

УДК 533.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ОБЛАСТИ ЛОКАЛЬНОГО ОТРЫВА ЛАМИНАРНОГО ПОТОКА НА СЕЧЕНИИ ПРЯМОГО КРЫЛА

© 2022 г. А. Roy^{a,*}, R. Mukherjee^{a,**}

^a Department of Applied Mechanics, Indian Institute of Technology, Madras, India

*E-mail: aritrasroy73@gmail.com

**E-mail: rinku@iitm.ac.in

Поступила в редакцию 13.08.2020 г.

После доработки 15.05.2021 г.

Принята к публикации 22.06.2021 г.

Области локального отрыва ламинарного потока в корневом или направленном по размаху среднем сечении прямого крыла выявляются с помощью прямых измерений давления на поверхности крыла в аэродинамической трубе и проводится анализ их поведения при разных числах Рейнольдса и углах атаки. Положения точек отрыва, ламинарно-турбулентного перехода и повторного присоединения потока находятся в зависимости от углов атаки и числа Рейнольдса. Характеристики турбулентности и структура ламинарно-турбулентного перехода в оторвавшемся сдвиговом слое изучаются с помощью лазерного доплеровского измерителя скорости (термоанемометра). Данные о поверхностном давлении и одновременно полученные результаты измерений скорости сопоставляются для того, чтобы выявить области растущих возмущений в сдвиговом слое. Визуализация течения масляной пленкой на поверхности крыла позволила прояснить детали взаимодействия концевой части крыла и области отрыва потока вблизи передней кромки крыла при больших углах атаки. Из распределений продольной скорости вычислены статистические характеристики турбулентности, в пристеночной области наблюдается заметное отклонение значений коэффициентов асимметрии и эксцесса от нормального распределения. Изучено и описано влияние локальной области отрыва потока на аэродинамические коэффициенты трехмерного корневого сечения прямоугольного крыла.

Ключевые слова: длина ламинарного пузыря, поведение отрыва потока, характеристики ламинарно-турбулентного перехода, статистические характеристики турбулентности, визуализация течения масляной пленкой

DOI: 10.31857/S056852812106013X

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

C_L, C_M, C_P	Коэффициент подъемной силы, коэффициент момента тангажа, коэффициент давления крыла
α	Угол атаки
x/C	Осевое расстояние осевой хорды до сечения крылового профиля
S, T, R	Расположение области отрыва (S), ламинарно-турбулентного перехода (T), повторного присоединения потока (R)
LSB	Область отрыва ламинарного потока
Re, Re_{L1}	Числа Рейнольдса, определенные по длине хорды и ламинарной части области отрыва
$Re_{\delta_s}, Re_{\delta_s^*}, Re_{\delta_s}$	Числа Рейнольдса, определенные по толщине пограничного слоя, толщине вытеснения, и по толщине потери импульса в точке отрыва
AR	Относительное удлинение крыла
σ	Коэффициент восстановления давления
U_e, U_∞	Скорость на границе области отрыва, скорость набегающего потока
p_{rms}, u_{rms}	Среднеквадратические значения давления и скорости

Изучение отрыва потока и областей ламинарного отрыва (локальных пузырей отрыва) имеет важное значение из-за наличия нескольких практических приложений и влияния на характеристики и коэффициент полезного действия ветроэнергетических установок с горизонтальной осью (HAWT), лопаток турбин и компрессоров, планеров, высотных самолетов большой дальности (HALE) и т.д., которые работают в режимах низких чисел Рейнольдса. Таким образом, аэродинамические характеристики профилей и крыльев, эксплуатирующихся при низких числах Рейнольдса (т.е. при $10^4 < Re < 10^5$), являются весьма существенными при проектировании беспилотных летательных аппаратов (UAVs) и беспилотных микролетательных аппаратов.

Режим локальной области ламинарного отрыва (пузырька отрыва) может быть определен как повторное присоединение оторвавшегося сдвигового слоя. Если пренебречь влиянием шероховатости поверхности и турбулентностью набегающего потока, то повторное присоединение потока обуславливает формирование области с медленно рециркулирующей жидкостью между точками отрыва и присоединения потока. Такая область в [1] была названа срывной зоной ламинарного потока, несмотря на наличие турбулентного течения за кормой этой области. После повторного присоединения сдвигового слоя турбулентный пограничный слой с относительно узким следом развивается заново. Однако, когда оторвавшийся переходный сдвиговой слой не успевает присоединиться, за ним тянется более широкий след, который может вызывать существенное снижение аэродинамического качества.

Эти два типа режимов течения, описанные выше, были охарактеризованы в [2] как короткие и длинные пузыри. Был введен критерий отличия двух типов пузырей, базирующийся на толщине вытеснения, определенной по числу Рейнольдса: число Рейнольдса больше 500 для коротких пузырей и меньше 500 для длинных.

В [3] такой же критерий был использован, чтобы определить длинные пузыри, но был сделан вывод, что короткие пузыри не могут сформироваться, если не выполнено условие: число Рейнольдса, определенное по длине хорды, больше 10^5 . Следовательно, пузыри, вначале образовавшиеся как длинные, становятся короткими при увеличении угла атаки.

В [4] режимы ламинарного отрывного поля течения были классифицированы с помощью измерений поверхностного давления. Измерения поверхностного давления и отщепленной горячей пленки были выполнены на модели профиля NACA0012 с целью изучения характера поведения пузырей отрыва потока на передней кромке, когда пузыри были индуцированы обледенением [5]. Как показали наблюдения, поведение таких пузырей было практически аналогично поведению обычных отрывных зон ламинарного потока.

Поведение отрывных зон ламинарного потока чувствительно к значению параметров, таких как угол атаки, число Рейнольдса, интенсивность турбулентности в набегающем потоке и шероховатость поверхности крыла. Достаточное увеличение угла атаки или изменения чисел Рейнольдса могут привести к возникновению свободного турбулентного сдвигового слоя, который не может присоединиться. В этом случае говорят, что имеет место разрыв короткого пузыря, который может быть причиной скачкообразного срыва потока.

Как показано в [6], увеличение интенсивности турбулентности в набегающем потоке приводит к росту максимального коэффициента подъемной силы и снижению минимального сопротивления. Более быстрый ламинарно-турбулентный переход оторвавшегося сдвигового слоя приводит к смещению места повторного присоединения дальше вверх по потоку [7]. Кроме того, увеличение интенсивности турбулентности в набегающем потоке имеет своим результатом смещение точки отрыва вниз по потоку, тем самым приводя к уменьшению средних значений ширины и высоты пузыря [8, 9].

Исследование профиля NACA66₃-018 [10] было проведено для чисел Рейнольдса по длине хорды в диапазоне $50\,000 < Re < 200\,000$ и угле атаки $8^\circ < \alpha < 12^\circ$. Было отмечено, что подъем уровня турбулентности вызывает уменьшение длины пузыря при значительном росте пика разрежения. Было также найдено, что изменение угла атаки имеет более выраженный эффект на длину турбулентной части пузыря.

В [11] было продемонстрировано, что отрыв, ламинарно-турбулентный переход и повторное присоединение более сильно зависят от углов атаки, чем от числа Рейнольдса по длине хорды и некоторое увеличение числа Рейнольдса и угла атаки вынуждает отрывной пузырь сдвигаться вверх по потоку и укорачивает его длину.

Ранее [12] существование двух пузырей отрыва как на верхней, так и на нижней поверхностях профиля NACA4415 было обнаружено в некоторых специфических диапазонах угла атаки α .

Однако при определенном наклоне, зависящем от числа Рейнольдса, пузырь на нижней стороне поверхности исчезал.

Большинство исследований, упомянутых ранее, были основаны на изучении двумерного поведения отрывных течений. В большинстве случаев заложенный в природе трехмерный характер течения оставался без внимания. В этой связи в [13] была обсуждена трехмерная структура отрывного течения над крыльями с разными относительными удлинениями и обнаружено существование сложного трехмерного поведения внутри вихревых структур как для осредненных по времени, так и мгновенных характеристик течения. В [14] вихревая структура отрывных течений на модельных крыльях была исследована экспериментально при малых скоростях набегающего потока. Для идентификации крупномасштабных вихрей в плоскости крыла без скольжения были использованы поверхностные линии тока, полученные при визуализации структуры потока масляной пленкой, и было объяснено формирование двух вихревых пар для крыльев с большим относительным удлинением. Более фундаментальное исследование роста возмущений в пограничном слое было проведено при малых числах Рейнольдса [15]. Картины визуализации течения масляной пленкой были проанализированы для выделения пограничного слоя на верхней поверхности классических и волнистых крыльев. Было описано поведение локальных возмущений в ламинарной части пузыря отрыва потока. В другом исследовании [16] были обсуждены эффекты таких локальных возмущений потока на управление отрывом на крыле при малых числах Рейнольдса.

В [17] пульсации давления и скорости с большой разрешающей способностью по времени были исследованы для объяснения сдвигового слоя с турбулентным переходом над профилем NACA0018 при малых числах Рейнольдса потока. С помощью статистического анализа измерения давления в многих точках были сопоставлены, чтобы получить неустойчивость, растущую в пространстве, подобно конвективной скорости. В другом исследовании [18] была проанализирована статистика пристеночной турбулентности для течения с нулевым градиентом давления над плоской пластинкой для того, чтобы сравнить влияние чисел Рейнольдса на различные режимы течения в пограничном слое при ламинарном отрыве потока.

Для предсказания появления областей ламинарного отрыва несколько теорий и критериев получения характеристик уже установлены. Однако экспериментальное исследование влияния расположения места отрыва и ламинарно-турбулентного перехода, а также параметров пограничного слоя в пределах оторвавшегося сдвигового слоя, не является исчерпывающим. Это является одной из главных мотиваций настоящего исследования. В экспериментальном исследовании, описанном в данной работе, предпринята попытка изучить характеристики локальных областей ламинарного отрыва на прямом крыле с относительным удлинением ≈ 6.4 и сечением профиля NACA4415 с помощью измерения статического поверхностного давления и лазерной термоанемометрии на корневом сечении крыла в некотором диапазоне чисел Рейнольдса и углов атаки. Представлено описание влияния пузырька отрыва на аэродинамические характеристики прямого крыла при различных числах Рейнольдса.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились в Лаборатории по управлению течениями и переходными процессами Факультета аэрокосмических технологий Индийского института технологии в Мадрасе. Испытания были выполнены в дозвуковой открытой закольцованной аэродинамической трубе с сечением рабочей секции $0.5 \text{ м} \times 0.5 \text{ м} \times 1 \text{ м}$, изображенной на рис. 1а. Все испытанные крылья устанавливались на четверти хорды, начало координат располагалось на передней кромке крыла. Углы атаки модели крыла задавались с помощью поворотной площадки. Согласно данным изготовителя аэродинамической трубы, уровень турбулентности набегающего потока составлял приблизительно 0.50%. Скорость набегающего потока отслеживалась статической трубкой Пито с расчетной ошибкой 2%.

Для измерений давления использовалась модель прямого крыла конечного размаха с сечением NACA4415, хордой $C = 63 \text{ мм}$ и относительным удлинением ≈ 6.4 , которая имела в сумме 22 отверстия для отбора давления в корневом сечении, изображенном на рис. 1в. Для отождествления положения точек измерений использовались продольная и вертикальная координаты x и y . Начало продольной координаты располагалось на передней кромке крыла и ось x была направлена по хорде крыла.

