

УДК 532.526.4 + 532.5.013

Влияние периодического вдува/отсоса через последовательно расположенные кольцевые щели на турбулентный пограничный слой тела вращения

А.В. Бойко, В.И. Корнилов

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

Экспериментально исследовано влияние локального периодического воздействия в виде вдува/отсоса через последовательно расположенные кольцевые щели на свойства турбулентного пограничного слоя, формирующегося на осесимметричном теле вращения при его обтекании несжимаемым потоком. Число Рейнольдса, вычисленное по толщине потери импульса пограничного слоя впереди кольцевой щели, составляло 1362. Безразмерная амплитуда вынужденного сигнала A_0 устанавливалась равной 0,4. Частота вынужденного сигнала в единицах закона стенки составляла $f^+ = 0,0048$. Показано, что начиная с расстояния вверх от щели, составляющего около полутолщины вытеснения пограничного слоя δ^+ , и далее вниз по течению вплоть до $18\delta^+$, наблюдается устойчивое снижение локального трения, максимальная величина которого достигает 50 %. Каждая последующая щель способствует уменьшению трения, однако эффективность вдува/отсоса вниз по потоку заметно ослабляется.

Прогресс в понимании процессов формирования когерентных структур в пристенных турбулентных течениях и механизмов, ответственных за формирование подобных структур [1], стимулирует дальнейшие исследования, направленные на изучение возможности уменьшения сопротивления движущегося объекта и, в особенности, составляющей его поверхностного трения. В качестве примера когерентных структур можно назвать противоположно вращающиеся вихри в двумерных турбулентных следах, крупномасштабные вихревые структуры в турбулентных слоях смешения, а также низкоскоростные стрики (полоски) и подковообразные вихри в турбулентных пограничных слоях. В настоящее время поиск эффективных путей управления когерентными структурами считается ключевым элементом успешной стратегии уменьшения турбулентного сопротивления. Высокие значения турбулентного трения тесно связывают с нисходящим движением жидкости, индуцируемым продольно развивающимися вблизи поверхности вихрями (когерентными структурами) [2]. Эти вихри, различающиеся размерами и формой, взаимодействуют с вязким подслоем, формируя, тем самым, области течения с повышенными касательными напряжениями.

Существуют два принципиальных подхода к управлению пристенными турбулентными течениями. Первый из них рассчитан на меры упреждающего воздействия, второй — на ослабление интенсивности этих вихрей. Одним из эффективных путей снижения поверхностного трения, который привлекает в последнее время

особое внимание исследователей, является вдув/отсос через стенку, обеспечивающий нулевой массовый расход струи. Публикации результатов использования такого способа управления свидетельствуют о том, что в зависимости от параметров вынуждающего воздействия и геометрии обтекаемой конфигурации этот тип управления может привести к уменьшению локального трения, более эффективному управлению отрывом и даже к возрастанию несущих свойств такой конфигурации [3–10]. В частности, в [3] показано, что равномерный вдув через плоскую стенку может уменьшить трение и увеличить интенсивность турбулентности, в то время как равномерный отсос вызывает практически в точности противоположный эффект. В [4] обнаружено, что малое локальное периодическое воздействие через трансверсальную щель на плоской пластине уменьшает трение, причем эффективность управления возрастает с частотой воздействия. Важно, что интенсивность турбулентности лишь немного выше, чем для невозмущенного пограничного слоя, за исключением области течения непосредственно позади щели. В [5] показано, что как стационарный, так и нестационарный вдув являются эффективным способом управления с целью уменьшения локального трения. Позднее авторам работы [6] удалось установить, что максимальное снижение турбулентного трения можно достичь при наибольшей из исследованных вынужденной частоте ($f^+ = 0,088$) и обратном угле наклона щели, равном -120° . В [7] отмечается устойчивое снижение сопротивления трения (порядка 18 %) за счет периодического вдува/отсоса через трансверсальную щель, выполненную в стенке плоской пластины, помещенной в водяной канал. Правда, касательное напряжение оценивалось лишь по градиенту скорости вблизи стенки. При этом обнаружено столь же устойчивое возрастание интенсивности турбулентности во всей области измерений позади щели.

Большинство численных исследований сконцентрировано на изучении стационарного вдува/отсоса. В частности, авторы [8] обнаружили, что стационарный вдув уменьшает трение, в то время как стационарный отсос его увеличивает. При этом интенсивность турбулентности меняется противоположным образом. В работе [9], используя прямое численное моделирование, изучали влияние стационарного локального вдува и отсоса с тремя различными скоростями вдува на характеристики пограничного слоя и обнаружили заметное влияние этого параметра на турбулентное трение. Эффект периодического вдува через щель на двумерный пограничный слой исследовался также численными методами в [10]. Обнаружено существенное уменьшение трения, которое в окрестности щели достигает 80 % (!).

Подчеркнем, что в цитируемых выше работах анализировались результаты воздействия периодического вдува/отсоса, генерируемого через единственную трансверсально расположенную щель, на турбулентный пограничный слой, формирующийся вдоль плоской поверхности. В отличие от [3–10], настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию эффективности использования в турбулентном сдвиговом потоке локального периодического воздействия в виде вдува/отсоса, организованного вдоль обтекаемой поверхности через несколько последовательно расположенных кольцевых щелей (каскадный способ управления). Насколько известно авторам, подобные исследования на телах фюзеляжеобразной формы, тем более с использованием отмеченного способа управления, до сих пор не проводились. К тому же при обтекании тел указанной конфигурации пограничный слой нередко почти с самого начала находится в турбулентном состоянии, и способы воздействия на такое течение носят ограниченный характер. Таким образом, необходимость проведения подобных исследований очевидна.

1. УСЛОВИЯ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Опыты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН при скорости невозмущенного потока в контрольном сечении $U_\infty = 10,1$ м/с. Число Рейнольдса Re^{**} , вычисленное по толщине потери импульса в сечении расположения кольцевой щели, составляло 1362 ± 15 .

Исследования выполнялись на модели тела вращения 1 (рис. 1) длиной L 2405 мм, установленной в рабочей части трубы 2 с помощью хвостовой державки на пилоне 3. Модель состоит из головной части, представляющей собой эллипсоид вращения с большой полуосью равной 300 мм, цилиндрического участка диаметром 100 мм длиной 1745 мм и хвостовой части, форма которой выбрана в соответствии с зависимостью

$$\frac{r}{r_{\text{цил}}} = \left[\frac{x_{\text{хв}}}{l_{\text{хв}}} \left(2 - \frac{x_{\text{хв}}}{l_{\text{хв}}} \right) \right]^{0,9},$$

где $r/r_{\text{цил}}$ — текущий радиус хвостовой части, обезразмеренный по радиусу цилиндрического участка, $l_{\text{хв}}$ — ее длина, а $x_{\text{хв}}$ — расстояние от вершины.

С целью обеспечения развитого турбулентного течения на большей части модели пограничный слой был искусственно турбулизирован путем установки в сечении $x = 289$ мм кольца 4, изготовленного из проволоки диаметром 1,5 мм, позади которого наклеена полоса наждачной бумаги 5 класса Stayer № 60 длиной 80 мм. Основное назначение второго элемента турбулизированного устройства — по возможности уменьшить двумерный характер возмущений, которые могут преобладать позади проволочного кольца. Для исключения прогиба и достижения необходимой жесткости модель имеет дополнительную хорошо обтекаемую опору 6. Вдоль одной из образующей тела вращения выполнено 20 приемников статического давления 7 диаметром 0,4 мм.

Локальный вдув/отсос осуществлялся через три автономные наклонные кольцевые щели 8, первая из которых располагалась на расстоянии 910 мм вниз по потоку от носика тела вращения. Интервал между щелями составлял 50 мм. Хотя конструкция модели позволяла регулировать ширину щелей, на данном этапе эксперименты выполнены при постоянном ее значении, равном 1,4 мм. Угол наклона щели выбран равным -120° , что в соответствии с данными [6], полученными на плоской пластине, обеспечивает наибольший эффект снижения поверхностного трения. Ширина щели в единицах закона стенки $s^+ = sv_* / \nu$ составляла 44

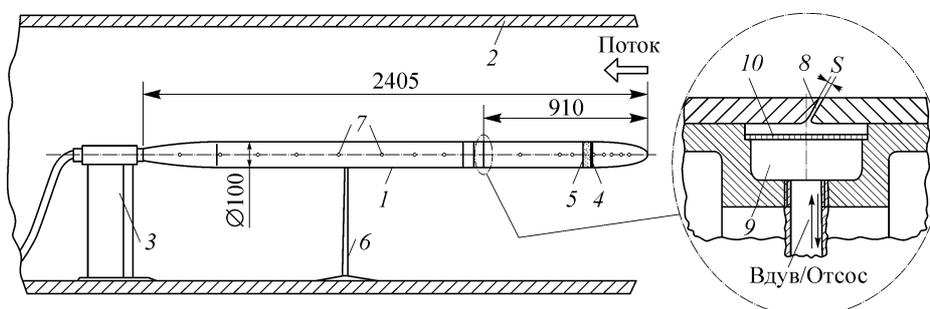


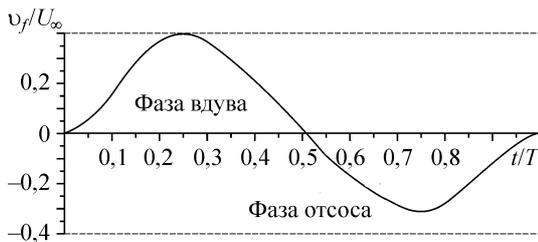
Рис. 1. Модель тела вращения с кольцевыми щелями.

