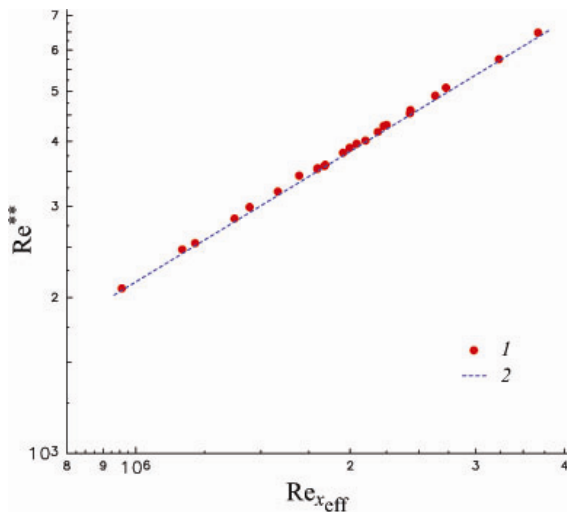


Рис. 3. Изменение числа Рейнольдса по толщине потери импульса в зависимости от числа Рейнольдса по координате от начала развития турбулентного пограничного слоя при  $C_b = 0$ : эксперимент (1) и расчет по методике [26] (2)

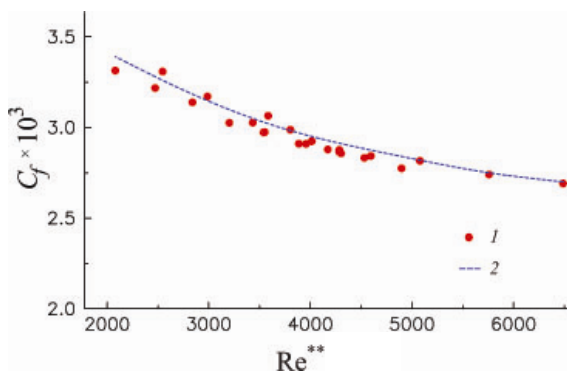


Рис. 4. Изменение коэффициента поверхностного трения в зависимости от числа Рейнольдса при  $C_b = 0$ : эксперимент (1) и расчет по методике [26] (2)

обтекании. Например, распределения интегральных характеристик пограничного слоя и, в частности, толщины потери импульса  $\delta^{**}$ , обнаруживают ожидаемые свойства течения.

В качестве примера на рис. 2 приведен экспериментальный профиль скорости в координатах закона стенки при нулевом значении массового расхода воздуха в сечении  $x_{\text{eff}} = 1572,2$  мм, т. е. в конце третьего пронизаемого участка. Как видно, распределение скорости в логарифмической области пограничного слоя вполне удовлетворительно описывается классическим законом стенки (линия)

$$u^+ = A \log y^+ + B,$$

где

$$u^+ = u/v_*, \quad y^+ = yv_*/\nu$$

с коэффициентами  $A = 5,62$  и  $B = 5,0$ , рекомендованными в качестве канонических материалами известной Стэндфордской конференции [25], где  $\nu$  – кинематический коэффициент вязкости. В ламинарном подслое опытные данные хорошо описываются также линейным законом распределения скоростей  $u^+ = y^+$  (штриховая линия). Это и понятно, поскольку сам перфорированный материал изготовлен с использованием современных технологий и, как следствие, имеет низкую шероховатость рабочей поверхности. Поэтому локальное трение при обтекании такой поверхности практически не отличается от гидравлически гладкого аналога. Данный факт является необходимой предпосылкой для достижения максимальной эффективности метода управления турбулентным течением с помощью микровдува, о чем сообщалось ранее в [17; 18].

Другим примером является рис. 3, на котором приведена зависимость  $\log Re^{**} = f(\log Re_{\text{eff}})$ , характеризующая изменение числа Рейнольдса по толщине потери импульса  $\delta^{**}$  от числа Рейнольдса  $Re_{\text{eff}}$ , вычисленного по скорости на внешней границе пограничного слоя  $U_e$  и координате  $x = x_{\text{eff}}$ , в диапазоне скоростей потока от 9 до 35 м/с. Здесь  $x_{\text{eff}}$  – эффективное начало развития турбулентного пограничного слоя, которое определялось из условия совпадения в первом измерительном сечении экспериментально найденного значения  $\delta^{**}$  и вычисленного по методике, разработанной Себеси [26] в рамках уравнений пограничного слоя,

и последующего расчета вверх по течению до точки  $x$ , в которой величина  $\delta^{**} = 0$ .

Как видно, данная зависимость имеет в представленных координатах линейный характер, в том числе и в пределах перфорированного образца, что свидетельствует о формировании развитого турбулентного течения даже на нижней границе исследованного диапазона скоростей набегающего потока, и тем самым обнаруживает ожидаемые свойства.

