

На правах рукописи



Зарипов Динар Ильясович

**Развитие высокопроизводительных панорамных методов
диагностики и их приложение к исследованию
интенсивных событий в турбулентном пограничном слое**

1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск – 2021

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук (ИТ СО РАН) и Федеральном государственном бюджетном учреждении науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук» (ФИЦ КазНЦ РАН).

Официальные оппоненты:

Бойко Андрей Владиславович - член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, заведующий Лабораторией физико-математического моделирования неоднородных течений;

Троицкая Юлия Игоревна - доктор физико-математических наук, ФГБУН «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН», заведующая Отделом нелинейных геофизических процессов;

Смирнов Евгений Михайлович - доктор физико-математических наук, профессор, ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого», профессор Школы прикладной математики и вычислительной физики, главный научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории гидроаэродинамики Физико-механического института.

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук, г. Пермь.

Защита состоится 23 марта 2022 г. в 9 час. 30 мин. на заседании диссертационного совета 24.1.129.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теплофизики им. С. С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Института теплофизики СО РАН, www.itp.nsc.ru. Отзыв на автореферат в двух экземплярах, заверенный печатью учреждения, просьба отправлять на имя ученого секретаря диссертационного совета по адресу: 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 1. (e-mail: dissovet@itp.nsc.ru).

Автореферат разослан «__» _____ 20__ г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
д.ф.-м.н., профессор РАН


Терехов Владимир Викторович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследований. Структура потока жидкости или газа в пристеночной области турбулентного пограничного слоя (ТПС) оказывает большое влияние на многие интегральные величины, например, сопротивление трения, знание которых необходимо при разработке новых образцов техники, используемых в различных отраслях человеческой деятельности. Между тем, различные интегральные величины являются результатом осреднения соответствующих флуктуирующих сигналов, возникающих вследствие движения когерентных вихревых структур различной природы и интенсивности. Наиболее интенсивные из этих структур могут оказывать большое влияние на интересующие интегральные величины и являются причиной работы той или иной техники на нерасчетных режимах, часто приводя к их неисправности или даже разрушению. В этом смысле их изучение представляет большой фундаментальный и практический интерес.

Примером такой величины является скорость диссипации кинетической энергии турбулентности (КЭТ) – центральная величина в теории однородной турбулентности. Роль событий, сопровождающихся всплеском интенсивности этой величины, является предметом давнего спора инициированного А.Н. Колмогоровым и Л.Д. Ландау (Frisch 1996). К сожалению, теоретическое изучение этих событий и структуры турбулентных течений в целом ограничено вычислительными ресурсами и доступно лишь в исследованиях при относительно малых числах Рейнольдса. Недостающую информацию получают из эксперимента. На сегодняшний день наиболее перспективными и бурно развивающимися экспериментальными методами диагностики потока являются панорамные методы цифровой трассерной визуализации, такие как Particle Image/Tracking Velocimetry (PIV/PTV, Raffel *et al.* 2018), Smoke Image Velocimetry (SIV, Mikhcev *et al.* 2017) и Speckle Photography (Fomin 1998), позволяющие получать мгновенные пространственно-временные векторные поля скорости и ее производных. Однако их использование для достоверного определения скорости диссипации КЭТ является известной и до конца все еще нерешенной проблемой, связанной с влиянием погрешности измерения и необходимостью обеспечения высокого пространственно-временного разрешения на уровне колмогоровского масштаба (Sheng *et al.* 2000, Piirto *et al.* 2003, Alekseenko *et al.* 2009, Tokgoz *et al.* 2012, Schneiders *et al.* 2017, Mikhcev *et al.* 2017). Например, в работе (Fernholz and Finley 1996) вовсе постулируется, что скорость диссипации КЭТ в ТПС не может быть измерена экспериментально.

Другой показательный пример несовершенства экспериментальных методов диагностики связан с изучением явления обратного пристеночного течения (ОПТ), характеризующегося мгновенным отрицательным значением продольной компоненты вектора касательного напряжения на

стенке. Долгое время существование этого явления в безградиентном ТПС считалось невозможным (Eckelmann 1974, Colella and Keith 2003). Первые экспериментальное подтверждение его существования было получено лишь недавно (Brücker 2015). При этом механизм его формирования все еще остается неизвестным. Как и в случае интенсивных диссипативных событий, сложность экспериментального исследования явления ОПТ связана с очень высокими требованиями к точности измерения и пространственному разрешению используемого метода измерения. Это связано с тем, что в среднем высота области ОПТ примерно в 5 раз меньше толщины вязкого подслоя ТПС, а величина измеряемой скорости имеет тот же порядок, что и неопределенность измерения. Ситуация осложняется малой вероятностью ($\sim 0,1\%$) возникновения ОПТ, так что для их регистрации и статистической сходимости результатов измерения необходима обработка большого объема данных.

Таким образом, в настоящее время существует ряд нерешенных актуальных проблем механики жидкости и газа, связанных с исследованием интенсивных процессов, протекающих в ТПС на уровне колмогоровского масштаба. Их решение требует дальнейшего развития существующих экспериментальных методов диагностики, в частности, в сторону увеличения их точности, пространственно-временного разрешения и быстродействия.

Целью данной работы является исследование интенсивных событий, возникающих в турбулентном пограничном слое и приводящих, в частности, к возникновению явления обратного пристеночного течения и интенсификации скорости диссипации и генерации кинетической энергии турбулентности, а также развитие высокопроизводительных панорамных методов для их диагностики. Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

- разработка методов и алгоритмов, допускающих наличие широкого динамического диапазона измеряемых скоростей, с целью повышения точности измерения, пространственного разрешения и ускорения вычисления мгновенных векторных полей скорости применительно к высокоскоростным панорамным методам измерения;

- исследование механизма возникновения высоких значений локальной мгновенной скорости диссипации кинетической энергии турбулентности в турбулентном пограничном слое, а также их пространственно-временной корреляции с высокими значениями генерации кинетической энергии турбулентности;

- экспериментальное и численное (методом прямого численного моделирования) исследование явления обратного пристеночного течения в развитом турбулентном потоке несжимаемой сплошной среды в канале с квадратным поперечным сечением при различных числах Рейнольдса.

Научная новизна работы заключается в следующем:

- разработан новый бессеточный многопроходный метод PIV, позволяющий в 2 раза расширить диапазон допустимых градиентов скоростей с одновременным повышением пространственного разрешения и снижением погрешности измерения скорости, а также ее первой и второй производных по пространству;
- разработана серия алгоритмов, значительно ускоряющих вычисление мгновенных векторных полей скорости потока без существенного снижения достоверности измеряемых величин в широком диапазоне управляющих параметров;
- разработан метод, частично устраняющий влияние случайной погрешности измерения на оценку скорости диссипации кинетической энергии турбулентности, а также показано, что достоверность оценки скорости диссипации кинетической энергии турбулентности зависит от пространственного разрешения, метода измерения и его погрешности;
- предложен единый механизм формирования высоких значений локальной мгновенной скорости диссипации и генерации кинетической энергии турбулентности в пристеночной области турбулентного пограничного слоя;
- впервые экспериментально подтверждено существование явления обратного пристеночного течения в каналах при относительно малых числах Рейнольдса ($207 < Re_\tau < 672$), предложен и обоснован механизм его возникновения в широком диапазоне чисел Рейнольдса;
- впервые обнаружено явление обратного пристеночного течения в углах канала квадратного поперечного сечения и предложен механизм его возникновения; выявлено, что доля времени обратного течения в углах канала примерно на три порядка выше, чем в центральной области стенки канала.

Достоверность полученных результатов обусловлена использованием проверенных методик численного и экспериментального исследования, качественным и во многих случаях количественным совпадением полученных численных и экспериментальных результатов друг с другом и с известными и апробированными результатами других авторов, использованием верифицированных алгоритмов обработки данных и глубоким анализом влияния погрешности измерения на результаты исследований.

Научная и практическая значимость работы связана с более глубоким пониманием процессов, протекающих в турбулентном пограничном слое, а также обнаружением и объяснением новых явлений и закономерностей, наблюдаемых на уровне колмогоровского масштаба. Полученные численные и экспериментальные результаты, объясняющие механизмы возникновения обратных пристеночных течений, могут быть использованы при

разработке пассивных и активных методов управления сопротивлением трения, а новые знания о событиях, сопровождающихся всплеском интенсивности скорости диссипации и генерации кинетической энергии турбулентности, вносят вклад в развитие общей теории турбулентности и могут быть использованы при разработке новых подходов к созданию моделей турбулентности. Выбор интенсивных событий в качестве **объекта исследования** способствовал дальнейшему развитию существующих панорамных методов диагностики потоков. Разработанные методы и алгоритмы значительно превосходят по производительности существующие мировые аналоги и открывают новые возможности в экспериментальной гидродинамике, особенно при изучении процессов, протекающих на уровне колмогоровского масштаба. Результаты работы могут быть в дальнейшем использованы при разработке следующих поколений панорамных методов, позволяющих измерять мгновенные поля скорости вблизи подвижных границ в режиме реального времени.

На защиту выносятся:

- научные положения по созданию высокопроизводительных панорамных методов диагностики турбулентных течений, в том числе бессеточный многопроходный метод PIV и алгоритмы, ускоряющие вычисление мгновенных векторных полей скорости потока применительно к методам PIV и SIV, а также результаты оценки их точности;
- научные положения, направленные на решение проблемы измерения скорости диссипации кинетической энергии турбулентности панорамными методами диагностики, в том числе результаты исследования факторов, влияющих на достоверность оценки скорости диссипации кинетической энергии турбулентности, и метод, частично устраняющий влияние случайной погрешности измерения;
- результаты экспериментального исследования событий, сопровождающихся высокими значениями скорости диссипации и генерации кинетической энергии турбулентности, в турбулентном пограничном слое планарным методом PIV;
- результаты исследования явления обратного пристеночного течения в развитом турбулентном потоке сплошной среды в канале квадратного поперечного сечения.

Личный вклад автора. Результаты и выводы, послужившие основой диссертации и выносимые на защиту, получены соискателем самостоятельно. Постановка решаемых задач проводилась соискателем как самостоятельно, так и совместно с проф. Н.И. Михеевым и акад. РАН Д.М. Марковичем. Соискатель самостоятельно разработал, обосновал эффективность и реализовал методы и алгоритмы расчета полей скорости, оценил их производительность, разработал и реализовал метод снижения

влияния погрешности измерения, спланировал и провел все эксперименты, провел обработку, анализ и интерпретировал полученные результаты экспериментов и прямого численного моделирования.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы обсуждались на международных и всероссийских симпозиумах, съездах и конференциях: 19th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal – 2018), 12th, 13th and 14th International Symposiums on Particle Image Velocimetry (Busan, Korea – 2017; Munich, Germany – 2019; Chicago, IL, USA – 2021), International Conference on the Methods of Aerophysical Research (Novosibirsk, Russia – 2020), Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Уфа, Россия – 2019), I, V и VI Всероссийские научные конференции «Теплофизика и физическая гидродинамика» (Ялта, Россия – 2016, 2020, 2021), Всероссийская конференция «XXXVII Сибирский теплофизический семинар» (Новосибирск, Россия – 2021), X Школа-семинар молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е. Алемасова «Проблемы теплообмена и гидродинамики в энергомашиностроении» (Казань, Россия – 2016). Результаты диссертационной работы обсуждались на семинарах ИТ СО РАН (2021), КазНЦ РАН (2021) и видео-семинаре ЦАГИ – ИТПМ СО РАН – СПбГПУ – НИИМ МГУ (2021).

Публикации. Результаты работы опубликованы в 28 трудах, 17 из которых входят в перечень журналов, рекомендованных ВАК, и 14 – в международные реферативные базы данных и системы цитирования.

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения, списка публикаций по теме диссертации, списка цитируемой литературы и списка часто используемых условных обозначений и сокращений. Работа содержит 324 страниц, включая 123 рисунка и 6 таблиц. Список литературы состоит из 410 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цель и задачи диссертации, указаны научная новизна исследования, научная и практическая значимость результатов. Изложено краткое содержание глав диссертации.

