

**А. В. Бойко**<sup>1,2</sup>, **В. Н. Горев**<sup>1,2</sup>, **А. В. Довгаль**<sup>1,2</sup>,  
**А. М. Сорокин**<sup>1,2</sup>, **Ш. Хайн**<sup>3</sup>, **А. Хеннинг**<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup> Германский аэрокосмический центр,  
Институт аэродинамики и технических потоков  
Bunsenstrasse 10, Göttingen, 37073, Germany

<sup>4</sup> Берлинский технический университет,  
Институт аэронавтики и астронавтики  
Marchstrasse 12-14, Berlin, 10587, Germany

E-mail: boiko@itam.nsc.ru

## **ОПЫТ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТИ ПРИСТЕННЫХ СДВИГОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ЧАСТИЦ В ДОЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ\***

Приведены результаты исследований линейной устойчивости течения с отрывом ламинарного потока и средних во времени характеристик турбулентного пограничного слоя с помощью технологии панорамного бесконтактного измерения скорости по изображениям частиц PIV (Particle Image Velocimetry), выполненных в отделении Германского аэродинамического центра в Геттингене. Обсуждаются особенности применения PIV к рассматриваемым задачам. Результаты работы могут быть использованы при постановке аэродинамических экспериментов, в которых необходимы измерения мгновенных и осредненных скоростей в дозвуковых пристенных сдвиговых течениях.

*Ключевые слова:* аэродинамический эксперимент, бесконтактные измерения скорости, гидродинамическая устойчивость, малые возмущения, турбулентный пограничный слой.

### **Введение**

В ходе многолетних исследований сдвиговых течений количественные опытные данные относительно их осредненной и пульсационной составляющих скорости были получены в основном термоанемометрическим методом. Высокая пространственная, временная и амплитудная разрешающая способность этого метода делают его практически постоянным атрибутом экспериментальных работ по гидродинамической неустойчивости – одной из фундаментальных проблем механики жидкости и газа.

Другая задача исследований, в которой термоанемометр является широко распространенным инструментом, заключается в определении характеристик турбулентного пограничного слоя, в частности локального коэффициента поверхностного трения  $C_f$ , представляющего большой прикладной интерес (см., например, [1]). В неравновесном течении для этого могут служить измерения линейного участка профилей средней скорости в области вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя. Вместе с тем при измерениях в вязком подслое проявляется охлаждающий эффект стенки на показания

---

\* Авторы выражают благодарность фонду Александра фон Гумбольдта за предоставленную им возможность проведения настоящих исследований. Подготовка результатов работы к публикации также поддержана Министерством образования и науки РФ (грант РНП.2.1.2.541).

датчика термоанемометра, что приводит к искажению истинных значений скорости потока. Более того, универсальным ограничением термоанемометрического метода при традиционном применении однопоточных датчиков в этих и других задачах является отсутствие возможности определения направлений мгновенного и среднего во времени векторов скорости в точке измерения. За счет ухудшения пространственного разрешения с использованием многоточных датчиков и других специальных приемов эту проблему в ряде случаев можно преодолеть. Предложенные в работах [2–6] модификации, однако, не получили широкого распространения из-за сложности их применения и верификации полученных данных.

Альтернативой термоанемометрическому и другим известным способам исследования детальной мгновенной и осредненной структур течений (например, лазер-доплеровским измерениям скорости) служат развивающиеся на протяжении последних лет различные варианты технологии измерения скорости по изображениям частиц (PIV), которые позволяют получать мгновенные поля скорости в исследуемой области потока. В настоящее время данный подход нашел широкое применение в изучении различных явлений, сопровождающих движение жидкости и газа [7]. При этом считается, что амплитудная и пространственная точность PIV недостаточна для детектирования тонких эффектов неустойчивости сдвиговых течений и дает возможность разрешать лишь весьма большие пульсации – с амплитудой в несколько процентов скорости внешнего потока [7; 8], а для исследований в вязком подслое необходима довольно сложная техника, включающая использование микроскопов, специальных калибровок, трассеров и программного обеспечения [9].

В данной статье обсуждается применение двух достаточно стандартных аппаратных вариантов PIV и методов обработки полученных изображений, обеспечивающих, как оказалось, хорошее амплитудное и пространственное разрешение полей скорости в пристенной зоне течения. В качестве примеров рассмотрено развитие малых вихревых возмущений в локальной области отрыва ламинарного пограничного слоя за уступом поверхности и структура профилей

средней скорости развитого турбулентного пограничного слоя на плоской пластине. Наличие большого массива термоанемометрических данных для таких течений позволяет увидеть преимущества и недостатки PIV в исследовании их пульсационных и средних во времени характеристик.

### **Аэродинамическая труба и тестовые модели**

Эксперименты проведены в малотурбулентной аэродинамической трубе незамкнутого типа TUG Аэродинамического центра (DLR) в Геттингене, Германия. Установка имеет деревянный контур, закрытую рабочую часть и конфузور, обеспечивающий поджатие потока 16 : 1 (рис. 1). Длина рабочей части – 6 250 мм, ширина – 300 мм, высота – 1 500 мм. Скорость потока в ней поддерживается в диапазоне от 4 до 45 м/с при степени турбулентности около 0,15 %.

В качестве экспериментальной модели использовалась деревянная плоская пластина шириной 300 мм, длиной 1 200 мм и толщиной 30 мм, установленная горизонтально в центральном сечении рабочей части трубы таким образом, чтобы обеспечить нулевой продольный градиент давления на участке измерений. Форма пластины вблизи ее передней кромки представляла собой полуэллипс с отношением осей 6 : 1. В хвостовой части модели над ее поверхностью располагалось двумерное препятствие с поперечным сечением 30 × 300 мм, которое создавало дополнительное загромождение потока, стабилизируя положение точки растекания на носике пластины.

В первой серии экспериментов рассматривалось отрывное обтекание двумерного уступа поверхности, который находился в 230 мм от передней кромки модели и был образован помещенной на пластине акриловой накладкой длиной 100 мм, шириной 300 мм и высотой 3,3 мм (рис. 2). Основной интерес представляла регистрация нарастающих за точкой отрыва возмущений завихренности, которые исследовались в естественных и контролируемых условиях их генерации. Для моделирования гармонических волн неустойчивости оторвавшегося слоя использовалась его восприимчивость к внешним акустическим колебаниям, возбуждавшимся громкоговорителем, располо-

женным на дне конфузора трубы в трех метрах выше по потоку экспериментальной модели. При последующем изложении полученных результатов продольная координата  $x$  отсчитывается вниз по потоку от уступа, а нормальная стенке координата  $y$  – от поверхности пластины.

Во второй серии измерений (в отсутствие акриловой наклейки) на модели было воспроизведено развитое турбулентное течение. Для этого пограничный слой искус-

ственно турбулизовался двумерным прямоугольным выступом обтекаемой поверхности высотой 1 мм и шириной 4 мм, расположенным на расстоянии 83 мм от носика модели, и непосредственно за ним – полосой крупнозернистой наждачной бумаги длиной 40 мм и высотой 0,8 мм. В этой части экспериментов продольная координата  $x$  отсчитывается вниз по потоку от передней кромки пластины; измерения проведены в диапазоне  $x = 467 \div 527$  мм.