1 — тело вращения, 2 — стенка рабочей части аэродинамической трубы, 3 — пилон, 4 — турбулизированное кольцо, 5 — полоса наждачной бумаги, 6 — опора, 7 — приемники статического давления, 8 — щель, 9 — камера, 10 — дросселирующая решетка.

и выбрана приблизительно равной характерному размеру основных энергосодержащих вихрей. Особое внимание уделялось проблеме обеспечения равномерной подачи масс газа в окружном направлении тела вращения. С этой целью непосредственно под каждой щелью располагалась индивидуальная кольцевая камера 9, отделенная от щели решеткой 10 с системой дросселирующих отверстий, диаметр которых в каждой камере был разным. Это вызвано следующими соображениями. Ясно, что для оценки эффективности такого способа управления необходимо, по крайней мере в первом приближении, обеспечить одинаковый массовый расход через каждую щель. Однако конструкция модели не позволяла подвести индивидуальную трассу к каждой камере и, тем самым, обеспечить автономное управление через каждую щель. Это оказалось возможным достичь лишь за счет установки дросселирующей решетки с разным гидравлическим сопротивлением в каждой камере, обеспечиваемым путем изменения диаметра дросселирующих отверстий в пределах от 0,3 до 0,5 мм.

Импульсная подача воздуха в камеру и затем в щель и обратно осуществлялась от динамического громкоговорителя мощностью 25 Вт, размещенного за пределами рабочей части трубы. Выход громкоговорителя, представляющий собой осесимметричный конфузур, связан при помощи гладкого армированного шланга (внутренний диаметр 28 мм) с кольцеобразным каналом плавной геометрии, обеспечивающим доступ к 16 радиальным отверстиям диаметром 8 мм, расположенными под углом $22,5^\circ$ друг к другу, и от них к камере. Управление динамическим громкоговорителем производилось при помощи усилителя мощности У7–1 и генератора звуковых колебаний ГЗ–33 с синусоидальным выходом контролируемых частоты и амплитуды. Амплитуда и частота вынужденного сигнала задавались с помощью генератора, а затем контролировались на выходе из щели при помощи одноточечного датчика термоанемометра в условиях отсутствия потока в рабочей части трубы. Датчик был предварительно откалиброван во внешнем потоке с целью получения его скоростной и угловой характеристик. Полученные данные показывают, что в пределах примерно 5-процентной ошибки используемый датчик нечувствителен к углам скоса потока, достигающим 40° .

Скорость вынужденной струи контролировалась на расстоянии около 0,5 мм от стенки при отсутствии потока в трубе. Распределение этой величины по ширине щели представляло собой типичную параболу с максимумом вблизи середины и минимумом на концах щели. В точке максимума измеренная поперечная скорость u , обусловленная локальным импульсным воздействием, обнаруживает форму, близкую к типично синусоидальной $v_f(t) = (v_f)_{\max} \sin(2\pi ft)$ (рис. 2), где t — время, а T — период колебаний. Однако, в отличие от [4], в настоящих экспериментах не удалось обеспечить строгую симметрию между фазой вдува и фазой отсоса через щель. Тем не менее, за счет уменьшения толщины стенки в зоне расположения щели удалось заметно снизить степень отмеченной несимметрии в сравнении с предыдущими исследованиями [11]. Справедливости ради заметим, что подобная несимметрия имела место в большинстве выполненных исследований (см., например, [5]).



Амплитуда вынужденного сигнала

$$A_0 = (v_f)_{\max} / U_\infty$$

Рис. 2. Измеренная скорость периодического движения на расстоянии $y = 0,5$ мм от щели при отсутствии внешнего потока.

не менялась и составляла $A_0 = 0,4$. Степень неравномерности амплитуды вынужденного сигнала в окружном направлении проверялась лишь при двух значениях угла φ (0° и 180°). В пределах погрешности измерений эту величину можно считать постоянной.

Частота вынужденного сигнала в единицах закона стенки

$$f^+ = fV/v_*^2$$

устанавливалась равной $f^+ = 0,0048$.

Основные параметры исходного пограничного слоя в сечении расположения первой кольцевой щели, толщина δ которого, определенная из условия $U/U_\infty = 0,99$ и равная 14,8 мм, приведены в таблице. Здесь $H = \delta^*/\delta^{**}$ — формпараметр пограничного слоя, где δ^* и δ^{**} — толщины вытеснения и потери импульса

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) \left(1 + \frac{y}{R}\right) dy, \quad \delta^{**} = \int_0^\delta \frac{U}{U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) \left(1 + \frac{y}{R}\right) dy, \quad (1)$$

а $v_* = \sqrt{\tau_w/\rho} = U_e \sqrt{C_f/2}$ — динамическая скорость, в которой τ_w — касательное напряжение, ρ — плотность воздуха и U_e — скорость на внешней границе пограничного слоя.

Для выполнения измерений в пограничном слое использовалось координатное устройство с тремя степенями свободы, установленное на боковой стенке рабочей части трубы с ее внешней стороны.

Скоростной напор набегающего потока q_∞ контролировался по перепаду между полным P_0 и статическим P_∞ давлениями, измеряемому с помощью трубки Пито–Прандтля, установленной в невозмущенном потоке, и регистрируемому наклонным спиртовым микроанометром системы DISA, а также дублировался путем измерения перепада ($P_{0ф} - P_{рч}$), где $P_{0ф}$ и $P_{рч}$, соответственно, давление торможения в форкамере трубы и статическое давление в рабочей части.

Мгновенная скорость U в исследуемой точке поля сдвигового потока измерялась с помощью комплекта термоанемометрической аппаратуры фирмы DANTEC. Блок-схема измерений включала термоанометр 55M01, к выходу которого подключен линейаризатор 55D10. Сбор измеряемой информации осуществлялся следующим образом. Сигнал с выхода линейаризатора подавался на многоканальный высокочастотный 14-ти 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. В каждой измеряемой точке пограничного слоя в компьютер вводилось 400000 отсчетов. Время сбора информации составляло 5 с. Для обеспечения статистической сходимости фазового осреднения это время в единицах величины δ/U_∞ равнялось приблизительно 3900. Кстати, данное значение близко соответствующим значениям, используемым в других работах (см., например, [4]). Постоянная составляющая линейаризованного сигнала, соответствующая средней скорости

Основные параметры исходного пограничного слоя в сечении расположения первой кольцевой щели

δ^* , мм	δ^{**} , мм	H	v_*	Re^{**}
2,686	2,006	1,339	0,470	1362

течения, параллельно измерялась вольтметром постоянного тока 55D31. Визуальный контроль за характером пульсационного сигнала производился с помощью осциллографа С1–73. В качестве первичного преобразователя использовался миниатюрный датчик с чувствительным элементом в виде вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм.