Нулевой угол атаки крыльев тестировался путем выравнивания хордовой координатной линии крыла вдоль центральной линии трубы. Кроме того, модельная доля размаха крыла в экспе-

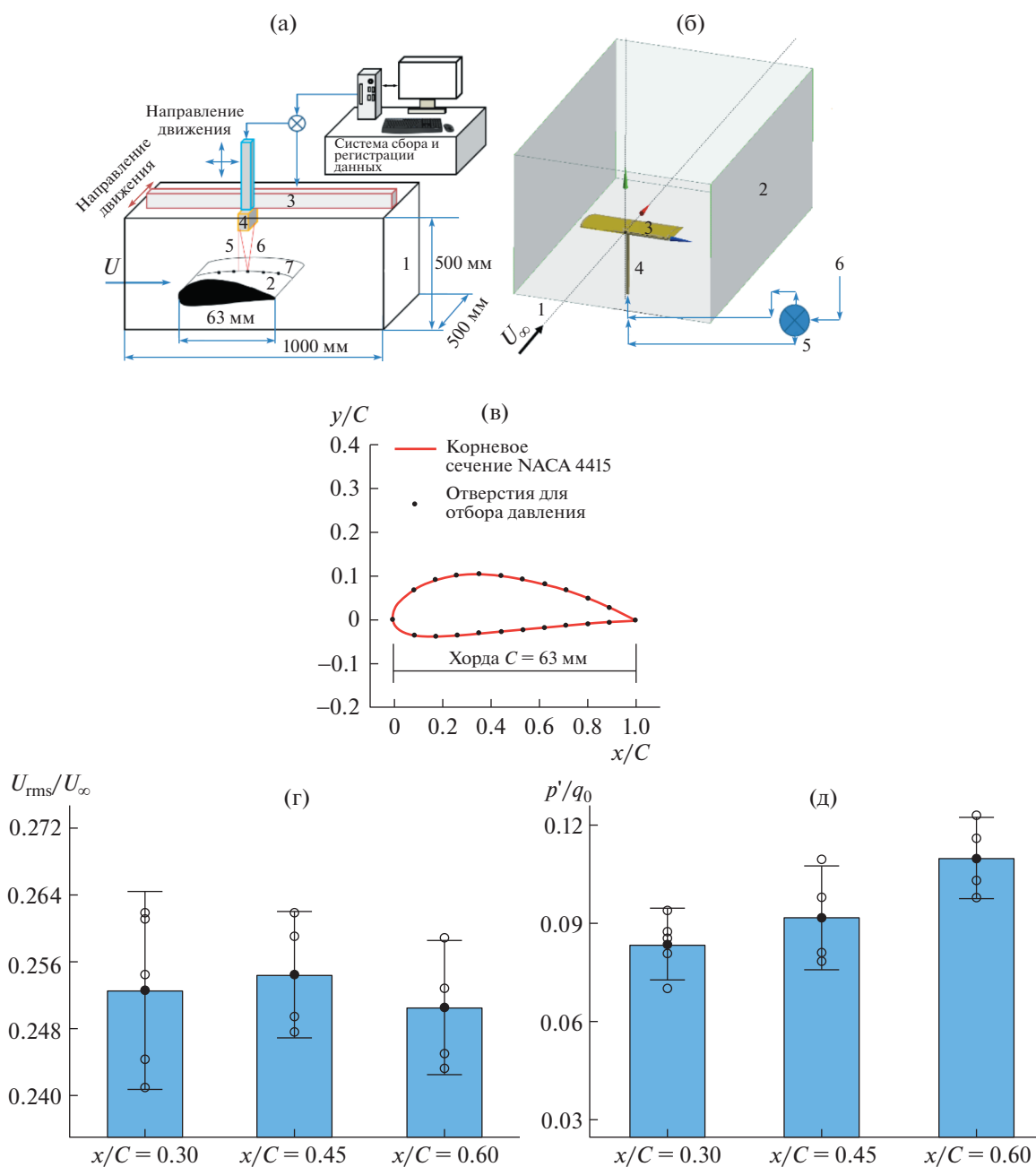


Рис. 1. Оборудование аэродинамической трубы: (а) Рабочая часть: 1. Рабочая часть аэродинамической трубы, 2. Трехмерное крыло NACA 4415, 3. Автоматическая система перемещения, 4. Лазерный термоанемометрический измеритель скорости, 5. Опорный лазерный пучок, 6. Пересекающий лазерный пучок, 7. Точки измерения в корневом сечении; (б) Монтрование и ориентирование трехмерного крыла: 1. Центральная линия аэродинамической трубы, 2. Боковые стенки трубы walls, 3. Трехмерное крыло NACA 4415, 4. Державка с обтекаемой обшивкой, 5. Шаговый электродвигатель, 6. Входной сигнал; (в) Расположение точек отбора давления; (г) среднеквадратические пульсации скорости, (д) среднеквадратические пульсации давления.

риментах была меньше 0.8. Модельная доля размаха крыла равняется отношению размаха крыла к ширине испытуемой секции. Обычно максимальный размах модели должен быть равен или составлять менее 0.8 ширины трубы для полной модели, чтобы применить стандартные поправки, принятые в аэродинамических трубах [19]. Помимо этого, коэффициент загромождения рабочего сечения представляет собой другой важный фактор, который следует рассмотреть перед проведением аэродинамического изучения эффектов больших углов атаки. В настоящем исследовании расчетная относительная площадь загромождения рабочего сечения составляла менее

3% поперечной площади сечения аэродинамической трубы, например, при угле атаки $\alpha = 15^\circ$ коэффициент загромождения рабочего сечения был приближенно равен 2.60%. В общем случае предпочтительно иметь коэффициент загромождения рабочего сечения менее 4–5% в стандартной аэродинамической трубе с замкнутыми стенками.

Данные по давлению были получены посредством датчика давления Scanivalve (модель № DSA3217/16Px), который имеет разрешение порядка $\pm 0.05\%$ полной шкалы. Детали спецификаций сканнера давления даны ниже. Датчик давления калибровался с помощью калибратора давления YOKOGAWA, CA700. Каждый порт датчика принимал входное давление через виниловую трубку, подсоединенную к порту на модели, и затем выводил соответствующую величину, конвертированную пользователем в нужную систему единиц. Значения среднего поверхностного давления вычислялись из этих данных и выводились на печать как функции положения портов x/C . Считанные значения давления собирались в матрицу размером 50×350 с использованием пользовательского интерфейса Labview после установки нужной скорости в аэродинамической трубе. Ошибки экспериментальных результатов оценивались с помощью точного метода, предложенного в [20, 21]. Коэффициент давления рассчитывался по измерениям поверхностного давления и динамического давления с ошибкой, приблизительно равной 1.22%.

Аэродинамические характеристики C_L , C_D и C_M на поверхности крыла могут быть рассчитаны путем численного интегрирования распределения измеренного давления с использованием пакета MATLAB.

Лазерная мини термоанемометрическая система измерения скорости использовала неинтрузивную методику точечных измерений для получения распределения скорости с высоким разрешением во времени. Детали спецификации даны ниже. Лазерный мини термоанемометрический датчик скорости состоит из лазера, миниатюрной оптической системы, формирующий пучок излучения лазера, принимающей оптической системы и одномерной системы процессорной обработки всплесков излучения. Диапазон измерений составляет 50–600 м/с с ошибкой воспроизводимости порядка $\pm 0.1\%$.

Эта лазерная мини термоанемометрическая система измерения скорости также имеет характерную черту в виде смещения частоты (движущиеся интерференционные полосы), чтобы иметь возможность измерять не только скорость, но и направление движения. Оптические настройки включают в себя длину волны, равную 658×10^{-9} м, эффективность пропускания, равную 43%, расстояние объемов датчиков, равное 100 мм, и мощность в объеме датчика, равная 56×10^{-3} Вт.

Все измерения были выполнены в одной плоскости в середине размаха модели или корневом сечении крыла. Расположение точек измерения было отрегулировано по направлению координаты, нормальной к стенке, так, чтобы расположить больше точек ближе к стенке. Передающая ось датчика была ориентирована вертикально, чтобы получать измерения скорости в плоскости x – y . Управляемая компьютером система перемещения использовалась для расположения датчика в нужных точках с точностью 100 μ . Течение было засеяно пропорциональной смесью глицерина потребительского уровня и воды, которая была распылена с помощью дымогенератора. Конечный размер образца 10000 частиц был использован при каждом измерении локации и затем проводилось осреднение с использованием статистики для вычисления средних и среднеквадратичных скоростей, в то время как мгновенные данные с высоким временным разрешением были использованы для анализа временных рядов. Широкий диапазон измерений скорости может быть достигнут за счет выбора правильного фильтра, пропускающего некоторую полосу частот с повторяемостью 99.9%. Пороговое электрическое напряжение выбиралось так, чтобы обеспечить хорошую скорость передачи данных и не добавляло шума к этим данным. Отношение уровня сигнала к уровню шума поддерживалось в среднем на значениях, минимизирующих потери данных.

Рисунки 1г и 1д демонстрируют повторяемость среднеквадратичных пульсаций скорости и давления с использованием лазерной мини термоанемометрической системы в качестве датчиков скорости и давления. Показаны интервалы ошибок индивидуальных среднеквадратичных отклонений, использованных для вычисления 95%-ных доверительных интервалов для средних значений.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

В описанном экспериментальном исследовании делается попытка изучить пузырьки ламинарного отрыва потока и их характеристики в корневом сечении (в середине размаха) на прямом крыле с относительным удлинением 6.4 и профилем сечения NACA4415 с помощью измерений давления на поверхности крыла и пульсаций скорости с использованием лазерной термоанемометрической системы измерения скорости в некотором диапазоне чисел Рейнольдса и углов атаки.