Первая глава посвящена развитию панорамных методов диагностики турбулентных течений, используемых в диссертации в качестве основного экспериментального инструмента исследования наряду с методом прямого численного моделирования (DNS – Direct Numerical Simulation). На примере явления ОПТ, наблюдаемого при развитом турбулентном течении воздуха в канале с поперечным сечением $2H \times 2H = 0,1 \times 0,1 \text{ м}^2$ при динамических числах Рейнольдса $Re_\tau = u_\tau H/\nu = 200$ и 1000, где $u_\tau = [\nu(\partial U/\partial y)_{y=0}]^{0,5}$

– динамическая скорость, ν – кинематический коэффициент вязкости и U – продольная составляющая вектора средней скорости, показано, что сложность применения современных панорамных методов диагностики к исследованию интенсивных процессов, протекающих в ТПС, связана с:

– необходимостью обработки большого объема данных. Для регистрации всего 10 независимых событий ОПТ потребуется ~ 240 дней вычислений при $Re_\tau \approx 200$ (~ 1 день при $Re_\tau \approx 1000$) на одном ядре стандартного персонального компьютера, что недопустимо долго при малых числах Рейнольдса;

– наличием широкого диапазона измеряемых скоростей. В среднем смещения изображений частиц-трассеров, измеряемые высокоскоростным методом PIV с использованием стандартных настроек (частота съемки $f = 5000$ Гц, масштабный коэффициент $M = 100$ пикс/мм), лежат в диапазоне от нуля на стенке до ~ 100 пикс¹ в буферной области ТПС при $Re_\tau = 200$ и 1000, что в несколько раз превышает рекомендуемые значения измеряемых смещений (Keane and Adrian 1992);

– влиянием неопределенности измерения. Величина смещения непосредственно у стенки, т.е. там, где возникает ОПТ, соизмерима с неопределенностью измерения ($\sim 0,1$ пикс);

– необходимостью обеспечения пространственного разрешения метода на уровне колмогоровского масштаба. В среднем высота области ОПТ равна около 250(50) мкм при $Re_\tau = 200(1000)$, что меньше колмогоровского масштаба длины $\lambda_K = 370(75)$ мкм в вязком подслое ТПС при тех же числах Рейнольдса.

Решению этих проблем посвящены **разделы 1.2, 1.3 и 3.2**. Оценка точности предлагаемых решений проведена в **главе 2** и **разделе 3.3**. Результаты применения разработанных методов и алгоритмов к исследованию интенсивных событий, сопровождающихся всплеском скорости диссипации и генерации КЭТ, обсуждаются в **разделе 3.4**, а явления ОПТ – в **главе 4**.

В **разделе 1.1** изложены основы панорамных методов, в том числе метода PIV. Отмечается, что диапазон измеряемых скоростей может быть существенно расширен применением в рамках метода PIV алгоритма с областью поиска, потенциально не имеющего ограничения на максимальную измеряемую скорость и имеющего меньшую погрешность измерения, но требующего больших вычислительных ресурсов из-за необходимости прямого расчета двумерной ККФ (Кросс-Корреляционной Функции), являющейся основой метода PIV.

¹ Здесь и далее в качестве единицы смещения регистрируемых частиц-трассеров используется пиксель, поскольку в реальных экспериментах с использованием панорамных методов диагностики физическая величина смещения зависит от используемой оптической системы, т.е. масштабного коэффициента M [пикс/мм].

Суть метода PIV с областью поиска заключается в следующем. Изначально имеется ряд последовательных PIV-изображений. В окрестности узла сетки, предварительно нанесенной на изображение k , с координатами (x_0, y_0) выбирается расчетная область f размером $I \times J$ пикс. Из-за движения жидкости группа частиц, изображенных на расчетной области f , сдвигается на некоторое неизвестное расстояние (s_x, s_y) за фиксированный интервал времени Δt между двумя последовательными изображениями k и $k + 1$. Для поиска ее новой позиции, расчетная область f на изображении k сравнивается с расчетной областью g той же формы и теми же размерами, но расположенной на изображении $k + 1$, причем в этом случае сравниваемая расчетная область g перемещается в пределах области поиска с размерами $I_{ROI} \times J_{ROI}$ пикс так, что координаты ее центра также перемещаются по ней и занимают позицию $(x_0 + n, y_0 + m)$, где (n, m) – целочисленные значения смещения по направлениям x и y соответственно, [пикс]. Сходство между расчетными областями f и g определяется ноль-нормированной ККФ:

$$C_{x_0, y_0}^{ZN}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [f_{x_0, y_0}(i, j) - \bar{f}_{x_0, y_0}] [g_{x_0 + n, y_0 + m}(i, j) - \bar{g}_{x_0 + n, y_0 + m}]}{\sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [f_{x_0, y_0}(i, j) - \bar{f}_{x_0, y_0}]^2} \sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [g_{x_0 + n, y_0 + m}(i, j) - \bar{g}_{x_0 + n, y_0 + m}]^2}}, \quad (1.1)$$

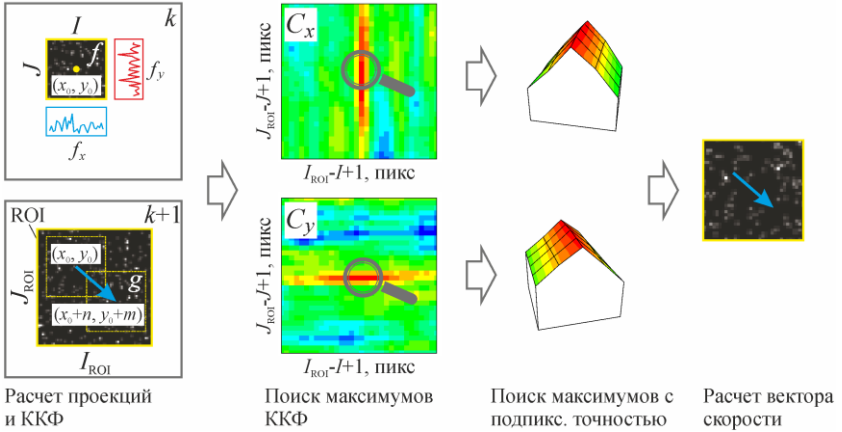
где $i_1 = x_0 - 0,5(I - 1)$, $i_2 = x_0 + 0,5(I - 1)$, $j_1 = y_0 - 0,5(J - 1)$ и $j_2 = y_0 + 0,5(J - 1)$ – координаты расчетной области относительно координат ее центра (x_0, y_0) ; $f_{x_0, y_0}(i, j)$ и $g_{x_0 + n, y_0 + m}(i, j)$ – значения яркости пикселя с координатами (i, j) расчетных областей f и g относительно координат их центров (x_0, y_0) и $(x_0 + n, y_0 + m)$; $\bar{f}$ и $\bar{g}$ – значения средней яркости соответствующих расчетных областей f и g . Отмечается, что прямое вычисление (1.1) требует выполнения порядка $7IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ арифметических операций. Применение метода GST (Global-Sum-Table, Huang *et al.* 2010) позволяет сократить количество арифметических операций примерно до $2IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$.²

В разделе 1.2 решается задача разработки алгоритмов, ускоряющих вычисление ККФ (1.1), согласно которым вместо двумерных расчетных областей рассматриваются их проекции на две их ортогональные стороны. Данный подход реализован применительно к стандартному (раздел 1.2.1) и многопроходному (раздел 1.2.3) планарным методам PIV, а также к методу SIV (раздел 1.2.2), предназначенному для измерения мгновенных векторных полей скорости потока по результатам дымовой визуализации.

² Здесь и далее по тексту в оценках сложности вычисления не учитывается вклад членов меньшего порядка малости.

Раздел 1.2.1 посвящен разработке алгоритма ускорения вычисления ККФ (1.1) применительно к стандартному методу PIV-ROI (Region Of Interest) с областью поиска. Разработанный алгоритм состоит из нескольких основных операций, схематично изображенных на рис. 1.1. Чтобы уменьшить количество арифметических операций, предлагается рассмотреть проекции расчетных областей f и g на их две ортогональные стороны. Проще говоря, каждый элемент этих проекций, например, на горизонтальные стороны, равен среднему арифметическому значению всех элементов в соответствующих столбцах массивов f и g , т.е.:

$$f_{x; x_0, y_0}(i) = \frac{1}{J} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j) \quad \text{и} \quad g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) = \frac{1}{J} \sum_{j=j_1}^{j_2} g_{x_0+n, y_0+m}(i, j). \quad (1.2)$$



Сходство между расчетными областями f и g теперь определяется путем кросскорреляции этих проекций:

$$C_{x; x_0, y_0}^{ZN}(n, m) = \frac{T_{x; x_0, y_0}(n, m)}{\sqrt{F_{x; x_0, y_0}} \sqrt{G_{x; x_0, y_0}}(n, m)}, \quad (1.3)$$

где члены, стоящие в числителе и знаменателе, могут быть выражены следующим образом:

$$\begin{aligned} T_{x; x_0, y_0}(n, m) &= \sum_{i=i_1}^{i_2} [f_{x; x_0, y_0}(i) - \bar{f}_{x_0, y_0}] [g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) - \bar{g}_{x_0+n, y_0+m}] = \\ &= P_{x; x_0, y_0}(n, m) - Q_{x; x_0, y_0}(n, m), \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$F_{x; x_0, y_0} = \sum_{i=i_1}^{i_2} [f_{x; x_0, y_0}(i) - \bar{f}_{x_0, y_0}]^2 = \sum_{i=i_1}^{i_2} f_{x; x_0, y_0}^2(i) - \frac{1}{I} \left[\sum_{i=i_1}^{i_2} f_{x; x_0, y_0}(i) \right]^2, \quad (1.5)$$

$$G_{x; x_0, y_0}(n, m) = \sum_{i=i_1}^{i_2} [g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) - \bar{g}_{x_0+n, y_0+m}]^2 = \sum_{i=i_1}^{i_2} g_{x; x_0+n, y_0+m}^2(i) - \frac{1}{I} \left[\sum_{i=i_1}^{i_2} g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) \right]^2, \quad (1.6)$$

$$P_{x; x_0, y_0}(n, m) = \sum_{i=i_1}^{i_2} [f_{x; x_0, y_0}(i) \times g_{x; x_0+n, y_0+m}(i)], \quad (1.7)$$

$$Q_{x; x_0, y_0}(n, m) = \frac{1}{I} \left[\sum_{i=i_1}^{i_2} f_{x; x_0, y_0}(i) \right] \left[\sum_{i=i_1}^{i_2} g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) \right]. \quad (1.8)$$

После расчета ККФ C_x^{ZN} выполняется поиск значений n и m , при которых ККФ имеет максимальное значение (рис. 1.1). Эти значения соответствуют наиболее вероятным целочисленным смещениям изображений частиц в пикселях. Затем полученные смещения определяются с подпиксельной точностью (в данной работе при уточнении положения максимума ККФ используется трехточечная аппроксимация параболой), т.е. находится вектор скорости $\mathbf{s}$ с компонентами $(s_x, s_y) = (n, m) + (\Delta n, \Delta m)$, определяемыми как сумма целочисленных и дробных значений смещения по направлениям x и y соответственно.

Подчеркивается, что смещения n и m можно также определить через проекции f_y и g_y на вертикальные стороны расчетных областей f и g , аналогично выражениям (1.2). Процедура вычисления соответствующей ККФ C_y^{ZN} аналогична описанной выше для ККФ C_x^{ZN} в (1.3) – (1.10). Поскольку такой подход подразумевает вычисление одномерных проекций вместо двумерных массивов яркости f и g , для его обозначения предлагается использовать аббревиатуру PIV-ROI-PPC (Parallel Projection Correlation).