Известно [12], что если на основное турбулентное движение накладывается слабоорганизованное (периодическое) движение, то любую флуктуирующую величину (например, мгновенную скорость $U(x, t)$) можно представить в виде суммы трех компонент

$$U(x, t) = \bar{U}(x) + \hat{u}(x, t) + u'(x, t) = \langle U(x, t) \rangle + u'(x, t), \quad (2)$$

где $\bar{U}(x)$ — средняя (по времени) компонента, $\hat{u}(x, t)$ — осредненная по фазе или когерентная составляющая и $u'(x, t)$ — случайная или некогерентная пульсация. Осредненная по фазе скорость определяется как

$$\hat{u}(t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} U(t + nT), \quad (3)$$

где T — период вынужденного сигнала, а N — число сегментов, выбранных для осреднения, которое составляло 335. Это означает, что при наличии процедуры фазового осреднения мы можем выделить из суммарного сигнала как пульсационную составляющую, так и вклад периодического движения. В соответствии с этим среднеквадратичное значение продольной компоненты пульсаций скорости и аналогичное значение периодической компоненты скорости определялось, соответственно, следующим образом:

$$u'_{\text{rms}} = \left| \langle (U - \bar{U})^2 \rangle \right|^{0,5}, \quad (4)$$

$$\hat{u}'_{\text{rms}} = \left| \langle (\hat{U} - \bar{\hat{U}})^2 \rangle \right|^{0,5}. \quad (5)$$

Для определения местных значений коэффициента поверхностного трения C_f в исходном течении ($f^+ = 0$) использовался метод Престона [13]. В этом случае C_f определялся при помощи трубок Престона с внешними диаметрами 1,602 мм и 1,06 мм. Этот метод очень хорошо известен и широко применяется в литературе. Напомним лишь, что связь между измеряемым трубкой Престона безразмерным динамическим давлением $(P_0 - P_w)d^2/4\rho v^2$ и касательным напряжением $\tau_w d^2/4\rho v^2$ обычно представляется одной или несколькими эмпирическими функциями. В настоящей работе использовалась калибровочная зависимость, предложенная Пейтелем [14]. Что касается случая $f^+ \neq 0$, то, как показали предварительные эксперименты, практически ни один из известных косвенных методов не может гарантировать абсолютной надежности определения трения в условиях течения с существенными вдоль координаты x градиентами C_f . Наиболее предпочтительным оказался прямой оптический метод масляной капли (пленки), развитый в [15] на базе однолучевой лазерной интерферометрии (LISFMeter) и ранее хорошо зарекомендовавший себя при использовании в разнообразных течениях ([16, 17 и др.]). Излучение He–Ne лазера с длиной волны $\lambda = 0,67 \mu\text{m}$ и мощностью 5 мВт, сформированное в плоскопараллельный пучок, направлялось на поверхность масляной капли, нанесенной на обтекаемую поверхность тела вращения. Изображение капли, модулированное интерференционными полосами равной толщины, несущими информацию о ее профиле, регистрировалось в отраженном свете Leutron Vision

LV-8500 CCD камерой с разрешением 766×580 pixels и вводилось в обычный персональный компьютер. После предварительных опытов предпочтение было отдано силиконовому маслу марки Dow-Corning "200" с кинематической вязкостью $\nu = 50$ cSt (при $t = 25$ C), плотностью $0,96$ г/см³ и показателем преломления $1,401$. Регистрация температуры t_w на поверхности модели осуществлялась с помощью системы сбора данных и коммутации HP Agilent 34970 A Data Acquisition/Switch Unit. Поскольку изменение величины t_w в процессе эксперимента составляло не более $0,1^\circ\text{C}$, учет изменения кинематической вязкости масла в этих условиях не потребовался. Однако от эксперимента к эксперименту изменение температуры было порядка 1°C , поэтому истинное значение ν определялось с учетом изменения t_w в соответствии с калибровочной зависимостью для данного масла. Для повышения точности определения трения в каждой исследуемой точке регистрировалось 289 интерферограмм растекания масляной капли на поверхности модели. Обработка информации осуществлялась с использованием специально разработанной в среде MatLab программы, которая позволяла автоматически определять шаг интерференционных полос с последующим его осреднением по всем 289 интерферограммам или выборочным способом. Эта информация совместно с данными, характеризующими физические свойства масла, позволяла однозначно определять касательное напряжение в исследуемой точке поля течения на поверхности модели.

В дополнение к указанным измерениям была также предпринята визуализация течения в окрестности щели методом лазерного ножа. При этом для обеспечения необходимой контрастности изображения вводилась струйка дыма через отверстие, расположенное вверх по потоку от щели. Некоторые детали этой методики изложены в [18].

В заключение отметим, что случайная погрешность основных измеряемых величин (расстояний от стенки y и вниз по потоку x , коэффициента давления C_p , скоростного напора q_∞ , средней скорости U_∞ и U , касательного напряжения τ_w , пульсаций скорости u' составляет: y — $0,005$ мм, x — $0,2$ мм, C_p — $\pm 1,0$ %, q_∞ — $\pm 0,25$ %, U_∞ — $\pm 0,5$ %, τ_w — 5 %, U — $\pm 0,5$ %, u' — ± 2 %.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Во избежание возможной методической ошибки все исследования как на исходной конфигурации, так и при наличии периодического вдува/отсоса выполнены в единой серии опытов. В соответствии с этим сначала проводились эксперименты при отсутствии вдува/отсоса, а затем, не меняя положение модели, — при заданной амплитуде A и частоте f вынужденного воздействия.

2.1. Исходное течение

Целью начальной стадии экспериментов был анализ состояния пограничного слоя на исходной конфигурации, т. е. при отсутствии локального вдува/отсоса. Как показали результаты измерений распределения статического давления на поверхности модели, непосредственно в рабочей области исследований ($0,398 \leq x/L \leq 0,476$), в которой влияние вдува/отсоса ожидалось наиболее сильным, реализуется участок слабого благоприятного градиента давления ($dC_p/dx \leq 0,08$ м⁻¹). Ниже по потоку ($x/L > 0,476$) формируется участок стабилизации течения, в котором статическое давление в пределах погрешности эксперимента можно считать почти постоянным.

Для понимания характера исходного течения выполнены достаточно подробные измерения профилей средней скорости в пограничном слое и мгновенных значений ее продольных пульсаций в полосе частот от 1 до 50000 Гц, а также поверхностного трения в 15–20 поперечных сечениях по длине модели. При этом

соотношение между толщиной формирующегося на теле вращения пограничного слоя и радиусом поперечного сечения тела менялось в пределах $0,28 \div 0,35$, т. е. было таким, что свойства исследуемого сдвигового течения не могли анализироваться в рамках подходов, справедливых для плоского пограничного слоя. Поэтому такой анализ выполнялся с учетом влияния поперечной кривизны [19]. Он показывает, что характеристики исходного сдвигового потока полностью соответствуют физическим представлениям о свойствах турбулентного пограничного слоя, формирующегося на теле с поперечной кривизной при номинально безградиентном его обтекании.

В качестве примера на рис. 3 в полулогарифмических координатах представлены экспериментальные профили скорости в пограничном слое тела вращения на различном безразмерном расстоянии $\Delta x/\delta^*$ от задней кромки первой по потоку кольцевой щели в переменных закона стенки $U^+ = f(\lg \eta^+)$

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

где
$$\eta = \frac{y v_*}{\nu}, \quad \eta_0 = \frac{R v_*}{\nu}, \quad (7)$$

а R — радиус цилиндрической части тела вращения. Здесь и далее продольная координата Δx нормируется на величину δ^* в области расположения первой по потоку кольцевой щели. Индекс “0” при величине δ^* для простоты опущен.

На рис. 3 для сравнения показан также профиль скорости $U^+ = A \lg \eta^+ + B$ (сплошная линия) с коэффициентами $A = 5,62$ и $B = 5,0$, рекомендованными в качестве канонических материалами известной Стэнфордской конференции

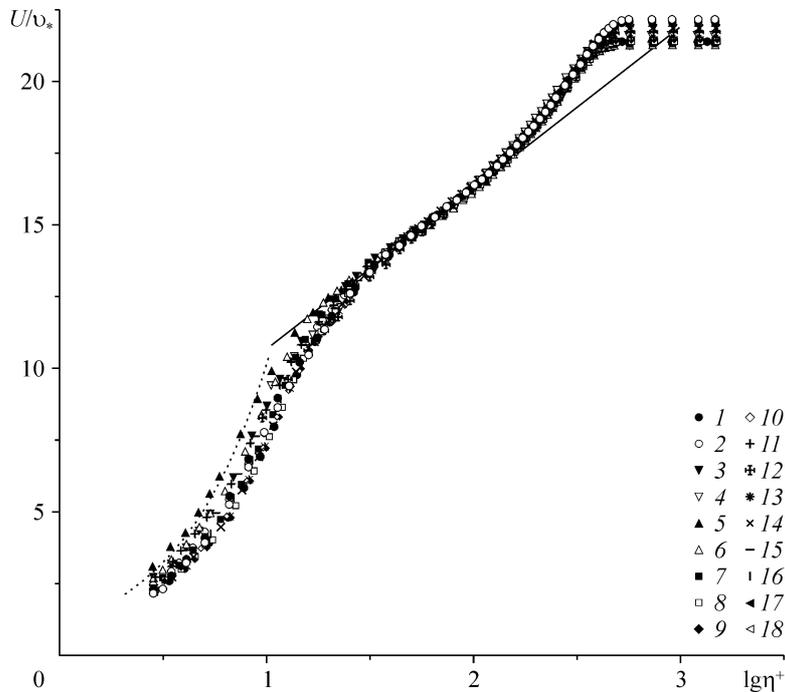


Рис. 3. Профили средней скорости в переменных закона стенки (исходное течение).