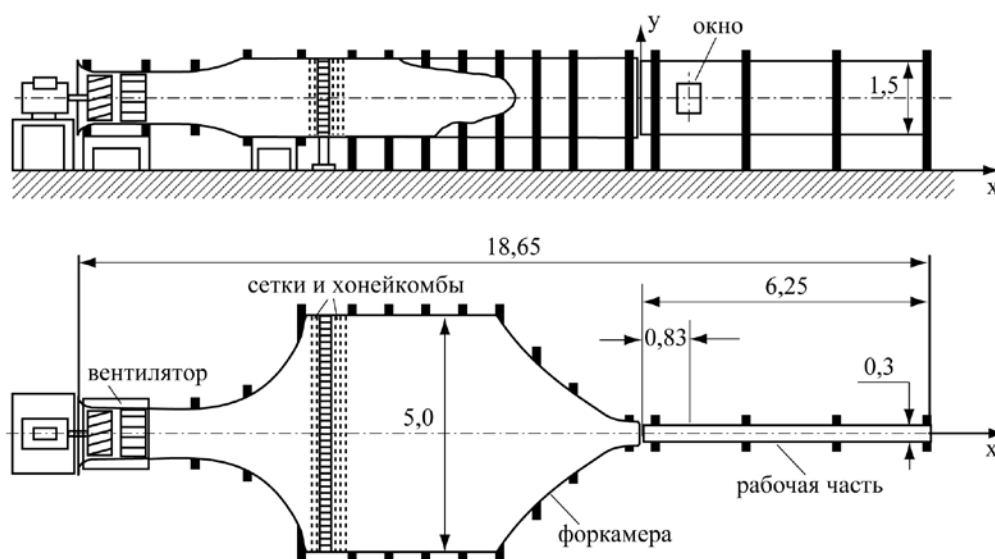


Рис. 1. Схема малотурбулентной аэродинамической трубы TUG (размеры указаны в метрах)

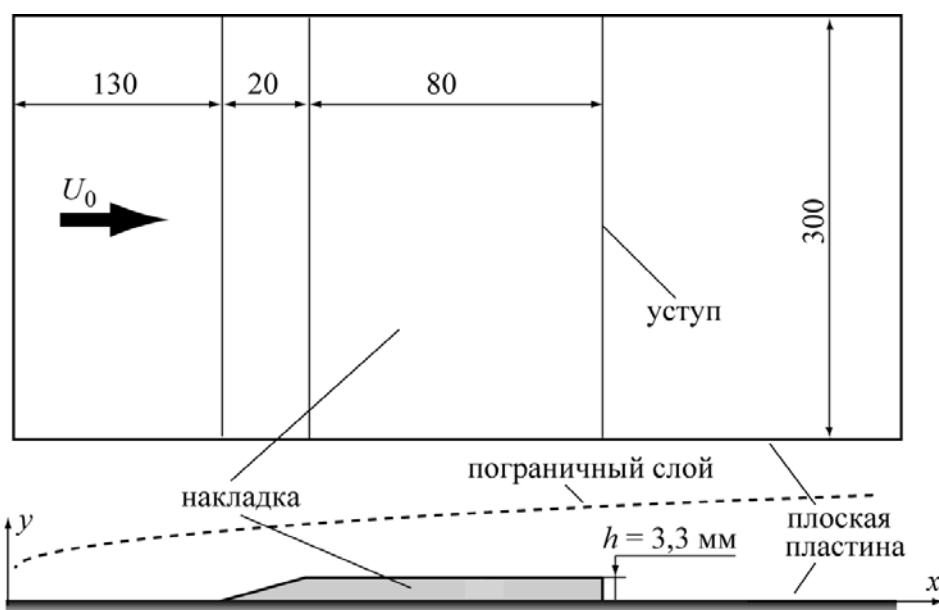


Рис. 2. Экспериментальная модель, размеры в миллиметрах

В обоих случаях результаты получены при скорости внешнего течения над моделью  $U_0 = 5,0$  м/с, которая контролировалась по показаниям дифференциального электронного манометра фирмы *Setra*, подключенного к трубке Прандтля.

### Измерение скоростей по изображениям частиц

В настоящей работе трассерами служили частицы себаценовой кислоты, для получения которых использовался генератор Large Seeding Device фирмы *PIVTEC*, имеющий 40 форсунок, работавший при избыточном давлении, создаваемом компрессором, – около 1 бар. Аэрозоль частиц размером менее 1 мкм формировался с помощью устройства для их фракционного осаждения, расположенного на выходе генератора. Так как исследованные конфигурации течения были в среднем двумерны, а в зоне отрыва потока за уступом близкие двумерным были также вводимые контролируемым образом возмущения завихренности, для регистрации изображений использовалась планарная компоновка PIV с одной видеокамерой (рис. 3).

В первой части экспериментов измерительная система состояла из двух импульсных лазеров Nd:YAG с диодной накачкой

(типа LDP-200MQG Dual фирмы *Lee Laser*) и высокоскоростной видеокамеры *Ultima APX-RS* фирмы *Photron*, на которую производилась запись рассеянного трассерами света. Лазеры излучали импульсы в зеленой части спектра ( $\lambda = 532$  нм) с частотой 1,5 КГц, длительностью 120 нс и энергией 16 мДж на каждый излучатель. Сенсор камеры состоит из  $1\,024 \times 1\,024$  квадратных пикселей размером  $17,5 \times 17,5$  мкм<sup>2</sup>, имеющих динамический диапазон 10 бит/пикс. При полном разрешении, использовавшемся в данной работе, камера обеспечивала 3 000 кадров в секунду, причем каждая пара изображений снималась с задержкой 120 мкс. Внутренняя память камеры объемом 8 Гб ограничивала непрерывную запись длительностью около 2 с (максимум 3 072 пары кадров). Полученные данные переносились на жесткий диск при помощи Gigabit Ethernet-интерфейса. Использовался длиннофокусный микроскоп *Infinity K2*, обеспечивавший размер рабочей области  $13 \times 13$  мм<sup>2</sup>. Поскольку протяженность отрывного течения за уступом значительно превышала размер указанной области, измерения проводились в шести зонах наблюдения по продольной координате с перекрытием в 1 мм. Камера крепилась на координатном устройстве против окна рабочей части трубы и вручную перемещалась в плоскости модели.