На рис. 4 приведена также зависимость  $C_f = f(\text{Re}^{**})$ , характеризующая изменение местного коэффициента поверхностного трения от  $\text{Re}^{**}$ , где  $\text{Re}^{**}$  – число Рейнольдса, определенное по толщине потери импульса пограничного слоя  $\delta^{**}$ . Здесь для сравнения приведены также данные расчета по методике Себеси [26]. Максимальное отклонение экспериментальных значений  $C_f$  от расчетных, в том числе на проницаемой поверхности, не превышает 4–5%. Полученный результат является прямым подтверждением того важного факта, что обтекание такой стенки практически эквивалентно обтеканию гидравлически гладкого аналога.

Профили турбулентных пульсаций скорости в переменных закона стенки

$$\sqrt{u'^2}/v_* = f(\log y^+),$$

где  $v_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$  – динамическая скорость, и распределение параметра равновесности Клаузера по длине проницаемого образца также подтверждают, что характеристики сдвигового течения не противоречат физическим представлениям о свойствах турбулентного пограничного слоя, формирующегося на плоской пластине в условиях безградиентного течения.

### Модифицированное течение

1. *Распределение локальных и интегральных характеристик пограничного слоя.* Поведение локальных характеристик турбулентного пограничного слоя в условиях воздействия микровдува можно рассмотреть на примере выборочного профиля скорости, представленного на рис. 5 в координатах закона стенки  $u^+ = f(y^+)$  при значении коэффициента вдува  $C_b = 0,00344$ . Данные получены в сечении  $x_{\text{эф}} = 1572,2$  мм, соответствующем концу третьего проницаемого участка. Для сравнения показан также канонический

профиль скорости  $u^+ = A \log y^+ + B$  с коэффициентами  $A = 5,62$  и  $B = 5,0$  [25]. (Здесь распределение скорости в вязком подслое скорректировано в соответствии с методикой [23], кратко изложенной выше.) Видно, что при наличии вдува наблюдается явно выраженный рост безразмерной скорости  $u^+$  в сравнении с каноническими значениями, обусловленный уменьшением динамической скорости  $v_*$  при наличии вдува. Ясно, что в этом случае профиль скорости становится менее наполненным. Важно, что характер распределения средней скорости в пограничном слое здесь такой же, как и в случае вдува через единую проницаемую стенку.

Отметим кратко, что в части, касающейся описания внешней области пограничного слоя, оказались справедливыми те же возможности, что и в [17; 18]. В этом случае за основу берется разработанный в [27] подход, который позднее подтвержден на основе принципа подобия [28] и подробными экспериментальными данными [29]. Суть его состоит в том, что экспериментальные профили скорости  $(U_\infty - u)/U_\infty \delta^*/\delta_{99} = f(y/\delta_{99})$  в пограничном слое проницаемой плоской пластины, нормированные с использованием масштаба скорости для внешней области  $U_\infty \delta^*/\delta_{99}$ , стремятся к единой зависимости как при наличии микровдува воздуха, так и в отсутствие его.

В части, касающейся поведения профилей турбулентных пульсаций скорости  $u'_{\text{rms}}/U_e = f(y/\delta^{**})$ , также нашел подтвержде-

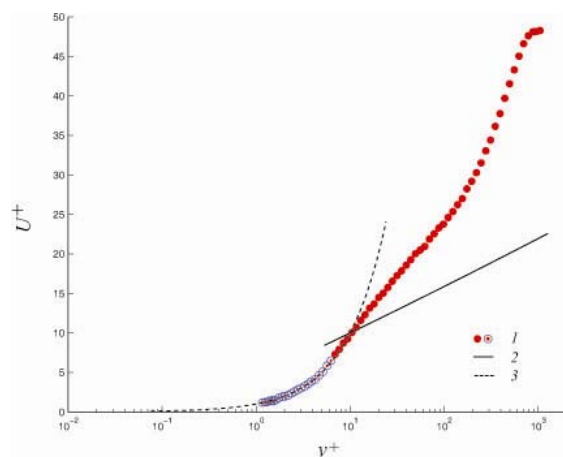


Рис. 5. Профили средней скорости в пограничном слое в переменных закона стенки при  $C_b = 0,00344$ : эксперимент (1);  $u^+ = 5,62y^+ + 5,0$  (2);  $u^+ = y^+$  (3)



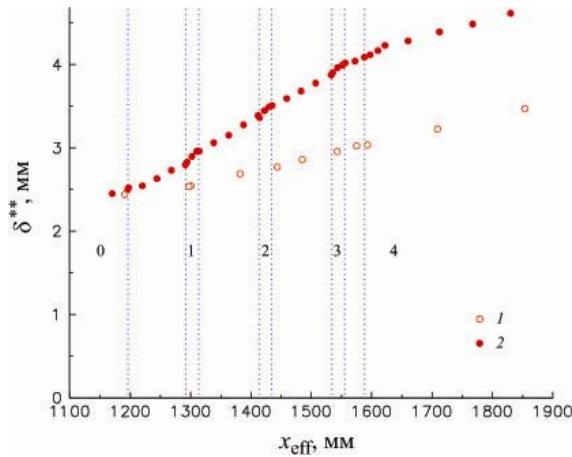


Рис. 6. Изменение толщины потери импульса по длине модели:  $C_b = 0$  (1) и  $C_b = 0,00344$  (2)