$\Delta x/\delta^*$: $-3,946$ (1), $-1,564$ (2), $-0,781$ (3), $0,117$ (4), $1,117$ (5), $2,532$ (6), $4,654$ (7), $7,446$ (8), $10,424$ (9), $13,775$ (10), $17,870$ (11), $18,727$ (12), $22,338$ (13), $29,784$ (14), $39,092$ (15), $50,261$ (16), $61,430$ (17), $73,902$ (18).

1968 г. [20], и профиль скорости в ламинарном подслое (штриховая линия), удовлетворяющий условию $U^+ = \eta^+$. Как видно, экспериментальное распределение скорости не содержит ничего необычного и вполне соответствует классическому, что свидетельствует в первом приближении о формировании развитого турбулентного пограничного слоя по длине модели.

Распределения интегральных характеристик пограничного слоя, в частности толщин вытеснения δ^* и потери импульса δ^{**} , также обнаруживают ожидаемые свойства течения. В частности, на рис. 4 приведена зависимость $\delta^{**} = f(\Delta x_{эф}/\delta^*)$, характеризующая изменение толщины потери импульса по длине рабочей области исследований. (Здесь $x_{эф}$ — эффективное начало развития турбулентного пограничного слоя, которое определялось из условия совпадения в первом измерительном сечении экспериментально найденного значения δ^{**} и вычисленного по методике Сполдинга [21] и последующего расчета до точки x , где $\delta^{**} = 0$.) Отклонения экспериментальных значений толщины потери импульса (кружки) от расчетной зависимости (линия) не превышает $\pm 3\%$ и обусловлено, по-видимому, наличием кольцевых щелей (вертикальные штриховые линии), обтекание которых, как показывают имеющиеся данные, носит приблизительно такой же характер, как и обтекание каверны с острой задней кромкой [22].

Другим примером являются сравнительные данные об изменении коэффициента поверхностного трения по длине модели, приведенные на рис. 5 в виде зависимости $C_f = f(\Delta x/\delta^*)$, где координата Δx , как и ранее, отсчитывается от задней кромки первой по потоку кольцевой щели. Отметим вполне удовлетворительное соответствие полученных экспериментальных данных (кружки) результатам расчета (линия), выполненных по методике [23], разработанной в рамках уравнений осесимметричного пограничного слоя. Как видно, на значительной длине исследуемой области результаты измерений согласуются друг с другом в пределах погрешности, не превышающей 1%. Лишь в зоне расположения первой и второй щелей имеет место расхождение, достигающее 3–4%. Хотя отмеченное расхождение вполне допустимо для такой характеристики как C_f , оно еще раз подтверждает, что обтекание тела вращения, даже при отсутствии вдува/отсоса, по-видимому, не эквивалентно обтеканию гидравлически гладкой поверхности и что наличие щелей проявляется приблизительно так же, как присутствие микрокаверн.

Профили турбулентных пульсаций скорости также свидетельствуют, что характеристики исходного течения на теле вращения не противоречат физическим представлениям о свойствах турбулентного пограничного слоя, формирующегося на теле с поперечной кривизной. Действительно, как видно из рис. 6, представленного, как и рис. 3, в переменных закона стенки $\sqrt{u'^2}/v_* = f(\lg \eta^+)$, наблюдается автомодельность свойств течения по длине исследуемой области. Возможное занижение пульсаций скорости в зоне максимума вызвано недостаточной пространственной

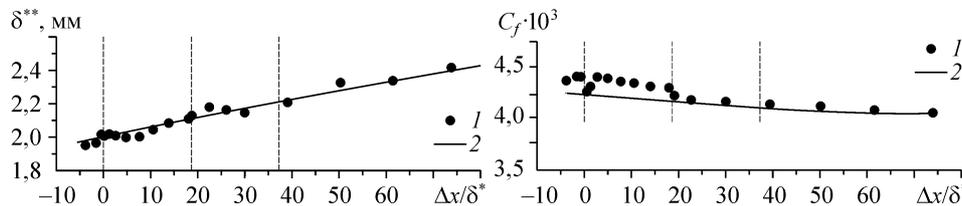


Рис. 4. Изменение толщины потери импульса по длине исследуемой области (исходное течение): эксперимент (1) и расчет по методике [21] (2).

Рис. 5. Изменение местного коэффициента поверхностного трения по длине исследуемой области (исходное течение): эксперимент (1) и расчет по методике [23] (2).

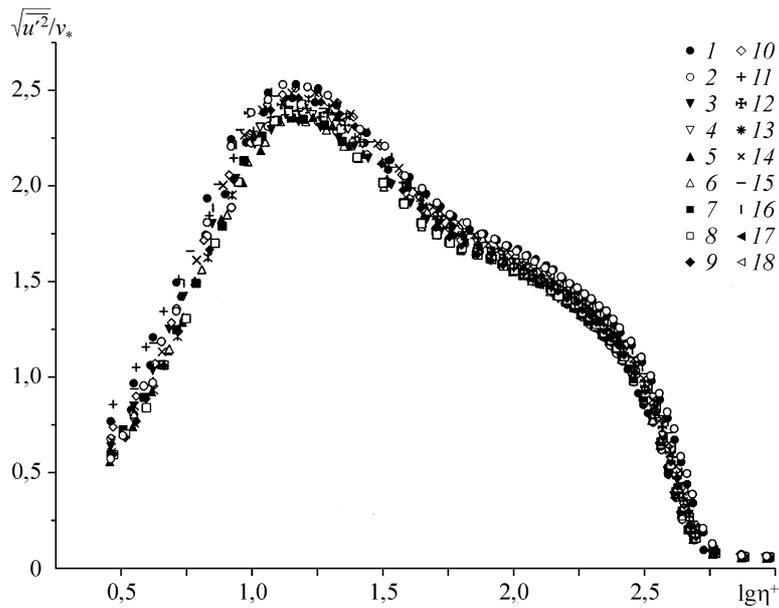


Рис. 6. Профили турбулентных пульсаций скорости в переменных закона стенки (исходное течение).

$\Delta x/\delta_*^*$: -3,946 (1), -1,564 (2), -0,781 (3), 0,117 (4), 1,117 (5), 2,532 (6), 4,654 (7), 7,446 (8), 10,424 (9), 13,775 (10), 17,870 (11), 18,727 (12), 22,338 (13), 29,784 (14), 39,092 (15), 50,261 (16), 61,430 (17), 73,902 (18).

разрешающей способностью датчика термоанемометра, обусловленной отсутствием требуемого соотношения между колмогоровским масштабом турбулентности и длиной чувствительного элемента датчика.

2.2. Эффект периодического вдува/отсоса на свойства течения

Рассмотрим сначала влияние вдува/отсоса на осредненные (по времени) характеристики течения и, в частности, на профили скорости в пограничном слое. В качестве примера на рис. 7 в виде зависимости $U/U_e = f(y)$ представлены профили

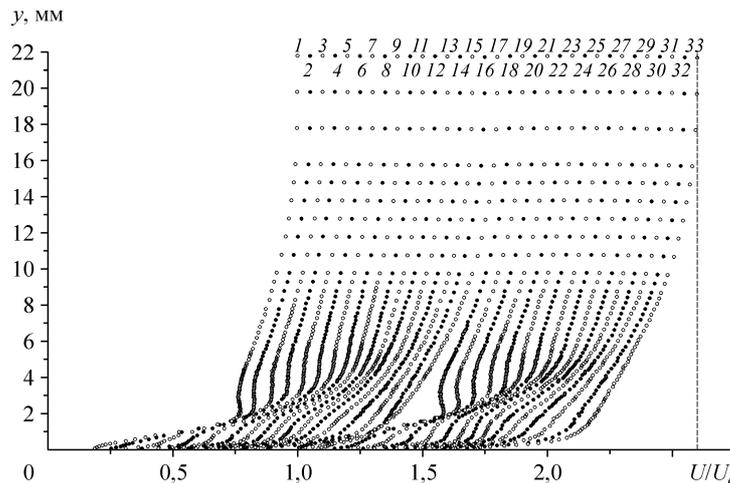


Рис. 7. Профили средней скорости с двумя работающими щелями.