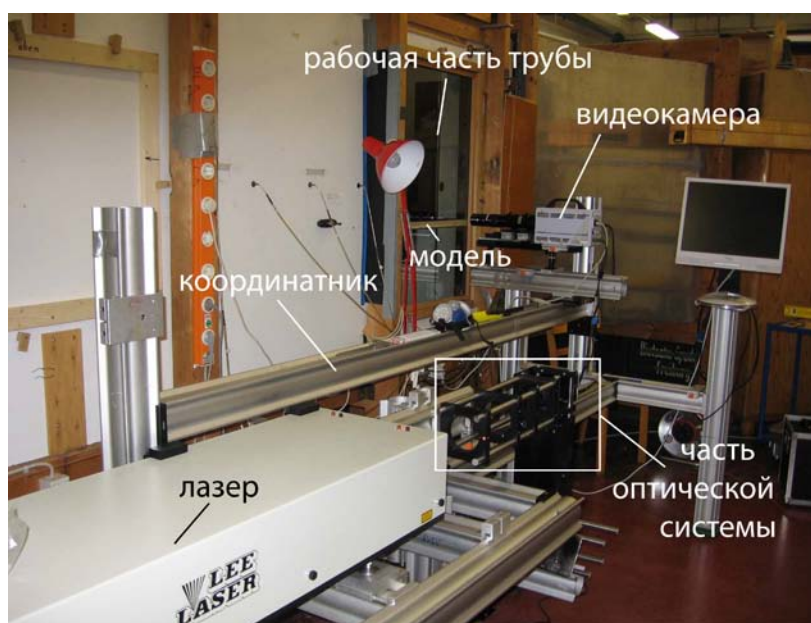


Рис. 3. Общий вид измерительного комплекса

Во второй части работы использовались два твердотельных импульсных лазера Nd:YAG с модулируемой добротностью (типа Ultra фирмы *Big Sky Laser Technologies*) и видеокамера PCO 2000 фирмы PCO. Лазеры излучали короткие импульсы света ( $\lambda = 532$  нм) с частотой 10 Гц и энергией 20 мДж на каждый излучатель. Сенсор камеры состоит из  $2048 \times 2048$  квадратных пикселей,  $7,4 \times 7,4$  мкм<sup>2</sup>, имеющих динамический диапазон 14 бит/пикс. При полном разрешении и потоковой регистрации данных камера позволяла фиксировать 10 кадров в секунду. Запись изображений осуществлялась во время съемки непосредственно на жесткий диск через IEEE 1394-интерфейс с помощью программы CamWare фирмы PCO, а внутренняя память камеры (4 Гб) использовалась лишь как промежуточный буфер.

Применялся объектив для макросъемки Макро-Planar с фокусным расстоянием 100 мм, обеспечивавший размер рабочей области приблизительно  $40 \times 40$  мм<sup>2</sup>, что было достаточно для получения распределения средней скорости во всем пограничном слое. При установке двух телеконвертеров Mutar II рабочая область сокращалась до  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup> для измерений в непосредственной близости к поверхности модели. В первом случае изображения снимались попарно с задержкой 60 мкс, а во втором в связи с малой скоростью потока у стенки, с задержкой 24 мкс; измерения проводились соответственно во 2-й и 21-й зонах наблюдения

по продольной координате, перекрытие соседних областей составляло 25 %. Камера крепилась на автоматизированном координатном устройстве фирмы *Istel* с высокой точностью (5 мкм) перемещения по координате  $x$ .

Отрицательной стороной использования телеконвертеров явилось уменьшение относительного отверстия оптической системы, частично компенсированное высоким динамическим диапазоном матрицы видеокамеры. Кроме того, для уменьшения засветки другими источниками света измерения проводились в затемненном помещении. Известно, что телеконвертеры способны также увеличить aberrации объектива, но для целей данного эксперимента это оказалось несущественным.

Лазерный «нож» толщиной около 0,5 мм, сформированный системой линз и зеркал, направлялся в рабочую часть аэродинамической трубы сквозь ее нижнюю стенку, в которой располагалось окно из оптического стекла. В области измерений он проходил вдоль модели в вертикальной плоскости ее симметрии (рис. 4). Пластина была окрашена в черный цвет, а задний срез накладки, использованной в первой серии экспериментов, был покрыт бронзовой пленкой толщиной 0,5 мм для улучшения теплоотвода. Таким образом удалось избежать рассеяния лазерного излучения на рабочих поверхностях, за исключением его небольшого отражения на уступе.

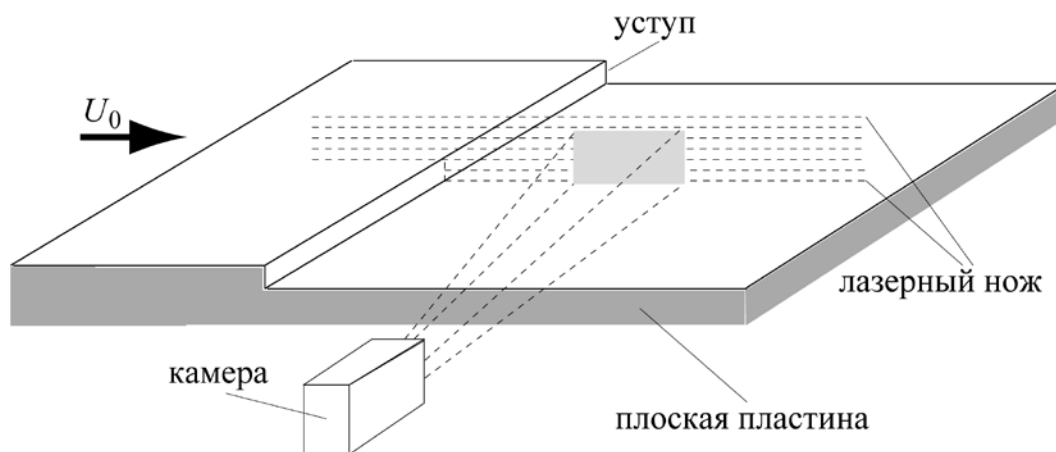


Рис. 4. Схема измерений

### Обработка данных

Полученные данные обрабатывались с помощью версии 2.4 программы PivView фирмы PIVTEC (см. [10]). После оценки характеристик различных алгоритмов обработки был выбран итерационный алгоритм [7] с деформацией изображения и субпиксельной интерполяцией [11].

При исследовании отрывного течения за уступом размер ячейки опроса менялся при итерациях с  $96 \times 96$  до  $24 \times 16$  пикселей с шагами 24 и 16 пикселей по координатам  $x$  и  $y$ , причем перекрытие ячеек составляло 50%. Это позволяло получить  $40 \times 62$  вектора скорости в измеряемой области, т. е. окончательное пространственное разрешение составляло приблизительно 0,3 мм вдоль потока и 0,2 мм по нормали к поверхности модели.

В случае турбулентного пограничного слоя этим характеристикам соответствовали  $96 \times 96$  и  $48 \times 16$  пикселей с шагами 24 и 8 пикселей при таком же перекрытии ячеек,  $40 \times 124$  вектора скорости и пространственное разрешение по координатам  $x$  и  $y$  близкое 0,9 (0,09) и 0,3 (0,03) мм в рабочей области  $40 \times 40$  ( $4 \times 4$ ) мм<sup>2</sup>. Одна из проблем, связанная с измерениями в окне  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup>, заключалась в получении хорошего пространственного разрешения при сравнительно малом общем количестве регистрируемых частиц (примерно в 100 раз меньше, чем в области  $40 \times 40$  мм<sup>2</sup>). Для того чтобы частично компенсировать их недостаток, при анализе использовались порции из пяти совмещенных последовательных кадров. Таким образом, общее число обрабатывавшихся «эффективных» кадров составляло 100.