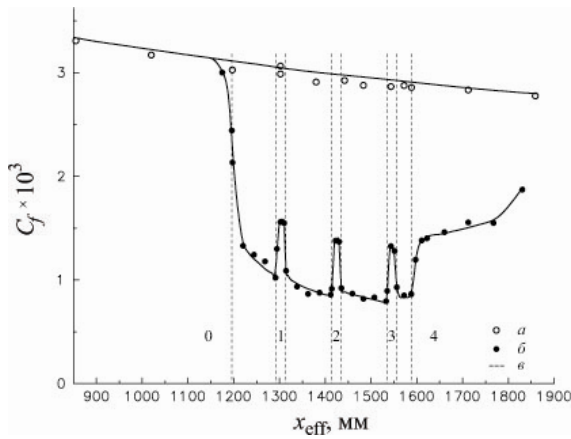


Рис. 7. Изменение нормированного коэффициента поверхностного трения по длине модели:  $C_b = 0$  (а),  $C_b = 0,00344$  (б), расчет по методике [26] (в)

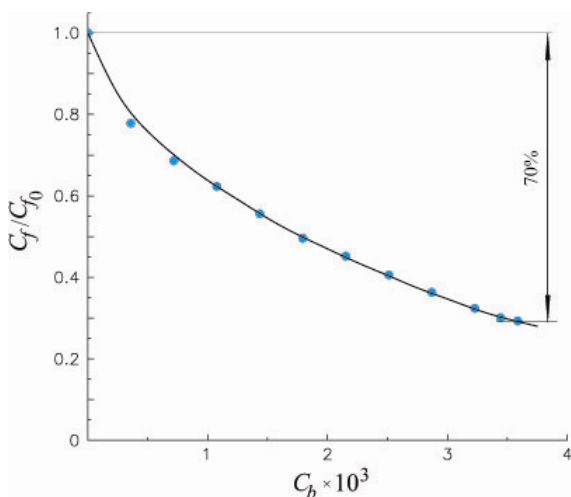


Рис. 8. Изменение нормированного коэффициента поверхностного трения в зависимости от коэффициента вдува при  $x = 1572,2$  мм

ние факт возрастания величины  $u'_{rms}$  в диапазоне значений поперечной координаты

$0,11 \leq y/\delta^{**} \leq 4,8$  и, напротив, ее уменьшении при значениях поперечной координаты  $0 \leq y/\delta^{**} \leq 0,11$  над проницаемыми участками поверхности. Это свидетельствует об утолщении вязкого подслоя под воздействием микровдува и, как следствие, об уменьшении ламинарной составляющей поверхностного трения.

Получило также подтверждение важное свойство турбулентных пульсаций скорости, проявляющееся в областях течений над искусственно образованными непроницаемыми участками поверхности. Оно состоит в том, что при натекании потока на непроницаемую часть поверхности в профиле пульсаций  $u'_{rms}/U_e = f(y)$  формируются два максимума, один из которых носит обычный характер и располагается близко к стенке, а другой смещен в направлении внешней области пограничного слоя. Отличие лишь в том, что при наличии более короткого участка, как это имело место в настоящей работе, эти особенности проявляются в менее выраженной форме.

На рис. 6 представлены данные об изменении толщины потери импульса  $\delta^{**}$  по длине модели, включая перфорированный образец, при заданном значении коэффициента вдува  $C_b$ , составляющем 0,00344 ( $2C_b/C_{f0} = 2,15$ ). (Здесь при определении величины  $C_b$  фактическая площадь проницаемой поверхности бралась как разность между площадью перфорированного образца и суммарной площадью непроницаемых участков. Передняя и задняя границы перфорированного образца, а также искусственно созданных непроницаемых участков поверхности 1–3 показаны вертикальными штриховыми линиями.) Для сравнения приведены также соответствующие результаты при  $C_b = 0$ .

Распределение анализируемой интегральной величины  $\delta^{**} = f(x_{eff})$  при наличии вдува на первый взгляд не содержит ничего необычного. Вместе с тем обращает на себя внимание следующее обстоятельство. Хотя наличие непроницаемых участков поверхности в целом не влияет существенным образом на поведение данной зависимости, можно видеть, что темп роста величины  $\delta^{**}$ , по крайней мере на начальной стадии обтекания непроницаемых участков, несколько выше. Заметим, однако, что отмеченный рост находится в пределах погрешности эксперимента, хотя и носит систематиче-

ский характер. Вместе с тем данный факт подтверждает ранее сделанный предварительный вывод [18] о том, что протяженность таких непроницаемых участков не должна быть слишком большой.