Отмечается необходимость вычисления обеих функций C_x^{ZN} и C_y^{ZN} из-за их эквивалентности, что приводит к общему числу арифметических операций порядка $6(I+J)(I_{ROI}-I+1)(J_{ROI}-J+1)$. Таким образом, потенциальное ускорение, достигаемое алгоритмом PIV-ROI-PPC, составляет $7IJ/[6(I+J)]$ и $IJ/[3(I+J)]$ по сравнению со стандартным алгоритмом PIV-ROI, в котором ККФ (1.1) вычисляется соответственно прямым способом и с использованием метода GST. Показано, что на практике ускорение несколько меньше (рис. 1.2,а и 1.2,б).³ Как видно из рис. 1.2,а и 1.2,б,

³ Здесь и далее, оценка ускорения включает в себя выполнение всех операций, требуемых для определения вектора смещения, таких как расчет ККФ, создание и заполнение соответствующих массивов, а также поиск максимального значения ККФ с подпиксельной точностью.

ускорение практически не зависит от размеров области поиска $I_{ROI} \times J_{ROI}$, что согласуется с теоретической оценкой, приведенной выше. Из рис. 1.2, в можно оценить, что при расчете 10^9 векторов скорости алгоритмом PIV-ROI-PPC с использованием расчетной области и области поиска со сторонами 32×32 и 63×63 пикс соответственно, что характерно для высокоскоростного планарного PIV, общее время вычисления составит примерно 16 дней, что в 4,1 раза меньше, чем алгоритмом PIV-ROI, в котором ККФ вычисляется с использованием метода GST. Это показывает преимущество алгоритма PIV-ROI-PPC, с точки зрения сокращения количества арифметических операций, перед стандартным алгоритмом PIV-ROI особенно при использовании больших расчетных областей. Разработанный алгоритм рекомендуется использовать для определения начального поля скорости, необходимого в качестве нулевого приближения в многопроходных методах PIV.

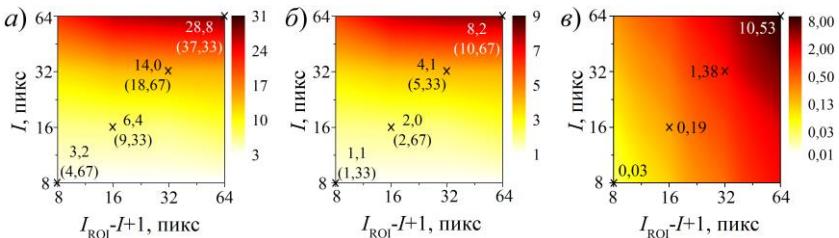


Рис. 1.2. Ускорение, достигаемое алгоритмом PIV-ROI-PPC, по сравнению с алгоритмом PIV-ROI, в котором ZNCC-функция вычисляется прямым способом (а) и с использованием GST (б), и (в) время вычисления 1000 векторов скорости в секундах для PIV-ROI-PPC. Оси абсцисс и ординат приведены в логарифмических координатах. В скобках указаны оценочное значение ускорения, полученные с использованием квадратных расчетных областей и областей поиска. Вычисления проводились на процессоре Intel Core i5 с тактовой частотой 3,0 ГГц.

В разделе 1.2.2 идея с проекциями реализована применительно к методу SIV-ROI (Mikheev *et al.* 2017). Отмечается, что метод SIV-ROI во многом схож с методом PIV-ROI, однако сходство между расчетными областями f и g определяется по величине суммы абсолютных разностей (CAP):

$$\Phi_{x_0, y_0}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} |f_{x_0, y_0}(i, j) - g_{x_0+n, y_0+m}(i, j)|}{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j)}. \quad (1.9)$$

Показано, что вычисление функции (1.9) требует выполнения порядка $3IJ(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$ арифметических операций. Чтобы уменьшить количество операций, снова предлагается рассмотреть проекции расчетных областей f и g на их две ортогональные стороны. В случае проекций на горизонтальные стороны, сходство между расчетными областями f и g определяется следующим образом:

$$\Phi_{x_i; x_0, y_0}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} |f_{x_i; x_0, y_0}(i) - g_{x_i; x_0 + n, y_0 + m}(i)|}{\sum_{i=i_1}^{i_2} f_{x_i; x_0, y_0}(i)}. \quad (1.10)$$

С учетом того, что смещения n и m можно также вычислить через проекции на вертикальные стороны расчетных областей, суммарное число арифметических операций имеет порядок $3(I + J)(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$, что меньше, чем при вычислении функции (1.9) в $IJ/(I + J)$ раз.

В разделе 1.2.3 идея с проекциями развивается применительно к многопроходному методу PIV (Scarano 2002, Токарев и др. 2007), предназначенному, главным образом, для снижения погрешности измерения в сдвиговых течениях. Суть многопроходного метода PIV заключается в том, что, если известно некоторое начальное поле смещения $s = s(x, y)$, то при нахождении соответствующей ККФ можно использовать расчетные области (рис. 1.3), смещенные симметрично и деформированные согласно этому полю с учетом членов 0-го, 1-го и 2-го порядков точности разложения поля смещения в ряд Тейлора относительно центра расчетной области $\vec{x}_0 = \vec{x}_0(x_0, y_0)$:

$$s(\vec{x}) = \underbrace{s(\vec{x}_0)}_{0\text{-й порядок}} + \underbrace{\sum_{k=1}^2 s_k(\vec{x}_0) \Delta x_k}_{1\text{-й порядок}} + \underbrace{\frac{1}{2!} \sum_{k,l=1}^2 s_{kl}(\vec{x}_0) \Delta x_k \Delta x_l}_{2\text{-й порядок}} + \underbrace{e}_{\text{ошибка аппроксимации}}. \quad (1.11)$$

где $e = o[(\Delta x)^3, (\Delta y)^3]$, $\Delta x = x - x_0$, $\Delta y = y - y_0$. Многопроходный метод PIV учитывает неравномерность профиля скорости в пределах расчетной области, однако требует интерполяции яркости PIV-изображения в точке с дробными значениями координат. В диссертации использовался метод интерполяции, основанный на функции sinc с ядром 6×6 пикс, как наиболее оптимальный с точки зрения точности и скорости вычисления (Kim and Sung 2006).

Поскольку начальное поле смещения уже известно, многопроходный метод PIV не требует перемещения расчетной области g в пределах области поиска, в отличие от алгоритма PIV-ROI. В этом случае, для каждой расчетной области строятся по две проекции на их ортогональные сторо-

ны (рис. 1.3). Например, при расчете смещения в направлении x , строятся функции $f_x(i) = \sum_{j=j_1}^{j_2} f(i, j) / J$ и $g_x(i) = \sum_{j=j_1}^{j_2} g(i, j) / J$, а задача нахождения наиболее вероятного смещения в направлении x заметно упрощается и сводится к расчету одномерной ККФ:

$$C_x^{ZN}(n) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} [f_x(i) \times g_x(i+n)] - \bar{f} \bar{g}}{\sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} f_x^2(i) - \bar{f}^2} \sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} g_x^2(i) - \bar{g}^2}}. \quad (1.12)$$

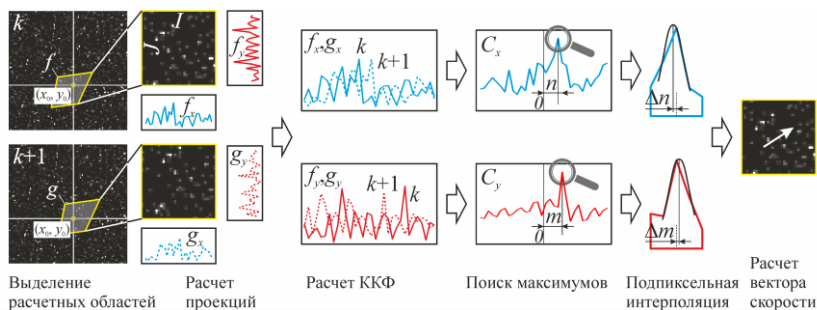


Рис. 1.3. Схема расчета вектора скорости алгоритмом PIV-PPC.

Отмечается, что максимальное потенциальное ускорение, достигаемое алгоритмом PIV-PPC, составляет $2 + 0,25 \log_2 IJ$ по сравнению с вычислением двумерной ККФ с использованием БПФ, имеющей вычислительную сложность порядка $O(8IJ + I \log_2 IJ)$. Однако на практике ускорение меньше из-за необходимости выполнения дополнительных операций, необходимых для определения вектора смещения (табл. 1).

Табл. 1. Ускорение, достигаемое алгоритмом PIV-PPC, по сравнению с PIV. Максимальное потенциальное ускорение показано в скобках.

Размер расчетной области, пикс	8×8	16×16	32×32	64×64
Ускорение	2(3,5)	2,8(4)	3,6(4,5)	4,3(5)

Раздел 1.3 посвящен разработке метода повышения производительности планарного многопроходного метода PIV. Отмечается, что несмотря на широкую популярность этого метода, у него есть ряд ограничений, связанных с трудностями вычисления первых и вторых, в том числе смешанной, производных скорости, входящих в (1.11), особенно на границах области измерения и при наличии большого количества ошибочных векто-

ров. Поскольку оценка производных более высокого порядка более чувствительна к погрешности измерения, применение многопроходного метода PIV, в ряде случаев, может не приводить к снижению погрешности измеряемых величин. По этим причинам на практике чаще всего ограничиваются первым порядком точности, пренебрегая тем самым неравномерностью профиля скорости в пределах расчетной области.

Для решения этой проблемы предлагается следующий бессеточный метод PIV-GF (Grid Free). Согласно (Tiwari and Kuhnert 2001), воспользовавшись методом наименьших квадратов, основанном на минимизации взвешенной ошибки аппроксимации в разложении Тейлора (1.11), поле смещения $s = s(s_x, s_y)$ в окрестности какого-либо узла i расчетной сетки с координатами $\bar{x}_i = \bar{x}_i(x_i, y_i)$ и его производных первого и второго порядков можно оценить с использованием значений переменной s в p соседних узлах следующим образом:

$$a = (M^T W M)^{-1} (M^T W) b, \quad (1.13)$$

где

$$a = \left(s, \frac{\partial s}{\partial x}, \frac{\partial s}{\partial y}, \frac{\partial^2 s}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 s}{\partial x \partial y}, \frac{\partial^2 s}{\partial y^2} \right)^T, \quad (1.14)$$

$$M = \begin{pmatrix} 1 \Delta x_1 \Delta y_1 0,5 \Delta x_1^2 \Delta x_1 \Delta y_1 0,5 \Delta y_1^2 \\ 1 \Delta x_2 \Delta y_2 0,5 \Delta x_2^2 \Delta x_2 \Delta y_2 0,5 \Delta y_2^2 \\ \vdots \vdots \vdots \vdots \vdots \vdots \\ 1 \Delta x_p \Delta y_p 0,5 \Delta x_p^2 \Delta x_p \Delta y_p 0,5 \Delta y_p^2 \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

$$b = (s_1, s_2, \dots, s_p)^T, \quad (1.16)$$

$\Delta x_p = x_p - x_i$, $\Delta y_p = y_p - y_i$, s_p – известное значение переменной s в p -ом соседнем узле, W – диагональная матрица весов, элементы которой определяются как обратные квадраты расстояний между соседними и текущей узлами. В (1.16) в качестве переменной s используются поля $s_x^{k-1}(x, y)$ и $s_y^{k-1}(x, y)$, найденные на предыдущей итерации $k - 1$. Таким образом, решая систему линейных алгебраических уравнений (1.13) для s_x и s_y по отдельности, можно найти обе компоненты скорости и все 10 производных, необходимые для деформации рассматриваемой расчетной области.

Отмечается, что разработанный метод PIV-GF позволяет добавлять в расчет «виртуальные» точки с известными значениями смещений, которые будут учитываться при расчете переменной s и ее производных во всех узлах расчетной сетки. Например, при наличии на PIV-изображениях неподвижной стенки или при ее перемещении в пространстве по известному

закону, можно «нанести» любое количество точек с нулевыми или какими-либо другими значениями скорости. Такой подход позволяет скорректировать результаты измерения в окрестности «виртуальных» точек, а в рассматриваемом примере – вблизи стенок, где, как известно, имеется максимальная относительная неопределенность измерения.