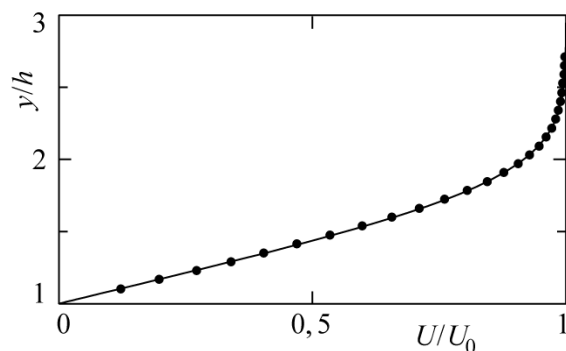


Рис. 5. Профиль средней скорости предотрывного пограничного слоя при  $x/h = -0,3$  (●), аппроксимированный профилем Блазиуса (линия)

Использование прямоугольной формы ячеек опроса было компромиссом между желанием получить большое разрешение в направлении по нормали к стенке и высокое отношение сигнала / шума для корреляционных плоскостей, рассчитываемых во время обработки. Для определения на корреляционной плоскости максимума пика смещения использовалась реконструкция Уиттекера [7]; количество отбракованных выбросов не превышало 1%. Минимизация числа выбросов в первой и второй сериях измерений достигалась поиском пиков смещения в областях, ограниченных соответственно  $18 \times 3$  и  $24 \times 4$  пикселями, так как заранее было известно, что в исследуемых течениях нормальная стенке компонента скорости много меньше продольной.

### Отрыв потока за двумерным уступом

На рис. 5 показан профиль продольной компоненты средней скорости, измеренный вблизи уступа, которым определяются начальные условия отрыва пограничного слоя. При числе Рейнольдса  $Re_h = U_0 h / \nu = 1\,060$ , где  $\nu$  – кинематическая вязкость; толщина пограничного слоя (соответствующая отношению скоростей  $U/U_0 = 0,99$ )  $\delta = 4,56$  мм ( $\delta/h = 1,38$ ), а толщины вытеснения, потери импульса и формпараметр соответственно

$$\delta^* = 1,64 \text{ мм},$$

$$\theta = 0,60 \text{ мм},$$

$$H = \delta^*/\theta = 2,74.$$

Сравнение с автомодельным распределением скорости показывает, что пристенное течение близко к пограничному слою Блазиуса; параметр градиента давления Хартри [12], рассчитанный для приведенного на рисунке профиля, составляет  $\beta_H = -0,06$ .

Распределения средней скорости за точкой отрыва изображены на рис. 6. Результаты для ее продольной ( $U$ ) компоненты показывают существование возвратного течения в отрывной зоне, достигающего 5% величины  $U_0$ . Присоединение оторвавшегося потока к поверхности модели происходит в районе  $x/h = 22$  (крайнее правое сечение на рис. 6), что соответствует известным данным по ламинарным отрывным течениям за двумерными уступами [13; 14].

Приведенные на рисунке профили нормальной стенке ( $V$ ) составляющей скорости сравниваются с ее распределениями, рас-

считанными по результатам измерений продольной компоненты с использованием двумерного уравнения неразрывности:

$$V = \int_0^{\infty} \frac{\partial U}{\partial x} dy.$$

В целом наблюдается неплохое соответствие измеренных и расчетных результатов; дополнительные оценки точности использованных алгоритмов показали, что имеющиеся различия, главным образом связаны с погрешностью численного дифференцирования экспериментальных профилей продольной компоненты скорости.

В настоящих экспериментальных условиях отрывное течение было слабо неустойчивым и на всем его протяжении оставалось ламинарным с интегральным уровнем возмущений на участке присоединения не более 0,5 % скорости внешнего потока. Для детального исследования свойств малых возмущений, развивающихся в оторвавшемся слое, они вводились в поток контролируемым образом (см. выше). Число Струхала генерируемых колебаний

$$St = fh/U_0 = 0,055,$$

где  $f$  – размерная частота, выбиралось из спектрального диапазона нарастающих за точкой отрыва возмущений, определенного по результатам предварительных расчетов линейной устойчивости экспериментальных профилей скорости  $U(y)$ . Анализ выполнялся в приближении параллельности потока, сводящем задачу к решению уравнения Орра – Зоммерфельда, методом описанным в [15].

Типичные спектры возмущений продольной компоненты скорости ( $u'$ ), полученные при обработке данных PIV, показаны на рис. 7. Частота возбуждения и ее вторая гармоника, появление которой является признаком нелинейности колебаний, обозначены вертикальными пунктирными линиями. Согласно этим спектральным распределениям вторая гармоника становится заметной лишь при  $x/h \geq 21,8$ . Аналогичные результаты были получены для нормальной компоненты возмущений ( $v'$ ). Вместе с тем во всех приведенных на рисунке спектрах амплитуда колебаний основной частоты на 1÷2 порядка величины выше уровня фоновых пульсаций, и они не приводят к ощути-

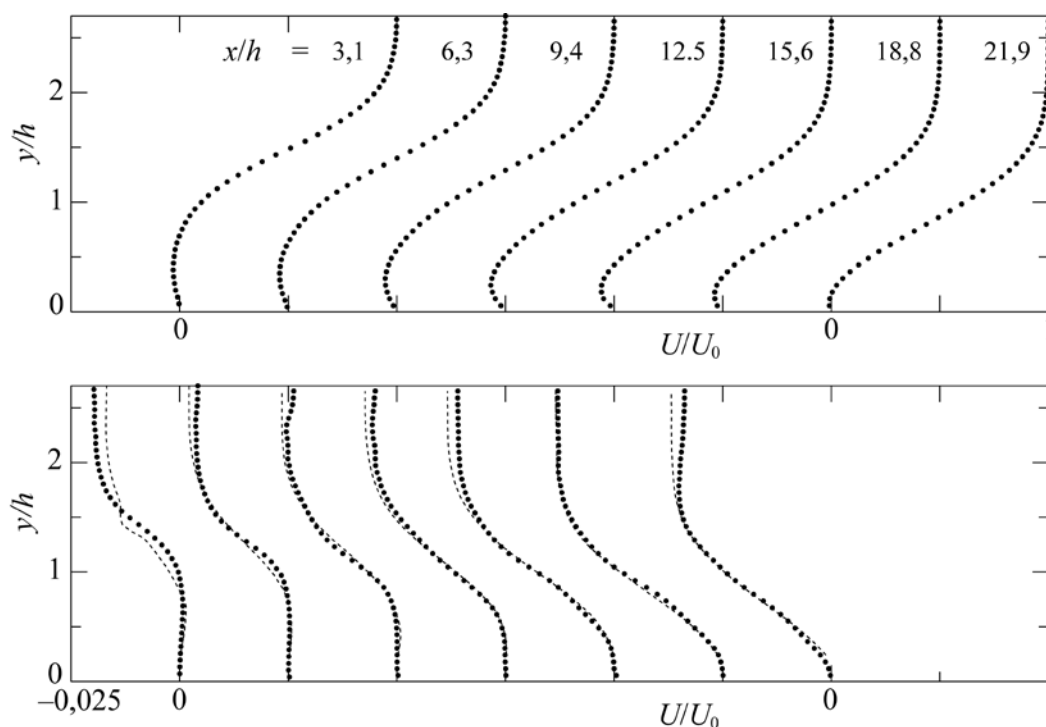


Рис. 6. Профили продольной (вверху) и нормальной (внизу) компонент средней скорости, полученные осреднением данных PIV (●); V-компонента, рассчитанная по измеренным профилям U-компоненты и двумерному уравнению неразрывности (пунктир)