$\Delta x/\delta_*^*$: 0,112 (1), 0,223 (2), 0,410 (3), 0,614 (4), 0,819 (5), 1,117 (6), 1,489 (7), 1,973 (8), 2,532 (9), 3,053 (10), 3,723 (11), 4,654 (12), 5,585 (13), 7,446 (14), 10,424 (15), 13,775 (16), 17,870 (17), 18,727 (18), 18,838 (19), 18,987 (20), 19,173 (21), 19,434 (22), 19,732 (23), 20,104 (24), 20,588 (25), 21,147 (26), 21,631 (27), 22,338 (28), 23,269 (29), 24,200 (30), 26,062 (31), 29,039 (32), 32,390 (33).

средней скорости для наиболее общего случая, когда импульсный вдув/отсос осуществляется через первую и вторую щели одновременно. (Здесь каждый последующий профиль сдвинут по оси абсцисс относительно предыдущего на величину, равную 0,05.) Видно, что в окрестности щелей наблюдается существенная деформация профилей скорости с постепенным ее уменьшением по мере удаления вниз по потоку. Однако дать сколько-нибудь четкое количественное описание этого процесса, исходя из данного графика, затруднительно. Поэтому на рис. 8 в виде зависимости $U/U_e = f(y/\delta^{**})$ представлены сравнительные профили средней скорости для случаев, когда импульсный вдув/отсос осуществляется через первую по потоку щель (рис. 8, *a*) и через первую и вторую щели одновременно (рис. 8, *b*). При этом для большей наглядности анализируемого эффекта результаты измерений в сходных сечениях ограничены пристенной частью слоя, где происходят наибольшие изменения локальной скорости потока. Нет сомнений, что и в том, и другом случае воздействие периодического вдува/отсоса на пристенную область течения весьма существенно. Градиент скорости $\partial u/\partial y$ при $y/\delta^{**} \approx 0$ в присутствии периодического воздействия уменьшается, по крайней мере, вдвое. Если принять за основу, что касательное напряжение приблизительно пропорционально величине $(\partial u/\partial y)_{y=0}$, то ясно, что в этом случае можно ожидать значительного уменьшения поверхностного трения.

На рис. 9 в виде зависимости $u'_{\text{rms}}/U_e = f(y/\delta^{**})$ приведены также профили среднеквадратичных значений продольной компоненты пульсаций скорости для тех же, как и на рис. 8, случаев. Причем, как и ранее, результаты измерений ограничены пристенной частью слоя, где происходят наибольшие изменения турбулентных пульсаций скорости. Заслуживает внимания тот факт, что при наличии периодического воздействия в виде вдува/отсоса, максимум турбулентных пульсаций скорости смещается в сторону больших значений y . Это дает основание предположить, что в этом случае толщина вязкого подслоя возрастает, что, как следствие, должно способствовать снижению поверхностного трения. Вызывает, однако, некоторое удивление, что выше точки максимума пульсаций, величина u'_{rms}/U_e при наличии вдува/отсоса остается меньше соответствующих значений, имеющих место в исходном течении.

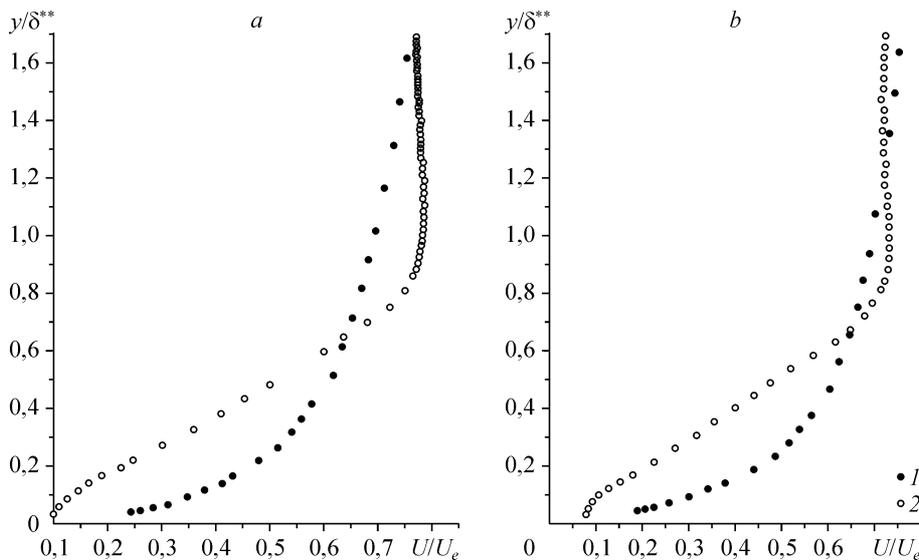


Рис. 8. Сравнительные профили средней скорости с одной (*a*) и с двумя (*b*) работающими щелями при $\Delta x/\delta^{**} = 0,223$ (*a*), 18,838 (*b*); исходное течение (1), вдув/отсос (2).

Одной из основных определяющих величин для оценки эффективности периодического вдува/отсоса является местный коэффициент поверхностного трения. В [24] показано, что большинство анализируемых методов, особенно эмпирических, не гарантирует абсолютной надежности определения трения в условиях течения с существенными вдоль координаты x градиентами C_f , наличие которого можно предполагать и в данном случае. Как отмечалось выше, в этих условиях предпочтение было отдано прямому оптическому методу масляной капли LISF. Вместе с тем для определения касательного напряжения нередко используется также интегральное уравнение импульсов, которое для осесимметричного тела вращения в предположении малости толщины пограничного слоя в сравнении с радиусом поперечного сечения тела ($\delta \ll R$), имеет следующий вид [25]:

$$\frac{C_f}{2} = \frac{d\delta^{**}}{dx} + \delta^{**} \left[\frac{1}{U_e} \frac{dU_e}{dx} (2 + H) + \frac{1}{R} \frac{dR}{dx} \right] \pm \frac{v_f}{U_e}, \quad (8)$$

где δ^{**} — экспериментально измеренные значения площади потери импульса пограничного слоя, которые при неизменном R отличаются от соответствующих толщин на постоянную величину $2\pi R$. Здесь второй член в правой части уравнения характеризует влияние продольного градиента давления, а третий — влияние кривизны стенки.

Вполне очевидно, что метод интегральных соотношений может применяться для определения трения лишь при условии выполнения тщательной процедуры дифференцирования экспериментальной зависимости $\delta^{**} = f(x)$. В областях с существенным изменением C_f использование данного подхода представляется проблематичным. Вместе с тем, зная качественный вклад членов уравнения в общий баланс сопротивления, можно в каждом конкретном случае приближенно оценить величину поверхностного трения.

В случае безградиентного течения на плоской пластине при отсутствии вдува/отсоса мы приходим к известной классической формуле

$$\frac{C_f}{2} = \frac{d\delta^{**}}{dx}. \quad (9)$$

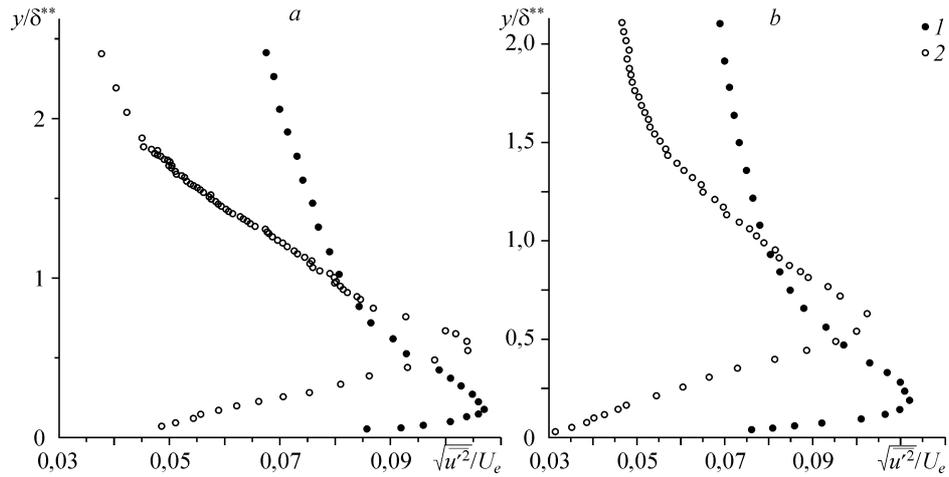


Рис. 9. Сравнительные профили турбулентных пульсаций скорости с одной (а) и с двумя (б) работающими щелями при $\Delta x/\delta^* = 0,223$ (а), 18,838 (б); исходное течение (1), вдув/отсос (2).