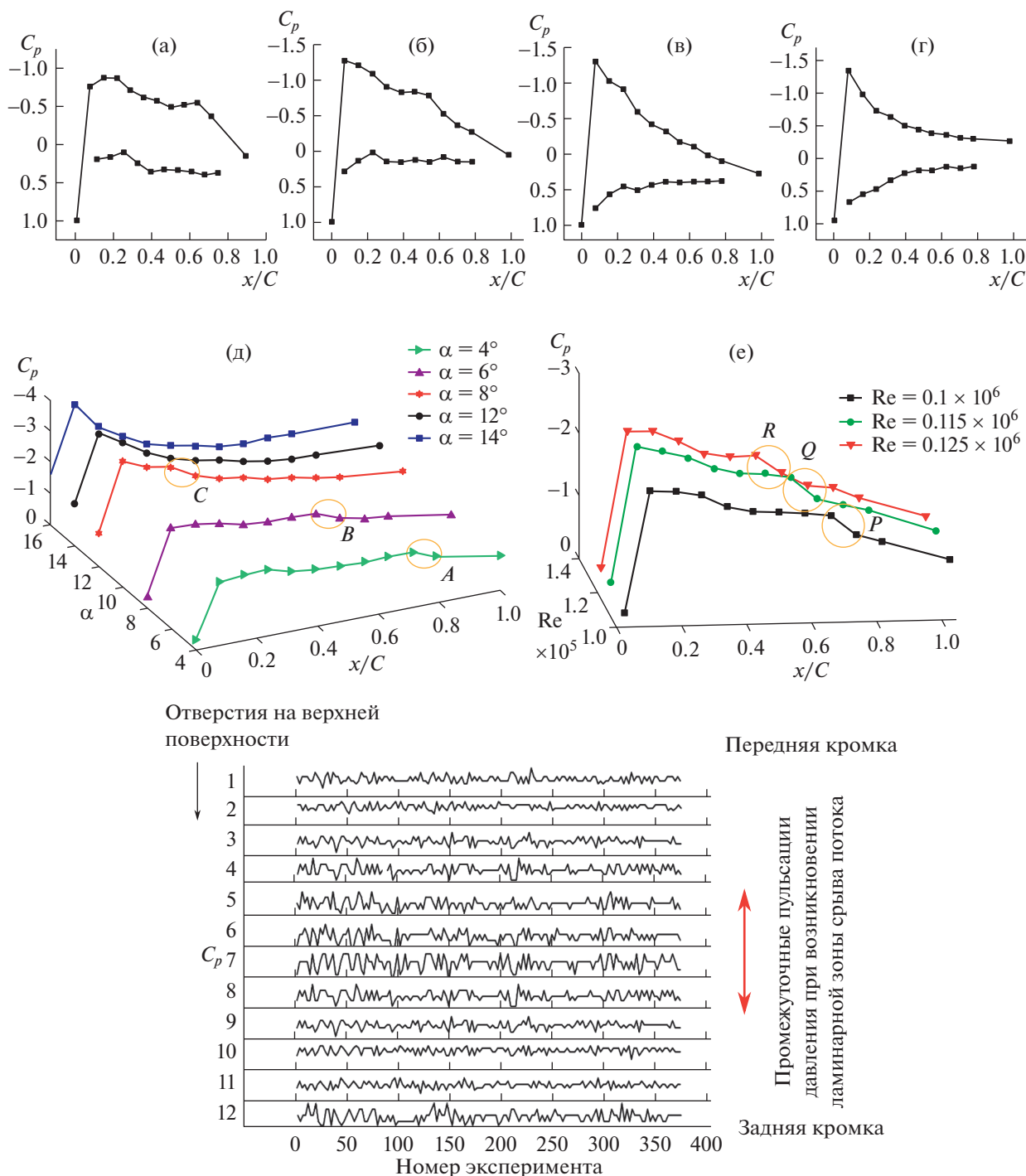


Рис. 2. Коэффициент давления в корневом сечении: (а) $\alpha = 4^\circ$, (б) $\alpha = 6^\circ$, (в) $\alpha = 12^\circ$, (г) $\alpha = 15^\circ$; C_p на верхней поверхности при числе Рейнольдса 0.1×10^6 (д) и $\alpha = 7^\circ$ (е); временные последовательности пульсирующих данных для C_p при $\alpha = 6^\circ$.

2.1. Измерение поверхностного давления на поверхности крыла

На рис. 2 показан экспериментально найденный коэффициент распределения давления в корневом сечении прямого крыла при разных углах атаки.

Крыло, использованное в данных исследованиях, это прямое крыло с сечением в виде профиля NACA4415 и имеет 22 отверстия для отбора давления в корневом сечении. Ожидается, что отрыв течения начинается вокруг корневого сечения. Следовательно, основная цель исследования

коэффициента распределения давления в корневом сечении прямого крыла состоит в том, чтобы пролить свет на процесс начала отрыва потока над поверхностью крыла. Интересно отметить, что коэффициент давления на напорной стороне сечения крыла не меняется значительным образом при увеличении угла атаки в области перед срывом. На рис. 2д изображен коэффициент распределения давления на стороне разрежения или верхней поверхности крыла, который значительно меняется при увеличении угла атаки. После скачкообразного срыва течения при $\alpha = 15^\circ$ наблюдается потеря пика разрежения, что может объясняться образованием большого следа за крылом, что вносит дальнейший вклад в быстрый рост сопротивления в областях после срыва потока.

Следует отметить, что для прямого крыла отрыв потока начинается около корневого сечения и в исследуемом случае это происходит при $\alpha \approx 12^\circ$ (потеря скорости при срыве потока). Локальная область (пузырек) ламинарного срыва потока начинает формироваться примерно при $\alpha = 3^\circ$, тогда как данные эксперименты проводились при $\alpha = 6^\circ$. Ожидается, что локальный угол атаки в корневом сечении должен быть немного больше, чем 6° , но не настолько большим, чтобы произошел скачкообразный срыв потока без повторного присоединения. На рис. 2д изображены: распределение коэффициента давления и коэффициент давления в корневом сечении на поверхности подсоса (разрежения) крыла при числе Рейнольдса, равном 0.1×10^6 в случае переменного угла атаки.

Области восстановления давления, которые представляют собой локализованные области роста давления подсасывания на крыле, могут наблюдаться около задней кромки при $\alpha = 4^\circ$, и область, маркированная *A* на рис. 2д. С ростом α последняя область сдвигается в сторону передней кромки и находится в положениях *B* при $\alpha = 6^\circ$ и *C* при $\alpha = 8^\circ$.

Крыло, использованное в настоящих экспериментах, теряет скорость при срыве потока, когда $\alpha \approx 12^\circ$. Таким образом, восстановление давления минимально при $\alpha = 12^\circ$ и отсутствует при углах атаки после срыва, $\alpha = 15^\circ$. Пик давления всасывания также растет при росте α .

На рис. 2е изображено распределение коэффициента давления по поверхности подсоса крыла для $\alpha = 6^\circ$ в случае переменных чисел Рейнольдса. Области восстановления давления обозначены буквами *P*, *Q* и *R*. Они наблюдаются вблизи задней кромки при $Re = 0.1 \times 10^6$ и сдвигаются в направлении передней кромки при увеличении числа Рейнольдса. Пики давления всасывания также растут при увеличении числа Рейнольдса.

На рис. 2ж изображены временные зависимости сигналов коэффициента давления на верхней поверхности крыла при $\alpha = 6^\circ$. Появляющиеся возмущения усиливаются на верхней стороне и возникающее явление наступает на пятки появлению пузырька отрыва.

2.2. Идентификация пузырьков ламинарного отрыва (LSB)

Схематическая иллюстрация пузырька ламинарного отрыва изображена на рис. 3а и описана в [4]. Авторы настоящего исследования используют эту идею, чтобы отметить различные части пузырька ламинарного отрыва, состоящие из ламинарной и турбулентной частей.

Начальная точка области плато для давления, обозначенная *S*, представляет собой положение отрыва ламинарного пограничного слоя от поверхности крыла, тогда как точка повторного присоединения оторвавшегося пограничного слоя к поверхности крыла обозначена *R*. В пределах пузырька отрыва, расположенного между *S* и *R*, имеется четко выраженный подъем давления по сравнению с невязким случаем на некотором расстоянии вниз по потоку от *S*, положение которого обозначено буквой *T*, после которого наблюдается быстрое падение давления пока не достигается *R*, где фактическое и невязкое давления равны между собой. Положение, обозначенное буквой *T*, отмечает появление перехода оторвавшегося течения к турбулентности и область, расположенная непосредственно перед этой точкой, представляет собой зону рециркуляции, как это показано на поверхности сечения крыла.

На рис. 3б изображены зависимости для коэффициента давления, вычисленного по показаниям давления, измеренного в аэродинамической трубе в корневом сечении поверхности крыла при $\alpha = 6^\circ$ и $Re = 0.1 \times 10^6$ в качестве части настоящего исследования. Точки расположения отрыва потока, перехода к турбулентности и повторного присоединения также указаны на этом графике, как это было проиллюстрировано на рис. 3а.

Распределение поверхностного давления на нижней поверхности крыла не изменяется заметным образом при увеличении α . Для разных значений α найдено типичное внезапное увеличение коэффициента давления, характеризующее исследуемое течение, которое происходит в об-

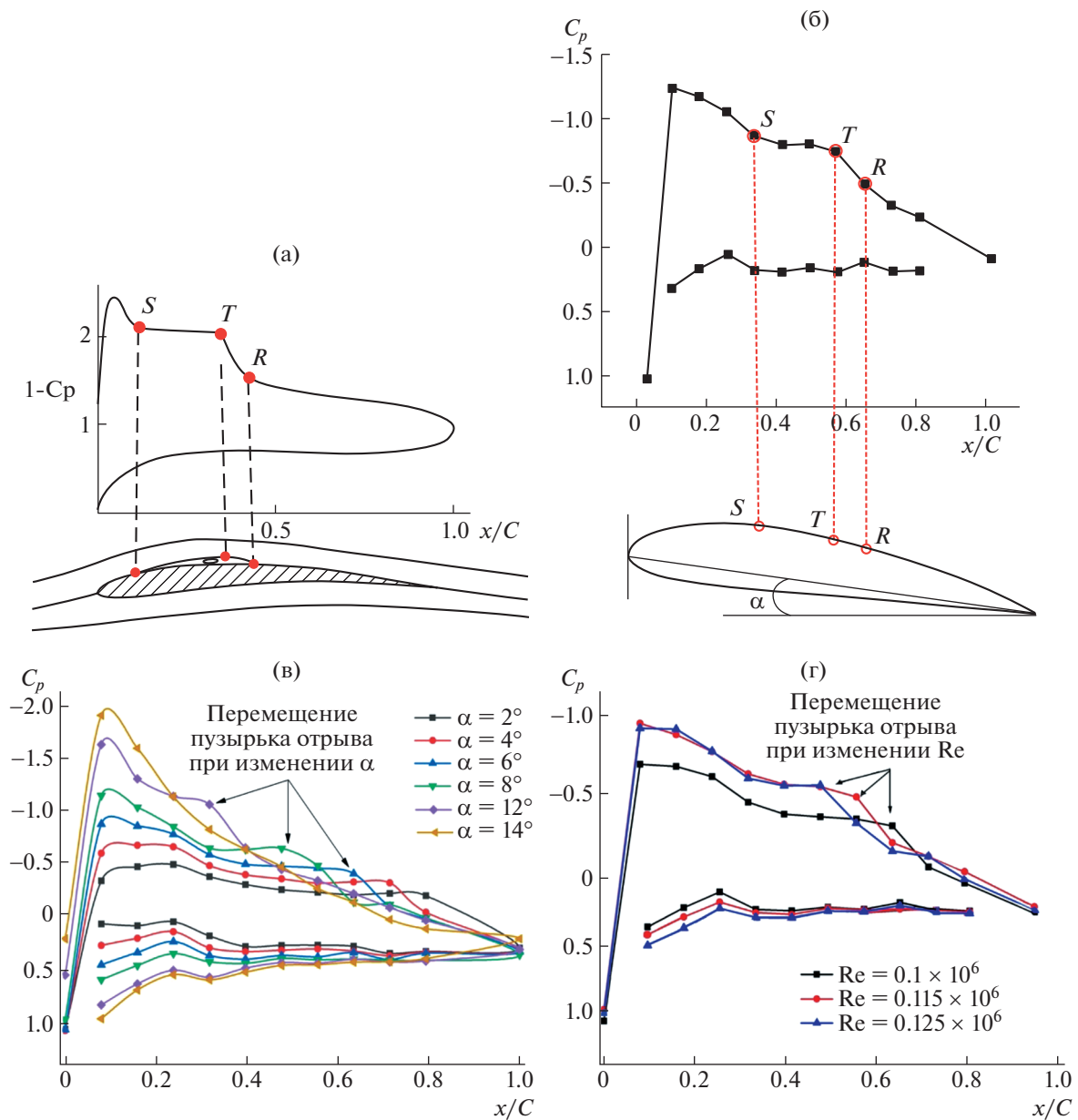


Рис. 3. Описание пузыря ламинарного отрыва: (а) двумерное распределение поверхностного давления с пузырем отрыва, воспроизведенным из [4], (S обозначает отрыв, T – ламинарно-турбулентный переход и R – повторное присоединение); (б) идентификация пузыря ламинарного отрыва при $\alpha = 6^\circ$ в корневом сечении крыла; (в) перемещение пузыря отрыва при изменении α ; (г) перемещение пузыря отрыва при изменении числа Рейнольдса.