2. *Распределение трения.* На рис. 7 представлены результаты измерений локальных значений коэффициента поверхностного трения  $C_f$  вдоль перфорированного образца при заданном значении коэффициента вдува  $C_b$ , составляющем 0,00344. (Как и ранее, передняя и задняя границы перфорированного образца, а также непроницаемых участков поверхности показаны вертикальными штриховыми линиями.) Для сравнения приведены также соответствующие данные в отсутствие микровдува ( $C_b = 0$ ), которые удовлетворительно согласуются с результатами расчета по методике Себеси [26].

Как видно, в целом микровдув воздуха через проницаемую стенку существенно уменьшает коэффициент поверхностного трения  $C_f$ , в результате чего в конце третьего проницаемого участка максимальное снижение величины  $\Delta C_f$

$$\Delta C_f = (C_{f\text{рег}} - C_f) / C_f$$

где индекс «рег» относится к исходному пограничному слою в  $i$ -м сечении, достигает примерно 72 %.

При этом, как и в случае равномерного распределенного вдува, имеет место существенное уменьшение локальных значений коэффициента поверхностного трения при росте величины массового расхода (рис. 8). (Здесь текущие значения  $C_f$  нормированы на соответствующее локальное значение  $C_{f0}$  в сечении измерений, но при отсутствии вдува.)

Наибольший интерес представляет вопрос о том, насколько велика роль непроницаемых участков в характере изменения  $C_f$  по длине модели. Как видно (см. рис. 7), на всех непроницаемых участках происходит локальный рост коэффициента поверхностного трения, причем этот рост примерно одинаков, если отсчитывать от соответствующего опорного значения  $C_f$ , реализуемого при конкретном значении  $x$ . В то же время результаты исследований, в которых непроницаемые участки были примерно в 2,5 раза длиннее [18], указывают на то, что максимумы  $C_f$  на таких участках становятся больше. Это и понятно, поскольку вероятность роста  $C_f$  при приближении к равно-

весному состоянию в этом случае возрастает. Отсюда видно, что из двух сравниваемых вариантов непроницаемый участок, протяженность которого составляет 21 мм, явно более предпочтителен.

Что касается проницаемого участка, то выбор его протяженности диктуется следующими соображениями. При наличии короткого участка величина  $C_f$  в значительной степени определяется близостью его передней и задней границ. Поток, по существу, не успевает сформироваться после прохождения передней границы, как начинается влияние задней границы. Это особенно хорошо видно по распределению  $C_f$  на четвертом участке, который был короче остальных. Напротив, на первом участке, протяженность которого около 100 мм,  $C_f$  резко уменьшается, не испытывая, по-видимому, сколько-нибудь существенного влияния его задней границы. Данный факт подтверждается также результатами исследований для случая, когда проницаемый участок занимал всю длину перфорированного образца [17]. В этом случае  $C_f$  резко падает на передней границе, разделяющей саму пластину и перфорированный образец, достигая некоего равновесного состояния. Таким образом, из сравнения этих случаев можно сделать вывод, что протяженность проницаемого участка не может быть меньше 100–120 мм, по крайней мере для данной режимной скорости потока.

Из рис. 7 следует, что область пониженных значений  $C_f$  охватывает также и ниже-расположенную непроницаемую часть самой плоской пластины, о чем неоднократно сообщалось в предыдущих работах авторов [17; 18]. Как видно, коэффициент поверхностного трения позади перфорированного образца не возвращается (по крайней мере, скачкообразно) к величине, соответствующей исходному состоянию. Причем эта область достаточно протяженная – распространяется вниз по течению на расстояние порядка длины самого перфорированного участка. Отметим еще раз, что при переходе от проницаемого к непроницаемому участку вязкий подслои «помнит» свое предыдущее состояние и не может мгновенно адаптироваться к новым условиям вследствие своих естественных наследственных свойств. В пользу высказанных соображений свидетельствует рис. 9, на котором представлена зависимость  $G = f(x)$ , характеризующая из-

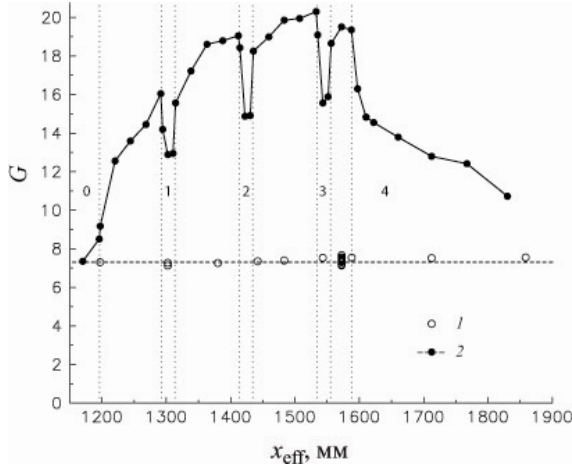


Рис. 9. Изменение параметра равновесности Клаузера по длине модели:  $C_b = 0$  (1),  $C_b = 0,00344$  (2)

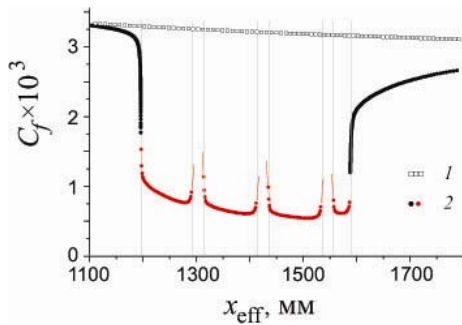


Рис. 10. Распределение коэффициента поверхностного трения по длине модели (численный расчет):  $C_b = 0$  (1),  $C_b = 0,00344$  (2)

менение параметра равновесности Клаузера  $G$ , где

$$G = \frac{H-1}{H} \sqrt{\frac{2}{C_f}},$$

по мере увеличения продольной координаты  $x$ .