Вторая глава посвящена сравнительной оценке точности алгоритмов PIV-ROI, SIV-ROI и PIV-GF, а также алгоритмов ускорения PIV-ROI-PPC, SIV-ROI-PPC и PIV-PPC.

В **разделах 2.1 и 2.2** изложены методы моделирования PIV-изображений и оценки точности измерения. Оценка точности основана на анализе «синтетических» PIV-изображений с заранее известными значениями управляющих параметров и известным «истинным» распределением измеряемых смещений, что дает возможность оценки погрешности измерения, вместо неопределенности. В качестве управляющих параметров рассматривались диаметр ($0,1 < d_t < 10$ пикс) и концентрация ($1/32^2 < N_{ppp} < 1024/32^2$ част/пикс²) изображений частиц, величина смещения ($0 < s < 2$ пикс) и градиент смещения ($0 < ds_0/dx < 0,5$ пикс/пикс) изображений частиц в плоскости светового ножа, размер расчётной области ($I \times J = 16 \times 16, 32 \times 32$ и 64×64 пикс) и уровень фонового шума ($0 < \sigma_n/I_0 < 0,5$, где σ_n – стандартное отклонение случайной величины шума, I_0 – максимальная яркость изображения частицы) на PIV-изображениях. Моделировалось плоскопараллельное смещение изображений частиц в вертикальном направлении y по закону:

$$s_0 = s_{const} + s_{\pm 1} + (x - x_0) \frac{ds_0}{dx}, \quad (2.1)$$

где x_0 – координата центральной вертикальной линии изображений, $s_{const} = 64$ пикс – фиксированное значение смещения для всех наборов параметров моделирования (для избегания коррелированных значений смещения между двумя последовательными кадрами), $s_{\pm 1}$ – случайно выбранное постоянное значение смещения в диапазоне от -1 до $+1$ пикс с шагом $0,1$ пикс. PIV-изображения генерировались согласно методу Монте-Карло (Raffel *et al.* 2018) с использованием подхода, при котором яркость пикселя определяется интегрированием по площади занимаемого пикселя. Общее количество статистически анализируемых векторов смещения для каждого набора варьируемых параметров составляло 2048. При анализе точности оценивались систематическая β , случайная σ и полная (суммарная) δ погрешности определения смещения изображений частиц в направлении y , подверженной наибольшему искажению. Все найденные векторные поля смещения проверялись на наличие ошибочных векторов с помощью медианного теста (Westerweel and Scarano 2005). Обнаруженные

ошибочные вектора корректировались с помощью осреднения по оставшимся соседним векторам.

Раздел 2.3 поделен на четыре части, в которых приводятся результаты сравнительной оценки погрешности разработанных алгоритмов и методов, анализируется влияние управляющих параметров на форму ККФ и на значение сигнал/шум, а также приводятся рекомендуемые диапазоны изменения этих параметров.

Раздел 2.3.1 посвящен сравнительной оценке погрешности алгоритмов PIV-ROI и PIV-ROI-PPC. Установлено, что погрешность определения смещения в направлении y , в котором, согласно (2.1), проводилось моделирование смещения, заметно ниже при рассмотрении ККФ C_y . Это связано с острым пиком в этом направлении (рис. 1.1), в то время как ККФ C_x имеет пологий максимум в том же направлении. Поэтому предлагается использовать среднеарифметическую ККФ $(C_x + C_y)/2$, приводящую к острому максимуму в обоих направлениях x и y и снижающую погрешность измерения практически во всех рассматриваемых случаях. Из анализа погрешности измерения вытекают три важных вывода. Во-первых, использование алгоритма PIV-ROI-PPC не приводит к ощутимой потере точности, особенно при рассмотрении влияния диаметра и концентрации изображений частиц, для которых погрешность не превышает 0,1 пикс в широком диапазоне изменения этих параметров. Во-вторых, алгоритм PIV-ROI-PPC достаточно надежен при наличии градиента смещения. При этом, как и в случае алгоритма PIV-ROI, основным правилом при измерениях в сдвиговых течениях является выбор как можно меньшего размера расчетной области в направлении перпендикулярному сдвигу, но достаточно большого, чтобы вместить требуемое количество изображений частиц в этой области. В-третьих, алгоритм PIV-ROI-PPC чувствителен к уровню шума. Это объясняется потерей «информации» при использовании одномерных проекций вместо двумерных массивов яркости. Поэтому, перед расчётами рекомендуется проводить низкочастотную фильтрацию самих PIV-изображений.

В разделе 2.3.2 приводятся результаты оценки погрешности многопроходного метода PIV. В качестве начального приближения (первая итерация) использовались результаты, полученные алгоритмом PIV-ROI-PPC (раздел 1.2.1). На второй и третьей итерациях использовался алгоритм PIV-PPC (раздел 1.2.3), а на последних двух – стандартный алгоритм PIV с вычислением двумерной ККФ (раздел 1.1.4). При деформации изображений учитывались только первые два члена разложения Тейлора (1.11). Соответствующие первые производные были рассчитаны численно по формуле центральных разностей.

Показано, что использование многопроходного алгоритма приводит к снижению полной погрешности от $\sim 10^{-1}$ до $\sim 10^{-2}$ пикс. Значительное улучшение зафиксировано при наличии градиента смещения. Делается

вывод, что наименьшая погрешность измерения достигается при обработке PIV-изображений: 1) с диаметрами изображений частиц $2 < d_\tau < 5$ пикс (рис. 2.1,а); 2) в широком диапазоне эффективного числа частиц $4 < N_l < 512$ (рис. 2.1,б); 3) при градиентах смещения изображений частиц $ds/dx < 0,4$ пикс/пикс (рис. 2.1,в); 4) с фоновым шумом $\sigma_n/I_0 < 0,2$ (рис. 2.1,г и з). Отмечается, что во всех рассмотренных случаях увеличение размеров расчетной области в диапазоне от 16^2 до 64^2 пикс приводит к снижению погрешности измерения, хотя предпочтительней использовать маленькие расчётные области на первой итерации и постепенно их увеличивать на последующих.

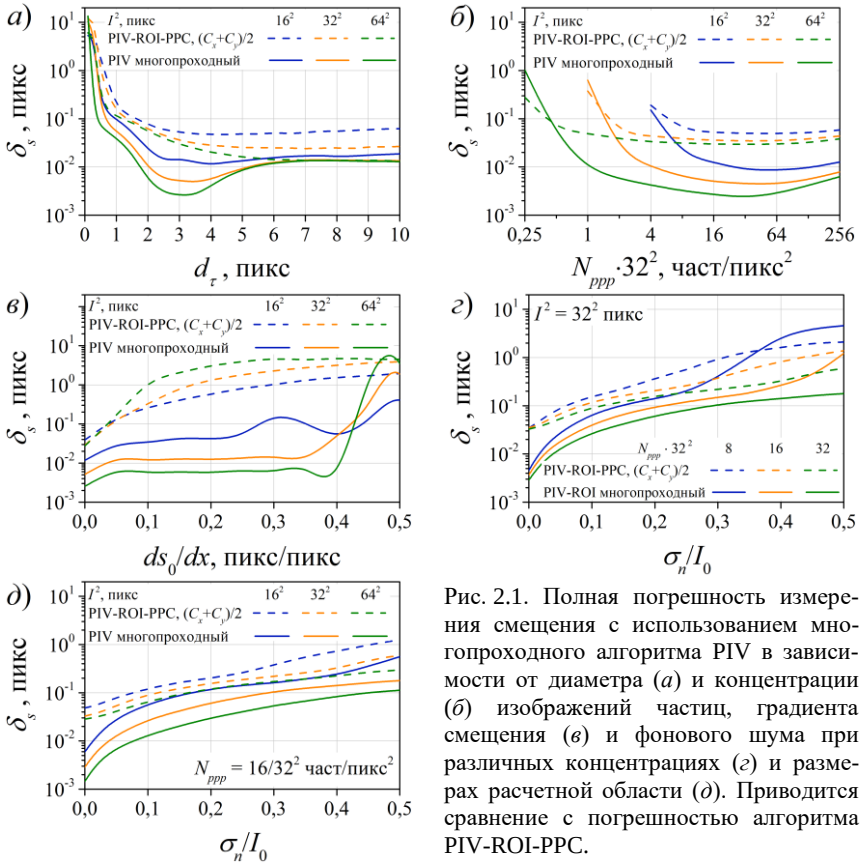


Рис. 2.1. Полная погрешность измерения смещения с использованием многопроходного алгоритма PIV в зависимости от диаметра (а) и концентрации (б) изображений частиц, градиента смещения (в) и фонового шума при различных концентрациях (з) и размерах расчетной области (д). Приводится сравнение с погрешностью алгоритма PIV-ROI-PPC.

Раздел 2.3.3 посвящен оценке погрешности метода SIV-ROI и алгоритма его ускорения SIV-ROI-PPC. Обсуждаются рекомендации по их применению, а также их преимущества и недостатки по отношению к ме-

туду PIV-ROI. Установлено, что метод SIV-ROI имеет преимущества перед методом PIV-ROI, с точки зрения минимизации погрешности измерения смещения, при обработке слабо зашумленных изображений ($\sigma_n/I_0 < 0,15$) с большим эффективным числом частиц ($N_I = N_{ppp}IJ > 8$) и диаметрами изображений частиц большими расчетными областями ($I^2 = 32^2$ и 64^2 пикс). Применение алгоритма ускорения к методу SIV-ROI приводит к снижению точности в той же степени, что и при применении того же алгоритма ускорения к методу PIV-ROI.

Раздел 2.3.4 посвящен результатам сравнительной оценки погрешности бессеточного и стандартного многопроходных методов PIV-GF и PIV, соответственно. В последнем случае все пять производных, входящих в (1.11), определялись с использованием конечно-разностных схем с центральными разностями. Рассматриваются результаты обработки «синтетических» PIV-изображений, теста A4 из PIV Challenge 2008 (Stanislas *et al.* 2008) и измерения в ТПС.

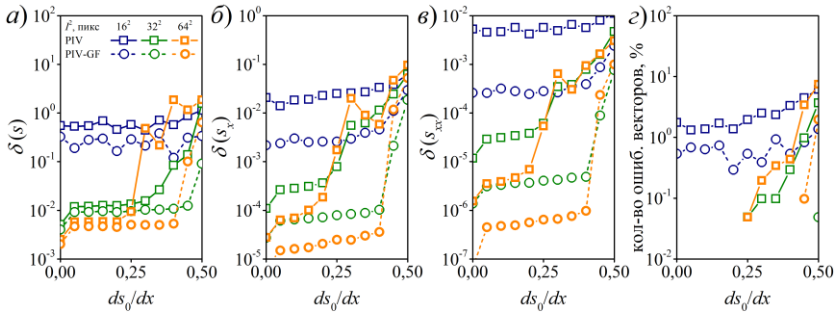


Рис. 2.2. Полная погрешность измерения смещения (а), первой (б) и второй (в) производных смещения и количество ошибочно определенных векторов смещения (г), полученных с использованием стандартного и бессеточного многопроходных алгоритмов PIV и PIV-GF соответственно.

На рис. 2.2 представлены основные результаты измерения для наиболее сложной тестовой задачи, в которой моделируется сдвиговое течение. Видно, что во всех рассматриваемых случаях погрешность разработанного метода PIV-GF ниже погрешности стандартного метода PIV. В частности, видно, что метод PIV-GF сохраняет высокую точность измерения смещения при наличии градиента смещения до 0,4 пикс/пикс, что примерно в 2 раза превышает допустимый градиент смещения при обработке изображений большими расчетными областями ($I^2 = 64$ пикс) стандартным методом PIV (рис. 2.2,а). При этом погрешность определения производных смещения методом PIV-GF в несколько раз, а в ряде случаев на один-два порядка, ниже погрешности определения соответствующих производных мето-

дом PIV (рис. 2.2,б и 2.2,в) при одновременном снижении количества ошибочных векторов (рис. 2.2,з).