ласти вниз по потоку за плато давления. Такие профили поверхностного давления тесно связаны с пузырями ламинарного отрыва [4]. На рис. 3в и 3г можно также видеть смещение точек отрыва ламинарного потока к передней кромке при увеличении угла атаки α и числа Рейнольдса.

На рис. 4а воспроизведена картина масляной визуализации течения на верхней поверхности прямого крыла при $\alpha = 6^\circ$ и $Re = 0.1 \times 10^6$. На поверхность модели крыла щеткой был нанесен однородный тонкий слой пропорциональной смеси масла для вакуумного насоса, диоксида титана и олеиновой кислоты. Концептуальное описание различных характеристик течения приведено здесь для подтверждения результатов измерений поверхностного давления. Как можно видеть на рис. 4а, зона пузыря ламинарного отрыва может быть идентифицирована как область, лежащая между точкой ламинарного отрыва и турбулентного повторного присоединения тече-

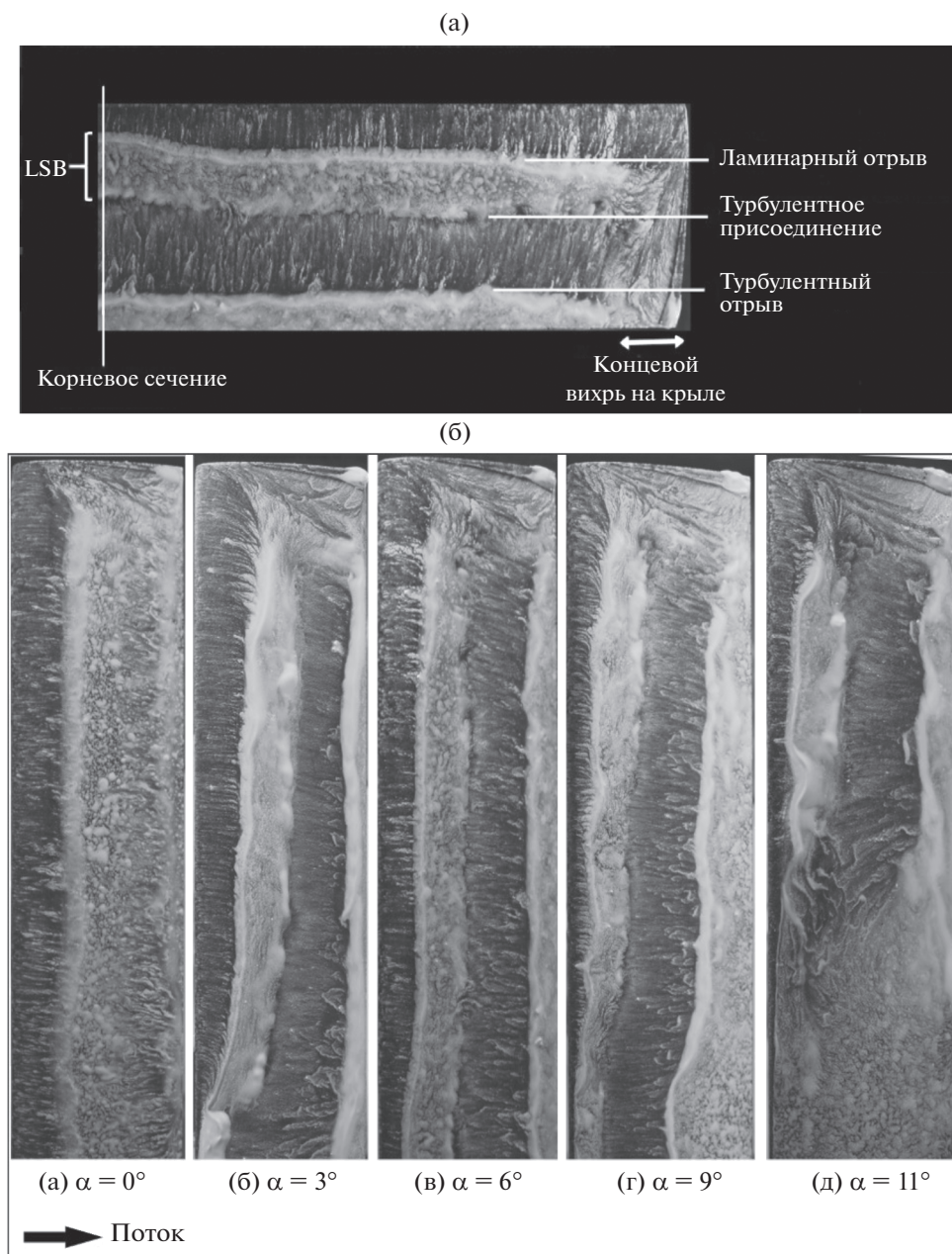


Рис. 4. Результаты масляной визуализации потока: (а) идентификация пузырька ламинарного отрыва при $\alpha = 6^\circ$, (б) масляная визуализация потока при разных углах атаки.

ния. Предлагаемая методика помогает отождествить и выделить различные особенности течения в пограничном слое.

На рис. 4б изображены картины поверхностного течения и взаимодействие концевых вихрей с пузырьком ламинарного отрыва на поверхности крыла (вплоть до корневого сечения) при разных α для $Re \approx 0.1 \times 10^6$. На рисунке хорошо видно уменьшение длины пузырька ламинарного отрыва по размаху крыла и вдоль хорды при увеличении угла атаки α , что может быть подтверждено сравнением с данными измерений поверхностного давления. Более того, можно видеть, что концевой вихрь на крыле увеличивает эффективность при росте α и сильнее воздействует на формирование пузыря ламинарного отрыва вблизи кончика крыла. Это уменьшение размера пузыря ламинарного отрыва вблизи кончика крыла можно объяснить за счет эффектов трехмерного вторичного течения около передней кромки крыла. При $\alpha = 11^\circ$ наблюдается значимое взаи-

модействие конца крыла и пузыря ламинарного отрыва, когда вторичное течение пытается присоединить поток вблизи области конца крыла. Это может служить причиной улучшения аэродинамического качества при больших углах атаки, когда течение начинает отрываться вблизи корневой области. Однако взаимодействие области около кончика крыла и пузыря ламинарного отрыва вызывает присоединение течения вблизи конца крыла и таким образом срыв потока и потеря скорости откладываются на какое-то время. Следы поверхностного трения при больших углах атаки обнаруживают смещение пузыря отрыва к передней кромке крыла и соответствующее смещение точек отрыва и турбулентного присоединения при увеличении α . Некоторая зона вторичного турбулентного отрыва также наблюдается вблизи задней кромки крыла и эта зона перемещается к передней кромке при увеличении α . Как можно видеть из рис. 4б, при больших углах атаки такое поведение турбулентного отрыва доминирует в наибольшей степени около среднего по размаху сечения крыла. При возникновении скачкообразного срыва потока и падении скорости эта зона турбулентного отрыва взаимодействует с первичным пузырем отрыва в среднем по размаху сечения и сдвигается в сторону кончика крыла (рис. 4б). Эти данные исследования подобны тем, которые были изложены в [22].

2.3. Описание характеристических особенностей пузыря ламинарного отрыва

Различные важные характеристики, которые влияют на поведение пузыря ламинарного отрыва в корневом сечении прямого крыла, могут быть описаны следующим образом.

2.3.1. Средние оценки расположения точек отрыва потока, ламинарно-турбулентного перехода и повторного присоединения. Как изображено на рис. 3б, среднее расположение точек S , T и R было рассчитано с помощью линейной аппроксимации данных измерения поверхностного давления с ошибкой в 4% длины хорды в соответствии с методикой, предложенной в [4]. Однако, как описано в [23], использование линейной аппроксимации данных о давлении нежелательно для определения положения точки ламинарно-турбулентного перехода.

Таким образом, положение точки ламинарно-турбулентного перехода может быть рассчитано точно при использовании второй производной интерполированных данных для поверхностного давления. Максимальное значение второй производной данных для коэффициента давления соответствует максимальной кривизне графика в плоскости (C_p, x) , которая ассоциируется с началом перехода [24]. Таким образом, положение точки ламинарно-турбулентного перехода определяется при интерполяции данных для коэффициента давления с использованием методов, подобных SPLINE и PCCHIP (Piecewise Cubic Hermite Interpolating Polynomial – Кусочно-кубический интерполяционный многочлен Эрмита), сравнение которых проведено в [24], где затем был предложен последний из упомянутых методов для достижения более или менее высокой точности. Хотя пространственное разрешение на поверхности крыла ограничивается измерениями в отверстиях для забора давления из-за небольшого размера рабочей секции аэродинамической трубы и самого крыла, этот метод может обеспечить более или менее точные результаты, полученные для расположения сечений ламинарно-турбулентного перехода вдоль поверхности крыла.

Результаты применения вышеупомянутого интерполяционного метода PCCHIP к данным измерения коэффициента давления при $\alpha = 6^\circ$ и $\alpha = 8^\circ$ изображены на рис. 5а и 5б соответственно. Наблюдается постепенное смещение точки перехода вверх по потоку при изменении угла атаки от $\alpha = 6^\circ$ до $\alpha = 8^\circ$, что также показано для пузыря отрыва на рис. 5в. Найдено, что смещение положений точек отрыва при изменении углов атаки, так же как и числа Рейнольдса происходит наиболее постепенным образом по сравнению со смещением положений точек ламинарно-турбулентного перехода и повторного присоединения, как показано на рис. 5г. Это можно также видеть в [11, 25]. Как показано на рис. 5г, средние значения положений, оцениваемых по результатам измерений поверхностного давления, демонстрируют хорошее согласие с картиной поверхностного течения, полученной посредством масляной визуализации.

2.3.2. Длина пузыря отрыва. Расстояние между точками отрыва и повторного присоединения может рассматриваться как длина пузыря отрыва. Длина ламинарной части пузыря отрыва может быть определена как расстояние между точками отрыва и ламинарно-турбулентного перехода, а длина турбулентной части – как расстояние между точками ламинарно-турбулентного перехода и повторного присоединения [23]. На рис. 5д изображена длина пузырька как функция α при различных значениях числа Рейнольдса. Видно, что размер ламинарной части убывает, тогда как размер турбулентной части возрастает с ростом числа Рейнольдса.