Отчетливо видно, что в отличие от исходного течения (1), в котором величина  $G$  практически постоянна по длине пластины, что свидетельствует о равновесном характере течения, вдув воздуха (2) приводит к существенному возрастанию этого параметра на проницаемых участках поверхности. Наличие непроницаемых участков поверхности способствует некоторому уменьшению величины  $G$ , оказывающему лишь сдерживающее влияние на процесс роста  $G$ . Тем не менее по мере удаления вниз по течению этот рост очевиден и проявляется вплоть до достижения нижней границы «четвертый проницаемый участок / собственно пласти-

на». Позади указанной границы имеет место устойчивое (хотя и неасимптотическое) снижение вниз по течению параметра равновесности Клаузера, значение которого приближается к соответствующему значению в отсутствие вдува. Таким образом, одна из причин отмеченного выше поведения  $C_f$  на непроницаемых участках поверхности, в том числе позади нижней границы, состоит в наличии памяти потока на внезапное изменение граничных условий. В этих областях течения за счет передачи энергии внешнего течения к внутренним слоям пограничного слоя наполненность профилей скорости, как показывают экспериментальные данные, возрастает.

На рис. 10 приведены также результаты численного расчета коэффициента поверхностного трения, выполненного в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса с использованием дифференциальной двухпараметрической модели  $k-\varepsilon$ . Строго говоря, подобную задачу необходимо решать в трехмерной постановке, но это требует значительных ресурсов памяти. Поэтому, как отмечалось выше, на данном этапе исследований расчет проводился на основе упрощенного подхода, а именно в двумерном приближении с заменой перфорированной поверхности щелевой. Тем не менее видно, что в целом данные расчета над перфорированной поверхностью качественно правильно отражают характер уменьшения  $C_f$  до некоторой базовой величины. В то же время наличие особенностей на границах раздела «проницаемая / непроницаемая поверхность», которые в расчетах учитываются как особые точки, затрудняют получение адекватного решения вниз по течению от этих границ, что видно по существенному различию между экспериментальными и расчетными данными (ср. рис. 7 и 10). Основные причины данного отличия (кроме отмеченного выше), на наш взгляд, следующие. Во-первых, в расчете трудно точно воспроизвести фактическую степень проницаемости стенки, поскольку в эксперименте сама проницаемая поверхность представляла собой достаточно сложную систему, состоящую из собственно перфорированной пластины и расположенного под ней двухслойного фильтра. Во-вторых, непроницаемые участки в расчете моделируются гладкой поверхностью. На самом же деле эти участки имеют вид поверхностей

с глухими микроотверстиями. Однако влияние групповых микроотверстий на величину поверхностного трения до конца не изучено. Можно лишь предположить, что в этом случае мы имеем дело с обтеканием пространственных микрокаверн, взаимодействием локальных микропотоков, формирующихся в каждой из отверстий, но, какова их роль в этом процессе, не известно. Ясно, что только более совершенные алгоритмы расчета, учитывающие указанные особенности, позволят продвинуться в этом направлении.

Хотя следующий результат и не имеет прямого отношения к целям данной работы, нельзя обойти его молчанием вследствие его исключительной важности. На рис. 11 представлены результаты измерений нормированных локальных значений коэффициента поверхностного трения  $C_f/C_{f0}$  в сечении  $x=1572,2$  мм (конец третьего пронизываемого участка) при изменении скорости потока  $U_\infty$ , выполненные при постоянном значении  $C_b \approx 0,0031$ . Хотя диапазон скоростей  $U_\infty$  невелик, а изменение величины  $C_f/C_{f0}$  находится практически в пределах погрешности эксперимента (вертикальная черта), тем не менее обращает на себя внимание устойчивый характер уменьшения величины  $C_f/C_{f0}$  при увеличении  $U_\infty$ , достигающей порядка 5%. Таким образом, с определенной долей уверенности можно утверждать, что за счет вдува при большей скорости потока можно достичь большего снижения трения.

Некоторым подтверждением данного факта является рис. 12, где представлена аналогичная зависимость  $C_f/C_{f0} = f(U_\infty)$ , но полученная при постоянном объемном расходе вдуваемого воздуха  $Q = 250$  л/мин. В этом случае коэффициент вдува  $C_b$  при увеличении скорости потока не сохраняется постоянным, возрастая примерно вдвое. Тем не менее видно, что темп увеличения трения, характеризующий постепенное приближение к условиям исходного течения ( $C_f/C_{f0} = 1$ ), достаточно слабый. Это означает, что вдув воздуха при большей скорости потока, по-видимому, более выгоден.