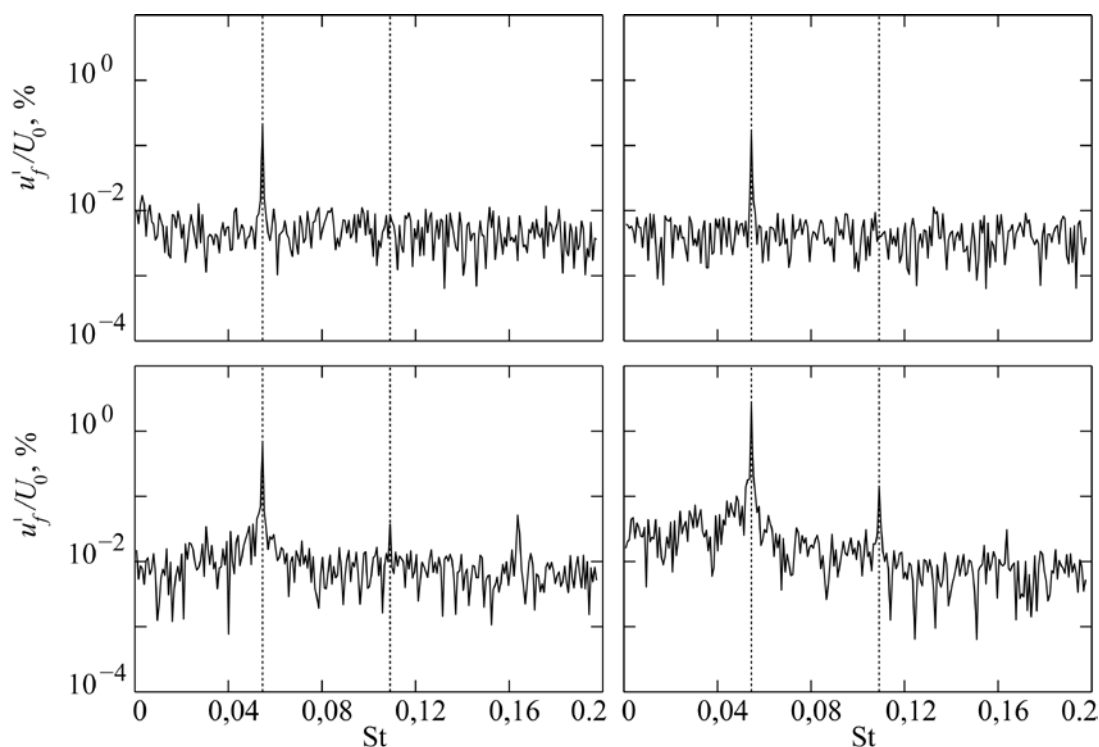


Рис. 7. Спектры мощности пульсаций продольной компоненты скорости в максимумах (слева) и минимумах (справа) амплитуды периодических возмущений при  $x/h = 7,3$  (вверху) и  $21,8$  (внизу)

мой погрешности определения характеристик детерминированной составляющей.

Амплитудные и фазовые профили возбужденных в зоне отрыва колебаний показаны на рис. 8 и 9. Экспериментальные данные сравниваются с результатами расчетов линейной устойчивости измеренных профилей средней скорости  $U(y)$ . Амплитуды возмущений нормированы на их локальные максимальные значения, которые дополнительно указаны в таблице:

$x/h$	$u'_f/U_0, \%$	$v'_f/U_0, \%$
3,1	0,15	0,12
7,3	0,36	0,27
10,9	1,10	0,57
14,6	2,19	1,14
18,2	4,16	1,93
21,8	6,85	2,95

В целом на рис. 8 видно хорошее соответствие измеренных и расчетных данных по продольной компоненте скорости возмущений, причем PIV позволил разрешить амплитуды пульсаций до  $0,1\% U_0$ . Причина систематического различия приведенных на

рис. 9 расчетных и измеренных профилей нормальной компоненты скорости на начальном участке зоны отрыва до конца не ясна. В частности, даже при том, что лазерная подсветка включалась на требуемую мощность лишь на короткое время регистрации положения трассеров, можно было допустить изменение характеристик устойчивости течения в результате его нагревания при рассеивании лазерного луча на уступе поверхности. Такая возможность, однако, не подтверждается согласующимися данными теории и эксперимента по продольной компоненте скорости, показанными на рис. 8.

### Турбулентный пограничный слой

Исследования, предпринятые в этой части работы, проводились в довольно узком диапазоне по продольной координате, что не позволяло установить общее поведение пограничного слоя на пластине. Тем не менее анализ измеренных профилей средней скорости показал хорошее согласование характеристик течения на участке измерений и безградиентного турбулентного пограничного слоя.



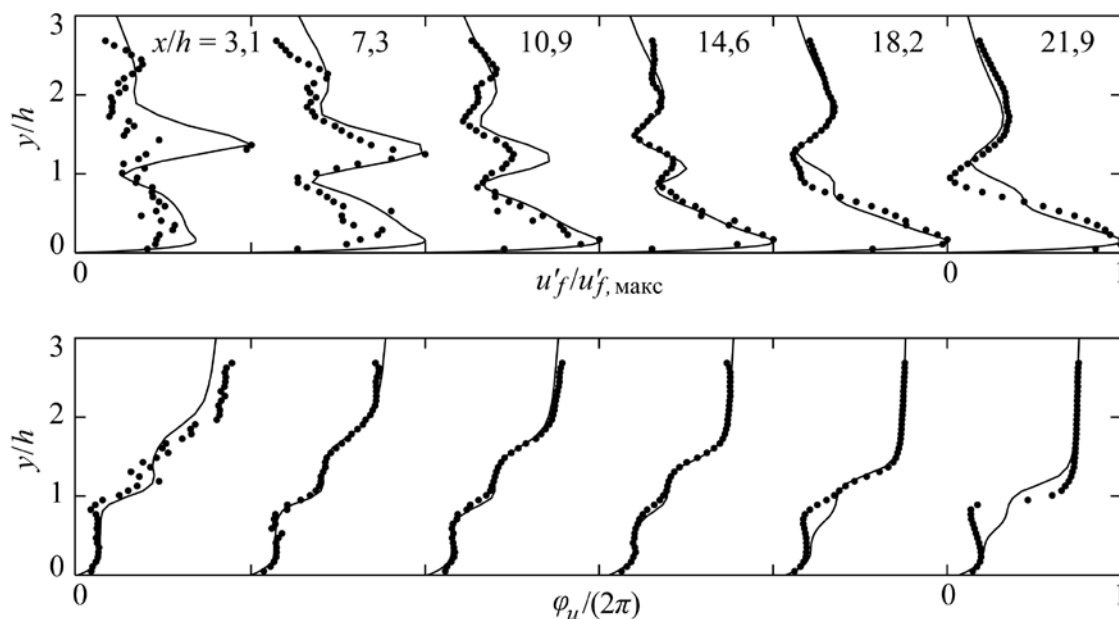


Рис. 8. Данные PIV по распределению амплитуды (вверху) и фазы (внизу) продольной компоненты скорости периодических колебаний (●); профили колебаний, рассчитанные из уравнения Орра – Зоммерфельда (линии)