Что касается анализируемого случая, то необходимо учитывать следующие соображения. Во-первых, измерения проводятся на цилиндрической части тела вращения на достаточно большом удалении от головной части, поэтому член, характеризующий изменение по оси x величины R , равен нулю. Вторым членом уравнения, вследствие малости изменения скорости U_e по x , казалось бы, также можно пренебречь. Однако при наличии вдува/отсоса вниз по потоку от щели реализуется локальный положительный градиент давления, который асимптотически уменьшается как по мере удаления от щели, так и при увеличении поперечной координаты y , приближаясь к нулевому значению [11]. Это означает, что ни уравнение (8), ни, тем более, (9), уже не являются справедливыми, и членом, характеризующим влияние скорости (давления), пренебрегать нельзя. При наличии вдува/отсоса в работе [9] получено уравнение, имеющее следующий вид:

$$\frac{C_f}{2} = \frac{d\delta^{**}}{dx} - \frac{v_f}{U_e} - \frac{1}{\rho U_e^2} \int_0^\infty \frac{\partial p}{\partial x} dy. \quad (10)$$

Исходя из поведения отдельных членов уравнения (10), попытаемся приближенно охарактеризовать возможное изменение касательного напряжения по длине исследуемой области. Отметим, прежде всего, основываясь на анализе распределения статического давления в пограничном слое [11], что третий член уравнения, по крайней мере, при $\Delta x/\delta^* \geq 0,5$ имеет положительное значение. Что касается второго члена, то поскольку влияние вдува на структуру течения является более существенным, чем влияние отсоса, можно предположить, что он должен быть малой положительной величиной. Отсюда вытекает важная особенность поведения левой части уравнения (10), которая состоит в следующем. Если при наличии вдува/отсоса наблюдается более высокий (в сравнении с исходным течением) темп роста величины δ^{**} , то это еще не значит, что и трение в этом случае будет непременно выше.

На рис. 10, *a* в виде зависимости $\delta^{**} = f(\Delta x/\delta^*)$ приведены результаты измерений толщины потери импульса δ^{**} в сравнении с аналогичными данными для исходной конфигурации (осредняющая линия) для случая, когда импульсный вдув/отсос осуществляется через первую по потоку щель. Прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что величина δ^{**} при $\Delta x \leq -1,0\delta^*$ несколько превышает соответствующее значение в исходном течении. Это означает, что влияние вдува/отсоса распространяется также на область течения, расположенную вверх по потоку от кольцевой щели. Данное обстоятельство не вызывает

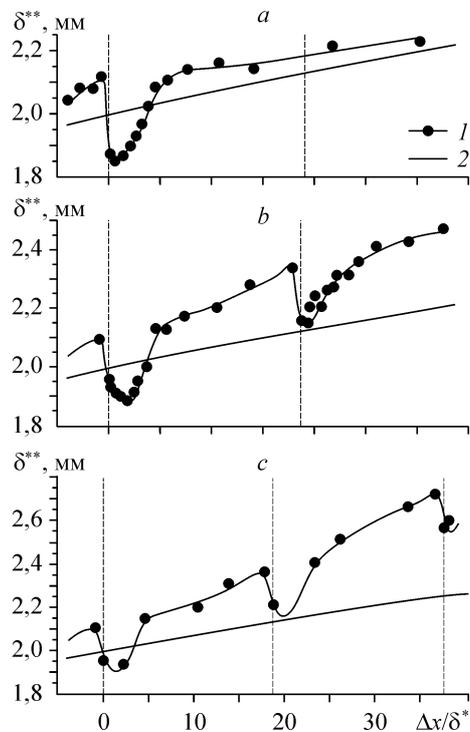


Рис. 10. Изменение толщины потери импульса по длине исследуемой области с одной (*a*), с двумя (*b*) и с тремя (*c*) работающими щелями: вдув/отсос (1) и исходное течение (2).

особого удивления, поскольку щели расположены под углом -120° к поверхности. В целом же можно выделить три характерных области течения. В первой из них ($-1,0\delta^* \leq \Delta x \leq 1,0\delta^*$) имеет место отчетливо выраженное уменьшение величины δ^{**} по мере увеличения Δx . Поскольку основной вклад в баланс сопротивления вносит первый член уравнения (10), который к тому же отрицателен, то ясно, что в этой области можно ожидать существенного уменьшения трения. Во второй области ($1,0\delta^* \leq \Delta x \leq 6,0\delta^*$) наблюдается интенсивный рост δ^{**} . При этом третий член уравнения остается положительным [11]. Ясно, что в этой области трение может как возрастать, так и убывать. Наконец в третьей области ($\Delta x \geq 6,0\delta^*$) наблюдается асимптотическое приближение величины δ^{**} к соответствующему значению, имеющему место в исходном течении. Однако, поскольку разница в значениях $d\delta^{**}/dx$ (первый член) в сравнении с исходной конфигурацией невелика, а третий член уравнения вносит незначительный вклад в баланс сопротивления, вряд ли в этой области следует ожидать существенного снижения трения.

На рис. 10, *b*, в виде зависимости $\delta^{**} = f(\Delta x/\delta^*)$ приведены результаты аналогичных измерений толщины потери импульса δ^{**} для случая, когда импульсный вдув/отсос осуществляется через первую и вторую щели одновременно. При этом безразмерная амплитуда колебаний поддерживалась одинаковой. Здесь также можно выделить несколько характерных областей течения. Нетрудно заметить, что в областях течения, примыкающих к кольцевым щелям ($-1,0\delta^* \leq \Delta x \leq 2,0\delta^*$ и $17,2\delta^* \leq \Delta x \leq 19,2\delta^*$), наблюдается существенное уменьшение величины δ^{**} по мере увеличения Δx . Поскольку основной вклад в баланс сопротивления вносит первый член уравнения, который отрицателен, то ясно, что в отмеченных диапазонах Δx можно ожидать уменьшения трения. В областях течения ($2,0\delta^* \leq \Delta x \leq 4,5\delta^*$ и $19,2\delta^* \leq \Delta x \leq 22,8\delta^*$) наблюдается сильный рост δ^{**} . Поскольку третий член уравнения остается положительным, то ясно, что здесь трение может как возрастать, так и убывать. Наконец в областях течения ($4,5\delta^* \leq \Delta x \leq 17,2\delta^*$ и $\Delta x \geq 22,8\delta^*$) наблюдается более пологий рост величины δ^{**} , который, впрочем, соизмерим с темпом нарастания этой величины в исходном течении. Поскольку разница в значениях $d\delta^{**}/dx$ (первый член) в сравнении с исходной конфигурацией невелика, а третий член уравнения вносит несущественный вклад в баланс сопротивления, то вряд ли в этой области следует ожидать снижения трения.

На рис. 10, *c* в виде зависимости $\delta^{**} = f(\Delta x/\delta^*)$ приведены результаты измерений толщины потери импульса δ^{**} в сравнении с аналогичными данными для исходной конфигурации (осредняющая линия) для случая, когда импульсный вдув/отсос осуществляется через все три щели одновременно. При этом безразмерная амплитуда вынужденных колебаний поддерживалась приблизительно одинаковой. Хотя экспериментальные данные здесь получены не столь подробно, однако можно заметить, что и в этом случае характерные области течения формируются в основном в областях, примыкающих к щелям ($-1,0\delta^* \leq \Delta x \leq 1,8\delta^*$, $17,3\delta^* \leq \Delta x \leq 19,5\delta^*$ и $36,2\delta^* \leq \Delta x \leq 38,2\delta^*$). В отмеченных диапазонах значений Δx имеет место явное уменьшение величины δ^{**} по мере увеличения Δx . Поскольку основной вклад в баланс сопротивления вносит первый член уравнения, который отрицателен, то ясно, что здесь можно ожидать уменьшения трения. Напротив, в областях течения ($1,8\delta^* \leq \Delta x \leq 4,5\delta^*$, $19,5\delta^* \leq \Delta x \leq 22,8\delta^*$ и $\Delta x \geq 38,2\delta^*$) наблюдается сильный рост δ^{**} , но третий член уравнения имеет положительное значение. Поэтому трение здесь может как возрастать, так и убывать. Наконец, в областях течения ($4,5\delta^* \leq \Delta x \leq 17,3\delta^*$, $22,8\delta^* \leq \Delta x \leq 36,2\delta^*$ и, по-видимому, $\Delta x \geq 38,2\delta^*$) наблюдается более пологий рост величины δ^{**} , который, однако, существенно

выше, чем имеющий место для исходной конфигурации. В этих областях, по-видимому, следует ожидать увеличения трения.

Один из основных вопросов, который возникает при применении способа управления, основанного на использовании периодического воздействия, состоит в том, имеется ли снижение локального трения и, если да, то какова протяженность этой области вдоль оси Δx . Результаты измерений для случая двух работающих щелей приведены на рис. 11 в виде зависимости $C_f = f(\Delta x/\delta^*)$, где координата Δx , как и ранее, отсчитывается от задней кромки первой кольцевой щели. Здесь для сравнения осредняющей кривой показаны также данные измерений, полученные для невозмущенного течения ($f^+ = 0$).