На рис. 2.3 представлены основные результаты теста A4 как наиболее сложного из рассмотренных в работе (Stanislas *et al.* 2008) с точки зрения пространственного разрешения. Сложность теста связана с высокой концентрацией некоррелируемых изображений частиц (60 %) и мелкомасштабным сдвиговым течением. Оценка производительности методов PIV и PIV-GF проводилась с учетом нулевого, первого и второго порядков аппроксимации поля смещения при деформации изображений, согласно (1.11). Показано, что производительность многопроходного метода PIV-GF возрастает с учетом более высоких порядков аппроксимации, а метода PIV наоборот – снижается. Это объясняется более надежным подходом к вычислению методом PIV-GF соответствующих производных скорости, необходимых для деформации изображений, эффективным даже при большом количестве полученных после первой итерации ошибочных векторов смещения. Как видно из рис. 2.3, метод PIV-GF позволяет обнаруживать более мелкие структуры, чем метод PIV, с меньшим количеством ошибочных векторов смещения.

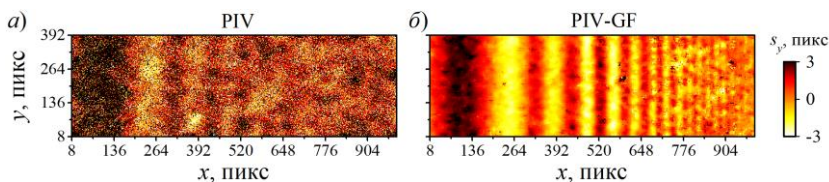


Рис. 2.3. Поля вертикальной компоненты смещения, найденные с помощью многопроходных методов PIV (а) и PIV-GF (б), учитывающих 2-й порядок аппроксимации в выражении (1.11).

На рис. 2.4 приведены основные результаты измерения в ТПС. Обработка изображений осуществлялась с использованием вытянутых в продольном направлении расчетных областей с размерами $I \times J = 64 \times 8$ пикс ($I^+ \times J^+ = 4,4 \times 0,55$) со степенью их перекрытия 50 % в обоих направлениях.⁴ Из рис. 2.4,б и 2.4,в видно, что применение бессеточного метода PIV-GF приводит к значительному снижению погрешности измерения вблизи стенки в вязком подслое ($y^+ < 5$), особенно при добавлении «виртуальных» точек на границе со стенкой. Отмечается, что это связано со снижением уровня случайной погрешности по сравнению с величиной пульсаций скорости. Количество ошибочных векторов скорости при этом также снижается примерно вдвое (рис. 2.4,з).

⁴ Здесь и далее символом «+» обозначаются величины в координатах закона стенки, т.е. отнесенные к масштабам длины ν/u_τ и времени ν/u_τ^2 .

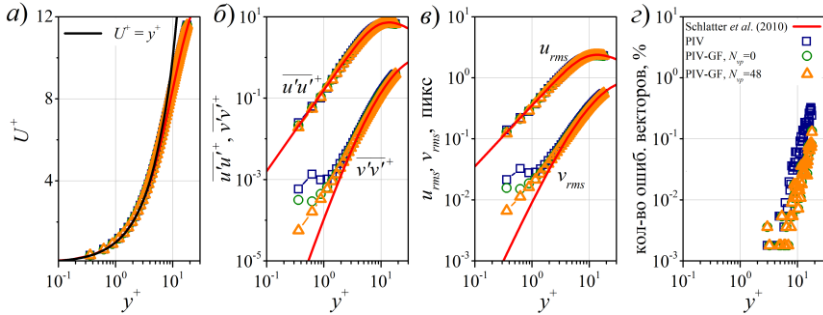


Рис. 2.4. Профили продольной составляющей вектора средней скорости (а), турбулентных пульсаций скорости в координатах закона стенки (б) и в пикселях (в) и количества ошибочных векторов скорости (г), полученные с использованием многопроходных методов PIV и PIV-GF.

Третья глава посвящена анализу факторов, влияющих на достоверность оценки скорости диссипации КЭТ, разработке метода фильтрации осциллограмм скорости, исключающего частотную область, в которой величина погрешности измерения скорости преобладает над истинным значением пульсации скорости, и экспериментальному исследованию событий, сопровождающихся всплеском мгновенных локальных значений скорости диссипации и генерации КЭТ в ТПС.

В разделе 3.1 обсуждается проблема измерения скорости диссипации КЭТ панорамными методами диагностики, в том числе высокоскоростным планарным методом PIV, а также описаны методы ее оценки. Рассмотрены основные параметры и факторы, влияющие на достоверность оценки скорости диссипации КЭТ.

Показано, что при разложении мгновенной составляющей измеренной скорости $\hat{u}'$ на ее истинное значение u' и случайное отклонение e , влияние последнего на достоверность оценки скорости диссипации КЭТ можно оценить из выражения:

$$\left(\overline{\frac{\partial \hat{u}'_i}{\partial x_j}} \right)^2 = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \left[\frac{\Delta u'_{i;k}}{\Delta x_j} + \Re \right]^2 + \frac{2\sigma_e^2}{\Delta x_j^2} [1 - F_e(\overline{\Delta x})], \quad (3.1)$$

где $i, j = 1, 2, 3$ – обозначают три компоненты скорости, $k = 1 \dots K$ – количество измеряемых величин по времени, $\Re$ – ошибка аппроксимации, связанная с конечно-разностной схемой, Δx_j – расстояние между измеряемыми векторами скорости, $\sigma_e = \sigma_e(x) = \sigma_e(x + \Delta x) = \left(\sum_{k=1}^K [e_{i;k}(x)]^2 / K \right)^{0.5}$,

$\Delta u'_{i;k} = \Delta u'_{i;k}(x + \Delta x) - \Delta u'_{i;k}(x)$, $F_e(\overline{\Delta x})$ – некоторая функция, зависящая от степени перекрытия соседних расчетных областей $\overline{\Delta x} = \Delta x/I$ и описывающая корреляцию между погрешностью измерения двух соседних векторов скорости:

$$F_e(\overline{\Delta x}) = \frac{\sum_{k=1}^K e_{i;k}(x + \Delta x) \cdot e_{i;k}(x)}{K \sigma_e(x + \Delta x) \cdot \sigma_e(x)}, \quad (3.2)$$

причем $F_e(\overline{\Delta x} = 0) = 1$ и $F_e(\overline{\Delta x} > 1) \rightarrow 0$.

Анализ выражения (3.1) позволил установить, что существуют всего две проблемы достоверной оценки скорости диссипации КЭТ – недостаток пространственного разрешения (расстояние между соседними векторами скорости, размер расчетной области и степени их перекрытия) и влияние погрешности измерения. Отмечается, что при достижении высокого пространственного разрешения и правильном выборе подхода к описанию турбулентности для планарных методов измерения основной проблемой остается снижение погрешности измерения.

Поскольку на практике погрешность измерения меняется в пространстве, в **разделе 3.2** предлагается использовать процедуру локальной фильтрации осциллограмм скорости, которая учитывает как погрешность измерения, так и уровень турбулентных флуктуаций для каждой отдельной составляющей вектора скорости. Получено простое условие определения критической частоты f_{cut} , при которой погрешность измерения скорости начинает преобладать над истинным значением пульсации скорости:

$$\frac{|\hat{U}(f_{cut})|^2}{|E|^2} = 2, \quad (3.3)$$

где $\hat{U}(f) = \mathcal{A}[\hat{u}(t)]$ и $E(f) = \mathcal{A}[e(t)]$ – Фурье-образы $\hat{u}$ и e , соответственно.

В **разделе 3.3** приведены результаты измерения скорости диссипации КЭТ для модельного сдвигового течения и ТПС.

В **разделе 3.3.1** приводятся особенности и результаты измерения скорости диссипации КЭТ для модельного сдвигового течения. Показано, что для достоверной оценки скорости диссипации КЭТ необходимо увеличивать как расстояние между двумя соседними векторами скорости, так и размер расчетной области, однако отмечается, что они не должны превышать колмогоровский масштаб длины λ_k . Предложенная процедура фильтрации осциллограмм скорости позволяет существенно снизить влияние случайной погрешности измерения на результат оценки скорости диссипации КЭТ уже на начальных итерациях многопроходного метода PIV.

В разделе 3.3.2, на примере турбулентного течения воздуха в канале при числе Рейнольдса $Re_\delta = U_{99}\delta/\nu = 4230$, приведено обоснование выводов о влиянии размера расчетной области ($I \times J = 8 \times 8$, 8×16 и 8×32 пикс), расстояния между векторами скорости ($2\Delta x \times 2\Delta y = 4 \times 4$, 8×8 и 16×16 пикс), степени перекрытия расчетных областей ($\overline{\Delta x} = 0,5$, 1 и 2) и уровня случайной погрешности измерения на достоверность оценки скорости диссипации КЭТ. Представлено описание экспериментальной установки, объекта исследования, рабочего участка, экспериментального оборудования и средств измерения. В рассматриваемом примере $\lambda_K \approx 0,13$ мм ($2,2$ пикс) и $0,2$ мм ($3,36$ пикс) в пристеночной области ($y^+ = 15$) и на внешней границе ($y^+ = 100$) ТПС соответственно, а скорость диссипации КЭТ определялась согласно предположению о локальной осесимметричной турбулентности (George and Hussein 1991):

$$\varepsilon = \nu \left[-\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} + 8\overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} \right]. \quad (3.4)$$

с использованием центральных разностей при расчете соответствующих производных.

Показано, что уменьшение расстояния между векторами скорости приводит скорость диссипации КЭТ к ее истинному значению, а значительно завышает ее по сравнению с результатами DNS. С другой стороны, наблюдается снижение скорости диссипации с ростом расстояния между векторами скорости, что указывает на недостаток пространственного разрешения. Установлено, что переоценка скорости диссипации тем больше, чем меньше размер расчетной области, т.к. меньший размер приводит к более высокой погрешности измерения. Последнее следует из анализа спектров пульсаций скорости. Наилучшие результаты получены при использовании большей расчетной области ($I \times J = 8 \times 32$ пикс) и меньшего расстояния между векторами скорости ($2\Delta x = 4$ пикс), что согласуется со следствиями выражения (3.1). Отмечается, что разработанная процедура фильтрации с использованием условия (3.3) значительно снижает влияние погрешности измерения и позволяет оценить скорость диссипации КЭТ с высокой степенью достоверности на всех рассматриваемых расстояниях от стенки по сравнению с другими методами измерения (рис. 3.1).

Раздел 3.4 посвящен экспериментальному исследованию наиболее интенсивных событий, приводящих к высоким мгновенным локальным значениям скорости диссипации и генерации КЭТ в ТПС. На основе анализа имеющейся в литературе информации о распределении скорости диссипации и генерации КЭТ в ТПС формулируется вывод о наличии противоречивых результатов относительно расположения зон, характеризующихся

их наиболее интенсивными событиями. Отмечается, что исторически анализ членов генерации и скорости диссипации КЭТ проводился по результатам одноточечных измерений, не связанных друг с другом. Поэтому общий механизм, ответственный за оба этих процесса, т.е. за генерацию и диссипацию КЭТ, все ещё не ясен.

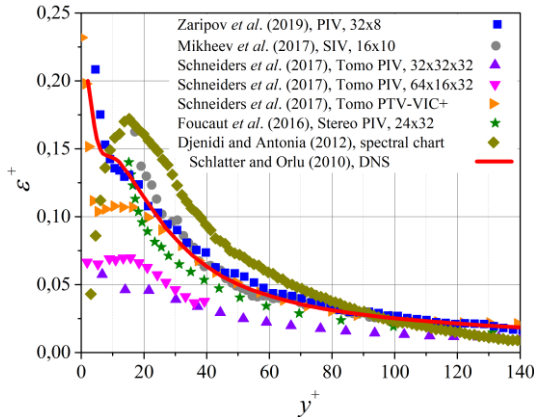


Рис. 3.1. Сравнение с литературными данными профиля скорости диссипации КЭТ в ТПС.