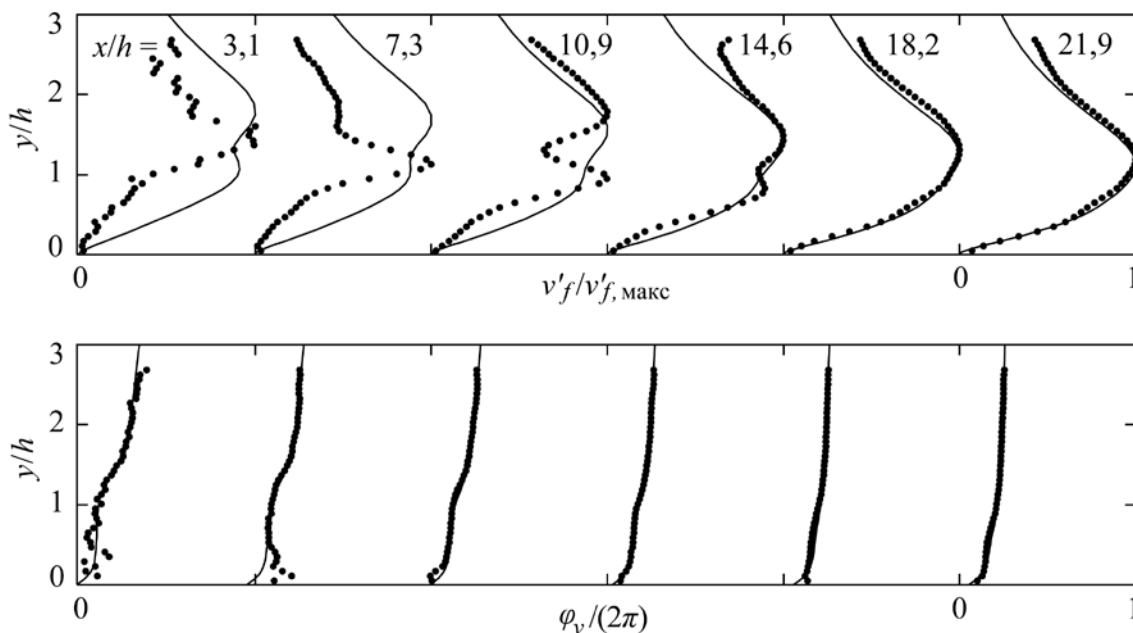


Рис. 9. Данные PIV по распределению амплитуды (вверху) и фазы (внизу) нормальной компоненты скорости периодических колебаний (●); профили колебаний, рассчитанные из уравнения Орра – Зоммерфельда (линии)

В качестве иллюстрации на рис. 10 приведена зависимость  $\log Re_0 = f(\log Re_{x'})$ , полученная при регистрации пространственных распределений трассеров в двух перекрывающихся областях наблюдения размером  $40 \times 40 \text{ мм}^2$ . Здесь  $x' = x + x_0$ , где  $x_0$  – эффективное начало развития турбулентного пограничного слоя, определявшееся из условия совпадения в первом измерительном сечении толщины потери импульса, найденной экспериментально и вычисленной по формуле  $\theta = 0,036x' Re_x^{-0,2}$  [12]. Для простоты изложения в дальнейшем штрих будет опускаться. Отклонение экспериментальных точек от эмпирической зависимости (а также их разброс на участке перекрытия областей наблюдения) составляет менее 1,5 %, что свидетельствует о формировании развитого турбулентного течения.

Другим признаком равновесного турбулентного пограничного слоя является постоянство параметра неравновесности Клаузера [16; 17]

$$G = \sqrt{2/C_f} [(H-1)/H].$$

В данном случае отклонение полученных значений  $G$  от эмпирической величины 6,5 для безградиентного турбулентного течения на плоской пластине [12] не превышало 3 %.

Определенные из экспериментальных профилей скорости распределения толщины вытеснения, толщины потери импульса и формпараметра показаны на рис. 11. В целом их поведение типично для безградиентного турбулентного течения на плоской

пластине, а величины в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса близки к ожидаемым. Число Рейнольдса, вычисленное по толщине потери импульса в начальном сечении,  $Re_0 = 570$ . Отметим также, что в области перекрытия полученных изображений частиц при  $1,86 < Re_{x \times 10^5} < 1,90$  данные хорошо согласуются друг с другом.

На рис. 12 в координатах закона стенки  $u^+ = f(y^+)$ , где  $y^+ = yu_\tau/\nu$ ,  $u^+ = U/u_\tau$ ,  $u_\tau$  – динамическая скорость, приведен профиль среднего течения в пограничном слое при  $Re_x = 1,82 \times 10^5$ . Распределение скорости построено по совокупности результатов измерений в двух областях размерами  $4 \times 4$  и  $40 \times 40 \text{ мм}$ . В данном случае, так же как и на предыдущих рисунках, в зоне перекрытия областей регистрации исходных данных обнаружены совпадающие результаты, свидетельствующие о том, что оптические искажения, вносимые телеконвертерами по нормали к поверхности модели, были несущественными. Тем не менее во избежание возможных искажений в плоскости пластины из всех профилей скорости, полученных с использованием телеконвертеров, для дальнейшей обработки выбирались лишь расположенные в центральной части кадров.

Вблизи стенки при  $y^+ < 2$  наблюдается аномальное увеличение скорости. Этот эффект, известный из результатов других измерений при помощи PIV, обусловлен возникновением ложных изображений, связанных с появлением быстро перемещающихся полос, которые возникают из-за

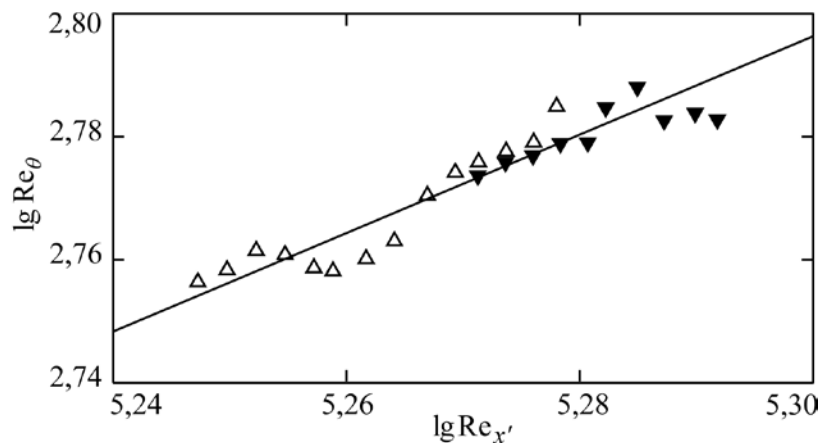


Рис. 10. Зависимость  $Re_0$  от  $Re_{x'}$ ; данные PIV ( $\Delta$ ,  $\blacktriangledown$ ), эмпирическая аппроксимация (линия)