Как видно, C_f непосредственно позади первой щели резко уменьшается и при $\Delta x/\delta^* \approx 1,5$ достигает минимального значения. В представленном случае максимальное снижение турбулентного трения достигает примерно 50%. При дальнейшем увеличении расстояния вниз по потоку величина C_f сначала резко, а затем плавно возрастает, приближаясь к своему значению в исходном течении. В достаточно широкой области, вплоть до значения $\Delta x/\delta^*$, достигающего 18, при котором осуществляется полный выход локального трения к исходному состоянию, величина C_f остается ниже соответствующего значения, характерного для указанного состояния. Аналогичный минимум C_f возникает в окрестности второй щели с той лишь разницей, что максимальное снижение турбулентного трения в этой области существенно меньше. При дальнейшем увеличении координаты Δx формируется область течения, характеризующаяся ростом коэффициента поверхностного трения. Для случая с тремя работающими щелями такие измерения не проводились, однако можно ожидать, что отмеченный рост C_f будет более существенным.

Использование процедуры фазового осреднения позволило получить изоконтуры мгновенных значений периодической компоненты скорости \hat{u}'_{rms}/U_e , которые на рис. 12 представлены в координатах $t/T - y/\delta^*$ в течение двух периодов T вынужденных колебаний и четырех значениях $\Delta x/\delta^*$. Эти данные дают основание полагать, что свойства исследуемого течения в значительной степени определяются присутствием в пристенной области течения ($0,5 \leq y/\delta^* \leq 2,7$) (рис. 12, *a, c*) нестационарного когерентного вихря, инициируемого периодическим вдувом/отсосом, интенсивность которого уменьшается при увеличении координаты $\Delta x/\delta^*$. Действительно, непосредственно перед второй и третьей щелями не видно каких-либо признаков существования этого вихря (рис. 12, *b, d*). Уместно отметить здесь, что организованная вихревая структура ранее обнаружена авторами [4] при обтекании плоской пластины в области течения $35 \leq y^+ \leq 120$. Более того, результаты

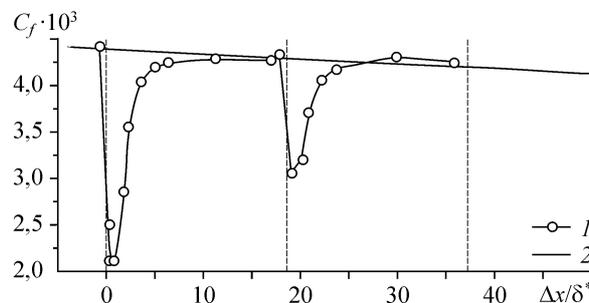


Рис. 11. Изменение местного коэффициента поверхностного трения по длине исследуемой области с двумя работающими щелями: вдув/отсос (1) и исходное течение (2).

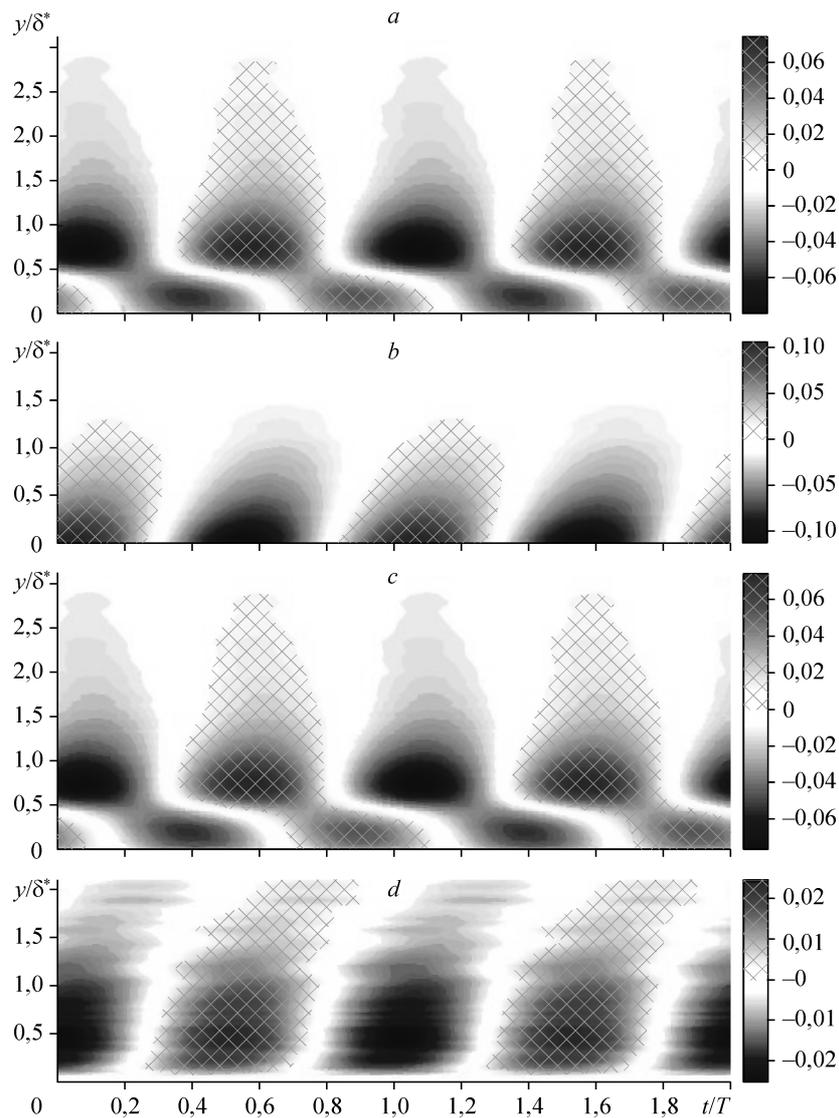


Рис. 12. Изоконтурные мгновенные значения периодической компоненты скорости с двумя работающими щелями при $\Delta x/\delta^* = 0,22$ (a), 18,83 (b), 19,11 (c), 32,52 (d).

измерений PIV методом [6] также показали, что позади щели генерируются интенсивные крупномасштабные вихри, которые поддерживаются вниз по течению.

Дополнительным подтверждением является картина рассматриваемого течения при одной работающей щели, приведенная на рис. 13 в координатах $\Delta x/\delta^* - y/\delta^*$ в виде изоконтуров продольной компоненты пульсаций скорости для момента времени $t/T = 0,51$ (фаза вдува) при тех же амплитудно-частотных параметрах. Из рисунка следует, что локальное вынужденное воздействие генерирует интенсивные вихревые структуры противоположного направления вращения, развивающиеся вдоль оси x . Можно предположить, что непосредственно за щелью формируется вихревое течение с направлением вращения по часовой стрелке, тогда как далее вниз по течению — вихрь противоположного знака.

Для получения более достоверной информации в настоящей работе была предпринята попытка визуализации течения в окрестности щели методом лазерного ножа. Типичная фотография визуализации потока в окрестности первой щели

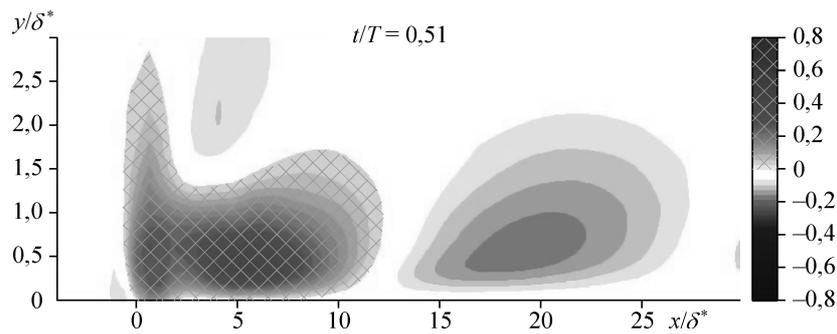


Рис. 13. Изоконтурные продольной компоненты пульсаций скорости с одной работающей щелью для момента времени $t/T = 0,51$ (фаза вдува).