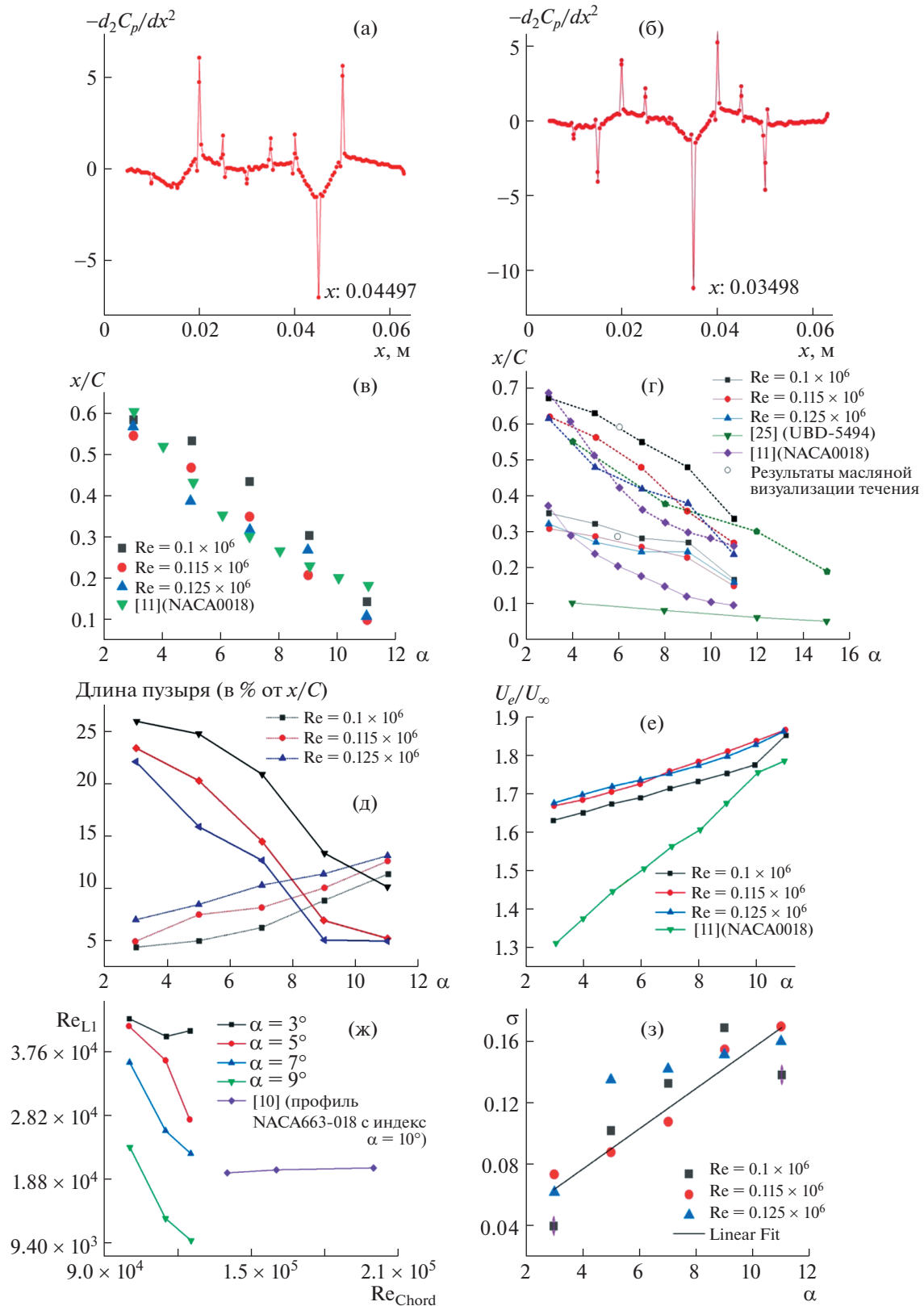


Рис. 5. Характеристики пузырька ламинарного отрыва потока на трехмерном прямом крыле: точки ламинарно-турбулентного перехода, полученные с помощью метода PCNIP и экспериментов при (а) $\alpha = 6^\circ$, (б) $\alpha = 8^\circ$ и (в) смещение вдоль хорды; (г) оценки для средних положений точек отрыва [сплошные линии] и присоединения [пунктирные линии] для пузырька отрыва, (д) длина пузырька при разных числах Рейнольдса [ламинарный отрыв (сплошные линии), турбулентный отрыв (пунктирные линии)], (е) влияние α на скорость на внешней кромке, (ж) влияние локального Re , и (з) влияние α на коэффициент восстановления давления.

2.3.3. Скорость на внешней границе. Для пузыря отрыва скорость на внешней границе оторвавшегося ламинарного слоя также является важнейшим параметром. Ее можно вычислить, основываясь на измерениях среднего поверхностного давления в соответствии с методикой, описанной в [11]. Скорость на внешней границе может быть определена вверх по потоку от точки ламинарно-турбулентного перехода как скорость внешнего потока над ламинарной частью пузыря, аппроксимированной некоторой постоянной величиной [23], хотя при использовании критериев, сформулированных в [23, 26], было получено, что при разных числах Рейнольдса скорость внешнего потока линейно уменьшается между точками ламинарно-турбулентного перехода и повторного присоединения.

На рис. 5е изображена зависимость скорости на внешней границе от угла атаки при разных числах Рейнольдса. Скорость на внешней границе растет вместе с углом атаки α , тогда как $(U_e/U_\infty)_{\max}$ почти одинаково при всех числах Рейнольдса. Наклон кривой для зависимости отношения скорости на внешней границе к скорости набегающего потока U_e/U_∞ как функция угла атаки практически одинаков при $Re = 0.115 \times 10^6$ и 0.125×10^6 . Аналогичные результаты были также получены в [11] в двумерном случае.

2.3.4. Локальное число Рейнольдса пузыря отрыва потока. Одним из наиболее важных параметров, влияющих на изменения в пузыре отрыва, является локальное число Рейнольдса, обозначенное как Re_{L1} , которое вычисляется исходя из скорости на внешней границе U_e и длине ламинарной части пузыря L_1 . Используя аппроксимацию, описанную в [23], будем предполагать, что скорость на внешней границе постоянна в пределах L_1 . На рис. 5ж изображено число Рейнольдса Re_{L1} , рассчитанное из представленных экспериментальных данных, и его поведение при изменении углов атаки и варьировании числа Рейнольдса, вычисленного по длине хорды (Re_C).

Видно, что в диапазоне значений Re_C в интервале $1 \times 10^5 < Re_C < 1.25 \times 10^5$ значения Re_{L1} убывают при увеличении как числа Рейнольдса, вычисленного по длине хорды, так и угла атаки. Двумерные результаты в [10], представленные в диапазоне больших значений Re_C , т.е. для $1.3 \times 10^5 < Re_C < 2 \times 10^5$, где Re_{L1} не изменяется существенно при изменении Re_C при $\alpha = 10^\circ$.

2.3.5. Короткие и длинные пузыри. До сих пор изучались пузыри ламинарного отрыва потока с использованием данных измерения давления в корневом сечении трехмерного прямого крыла. На трехмерном крыле, однако, пузыри, возникающие при ламинарном отрыве, могут быть одного из двух отличительных типов, а именно, короткие пузыри и длинные пузыри. Предпочтительно характеризовать пузырь, базируясь на его влиянии скорее на распределение давления, чем на его длину. С этой целью, в [2] предложили рассмотреть толщину пограничного слоя δ_1 , рассчитанную по числу Рейнольдса в качестве критерия появления отрыва $Re_{(\delta_1)s}$, так что для короткого пузыря $Re_{(\delta_1)s} > 500$, а для длинного пузыря $Re_{(\delta_1)s} < 500$. Однако в [27] было объяснено, почему этот критерий не может быть полезен для предсказания скачкообразного распада короткого пузыря. Позже в [28], чтобы определить размер пузыря, был введен коэффициент восстановления давления σ .

Вследствие этого в настоящей работе безразмерный коэффициент восстановления давления, изображенный на рис. 5з, вычислялся по значениям коэффициента давления в положениях при отрыве (C_{ps}) и повторном присоединении (C_{pr}) с использованием следующей формулы:

$$\sigma = \frac{(C_{pr} - C_{ps})}{(1 - C_{ps})}.$$

Теоретически при $\sigma \approx 1.0$ это означает, что существование оторвавшегося ламинарного потока было бы виртуально невозможным, но экспериментально было найдено, что короткие пузыри могут поддерживать себя вплоть до $\sigma = 0.35$, а после этого значения область течения в пузыре мало чем отличается от длинного пузыря. В настоящем исследовании наблюдалось, что $\sigma_{\max} \approx 0.15$ и, следовательно, пузырь остается коротким при всех трех разных рассмотренных числах Рейнольдса и значения σ возрастают с увеличением углов атаки, подобно тому, что было изложено в [29].

Поэтому в режиме коротких пузырей σ определяет неперенное восстановление давления, требуемое для повторного присоединения турбулентного пограничного слоя после распада течения. С другой стороны, увеличение σ говорит об уменьшении протяженности режима с оторвавшимся ламинарным потоком, где отрыв тормозится.

2.3.6. Влияние пузыря ламинарного отрыва на аэродинамические коэффициенты сечения прямого крыла. На рис. 6 представлены кривые, показывающие влияние пузыря отрыва на типич-

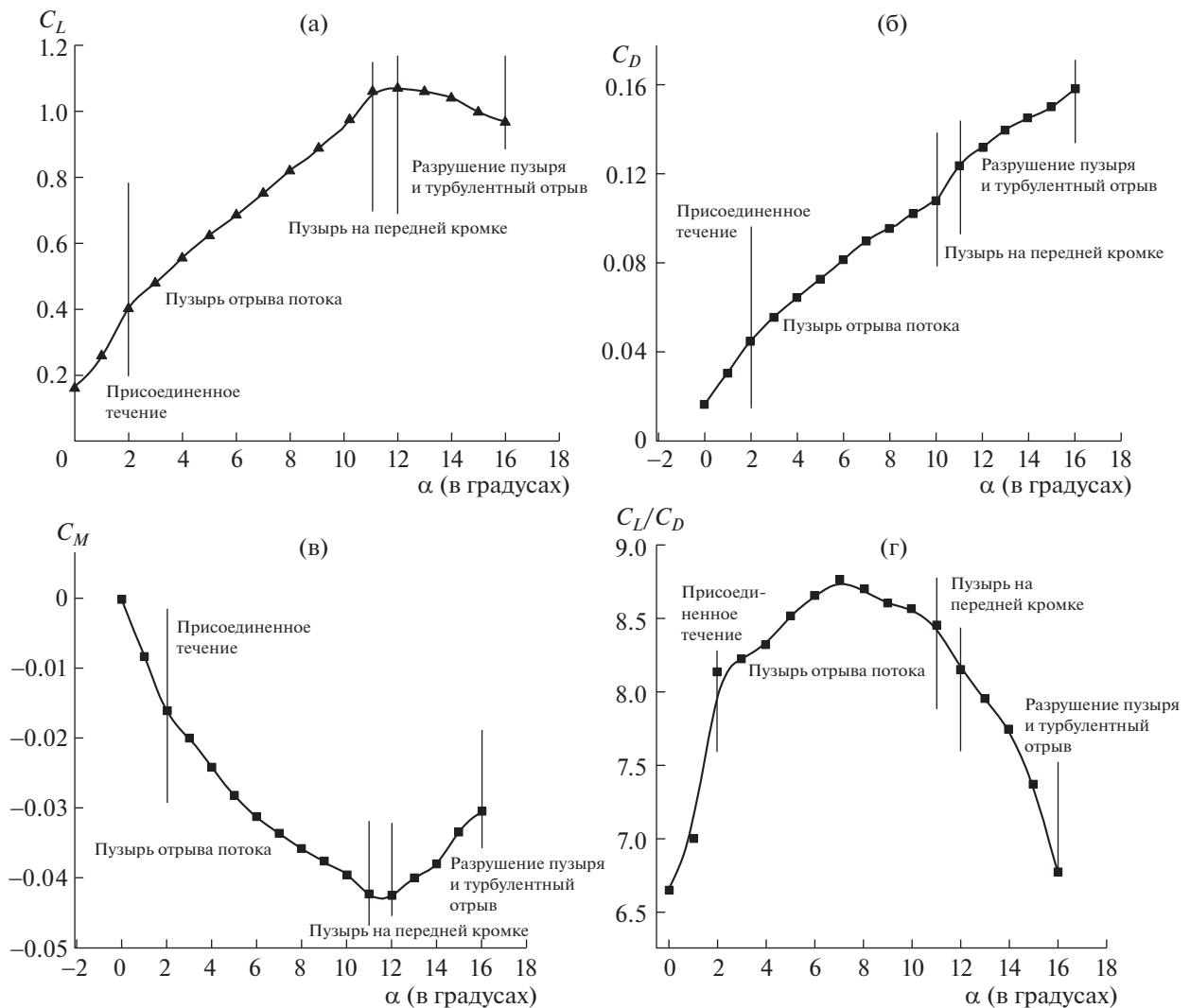


Рис. 6. Аэродинамическое качество корневого сечения трехмерного прямого крыла с пузырьком отрыва.