В свете изложенного и с учетом предыдущих работ авторов представляется возможным высказать некоторые соображения о механизме снижения поверхностного трения при вдуве воздуха через множество микроотверстий. По нашему мнению, этот механизм обусловлен несколькими физическими процессами. Приведенные ранее ре-

зультаты дают основания утверждать, что оттеснение пристенных слоев пограничного слоя от стенки, утолщение ламинарного подслоя и, как следствие, снижение локальной скорости вблизи поверхности – одна из причин снижения поверхностного трения. Иначе говоря, локальный коэффициент трения в значительной степени зависит от состояния ламинарного подслоя турбулентного пограничного слоя. Но это лишь одна из составляющих сопротивления. Действительно, в работе [30] получено очень простое соотношение между напряжением Рейнольдса и коэффициентом поверхностного трения для трех канонических (ограниченных стенками) турбулентных течений: канал, труба и плоский пограничный слой. Для полностью развитого турбулентного течения в канале в предположении равномерного вдува и исключенных из рассмотрения пространственных эффектов [31] это соотношение сводится к виду

$$C_f = \frac{12}{Re_w} + 12 \int_0^1 2(1-y) \left( -\overline{u'v'} \right) dy,$$

где  $Re_w = 2U_w \lambda / \nu$  – число Рейнольдса, вычисленное по скорости на оси канала и полу-

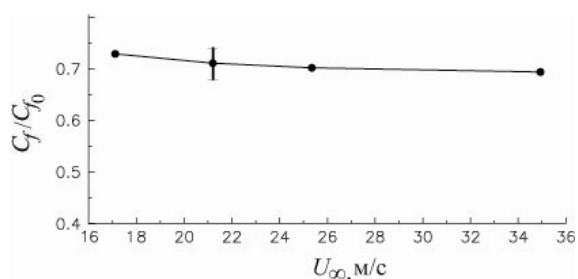


Рис. 11. Изменение нормированного коэффициента поверхностного трения в зависимости от скорости потока при  $C_b = 0,0011$

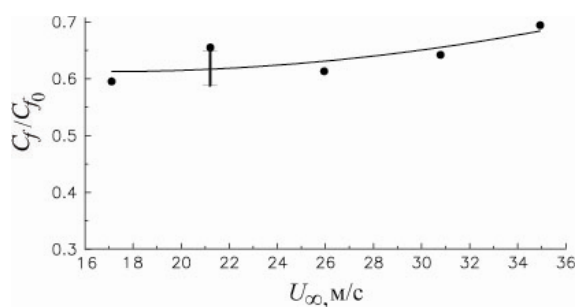


Рис. 12. Изменение нормированного коэффициента поверхностного трения в зависимости от скорости потока при  $C_b \neq \text{const}$  ( $Q = 250$  л/мин.)

ширине канала  $\lambda$ . (Более полное уравнение включает также члены, характеризующие среднюю конвекцию и пространственное развитие, которые отсутствуют в полностью развитом течении в канале). Это уравнение показывает, что коэффициент поверхностного трения состоит из составляющей, обусловленной ламинарным вкладом  $12/Re_w$ , идентичного хорошо известному ламинарному решению, и турбулентным вкладом (второй член, который, как правило, положительный, но может быть и отрицательным). Турбулентный вклад пропорционален средневзвешенной величине напряжений Рейнольдса, доля которых линейно уменьшается с расстоянием от стенки.

Это соотношение позволяет проанализировать эффект снижения / увеличения сопротивления, вызванного модификацией структуры потока, в том числе за счет вдува, и может служить в качестве ключа для разработки и оценки новых алгоритмов управления. Если так, то подавление напряжений Рейнольдса вблизи стенки имеет первостепенное значение для эффективного управления снижением сопротивления при наличии вдува, поскольку  $\overline{u'v'}$  увеличивает коэффициент поверхностного трения, когда  $C_b$  растет. Турбулентный вклад действительно пропорционален напряжениям Рейнольдса, которые, как можно видеть из работы [32], увеличиваются при вдуве. Рост турбулентных касательных напряжений с увеличением массового расхода наблюдался также в работе [33].

В любом случае коэффициент турбулентной вязкости  $\nu_t$

$$-\overline{u'v'} = \nu_t \frac{du}{dy}$$

во внутренней области пограничного слоя также возрастает с увеличением координаты  $y$ . Однако темп его роста снижается из-за градиента скорости  $du/dy$ , который при вдуве всегда меньше в сравнении с неуправляемым пограничным слоем. В итоге скорость нарастания  $\overline{u'v'}$ -значений во многом зависит от того, насколько эффективно микровдув подавляет пристеночные вихри и изменяет развитие пристеночных событий типа выбросов (sweep) и, как следствие, способствует уменьшению трения.

Есть также некоторые другие явления, которые могут внести вклад в эти процессы.