представлена на рис. 14. Видно, что при таком способе воздействия на поток непосредственно позади щели действительно формируется тороидальный вихрь. Хотя прямых измерений, характеризующих направление вращения вихря, нет, можно полагать, что оно — против часовой стрелки. (Обратим внимание на то, что направление основного потока на рис. 14 справа налево в отличие от рис. 13, где оно слева направо.) Вместе с тем полученные результаты позволяют приблизительно определять поперечные размеры ядра вихря. В частности, типичный поперечный размер ядра вихря на расстоянии Δx порядка $1,2\delta^*$ оказался равным около 65 единиц (в переменных закона стенки). С увеличением расстояния $\Delta x/\delta^*$ вихрь постепенно смещается от стенки и его интенсивность уменьшается. Однако характерные признаки существования вихря заметны даже на расстоянии Δx порядка $30-40\delta^*$. Таким образом, доминирующая роль вихря в процессе формирования структуры течения вниз по потоку от кольцевой щели очевидна.

Исходя из вышеизложенного, представляется, что основная причина падения эффективности периодического вдува/отсоса вниз по потоку состоит в следующем. Возникающие в окрестности каждой последующей щели тороидальные вихри, по-видимому, подвергаются воздействию вихрей (хотя и ослабленных), распространяющихся от предыдущей щели, что и приводит к снижению интенсивности первых. Поэтому дальнейшие усилия должны быть направлены на обеспечение автономного управления течением в окрестности каждой щели с использованием цепи обратной связи. Иными словами, необходим такой метод управления, который бы обеспечил синфазную подпитку энергией тороидальный вихрь на стадии его существенного ослабления по мере развития вниз по течению.

ВЫВОДЫ

Выполнена серия экспериментальных исследований, направленных на изучение эффективности локального периодического вдува/отсоса через последовательно расположенные кольцевые щели на свойства турбулентного пограничного слоя, формирующегося на осесимметричном теле вращения при его обтекании несжимаемым потоком. Полученные данные позволяют сделать следующие выводы:

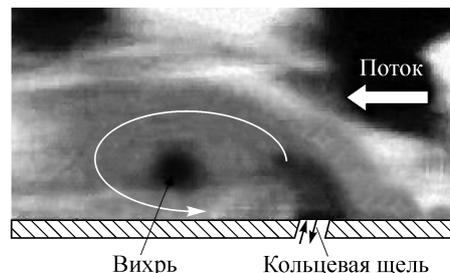


Рис. 14. Визуализация структуры течения в окрестности щели.

– периодический вдув/отсос является достаточно эффективным средством воздействия на структуру пристенной турбулентности, обеспечивая существенный выигрыш в сопротивлении трения тела вращения. Начиная с расстояния выше по потоку от щели, составляющего около толщины вытеснения пограничного слоя δ^* , и далее вниз по течению вплоть до $18\delta^*$, наблюдается устойчивое снижение локального трения, максимальная величина которого достигает 50 %;

– каждая последующая щель способствует уменьшению трения, однако эффективность вдува/отсоса вниз по течению при данном способе управления заметно ослабевает;

– дальнейшие усилия должны быть сконцентрированы на совершенствовании техники и методики эксперимента, направленных на обеспечение автономного управления течением в окрестности каждой щели. Сущность данного подхода состоит в синфазной подпитке энергией тороидального вихря на стадии его существенного ослабления по мере развития вниз по потоку.

Авторы выражают искреннюю признательность А.А. Павлову (ИТПМ им. С.А. Христиановича СО РАН) за ценную помощь в измерении поверхностного трения оптическим методом и визуализации течения методом лазерного ножа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Choi Kwing-So.** Turbulent drag-reduction mechanisms: strategies for turbulence management // CISM Courses and Lectures No. 415. Ed. by A. Soldati and R. Monti. — Springer-Verlag, Berlin, 2001. — 52 p.
2. **Johnston J.P., Flack K.A.** Review — advances in three-dimensional turbulent boundary layers with emphasis on the wall-layer regions // Trans. of the ASME: J. Fluids Engng. — 1996. — Vol. 118. — P. 219–232.
3. **Park J., Choi H.** Effects of uniform blowing or suction from a spanwise slot on a turbulent boundary layer flow // Phys. of Fluids. — 1999. — Vol. 11. — P. 3095–3105.
4. **Park S-H., Lee I., Sung H.J.** Effect of local forcing on a turbulent boundary layer // Exp. in Fluids. — 2001. — Vol. 31. — P. 384–393.
5. **Tardu S.F.** Active control of near-wall turbulence by local oscillating blowing // J. of Fluid Mech. — 2001. — Vol. 439. — P. 217–253.
6. **Park Y.S., Park S.H., Sung H.J.** Measurement of local forcing on a turbulent boundary layer using PIV // Exp. in Fluids. — 2003. — Vol. 34. — P. 697–707.
7. **Iuso G., Di Cicca G.M., Spazzini P.G., Malvano R., Audino F.M., Onorato M.** Flat plate turbulent boundary layer under the action of a periodic forcing // Proc. 11th Int. Symp. on Flow Visualization, Aug. 9–12, 2004, Univ. of Notre Dame. — Notre Dame, Indiana, USA, 2004. — P. 55–65.
8. **Sano M., Hirayama N.** Turbulent boundary layers with injection and suction through a slit // Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers. — 1985. — Vol. 28, No. 239. — P. 807–814.
9. **Kim K., Sung H.J., Chung M.K.** Assessment of local blowing and suction in a turbulent boundary layer // AIAA J. — 2002. — Vol. 40, No. 1. — P. 175–177.
10. **Kim K., Sung H.J.** Effects of periodic blowing from spanwise slot on a turbulent boundary layer // AIAA J. — 2003. — Vol. 41, No. 10. — P. 1916–1924.
11. **Корнилов В.И.** Турбулентный пограничный слой на теле вращения при периодическом вдуве/отсосе // Теплофизика и аэромеханика. — 2006. — Т. 13, № 3. — P. 369–385.
12. **Hussain A.K.M.F., Reynolds W.C.** The mechanism of an organized wave in turbulent shear flow // J. of Fluid Mech. — 1970. — Vol. 41. — P. 241–258.
13. **Престон Д.** Определение турбулентного поверхностного трения при помощи трубок Пито // Механика: Сб. переводов и обзор иностр. период. лит. — 1955. — № 6. — С. 64–83.
14. **Patel V.C.** Calibration of the Preston-tube and limitations on its use in pressure gradient // J. of Fluid Mech. — 1965. — Vol. 23, Pt. 1. — P. 185–208.
15. **Корнилов В.И., Меклер Д.К., Павлов А.А.** К методике измерения поверхностного трения однолучевым лазерным интерферометром // Методы аэрофизических исследований: Тр. V Школы, Абакан, 7–16 июля 1989. — Новосибирск, 1990. — С. 144–151.

16. **Kornilov V.I., Pavlov A.A., Shpak S.I.** On the techniques of skin friction measurement using optical method // Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Res.: Proc. Pt 1. — Novosibirsk, 1992. — P. 71–74.
17. **Kornilov V.I., Litvinenko Yu.A., Pavlov A.A.** Skin-friction measurements in an incompressible pressure-gradient turbulent boundary layer. Review of techniques and results // Inter. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR): Proc. Pt 1. Publishing House “Nonparel”. — Novosibirsk, Russia. — 2002. — P. 114–119.
18. **Корнилов В.И., Павлов А.А., Голубев М.П., Павлов Ал.А.** Визуализация вихревых структур в турбулентном пограничном слое тела вращения при импульсно-периодическом воздействии // Тр. IX Межд. науч.-тех. конф. “Оптические методы исследования потоков”. — Изд. дом МЭИ. — М., 2007. — С. 200–203.
19. **Smits A.J., Joubert P.N.** Turbulent boundary layers on bodies of revolution // J. of Ship Research. — 1982. — Vol. 26, No. 2. — P. 135–147.
20. **Computation** of Turbulent Boundary Layer // Proc. Stanford Conf. AFOSR – IFP, 1968–1969, Stanford University. — Vol. 2. — 519 p.
21. **Spalding D.B.** A new analytical expression for the drag of a flat plate valid for both the turbulent and laminar regimes // Inter. J. of Heat and Mass Transfer. — Dec. 1962. — Vol. 5. — P. 1133–1138.
22. **Om D.** Navier-Stokes simulation for flow past an open cavity // J. of Aircraft. — 1988. — Vol. 25, No. 9. — P. 842–848.
23. **Cebeci T.** An engineering approach to the calculation of aerodynamic flows. — Berlin: Springer-Verlag, 1999. — 470 p.
24. **Корнилов В.И., Литвиненко Ю.А.** Сравнительный анализ методов измерений поверхностного трения в несжимаемом градиентном турбулентном пограничном слое. — Новосибирск, 2001. (Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 1–2001). — 44 с.
25. **Fernholz H.H.** Management and control of turbulent shear flows // Z. Angew. Math. Mech. — 1993. — Vol. 73, No. 11. — P. 287–300.

Статья поступила в редакцию 5 октября 2007 г.