Для исследования наиболее интенсивных диссипативных событий рассматривается турбулентное течение воздуха в канале с квадратным поперечным сечением при числе Рейнольдса $Re = U_b H / \nu = 3100$ ($Re_\tau = u_\tau H / \nu = 207$), где H – полуширина канала, U_b – среднерасходная скорость. Выбор низкого числа Рейнольдса обусловлен тем, что профили генерации и скорости диссипации КЭТ существенно не меняются с изменением числа Рейнольдса (Schlatter and Orlu 2010, Wei 2018), так что доминирующие процессы предполагаются одинаковыми. Далее, приводится описание экспериментального оборудования и методики проведения экспериментов. Во всех рассматриваемых в диссертации экспериментах, включая текущий, u_τ определялась по распределению средней продольной скорости U в вязком подслое ($y^+ < 5$) согласно своему определению.

Отмечается, что использование высокоскоростного многопроходного метода PIV позволило достигнуть высокого пространственно-временного разрешения ($I/\lambda_K \times J/\lambda_K = 2,9 \times 0,7$, где $I \times J = 64 \times 16$ пикс и $\lambda_K \approx 0,36$ мм на расстоянии $y^+ < 5$), а применение процедуры фильтрации (3.3) – снизить влияние погрешности измерения, причем частота среза $f_{cut} > 2f_K$ на всех рассматриваемых расстояниях от стенки, где $f_K = 1/\tau_K$, $\tau_K \approx 8,7$ мс – колмогоровский масштаб времени у стенки ($y^+ < 5$).

Анализируются результаты оценки скорости диссипации ε и генерации P КЭТ с использованием следующих приближений (Tardu 2017):

$$\varepsilon = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \varepsilon_k \text{ и } P = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K P_k, \text{ где } \varepsilon_k = \frac{5}{4} \nu \left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2 \text{ и } P_k = -u'v' \frac{\partial U}{\partial y}, \quad (3.5)$$

уделяя особое внимание исследованию их наиболее высоких мгновенных локальных значений (ε_k и P_k), возникающих в пристеночной области ТПС. Анализируются профили $\varepsilon^+(y^+)$ и $P^+(y^+)$, совместные функции распределения вероятностей $\text{JPDF}(\varepsilon^+, u^+)$, $\text{JPDF}(\varepsilon^+, v^+)$, $\text{JPDF}(P^+, u^+)$ и $\text{JPDF}(P^+, v^+)$, мгновенные и условно-осредненные осциллограммы $\varepsilon^+(t^+)$ и $P^+(t^+)$ и связанные с ними осциллограммы продольной u^+ и нормальной к стенке v^+ составляющих вектора скорости.

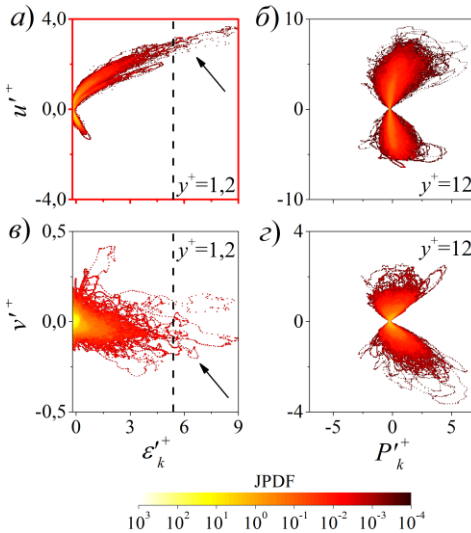


Рис. 3.2. Совместные плотности распределения вероятности $\text{JPDF}(\varepsilon^+, u^+)$ (а) и $\text{JPDF}(\varepsilon^+, v^+)$ (б) при $y^+ = 1,2$, и $\text{JPDF}(P^+, u^+)$ (в) и $\text{JPDF}(P^+, v^+)$ (г) при $y^+ = 12$ пульсаций соответствующих величин. Стрелки указывают на области JPDF, связанные с наиболее интенсивными диссипативными событиями. JPDF (а) и вертикальные штриховые линии, соответствующие пороговому значению $\varepsilon_k'^+$, используются при обнаружении наиболее интенсивных диссипативных событий, удовлетворяющих условию $\varepsilon/\varepsilon_{\text{rms}} > 10$.

Анализ $\text{JPDF}(\varepsilon^+, u^+)$ показал, что наиболее интенсивные диссипативные события, обнаруженные в вязком подслое ($y^+ = 1,2$), наблюдаются только в фазе повышенных значений $u'^+ > 0$ и что интенсивность скорости диссипации КЭТ во много раз ниже при $u'^+ < 0$ (рис. 3.2,а). Анализ условно-осредненных осциллограмм скорости, связанных с обнаруженными интенсивными диссипативными событиями, показал, что события $u'^+ > 0$ являются результатом сильного движения потока к стенке ($v'^+ < 0$) вследствие сильного вращательного движения квазипродольных вихревых структур, которые, в свою очередь, являются причиной наиболее высоких мгновенных локальных значений генерации КЭТ, наблюдаемых в буферной области ТПС ($y^+ = 12$). Предлагаемый механизм соответствует тому факту, что при возникновении высоких значений скорости диссипации КЭТ при $y^+ = 1,2$, значения генерации КЭТ при $y^+ = 12$ также очень высоки

(рис. 3.3). При этом интенсивные события генерации запаздывают по времени относительно интенсивных диссипативных событий вследствие большего значения конвективной скорости при удалении от стенки.

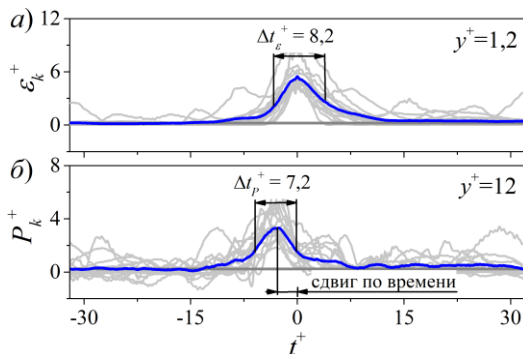


Рис. 3.3. Мгновенные (светло-серые) и условно-осредненные (синие) осциллограммы скорости диссипации (а) и генерации (б) КЭТ при $y^+ = 1,2$ и 12 соответственно. Темно-серые горизонтальные линии указывают на соответствующие локальные средние значения.

Таким образом, обнаружена пространственно-временная взаимосвязь между событиями, характеризующимися высокими мгновенными локальными значениями скорости диссипации и генерации КЭТ, причем первые наблюдаются в вязком подслое ($y^+ = 1,2$), а вторые – в буферной области ($y^+ = 12$) ТПС. Обнаруженные наиболее интенсивные события составляют 8,2 % от общего значения скорости диссипации КЭТ и 3,6 % от общего значения генерации КЭТ, при их продолжительности всего $\sim 0,3$ % от общего времени наблюдения.

Четвертая глава посвящена численному (DNS) и экспериментальному (PIV) исследованию явления ОПТ, возникающего при развитом турбулентном течении несжимаемой сплошной среды в канале квадратного поперечного сечения в диапазоне чисел Рейнольдса $3100 < Re < 12400$ ($204 < Re_\tau < 672$).

В **разделе 4.1** проводится критический обзор научной литературы, посвященной исследованию явлению ОПТ, демонстрирующий, что даже для классических течений, таких как течения в круглых трубах (Jalalabadi and Sung 2018, Chin *et al.* 2018, Wu *et al.* 2020 и Guerrero *et al.* 2020), щелевых каналах (Hu *et al.* 2006, Lenaers *et al.* 2012, Chong *et al.* 2012, Cardesa *et al.* 2019 и Wu *et al.* 2020), безградиентных ТПС (Brücker 2015, Diaz-Daniel *et al.* 2017 и Willert *et al.* 2018) и под влиянием положительного продольного градиента давления (Vinuesa *et al.* 2017 и Bross *et al.* 2019), механизм возникновения ОПТ до конца все еще не установлен. Отмечается, что турбулентное течение в канале с квадратным поперечным сечением принципиальным образом отличается от других случаев наличием боковых стенок и формированием вторичных течений 2-го рода по Прандтлю в углах канала, обусловленных анизотропностью турбулентности в этой области.

В разделе 4.2 приводится описание методик исследования явления ОПТ, в частности, обсуждаются особенности DNS-моделирования и PIV-измерений.

При описании численного моделирования излагается система уравнений движения и неразрывности несжимаемой изотермической сплошной среды с постоянными теплофизическими свойствами в безразмерных переменных с условием прилипания на боковых стенках, условием периодичности в продольном направлении и начальным условием в виде параболического профиля продольной составляющей вектора скорости со случайно распределенным шумом по расчетной области. Описываются подходы к их численному решению, в том числе метод DNS, реализованный в диссертации с использованием вычислительного кода Nek5000, основанного на методе спектральных элементов. В качестве расчетной области рассматривался прямоугольный параллелепипед со сторонами $L_x \times L_y \times L_z = 2\pi H \times 2H \times 2H$ с $18 \times 32 \times 32$ спектральными элементами, соответствующими $9,4 \cdot 10^6$ узлам расчетной сетки. Подробно обсуждается степень дискретизации по времени и пространству. Отмечается, что выбранная степень дискретизации расчетной области значительно выше, чем требуется для разрешения колмогоровского масштаба турбулентности (Kim *et al.* 1987, Yang *et al.* 2021), особенно при приближении к углам канала. Приводятся результаты верификации результатов расчета при числе Рейнольдса $Re = 3150$ ($Re_\tau = 211$). Обсуждается процедура трекинга областей ОПТ.

Далее, приводится описание экспериментальной установки, объекта исследования, рабочего участка, экспериментального оборудования и средств измерения, а также приведен диапазон изменения режимных параметров и подробно изложены параметры PIV-измерений. Измерения проводились в 6-метровом канале с квадратным поперечным сечением $2H \times 2H = 0,1 \times 0,1$ м² со стеклянными стенками. Стабилизация расхода воздуха в рабочем участке обеспечивалась набором критических сопел, установленным между компрессором и рабочим участком. Компрессор обеспечивал критический перепад давления на соплах на всех рассматриваемых расходах. Относительная погрешность обеспечиваемого расхода не превышала 0,25 %. Для обеспечения равномерного засева частиц-трассеров, на вход в рабочий участок была установлена специальная камера объемом $1,1 \times 1,4 \times 0,65$ м³, заполняемая аэрозолем, состоящим из частиц глицерина диаметром около 1 мкм. Равномерность профиля скорости набегающего потока и соответствующие параметры турбулентного потока обеспечивались решеткой, установленной на входе в рабочий участок. Эти действия приводят к смыканию пограничных слоев на расстоянии около 4 м ниже по течению от входа в рабочий участок. Измерения выполнялись в вертикальной плоскости симметрии канала на расстоянии 5 м от входа, где турбулентное течение было полностью развитым. Среднерасходная

скорость потока в канале $U_b = 0,93, 1,86$ и $3,72$ м/с, что соответствует числам Рейнольдса $Re = 3100, 6200$ и 12400 ($Re_\tau = 207, 357$ и 672).

В **разделах 4.3 и 4.4** приводятся результаты численного и экспериментального исследования явления ОПТ. Показано, что они хорошо согласуются между собой и с результатами других авторов. Всего в центральной области стенки канала было обнаружено 8 ($Re_\tau = 207$), 27 ($Re_\tau = 357$) и 94 ($Re_\tau = 672$) независимых события ОПТ в эксперименте и 197 ($Re_\tau = 211$) – в расчете. Проведен анализ мгновенных и условно-осредненных осциллограмм скорости, полученных методами PIV и DNS на различных расстояниях от стенки канала.