ные зависимости коэффициентов аэродинамического качества C_L , C_D , C_M и C_L/C_D как функций угла атаки α при $Re = 0.1 \times 10^6$. Все аэродинамические коэффициенты рассчитаны путем интегрирования давления в аэродинамической трубе, измеренного в корневом сечении крыла.

Существование и движение пузырька ламинарного отрыва при изменении угла атаки показано на графике коэффициента давления на рис. 2д, а его возникновение и расположение отмечены на графиках аэродинамических коэффициентов на рис. 6.

Рисунок 6а показывает, что течение полностью безотрывное до $\alpha \approx 3^\circ$, когда пузырек отрыва возникает и продолжает существовать, перемещаясь к передней кромке. Рисунок показывает, что $C_L = C_L(\alpha)$ монотонно растет с увеличением угла атаки вплоть до зоны ламинарного отрыва при небольшом уменьшении наклона кривой.

Как показывает рис. 5д, с ростом угла атаки, вместе с перемещением пузырька ламинарного отрыва в сторону передней кромки крыла, длина его ламинарной части убывает. Соответствующая скорость увеличения наклона кривой, изображенной на рис. 6а, составляет $\Delta C_L/\Delta \alpha = 1.09\pi/\text{рад}$ и $C_{L\max} \approx 1.07$ при $\alpha_{\text{stall}} \approx 12^\circ$, когда пузырек отрыва находится на передней кромке и его ламинарная часть имеет минимальную длину. Отсюда следует, что резкий пик на кривой $C_L = C_L(\alpha)$ в этом месте может быть атрибутирован с пузырьком отрыва, который по большей части является турбулентным. Таким образом, возможность прикрепления ламинарного пузырька отрыва на передней кромке для дальнейшего увеличения C_L также интересна с точки зрения практического применения.

После того, как пузырек отрыва сошел с передней кромки, он лопаётся, поскольку пограничный слой сталкивается с полностью развитым турбулентным отрывом, как это описано в [30]. Это приводит к соответствующей потере в величине C_L , так что $C_{L\min} \approx 0.96$ при $\alpha = 16^\circ$.

Рисунок 6б показывает, что наклон кривой $C_D = C_D(\alpha)$ растёт повсюду, однако рост наклона происходит быстрее в областях после срыва потока и падения скорости за турбулентным отрывом из-за значительного роста сопротивления формы крыла, как показано на рис. 6б. Также интересно отметить, что $C_D = C_D(\alpha)$ изменяется не очень существенно внутри пузырька отрыва в режиме присоединённого течения.

Как показано на рис. 6в, отрицательный коэффициент продольного момента тангажа C_M возрастает по мере того, как пузырек отрыва смещается к передней кромке. Это является ожидаемым, так как C_L возрастает в этих режимах, как показано на рис. 6а. Также имеется резкое увеличение наклона кривой $C_L = C_L(\alpha)$ при $\alpha \approx 10^\circ$ и, как следствие, резкое падение наклона отрицательной кривой $C_M = C_M(\alpha)$ до достижения $C_{M\min}$ примерно при этом же значении α . Однако при значениях α после срыва потока и падения скорости, в режиме распада пузырька увеличение α вызывает рост отрицательных значений C_M по мере того, как C_L падает.

На рис. 6г изображено изменение C_L/C_D как функции α . Эти изменения важны, поскольку они имеют технические приложения на практике. Хорошо видно резкое увеличение значений C_L/C_D вплоть до $\alpha = 3^\circ$ и $(C_L/C_D)_{\max} \approx 8.75$ при $\alpha \approx 7^\circ$ в режиме пузырька отрыва. Это очень существенный результат, скажем, для приложений в виде ветряных электродвигателей как точка максимальной выделения энергии из набегающего потока.

2.4. Расчет параметров пограничного слоя

Очень важно критически оценить параметры пограничного слоя в точке отрыва S , поскольку многие из них влияют на аэродинамическое качество крыльев и профилей.

Рост ламинарного пограничного слоя рассчитывается с использованием квадратурной формулы, обычно называемой формулой Твайтса, которая задается следующим выражением:

$$\left(\frac{\delta}{C}\right)^2 \text{Re} = 0.470 \left(\frac{U_e}{U_\infty}\right)^{s/C} \int_0^{s/C} \left(\frac{U_e}{U_\infty}\right)^5 d(s/C), \quad (2.1)$$

где $\sqrt{1 - C_p} = \left(\frac{U_e}{U_\infty}\right)$, известное распределение скорости на поверхности рассчитывается с помощью распределения коэффициента давления, рассматривая зависимость потенциала течения на внешней границе потока как функцию длины дуги (s/C).

Приближённое решение для пограничного слоя может быть получено в предположении, что распределение скорости внутри ламинарного пограничного слоя является многочленом четвертой степени, как это описано в [31].

Соответственно, Параметр Полхаузена Λ имеет следующий вид:

$$\Lambda = \left(\frac{\delta}{C}\right)^2 \text{Re} \frac{d\left(\frac{U_e}{U_\infty}\right)}{d\left(\frac{s}{C}\right)}. \quad (2.2)$$

Таким образом, толщина вытеснения пограничного слоя δ^* и толщина потери импульса θ , выраженные через толщину пограничного слоя (δ), задаются следующими выражениями:

$$[H] = \frac{\delta^*}{\delta} = \frac{3}{10} - \frac{\Lambda}{120}; \quad \frac{\theta}{\delta} = \frac{1}{63} \left(\frac{37}{5} - \frac{\Lambda}{15} - \frac{\Lambda}{144} \right), \quad (2.3)$$

$$H = \frac{\delta^*}{\theta}; \quad k = \left(\frac{\theta}{C}\right) \text{Re} \frac{d\left(\frac{U_e}{U_\infty}\right)}{d\left(\frac{s}{C}\right)}, \quad (2.4)$$

$$\frac{l_1}{\theta_s} = \frac{k}{\text{Re}_{\theta_s}}. \quad (2.5)$$

Таким образом, первый форм-параметр H и второй форм-параметр k могут быть определены из уравнения (2.4).

В точке отрыва S , как найдено для следующих значений параметров, имеют место $\Lambda = -12$, $H = 3.5$ и $k = -0.1567$ [32]. Таким образом, параметры пограничного слоя теперь могут быть вычислены из разных экспериментальных данных с использованием этих значений в уравнениях (2.3) и (2.4).

На рис. 7а и 7б показано влияние локального числа Рейнольдса в точке отрыва, т.е. числа Re , вычисленного по толщине пограничного слоя Re_{δ_s} , по толщине вытеснения $Re_{\delta_s^*}$ и по толщине потери импульса Re_{θ_s} в зависимости от угла атаки для двух разных значений Re , рассчитанных по длине хорды. Нижний индекс s обозначает точку отрыва. В этом случае наблюдается значение $Re_{\delta_s^*} > 500$, что опять означает, что пузырек отрыва может быть отнесен к категории коротких пузырьков, как описано в [2]. Это другой критерий, чтобы охарактеризовать ламинарный пузырек отрыва, отличный от критерия, предложенного в [28]. Интересно, что локальное число Рейнольдса пограничного слоя в точке отрыва почти постоянно для диапазонов зоны ламинарного пузыря отрыва при разных α . Это продвигает устойчивость сдвигового слоя внутри зоны ламинарного отрыва при изменении α , что неизбежно уменьшает шансы на появление резкого срыва потока на передней кромке.

Из рис. 7в можно видеть значительную численную корреляцию между безразмерной длиной пузырька и толщиной потери импульса, вычисленную по числу Рейнольдса в точке отрыва Re_{θ_s} (см. уравнение (2.5)), как предложено в [23].

Для настоящих экспериментальных результатов значение k определялось из средних значений коэффициента давления и было найдено равным $\approx 2.11 \times 10^4$, что меньше предсказанного в [1, 10], где оно было найдено равным $\approx 4 \times 10^4$.

2.5. Характеристики турбулентности в оторвавшемся сдвиговом слое

Вместе с измерениями поверхностного давления производился сравнительный анализ измерений скорости для того, чтобы получить сведения об оторвавшемся сдвиговом слое с помощью лазерного термоанемометрического измерения скорости при $Re = 0.1 \times 10^6$. Чтобы изучить природу отрыва и характеристики ламинарно-турбулентного перехода в режиме оторвавшегося сдвигового слоя, существенно знать продольные изменения параметров турбулентного потока вдоль по поверхности крыла.

На рис. 7г изображены профили среднеквадратичной скорости в продольном направлении при $\alpha = 6^\circ$ и $Re = 0.1 \times 10^6$ над корневым сечением поверхности крыла. Видно, что интенсивность турбулентности (TI) возрастает вниз по потоку от поверхности крыла, что показывает рост возмущений потока в пределах оторвавшегося сдвигового слоя.

Интенсивность турбулентности имеет максимум при $x/C = 0.45$, что является свидетельством положения точки перехода в пузыре отрыва. Это аналогично тому, что было получено из измерений среднего поверхностного давления, показанных на рис. 3б, и также близко напоминает переходные характеристики пузырька отрыва, описанные в [33]. Вниз по потоку от точки перехода также наблюдались широкие единичные пики, общие для турбулентных пограничных слоев [17].

На рис. 7е показаны продольные изменения максимальной интенсивности турбулентности и пульсации среднеквадратического давления при $\alpha = 6^\circ$. Как и ранее, оценки положения ламинарно-турбулентного перехода, рассчитанные из измерений среднего давления на поверхности, обозначены символом T .