В частности, результаты работы [34] показывают, что вследствие влияния впереди расположенного отверстия может измениться локальное давление в зоне течения расположенного позади отверстия и тем самым вызвать периодическое изменение массового расхода. Это означает, что взаимодействие между вдуваемым потоком и пограничным слоем очень неустойчиво. Чтобы полностью понять физику взаимодействия между вдуваемым потоком и пограничным слоем, необходим расчет нестационарных уравнений Навье – Стокса. Поэтому в данный момент мы не можем утверждать, что механизмы снижения сопротивления и глобальная эффективность микровдува через микроперфорированную стенку полностью ясны.

## Выводы

Проведены численно-экспериментальные исследования, направленные на изучение возможности снижения поверхностного трения пластины в условиях вдува воздуха через микроперфорированную плоскую стенку, состоящую из чередующихся по длине проницаемых и непроницаемых участков, вдоль которой формируется безградиентный несжимаемый турбулентный пограничный слой. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. В целом вдув воздуха способствует существенному уменьшению локального значения коэффициента поверхностного трения  $C_f$ , достигающему при  $C_b = 0,00344$  порядка 70 % в конце перфорированного образца и характеризующемуся некоторым ростом величины  $C_f$  на искусственно созданных непроницаемых участках.

2. Основываясь на результатах настоящих исследований и предыдущих работ авторов, можно предварительно сформулировать принцип выбора протяженности непроницаемого и проницаемого участков поверхности, обеспечивающего наибольший эффект снижения трения. Хотя вопрос оптимального сочетания указанных участков требует дополнительного изучения, ясно, что отношение протяженности непроницаемого участка к протяженности проницаемого участка при скорости потока  $U_\infty = 21$  м/с должно находиться в пределах 0,17–0,21 при общей абсолютной величине, характе-

ризующей протяженностью непроницаемого участка, 20–23 мм.

3. Результаты численного расчета над перфорированной поверхностью качественно правильно отражают характер уменьшения  $C_f$  до некоторой базовой величины. В то же время наличие особенностей на границах раздела «проницаемая / непроницаемая поверхность», представляющих собой математически особые точки, трудности с моделированием фактической степени проницаемости стенки и другие особенности затрудняют получение адекватного решения. Только более совершенные алгоритмы расчета, учитывающие указанные особенности, позволят продвинуться в этом направлении.

### Список литературы

1. Wood R. Impact of Advanced Aerodynamic Technology on Transportation Energy Consumption // SAE International TP-2004-01-1306. 2004. 21 p.
2. Coustols E., Savill A. M. Turbulent Skin-Friction Drag Reduction by Active and Passive Means. Paper reprinted from AGARD Report 786. Pt 1, 2. 1992. P. 8-1–8-80.
3. Корнилов В. И. Проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 2. С. 183–208.
4. Bushnell D. M. Turbulent Drag Reduction of External Flows // AIAA Paper 1983-0227. 1983.
5. Jeromin L. O. F. The Status of Research in Turbulent Boundary Layers with Fluid Injection // Progress in Aeronautical Sciences / Ed. by D. Kuchemann. N. Y.: Pergamon Press, 1966. P. 65–189.
6. Healzer J. M., Moffat R. J., Kays W. M. The Turbulent Boundary Layer on a Porous Rough Plate: Experimental Heat Transfer with Uniform Blowing // ASME Paper. 1974. No. 74-HT-14.
7. Simpson R. L., Moffat R. J., Kays W. M. The Turbulent Boundary Layer on a Porous Plate: Experimental Skin Friction with Variable Injection and Suction // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1969. Vol. 12. No. 7. P. 771–789.
8. Dershin H., Gallaher W. H., Leonard C. A. Direct Measurement of Skin Friction on a Porous Flat Plate with Mass Injection // AIAA J. 1967. Vol. 5. P. 1934–1939.
9. Simpson R. L. Characteristics of Turbulent Boundary Layers at Low Reynolds Numbers with and without Transpiration // J. Fluid Mech. 1970. Vol. 42. No. 4. P. 769–802.
10. Hwang D. P. A Proof of Concept Experiment for Reducing Skin Friction by Using a Micro-Blowing Technique // NASA Technical Memorandum 107315, 1997.
11. Tillman T. G., Hwang D. P. Drag Reduction on a Large-Scale Nacelle Using a Microblowing Technique // 37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, NV, AIAA Paper 1999-0130. Jan. 1999.
12. Hwang D. Review of Research into the Concept of the Microblowing Technique for Turbulent Skin Friction Reduction // Progress in Aerospace Sciences. 2004. Vol. 40. P. 559–575.
13. 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.
14. 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 2009-779. Jan. 2009.
15. Parkhe V. A Parametric Study on Flow over a Flat Plate with Microblowing / Thesis, Univ. of Akron. Dec. 2009.
16. Bazovkin A. V., Kovenya V. M., Kornilov V. I., Lebedev A. S., Popkov A. N. Effect of Micro-Blowing of a Gas from the Surface of a Flat Plate on its Drag // J. Applied Mechanics and Technical Physics. 2012. Vol. 53, No. 4. P. 490–499.
17. 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.
18. Kornilov V. I., Boiko A. V. Flat-Plate Drag Reduction with Streamwise Noncontinuous Microblowing // AIAA J 2014. Vol. 52. No. 1. P. 93–103.
19. Hwang D. Experimental Study of Characteristics of Micro-Hole Porous Skins for Turbulent Skin Friction Reduction // Proc. 23<sup>rd</sup> Cong. of the Int. Council of the Aeronautical Sci. / Ed. by I. Grant. Toronto, Canada: Optimage Ltd., 2002. P. 2101.1–2101.7.
20. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 318 с.
21. Корнилов В. И., Меклер Д. К., Павлов А. А. К методике измерения поверхност-