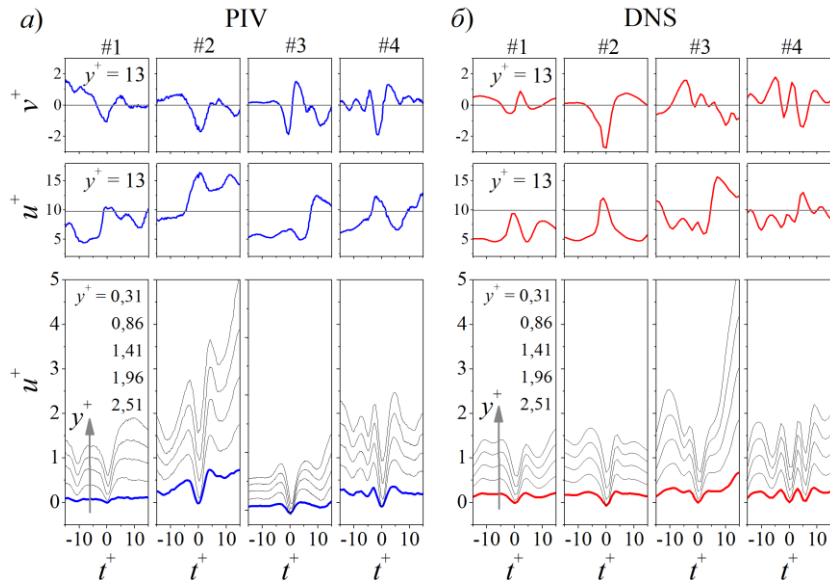


Рис. 4.1. Осциллограммы мгновенных значений продольной u^+ и нормальной к стенке v^+ составляющих вектора скорости на различных расстояниях от стенки канала для четырех типичных случайно выбранных событий ОПТ, полученных методами PIV (а, $Re_\tau = 207$) и DNS (б, $Re_\tau = 211$). Темно-серые горизонтальные линии на верхних рисунках обозначают осредненные по времени значения соответствующих составляющих скорости.

На рис. 4.1 представлены типичные осциллограммы мгновенных значений скорости, на которых видны схожие друг с другом модуляции скорости. Принимая во внимание, что все эти осциллограммы получены независимо друг от друга и аналогичны как в PIV, так и в DNS, можно заключить, что отрицательное значение продольной составляющей вектора скорости у стенки канала является естественным результатом взаимодействия

пристеночных вихревых структур, а не результатом влияния погрешности измерения или расчета.

На рис. 4.2 представлены условно-осредненные осциллограммы скорости. Видно, что они имеют схожую форму в координатах закона стенки, что указывает на наличие единого механизма их формирования в рассматриваемом диапазоне чисел Рейнольдса. Анализ этих осциллограмм позволил установить наличие крупномасштабных областей заторможенного и ускоренного течения соответственно ниже и выше по потоку от области ОПТ, а также участие в ее формировании поперечной вихревой структуры, находящейся в буферной области ТПС. Хорошее совпадение мгновенных и условно-осредненных осциллограмм скорости, полученных методами PIV и DNS, позволило в дальнейшем использовать результаты DNS при исследовании механизма формирования ОПТ и корреляции последнего с процессами, протекающими в логарифмической области ТПС.

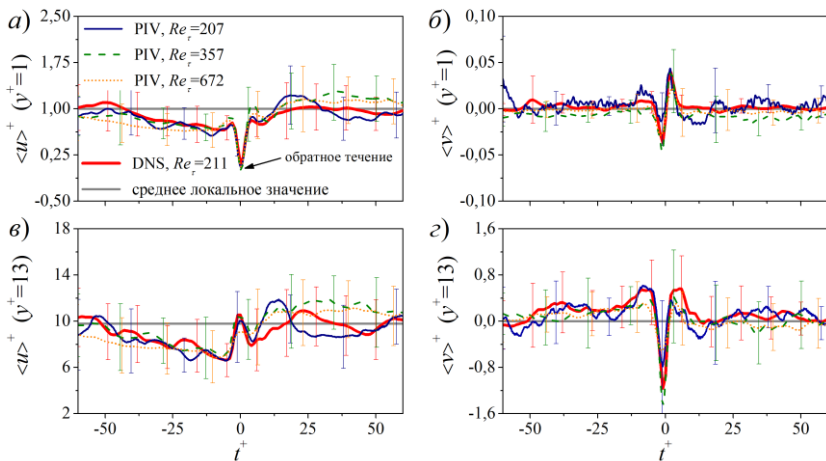


Рис. 4.2. Условно-осредненные осциллограммы продольной $\langle u \rangle^+$ (а, в) и нормальной к стенке $\langle v \rangle^+$ (б, з) составляющих вектора скорости на расстояниях $y^+ = 1$ (а, б) и 13 (в, з), полученных методами PIV и DNS, а также их среднеквадратические отклонения.

Выполнено обобщение имеющихся литературных данных и их сопоставление с собственными результатами (рис. 4.3). Отмечается, что результаты экспериментального исследования явления ОПТ методом PIV сильно зависят от пространственно-временного разрешения и погрешности измерения. Показано, что применение разработанной процедуры локальной фильтрации осциллограмм скорости позволяет существенно снизить влияние погрешности измерения и достоверно оценить пространственно-временные характеристики ОПТ (рис. 4.3).

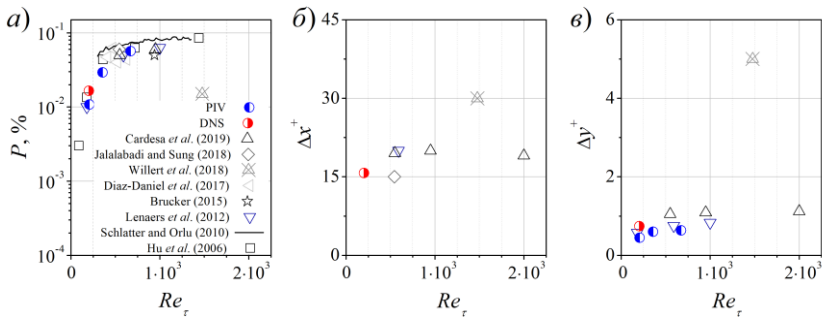


Рис. 4.3. Вероятность ОПТ (а) и средняя протяженность ОПТ в продольном (б) и нормальном к стенке (в) направлениях.

Обнаружена сильная зависимость доли времени обратного пристеночного течения (далее, вероятности ОПТ) от местоположения области ОПТ на стенке канала в поперечном направлении z (рис. 4.4,а). Как видно из рис. 4.4,а, вероятность ОПТ в центральной области стенки $\sim 10^{-2} \%$, что несколько меньше, чем в щелевом канале при аналогичном числе Рейнольдса, и достигает значения $\sim 12 \%$ в углах канала. Вместе с этим, вероятность появления события, характеризующегося большим отрицательным значением флуктуирующей составляющей продольной компоненты вектора касательного напряжения на стенке, т.е. $\tau_x' < 0$, становится выше с увеличением z/H , достигая в окрестности угла канала примерно того же значения, что и вероятность появления события, характеризующегося большим значением $\tau_x' > 0$ (рис. 4.4,б). Об этом свидетельствует отрицательное значение коэффициента асимметрии ($\gamma_1 = -0,15$) при $z/H = 1$. Большое значение коэффициента эксцесса ($\gamma_2 = 9,1$) при $z/H = 1$, указывает на повышенную вероятность как отрицательных, так и положительных интенсивных событий τ_x' в углах канала. Это наиболее заметно для событий $\tau_x' < 0$, для которых максимальное отрицательное значение $\tau_x'/\tau_{x,rms}$ увеличивается почти в 3 раза с -5 до -15 при сохранении примерно того же значения вероятности их возникновения. Отмечается, что разница в статистических характеристиках событий ОПТ связана с различными механизмами их возникновения, что позволило выделить центральную ($-0,8 < z/H < 0,8$) и угловую ($-0,8 > z/H > -1$ и $-0,8 < z/H < 1$) области стенок канала для простоты их дальнейшего анализа.

Обнаружена существенная разница между количеством треков и временем жизни событий ОПТ, возникающих в центральной и угловой областях стенки (рис. 4.5): среднее время жизни (T_{life}^+) 1308 событий ОПТ, обнаруженных в угловой области стенок, равно 17 по сравнению со средним временем жизни равным 6 для 197 событий, обнаруженных в центральной области стенок. Таким образом, показано, что события ОПТ, возникающие

в углах, наблюдаются гораздо чаще, имеют большее время жизни и проходят большее расстояние за это время.

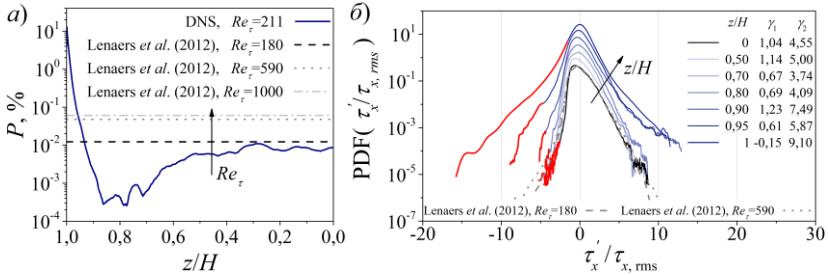


Рис. 4.4. (а) Вероятность ОПТ вдоль поперечного направления z по сравнению с данными Lemaers et al. (2012) для щелевого канала. (б) Плотность вероятности продольной компоненты вектора касательного напряжения на стенке, нормированной относительно локального среднего квадратического значения соответствующих флуктуаций в различных положениях вдоль z . Кривые смещены вверх по вертикали для репрезентативности. Плотность вероятности при $z/H = 0$ сравнивается с аналогичными данными Lemaers et al. 2012 для щелевого канала. Участки кривых, соответствующих событиям ОПТ, окрашены в красный цвет.

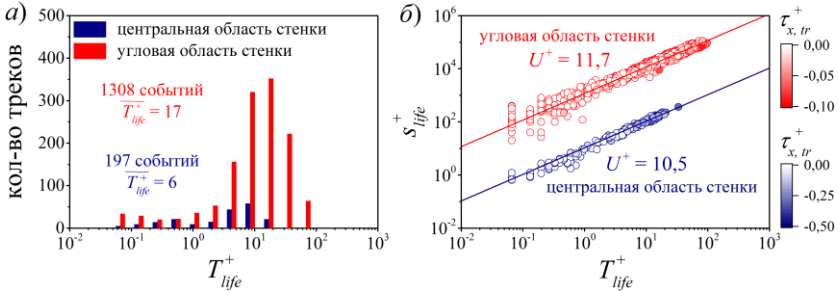


Рис. 4.5. (а) Гистограммы времени жизни T_{life}^+ события ОПТ, возникающего в центральной ($-0.8 < z/H < 0.8$) и угловой ($-0.8 > z/H > -1$ и $0.8 < z/H < 1$) областях стенки. (б) Длина треков S_{life}^+ события ОПТ в зависимости от времени его жизни T_{life}^+ . Длины треков S_{life}^+ , возникающих в угловой области стенки, умножены на 100 для лучшей репрезентативности. Оттенки круглых маркеров соответствуют интенсивности ОПТ, т.е. величине продольной составляющей вектора касательного напряжения на стенке, усредненной по всей области ОПТ вдоль всего трека. Сплошные линии, аппроксимирующие данные, проходят через начало координат.

Тангенсы углов наклона сплошных линий, аппроксимирующих данные представленные на рис. 4.5,б, соответствуют конвективным скоростям вихревых структур, вызывающих событие ОПТ. Они равны 10,5 и 11,7 в координатах закона стенки для событий ОПТ, наблюдаемых соответственно в центральной и угловой частях стенки, что указывает на то, что в

обоих случаях вихревые структуры, связанные с формированием ОПТ, находятся в буферной области ТПС.