Можно видеть, что максимальная интенсивность турбулентности $TI_{\max}$ начинает расти вниз по потоку от точки перехода и достигает экстремума в точке ламинарно-турбулентного перехода ($x/C = 0.45$) и затем убывает. Увеличение магнитуды пульсаций давления также повторяет рост возмущений непосредственно перед присоединением сдвигового слоя. Магнитуда пульсаций среднеквадратичного значения пульсаций поверхностного давления существенно меньше $TI_{\max}$, возможно, из-за значительного расстояния между ядром оторвавшегося сдвигового слоя и поверхностью крыла в точке перехода [17].

Был проведен статистический анализ продольной скорости, результаты которого показаны на рис. 7д. На этом рисунке приведена экспериментальная статистика распределений продольной скорости для четырех разных положений x/C над корневым сечением крыла при $Re = 0.1 \times 10^6$.

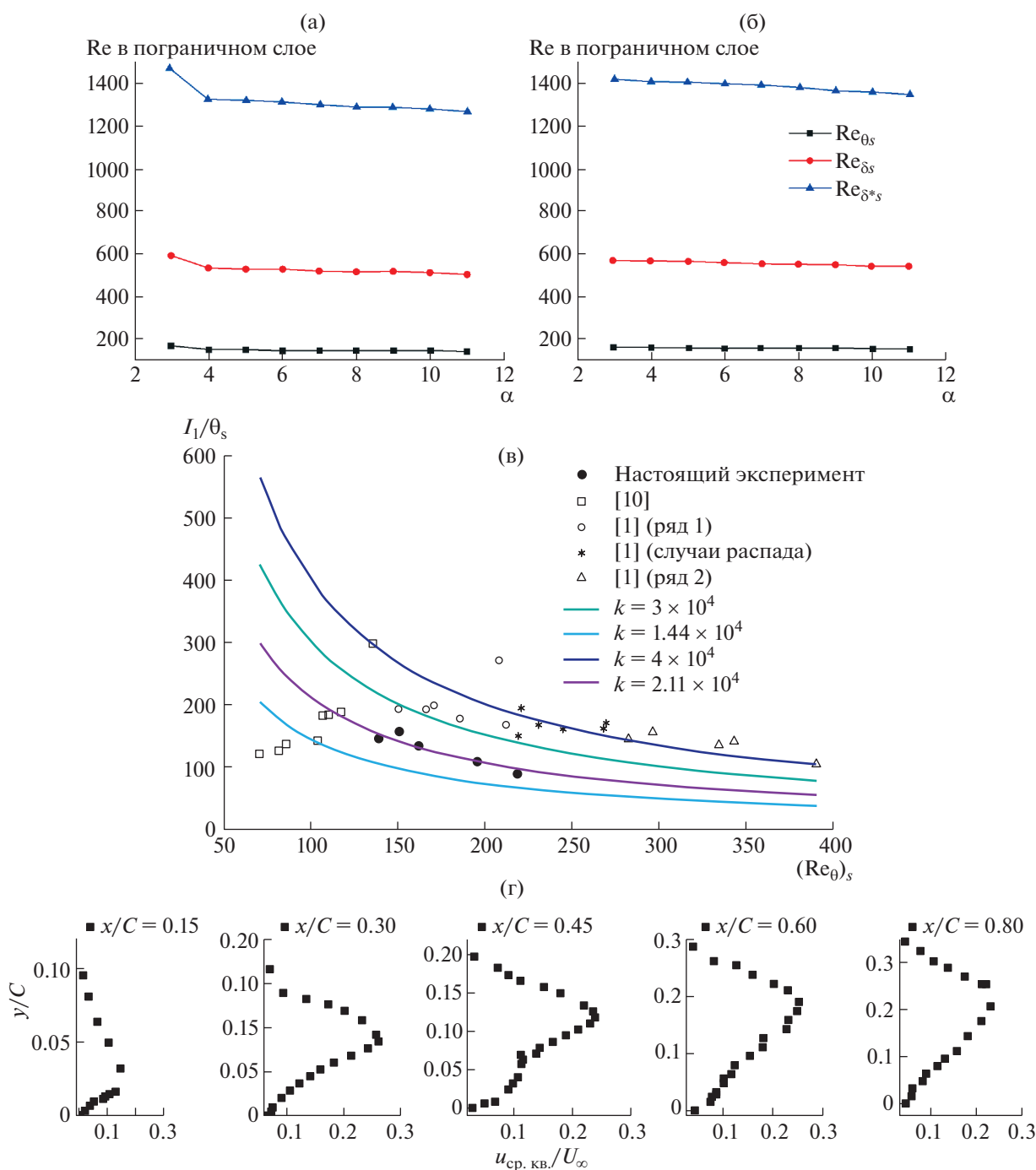


Рис. 7. Анализ поведения пограничного слоя: влияние числа Рейнольдса пограничного слоя при отрыве для чисел Рейнольдса 0.1×10^6 (а) и 0.115×10^6 (б), влияние Re_θ на ламинарный пузырек при отрыве (в), профили продольной скорости (г), продольные распределения коэффициентов асимметрии и эксцесса (д), интенсивность турбулентности и среднеквадратичная скорость при разных положениях x/C (е), и эксцесс как функция асимметрии на основе компонент продольной скорости при отрыве (ж).

Коэффициенты асимметрии $S(u)$ и эксцесса (четвертый центральный момент) $F(u)$ были рассчитаны по распределениям продольной скорости. В данном случае течение показывает схожее распределение при всех разных положениях x/C . Вначале коэффициент асимметрии уменьшается, а после этого наконец становится постоянным в большей части внешней области потока, где формируется плато. Аналогичное согласие также справедливо для распределения коэффициентов эксцесса в четырех положениях вдоль хорды. Из изменения коэффициента эксцесса можно

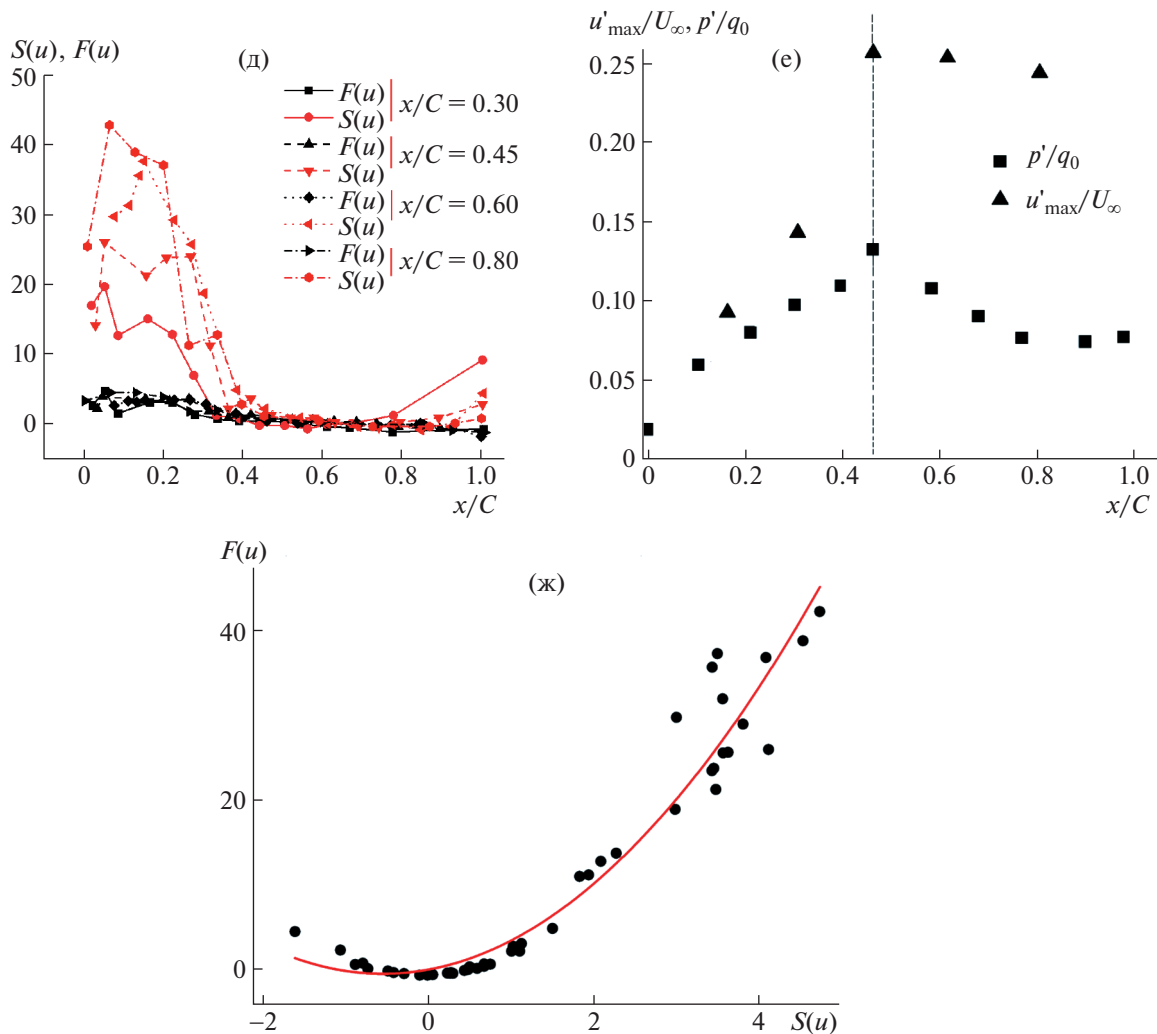


Рис. 7. Окончание.

также видеть, что распределения продольной скорости больше, чем средняя величина скорости около стенки. В нормальном распределении коэффициент асимметрии равен нулю, а эксцесс равен 3. Таким образом, ни коэффициент асимметрии, ни эксцесс не приближаются к их значениям в нормальном распределении при приближении к стенке.

В [18, 34] похожее поведение было описано для различных более простых геометрий. Эти распределения, отличные от нормального, могут быть отнесены к трехмерным когерентным петлеобразным структурам, возникающим при движении жидкости [35]. Найдено, что в когерентном движении жидкости существуют эжекция, движение жидкости с небольшой скоростью, направленное от стенки вовне и снос, движение жидкости с большой скоростью, направленное к стенке. Распределение продольной скорости с положительной асимметрией в пристеночной области обусловлено сносами высокоскоростных потоков при $u' > 0$ и эжекциями низкоскоростных течений, вызванных распределением с отрицательной асимметрией при $u' < 0$ [36]. Интересно также отметить, что $S(u)_{\max}$ и $F(u)_{\max}$ возрастают вдоль хорды вниз по потоку, также как вместе с этим продолжает возрастать интенсивность турбулентности.

На рис. 7ж продемонстрирована внутренняя взаимосвязь между статистическими характеристиками $S(u)$ и $F(u)$ для распределений продольной скорости при различных положениях x/C в пределах пузырька отрыва. В [37] была показана корреляция между статистическими моментами высших порядков при графической обработке и построения графиков многочисленных данных для различных измерений в виде $F(u) = f(S_u)^2$. В настоящем исследовании, используя метод наименьших квадратов, найдена глобальная корреляция положений точек (S, T, R) для разных зна-

чений x/C в пределах пузыря ламинарного отрыва при $Re \approx 0.1 \times 10^6$: $F(u) = 1.63S(u)^2 + 1.80S(u) + 0.1388$ с скорректированным значением R^2 , равным 0.93621. Минимальное значение коэффициента эксцесса, найденное из экспериментально полученных данных, несколько меньше эксцесса для нормального распределения вероятностей ($S(u) = 3$). Аналогичные данные были описаны в [34] для турбулентного пульсирующего течения, в котором F и S были связаны корреляционной зависимостью $F(u) = 1.56 S(u)^2 + 0.15S(u) + 2$.