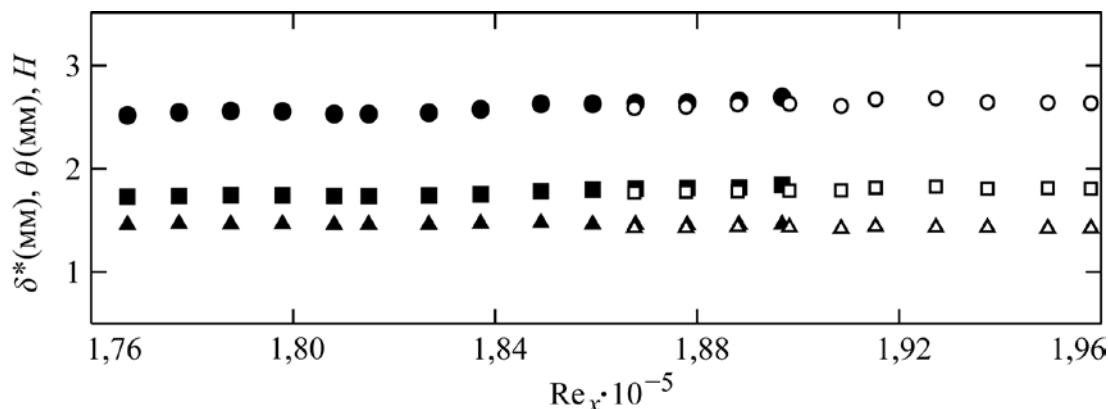


Рис. 11. Изменение толщины вытеснения  $\delta^*$  (○, ●), толщины потери импульса  $\theta$  (□, ■) и формпараметра  $H$  (△, ▲) по длине исследуемой области

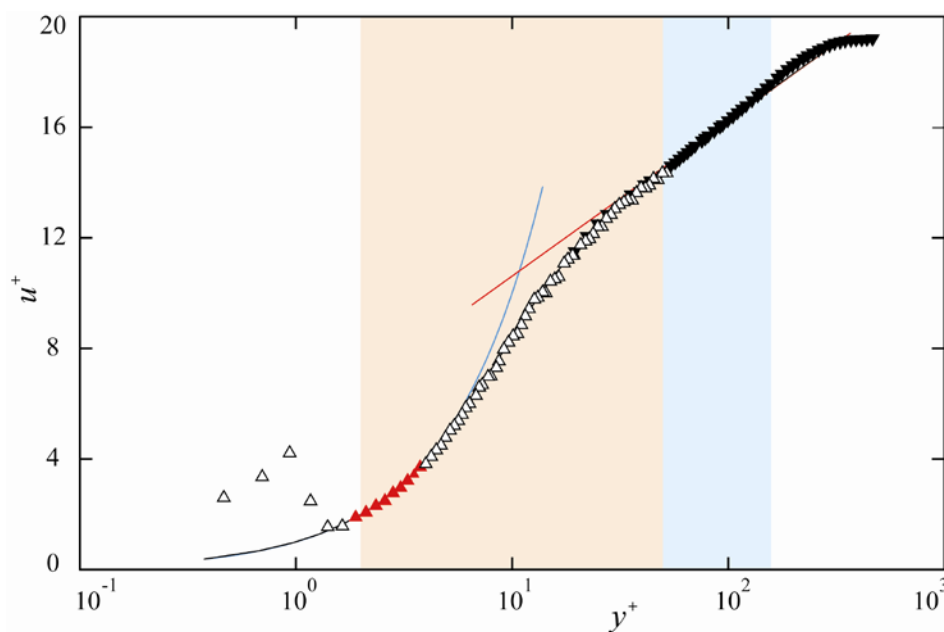


Рис. 12. Экспериментальный профиль скорости в переменных закона стенки при измерениях в области  $4 \times 4$  мм (△) и  $40 \times 40$  мм (▼)

отражения стенкой света, рассеянного частицами на большом от нее расстоянии [9]. Свободные от этого оптического эффекта точки измерения охватывают все основные области пограничного слоя:

- вязкий подслей при  $2 < y^+ < 5$ ;
- буферная область при  $5 < y^+ < 50$ ;
- логарифмическая область при  $50 < y^+ < 150$ ;
- внешняя граница при  $y^+ > 150$ .

Это позволяет использовать и сравнить различные подходы к определению местного коэффициента поверхностного трения  $C_f$ ,

основанные, например, на нахождении или оценке динамической скорости  $u_\tau$ , и использующие равенство

$$C_f = 2 \left( \frac{u_\tau}{U_0} \right)^2.$$

В частности, распределение скорости в области вязкого подслоя характеризуется соотношением

$$u^+ = y^+,$$

которое удовлетворительно выполняется в рассматриваемом случае при  $2 < y^+ < 4$ . Соответствующие данные (см. рис. 12, красные

треугольные символы) использовались для получения такой линейной зависимости (синяя линия). Здесь и далее для аппроксимации экспериментальных данных теоретическими зависимостями использовался метод наименьших квадратов. К логарифмической части пограничного слоя (голубой фон) применимо соотношение

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C,$$

которое при классических значениях констант  $\kappa = 0,41$  и  $C = 5$  хорошо согласуется с настоящими экспериментальными результатами (красная линия).

Величину  $C_f$  можно также оценить с помощью зависимости, основанной на модели турбулентной вязкости [18], задаваемой дифференциальным уравнением

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{\frac{y^{+2}}{\kappa} + \frac{1}{s}}{y^{+3} + \frac{y^{+2}}{\kappa} + \frac{1}{s}},$$

где  $s = 0,001093$  [19]. Это соотношение должно быть справедливым для линейной, буферной и логарифмической областей безградиентного турбулентного пограничного слоя на плоской пластине и обеспечивать высокую, по сравнению с логарифмическим законом, точность определения  $C_f$  за счет большего числа точек и лучшей аппроксимации экспериментальных профилей [19]. В настоящей работе данные PIV аппроксимировались на участке течения, включающем линейную и буферную зоны (см. рис. 12, кремовый фон), примерно совпадающем с областью измерений с использованием телеконвертеров.

Полученные перечисленными тремя методами данные о местном коэффициенте поверхностного трения  $C_f$  представлены на рис. 13. В целом поведение  $C_f$  вдоль потока близко к расчетной кривой (сплошная линия), описываемой формулой [12]

$$C_f = 0,059 \text{Re}_x^{-0,2}.$$

Отклонение экспериментальных значений от этой кривой не превышает 5 %, а результаты повторных измерений в области перекрытия кадров практически совпадают. Относительный разброс данных, основанных на логарифмическом законе распределения скоростей и модели турбулентной вязкости, составляет около 3 % при систематическом отклонении экспериментальных распределений от эмпирической кривой в сторону завышенных результатов. Обратим внимание на то, что в этих двух случаях для определения величин  $C_f$  использовались разные участки профилей скорости. Сравнительно большим оказывается разброс результатов, полученных по измерениям скорости в подслое, что, очевидно, связано с малым количеством точек, использовавшихся для аппроксимации, однако и в этом случае точность определения  $C_f$  соизмерима с той, которая обычно достигается при использовании для этого независимых прямых методов. Следует ожидать, что измерение локального коэффициента поверхностного трения с помощью PIV в пределах указанной точности также возможно и в турбулентных течениях с неканоническими свойствами.