ного трения однолучевым лазерным интерферометром // Тр. V Школы по методам аэрофизических исследований, 7–16 июля 1989, Абакан. Новосибирск, 1990. С. 144–151.

22. *Naughton J. W., Sheplak M.* Modern Developments in Shear-Stress Measurement // Progress in Aerospace Sciences. 2002. No. 38. P. 515–570.

23. *Бойко А. В., Корнилов В. И.* Измерение локального коэффициента поверхностного трения с помощью термоанемометра // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 4. С. 613–623.

24. *Launder B. E., Spalding D. B.* Lectures in Mathematical Models of Turbulence. L.; N. Y.: Academic Press, 1972. 169 p.

25. Computation of Turbulent Boundary Layer // Proc. Stanford Conf. AFOSR-IFP / Eds. D. E. Coles, E. A. Hirst. Stanford, 1968–1969. Vol. 2. 519 p.

26. *Cebeci T.* Analysis of Turbulent Flows. Oxford: Elsevier Ltd, 2004. 376 p.

27. *Zagarola M. V., Smits A. J.* A New Mean Velocity Scaling for Turbulent Boundary Layers // Proc. of 1998 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, June 21–25. Washington D. C., 1998. P. 1–6.

28. *Castillo L., Walker D. J.* Effect of upstream conditions on the outer flow of turbulent boundary layers. AIAA J 2002. Vol. 40. No. 7. P. 1292–1299.

29. *Cal R. B., Castillo L.* Similarity Analysis for Transpired Turbulent Boundary Layers

Subjected to External Pressure Gradients // AIAA J. 2005. Vol. 43. No. 9. P. 1913–1922.

30. *Fukagata K., Iwamoto K., Kasagi N.* Contribution of Reynolds Stress Distribution to the Skin Friction in Wall-Bounded Flows. Phys Fluids 2002. Vol. 14. P. L73–L76.

31. *Kasagi N., Hasegawa Y., Fukagata K.* Toward Cost-Effective Control of Wall Turbulence for Skin Friction Drag Reduction. EUROMECH European Turbulence Conference. Marburg, 2009.

32. *Vlassov D., Vargasa J. V. C., Ordonez J. C., Martins L. S.* Turbulent Stress Distribution in the Turbulent Boundary Layer on a Permeable Porous Plate. Engenharia Térmica (Thermal Engineering). July 2006. Vol. 5. No. 01. P. 90–102.

33. *Kornilov V. I., Boiko A. V., Markovich D. M., Bilsky A. V., Gobyzov O. A., Kovenya V. M., Lebedev A. S., Bazovkin A. V.* A Comprehensive Analysis of Turbulent Boundary Layer at Air Blowing through a Microperforated Surface. In: Proceedings 7th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer. Palermo, Italy, 2012. P. 109–112.

34. *Menon S., Feiz H.* Micro Blowing Simulations using a Coupled Finite-Volume Lattice-Boltzmann LES Approach. Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA, 2005.

*Материал поступил в редколлегию 19.06.2015*

**V. I. Kornilov, A. V. Boiko, I. N. Kavun**

*Institute of Theoretical and Applied Mechanics of SB RAS  
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*kornilov@itam.nsc.ru, boiko@itam.nsc.ru, i\_k@list.ru*

## **FLAT-PLATE SKIN FRICTION UNDER THE CONDITIONS OF AIR BLOWING THROUGH A WALL WITH INTERMITTENT IN LENGTH PERMEABILITY**

Possibility of turbulent skin-friction reduction in an incompressible boundary layer of a flat plate with air blowing through a microperforated surface consisting of alternating permeable and impermeable sections was studied experimentally and computationally. The mass flow rate of the air per unit area was varied in the range from 0 to 0.0709 kg/s/m<sup>2</sup>, which corresponds to the maximum blowing coefficient equal to 0.00344. A consistent reduction of the local skin-friction values along the chord of the microperforated insert was found, the reduction achieving nearly 70 % at the end of the last active blowing sections, except the impermeable surface sections demonstrating, on the contrary, the skin friction increase: the longer section, the higher skin friction.

*Keywords:* air blowing, turbulent boundary layer, flat plate, permeable and impermeable sections, skin friction.