ВЫВОДЫ

Чтобы изучить характеристики ламинарного пузырька отрыва на основании измерений поверхностного давления на крыле и лазерной термоанемометрии скорости потока, проведены экспериментальные исследования в корневом сечении трехмерного прямого крыла. Для исследований, выполненных в рассмотренном случае на пузырьке ламинарного отрыва, перечислены умозаключения, касающиеся его движения и поведения, чтобы проиллюстрировать трехмерные характеристики пузырька отрыва. Кроме того, для обоснования этих умозаключений использован статистический анализ данных, полученных в аэродинамической трубе.

Для диапазона чисел Рейнольдса, использованных в настоящей работе, ламинарная часть пузырька уменьшается с ростом Re . Однако изменение числа Рейнольдса не уничтожает полностью ламинарную часть пузырька и, как найдено, наименьшее значение числа Рейнольдса, вычисленное по длине пузырька, равно $Re_{L1} \approx 10000$ при $\alpha = 9^\circ$. Таким образом, отрыв ламинарного потока не полностью является следствием изменения числа Рейнольдса и дополнительное изменение угла атаки α является существенным для появления отрыва и перемещения точки отрыва. С другой стороны, как угол атаки α , так и число Рейнольдса, оказывают значительное воздействие на смещение точек ламинарно-турбулентного перехода и повторного присоединения потока. Как следствие, найдено, что смещение точки отрыва вверх по потоку является более сглаженным, чем перемещение точек ламинарно-турбулентного перехода и повторного присоединения потока.

Эти выводы далее покреплены в настоящей работе доказательствами, использующими статистический анализ. В частном случае, описанном в литературе для диапазона больших значений чисел Рейнольдса, длина ламинарной части пузырька остается почти постоянной. В этом случае влияние угла атаки α или диапазона меньших значений числа Рейнольдса, близких к тем, что были использованы в настоящей работе, не были ранее описаны в литературе.

Как обнаружили результаты масляной визуализации течения на поверхности крыла, пузырек ламинарного отрыва и вихри на кончике крыла существенно взаимодействуют друг с другом вблизи передней кромки крыла. При увеличении угла атаки вихрь на кончике крыла действует более сильно на формирование пузырька ламинарного отрыва вблизи кончика крыла из-за развития двумерного вторичного течения. Это может вынудить течение присоединиться ближе к области кончика крыла при низких значениях числа Рейнольдса потока даже при больших значениях угла атаки, что неизбежно затягивает явление срыва потока и падение скорости.

Анализ коэффициента восстановления давления по поверхности крыла дает возможность предположить, что текущий пузырек отрыва может быть отнесен к категории коротких пузырьков в рассмотренном диапазоне α и чисел Рейнольдса. Из регрессионного анализа также найдено, что угол атаки является доминирующим фактором, определяющим длину пузырька, по сравнению с воздействием числа Рейнольдса.

При увеличении угла атаки пузырек отрыва на корневом сечении крыла смещается в сторону передней кромки, а длина ламинарной части пузырька уменьшается для исследованного диапазона чисел Рейнольдса Re , рассчитанных по длине хорды, а именно $1.0 \times 10^6 < Re_{chord} < 1.25 \times 10^6$. Пузырек ламинарного отрыва находится на передней кромке крыла только в точке срыва потока и падения скорости, по большей части в турбулентном случае, вызывая резкий рост значений C_L . Если этот пузырек ламинарного отрыва может быть закреплен и срыв потока предотвращен на какое-то время, в этом случае добавочное увеличение C_L из-за присутствия пузырька на передней кромке крыла может иметь практическую важность.

Используя методы лазерной термоанемометрии скорости течения, изучены статистические характеристики турбулентности в оторвавшемся сдвиговом слое при различном положении x/C точек (S , T , R). Значения как асимметрии, так и эксцесса отклоняются от значений этих величин для нормального распределения при приближении ближе к стенке. Ближе к поверхности крыла

также наблюдается большая асимметрия пульсаций скорости, что происходит из-за наличия когерентных структур, вызванных локальными пульсациями скорости в потоке жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gaster M.* The Structure and Behaviour of Laminar Separation Bubbles. TIL. 1967.
2. *Owen P., Klanfer L.* On the Laminar Boundary Layer Separation from the Leading Edge of a Thin Aerofoil. Citeseer. 1955.
3. *Lissaman P.* Low-Reynolds-number airfoils // Annual Review of Fluid Mechanics. 1983. V. 15. № 1. P. 223–239.
4. *Russell J.* Length and bursting of separation bubbles: A physical interpretation // Science and Technology of Low Speed and Motorless Flight. 1979. CP2085. Part 1. NASA Langley Research Center. Hampton. VA. P. 177–202.
5. *Bragg M., Khodadoust A., Spring S.* Measurements in a leading-edge separation bubble due to a simulated airfoil ice accretion // AIAA Journal. 1992. V. 30. № 6. P. 1462–1467.
6. *Muelle T.J., Pohlen L.J., Conigliaro P.E., Jansen B.J.* The influence of free-stream disturbances on low Reynolds number airfoil experiments // Experiments in Fluids. 1983. V. 1. № 1. P. 3–14.
7. *Mueller T.J., DeLaurier J.D.*, Aerodynamics of small vehicles // Annual Review of Fluid Mechanics. 2003. V. 35. № 1. P. 89–111.
8. *Burgmann S., Schroder W.* Investigation of the vortex induced unsteadiness of a separation bubble via time-resolved and scanning piv measurements // Experiments in Fluids. 2008. V. 45. № 4. P. 675.
9. *Zhang W., Hain R., Kahler C.J.* Scanning PIV investigation of the laminar separation bubble on a sd7003 airfoil // Experiments in Fluids. 2008. V. 45. № 4. P. 725–743.
10. *O'Meara M., Mueller T.* Laminar separation bubble characteristics on an airfoil at low Reynolds numbers // AIAA Journal. 1987. V. 25. № 8. P. 1033–1041.
11. *Boutillier M.S., Yarusevych S.* Parametric study of separation and transition characteristics over an airfoil at low Reynolds numbers // Experiments in Fluids. 2012. V. 52. № 6. P. 1491–1506.
12. *Saliveros E.* The aerodynamic performance of the NACA-4415 aerofoil section at low Reynolds numbers. 1988. PhD thesis. University of Glasgow.
13. *Boiko A., Dovgal A., Zanin B.Y., Kozlov V.* Three-dimensional structure of separated flows on wings // Thermophysics and Aeromechanics. 1996. V. 3. № 1. P. 1–13.
14. *Занин Б.Ю., Зверков И.Д., Козлов В.В., Павленко А.М.* Вихревая структура отрывных течений на моделях крыльев при малых скоростях потока // Изв. РАН. МЖГ. 2008. № 6. С. 113–120.
15. *Zverkov I., Zanin B., Kozlov V.* Disturbances growth in boundary layers on classical and wavy surface wings // AIAA Journal. 2008. V. 46. № 12. P. 3149–3158.
16. *Dovgal A., Zanin B.Y., Kozlov V.V.* Global response of laminar flow separation to local flow perturbations // Thermophysics and Aeromechanics. 2012. V. 19. № 1. P. 1–8.
17. *Gerakopoulos R., Yarusevych S.* Novel time-resolved pressure measurements on an airfoil at a low Reynolds number // AIAA Journal. 2012. V. 50. № 5. P. 1189–1200.
18. *Vallikivi M., Hultmark M., Smits A.J.* Turbulent boundary layer statistics at very high Reynolds number // Journal of Fluid Mechanics. 2015. V. 779. P. 371–389.
19. *Ananda G.P., Sukumar P.P., Selig M.* Measured aerodynamic characteristics of wings at low Reynolds numbers // Aerospace Science and Technology. 2015. V. 42. P. 392–406.
20. *Kline S.J., McClintock F.A.* Describing uncertainties in single-sample experiments // Experimental Thermal and Fluid Science. 1953. V. 75. P. 3–8.
21. *Moffat R.J.* Using uncertainty analysis in the planning of an experiment // Journal of Fluids Engineering. 1985. V. 107. № 2. P. 173–178.
22. *Gence M.S., Ozkan G., Ozden M., Kirics M.S., Yildiz R.* Interaction of tip vortex and laminar separation bubble over wings with different aspect ratios under low Reynolds numbers // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science. 2018. V. 232. № 22. P. 4019–4037.
23. *Horton H.P.* Laminar separation bubbles in two and three dimensional incompressible flow. PhD thesis, Queen Mary College, 1968.
24. *Popov A.V., Botez R.M., Labib M.* Transition point detection from the surface pressure distribution for controller design // Journal of Aircraft. 2008. V. 45. № 1. P. 23–28.
25. *Shah M.S., Haseeb Jasir, Kitaba Ming L.C.* Experimental flow visualization over a two-dimensional airfoil at low Reynolds number // 5th Brunei International Conference on Engineering and Technology (BICET). 2014. IET.
26. *Truckenbrodt E.* An approximate method for the calculation of the laminar and turbulent boundary layer by simple quadrature for two-dimensional and axially symmetric flow // Journal of the Aeronautical Sciences. 1952. V. 19. № 6. P. 428–429.

27. *Schubauer G.B., Klebanoff P.S.* Contributions on the mechanics of boundary-layer transition // NASA Technical Note 3489. 1955.
28. *Gault D.E.* An experimental investigation of regions of separated laminar flow // NASA Technical Note, 1955. 3505.
29. *Crabtree L.* The formation of regions of separated flow on wing surfaces. HM Stationery Office, 1959.
30. *Yen S.C., Huang L.C.* Flow patterns and aerodynamic performance of unswept and swept-back wings // Journal of Fluids Engineering, 2009. V. 131. № 11. P. 111101.
31. *Schlichting H.* Boundary Layer Theory, New York: McGraw-Hill, 1979.
32. *Sharma D.M., Poddar K.* Experimental investigations of laminar separation bubble for a flow past an airfoil // ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea, and Air. P. 1167–1173.
33. *Brendel M., Mueller T.J.* Boundary-layer measurements on an airfoil at low Reynolds numbers // Journal of Aircraft. 1988. V. 25. № 7. P. 612–617.
34. *Van der A.D., Scandura P., O'Donoghue T.* Turbulence statistics in smooth wall oscillatory boundary layer flow // Journal of Fluid Mechanics. 2018. V. 849. P. 192–230.
35. *Lelouvetel J., Bigillon F., Doppler D., Vinkovic I., Champagne J.Y.* Experimental investigation of ejections and sweeps involved in particle suspension // Water Resources Research. 2009. V. 45. № 2.
36. *Zhou J.F., Zhang Q., Li J.C.* Probability distribution function of near-wall turbulent velocity fluctuations // Applied Mathematics and Mechanics. 2005. V. 26. № 10. P. 1245–1254.
37. *Jovanovic J., Durst F., Johansson T.* Statistical analysis of the dynamic equations for higher-order moments in turbulent wall bounded flows // Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1993. V. 5. № 11. P. 2886–2900.

Перевод с англ. Е.А. Пушкаря