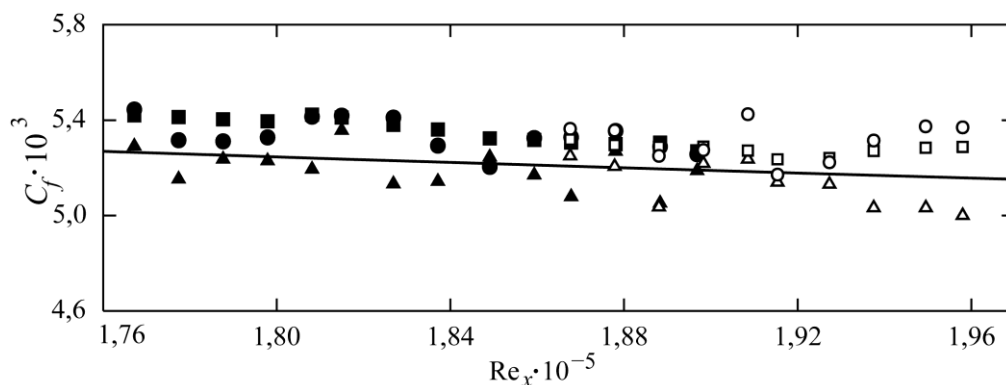


Рис. 13. Изменение местного коэффициента поверхностного трения  $C_f$  по длине исследуемой области, найденное по распределению скоростей в подслое ( $\Delta$ ,  $\blacktriangle$ ), логарифмической области ( $\circ$ ,  $\bullet$ ) и на основе модели турбулентной вязкости [18] ( $\square$ ,  $\blacksquare$ ); эмпирическая аппроксимация (линия)

## Заключение

Результаты экспериментов показали, что использованный в первой части работы вариант PIV является достаточно надежным инструментом для определения характеристик периодических возмущений ламинарного течения, с которыми часто приходится иметь дело при экспериментальном моделировании эффектов гидродинамической неустойчивости. Минимальные амплитуды контролируемых колебаний порядка 0,1 % скорости внешнего потока, которые удалось разрешить в зоне отрыва пограничного слоя за уступом поверхности, значительно ниже их нелинейного порога. Таким образом, рассмотренный метод исследования, хотя и не столь точный по амплитуде пульсаций, как термоанемометрический, может быть эффективным средством определения характеристик линейной неустойчивости сдвиговых течений. Кроме того, с его помощью удастся получить детальную информацию о нормальной стенке компоненте возмущений, что затруднительно или невозможно при использовании термоанемометрической аппаратуры.

Эксперименты, выполненные в турбулентном пограничном слое, продемонстрировали надежность PIV в измерениях среднего во времени поля скорости в непосредственной близости обтекаемой поверхностью, что дает возможность применения данного метода для определения локального коэффициента поверхностного трения. При исследовании этой характеристики течения различными способами, включая измерения пристенной линейной части профиля скорости, получены близкие результаты с экспериментальной погрешностью, не превышающей ее величин, известных для других экспериментальных методов. Повышение точности измерений в вязком подслое неканонических течений, в которых поведение профилей скорости в буферной и логарифмической областях не всегда может быть аппроксимировано известными законами, возможно с использованием оптики большего разрешения и трассеров меньшего размера.

## Список литературы

1. Kornilov V. I., Boiko A. V. Periodic Forcing of the Turbulent Boundary Layer on a Body

of Revolution // AIAA J. 2008. Vol. 46. No. 3. P. 653–663.

2. Bradbury L. J. S., Castro I. P. A Pulsed-Wire Technique for Velocity Measurements in Highly Turbulent Flows // J. Fluid Mech. 1971. Vol. 49. P. 657–691.

3. Eaton J. K., Jeans A. H., Ashjaee J., Johnston J. P. A Wall-Flow-Direction Probe for Use in Separating and Reattaching Flows // J. Fluids Eng. 1979. Vol. 101. P. 364–366.

4. Shivaprasad B. G., Simpson R. L. Evaluation of a Wall-Flow Direction Probe for Measurements in Separated Flows // J. Fluids Eng. 1982. Vol. 104. P. 162–166.

5. Thompson B. E., Whitelaw J. H. Flying Hot-Wire Anemometry // Exp. Fluids. 1984. Vol. 2. P. 47–55.

6. Durbin P. A., McKinzie D. J., Durbin E. J. An Anemometer for Highly Turbulent or Recirculating Flows // Exp. Fluids. 1987. Vol. 5. No. 3. P. 184–188.

7. Raffel M., Willert C. E., Wereley S. T., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry: A Practical Guide. Berlin: Springer, 2007.

8. Lang M., Rist U., Wagner S. Investigations on Controlled Transition Development in a Laminar Separation Bubble by Means of LDA and PIV // Exp. Fluids. 2004. Vol. 36. P. 43–52.

9. Kähler C. J., Scholz U., Ortmanns J. Wall-Shear-Stress and Near-Wall Turbulence Measurements up to Single Pixel Resolution by Means of Long-Distance Micro-PIV // Exp. Fluids. 2006. Vol. 41. P. 327–341.

10. Stanislas M., Okamoto K., Kähler C. J., Westerweel J. Main Results of the Second International PIV Challenge // Exp. Fluids. 2005. Vol. 39. P. 170–191.

11. Scarano F. Iterative Image Deformation Methods in PIV // Meas. Sci. Technol. 2002. Vol. 13. P. R1–R19.

12. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.

13. Goldstein R. J., Eriksen V. L., Olson R. M., Eckert E. R. G. Laminar Separation, Reattachment and Transition of the Flow over a Downstream-Facing Step // J. Basic Eng., Trans. ASME. D. 1970. Vol. 92. P. 732–739.

14. Sinha S. N., Gupta A. K., Oberai M. M. Laminar Separating Flow over Backsteps and Cavities. Pt. 1: Backsteps // AIAA J. 1981. Vol. 19. P. 1527–1530.

15. Trefethen L. N. Spectral Methods in Matlab. Philadelphia: SIAM, 2000.

16. Корнилов В. И., Литвиненко Ю. А. Измерения поверхностного трения в несжимаемом турбулентном пограничном слое. Ч. 1: Неблагоприятный градиент давления // Теплофизика и аэромеханика. 2001. Т. 8, № 4. С. 507–524.

17. Nash J. F. Turbulent Boundary Layer Behaviour and the Auxiliary Equation // NPL Aeron. Rep. 1965. No. 1137.

18. Musker A. J. Explicit Expression for the Smooth Wall Velocity Distribution in a Turbu-

lent Boundary Layer // AIAA J. 1979. Vol. 17. P. 655–657.

19. Kendall A., Koochesfahani M. A Method for Estimating Wall Friction in Turbulent Wall-Bounded Flows // Exp. Fluids. 2008. Vol. 44. P. 773–780.

*Материал поступил в редколлегию 11.03.2010*

**A. V. Boiko, V. N. Gorev, A. V. Dovgal, A. M. Sorokin, S. Hein, A. Henning**

**SOME EXPERIENCE ON PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY  
OF NEAR-WALL SHEAR LAYERS AT SUBSONIC VELOCITIES**

Experimental data on linear instability of the laminar separating flow and mean velocity characteristics of the turbulent boundary layer are reported. The results are obtained through wind-tunnel testing of Particle Image Velocimetry (PIV) performed at DLR, Goettingen. Details of the method, as applied to the above problems of fluid mechanics, are considered. The present findings seem helpful during experimental work on subsonic near-wall layers, when focusing on their instantaneous and time-mean velocity characteristics.

*Keywords:* wind-tunnel studies, non-intrusive velocity measurements, hydrodynamic instability, small-amplitude perturbations, turbulent boundary layer.