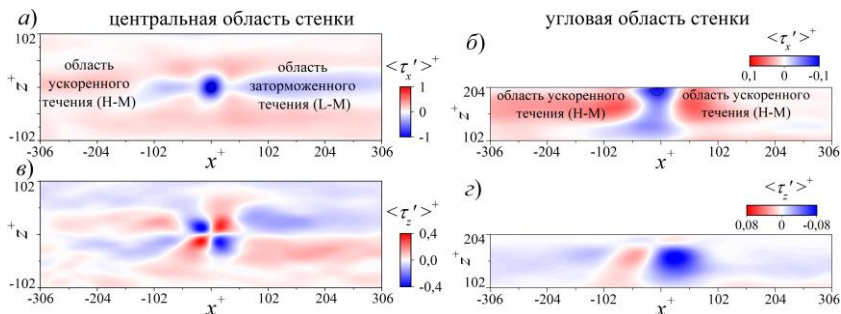


Рис. 4.6. Условно-осредненные поля продольной (а, б) и поперечной (в, г) составляющих вектора касательного напряжения на стенке за вычетом соответствующих локальных средних значений. При осреднении все области ОПТ условно центрированы своими максимальными отрицательными значениями в положении $(x, y) = (0, 0)$. Черные контуры на рисунках (а) и (б) указывают на границы области ОПТ.

Далее, подробно обсуждаются механизмы формирования ОПТ, наблюдаемого в центральной области стенок канала. Анализ условно-осредненных полей продольной и поперечной составляющих вектора касательного напряжения (рис. 4.6, а и в), полей продольной и нормальной к стенке составляющих вектора скорости (рис. 4.7, а и б), а также мгновенных полей завихренности (рис. 4.7, в), позволил установить:

- наличие крупномасштабной области заторможенного течения вниз по потоку от области ОПТ протяженностью $l_x^+ \approx 500$ и $l_y^+ \approx 100$ в продольном и нормальном к стенке направлениях (рис. 4.6, а и 4.7, а);
- наличие крупномасштабной области ускоренного течения выше по потоку от области ОПТ, берущей начало в пристеночной области ТПС на расстоянии $l_x^+ \approx -700$ от области ОПТ и которая простирается на расстояние $l_x^+ \approx 300$ вниз по потоку по направлению к ядру потока на расстояние $l_y^+ \approx 150$ (рис. 4.7, а);
- взаимодействие этих крупномасштабных областей течения, приводящее к образованию сильного сдвигового слоя на границе их раздела, развивающегося из-за потери его устойчивости в пристеночные поперечные и далее в подковообразные вихревые структуры (рис. 4.7).

Анализ аналогичных полей, относящихся к ОПТ, возникающих в углах канала, позволил установить, что в этом случае механизм возникновения ОПТ связан с вытянутыми в продольном направлении вихревыми структурами, расположенными в окрестности угла канала (рис. 4.8). Вращательное движение этих структур вызывает движение потока к углу, инду-

цируя при этом событие ОПТ в углу канала. Отмечается, что, принимая во внимание высокую частоту появления ОПТ, интенсивность этих вихревых структур не обязательно должна быть такой же высокой, как в случае вихревых структур, связанных с образованием ОПТ в центральной области стенки.

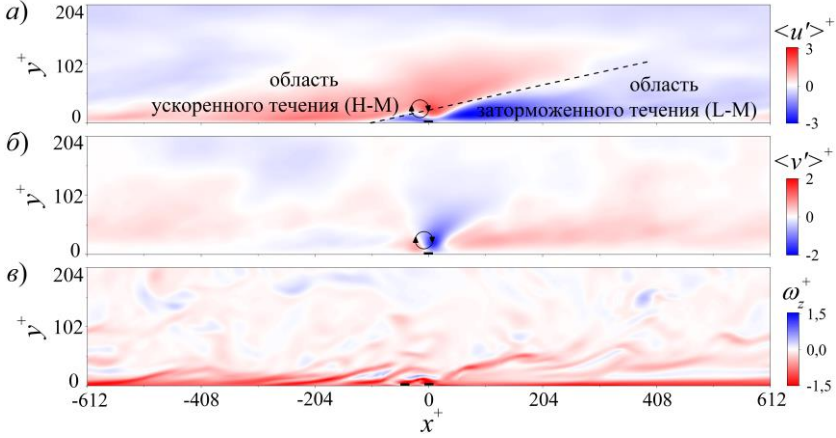


Рис. 4.7. Условно-осредненные поля продольной (а) и нормальной к стенке (б) флуктуирующих составляющих вектора скорости и мгновенное поле поперечной составляющей вектора завихренности (в). Течение слева направо. Черные прямоугольники, расположенные в точках с координатами $(x^+, y^+) = (0, 0)$ и $(-60, 0)$, условно ограничивают области ОПТ. Штриховая линия на поле (а) с углом наклона 13° обозначает границу раздела между областями ускоренного и заторможенного течений.

Аналогичное DNS-моделирование течения при $Re_\tau = 378$ показало увеличение вероятности ОПТ как в центральной, так и в угловой областях стенки канала по сравнению с течением при $Re_\tau = 211$. Обнаружено, что увеличение вероятности ОПТ происходит медленнее для событий, возникающих в углах канала. Схожая тенденция наблюдается для количества треков областей ОПТ и их времени жизни: в то время как при $Re_\tau = 204$ за время $T_m^+ = 3308$ было зарегистрировано 1308/197 независимых треков со средним временем жизни $T_{life}^+ = 17/6$ в угловой/центральной области стенки, при $Re_\tau = 378$ за время $T_m^+ = 227$ было зарегистрировано 247/141 аналогичных треков со средним временем жизни $T_{life}^+ = 19/9$. Отмечается, что одинаковая форма распределения вероятности ОПТ в поперечном направлении при $Re_\tau = 211$ и 378, а также сходство картин течения в окрестности области ОПТ при числах Рейнольдса $204 \leq Re_\tau \leq 2000$ (Chin *et al.* 2018, Cardesa *et al.* 2019, Zaripov *et al.* 2021), свидетельствуют об общности ме-

ханизма формирования ОПТ как в центральной, так и в угловой областях стенки канала с увеличением числа Рейнольдса.

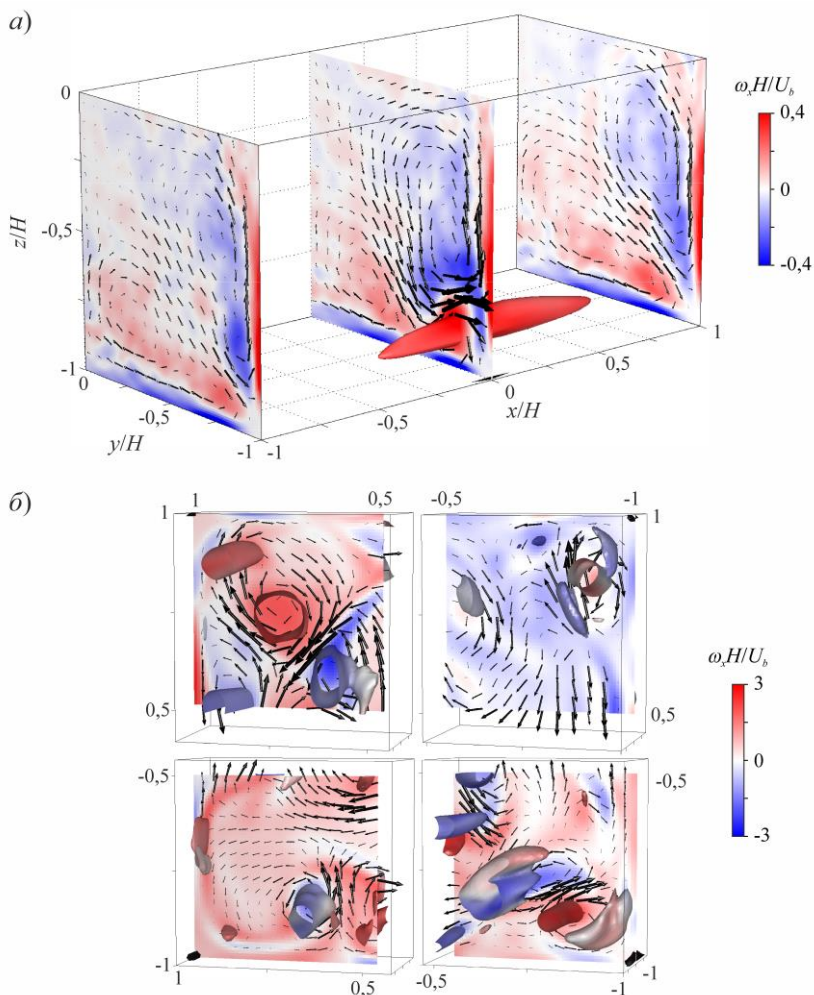


Рис. 4.8. Визуализация условно-осредненного (а) и мгновенного (б) поля течения, иллюстрирующая механизм формирования ОПТ в углу канала (а) и в четырех различных углах канала для случайно выбранных событий ОПТ (б). Цветом изоповерхности λ_2 -критерия ($\lambda_2 = -0,06$ (а) и -3 (б)) показана продольная составляющая вектора завихренности ω_x . Черная изоповерхность обозначает области ОПТ ($u < 0$). В сечениях y - z , проходящих через области ОПТ, показаны векторные поля скорости и распределения продольной составляющей вектора завихренности ω_x . Течение в положительном направлении оси x .

В заключении приведены основные результаты диссертации:

Сформулированы и обоснованы научные положения по созданию высокоточных и высокопроизводительных панорамных методов диагностики турбулентных течений.

1. Разработан бессеточный многопроходный метод PIV-GF, значительно упрощающий процедуру деформации изображений, направленную на снижение погрешности измерения мгновенных векторных полей скорости и его производных. Метод позволяет повысить пространственное разрешение и расширить диапазон допустимых градиентов скорости с одновременным снижением погрешности измерения скорости, а также ее первой и второй производных по пространству. Метод PIV-GF рекомендуется использовать в пристеночной области ТПС, где величина скорости обычно того же порядка, что и погрешность ее измерения.
2. Разработана серия алгоритмов, ускоряющих вычисление мгновенных векторных полей скорости, применительно к методам PIV и SIV, допускающих наличие широкого диапазона измеряемых скоростей. Согласно этим алгоритмам, вместо двумерного изображения рассматриваются его проекции на две его ортогональные стороны. Ускорено вычисление ноль-нормированной ККФ применительно к методу PIV с областью поиска до 8,2 раза по сравнению с ее вычислением с использованием метода GST, а также применительно к многопроходному методу PIV до 4,3 раза по сравнению с алгоритмом, основанным на использовании Быстрых Преобразований Фурье.
3. Систематическое исследование погрешности метода SIV показало его преимущества перед стандартным методом PIV при измерении больших перемещений относительно крупных изображений частиц при их большой концентрации.
4. Эффективность разработанных методов подтверждена результатами оценки погрешности измерения мгновенных векторных полей скорости с использованием «синтетических» и экспериментальных данных. На основе анализа влияния основных параметров измерения сформулированы рекомендации по выбору их оптимальных значений.

Разработаны научные положения, направленные на исследование мгновенных локальных, в том числе высоких значений скорости диссипации и генерации КЭТ панорамными методами диагностики.

5. Показано совместное влияние случайной погрешности измерения и пространственного разрешения (расстояния между соседними векторами скорости, размера расчетной области и степени их перекрытия) на достоверность оценки скорости диссипации КЭТ. Сформулированы рекомендации по выбору оптимальных параметров измерения.

6. Решена проблема снижения влияния случайной погрешности измерения на достоверность оценки скорости диссипации КЭТ. Разработан метод фильтрации осциллограмм скорости, позволяющий исключить область частот, в которой величина погрешности измерения скорости преобладает над истинным значением пульсации скорости. Метод учитывает как уровень случайной погрешности измерения, так и уровень турбулентных пульсаций для каждой отдельной компоненты скорости.
7. Предложен механизм возникновения кратковременных, но наиболее интенсивных событий, сопровождающихся всплеском мгновенных локальных значений скорости диссипации и генерации КЭТ. Обнаружено, что наиболее высокие значения скорости диссипации КЭТ возникают в вязком подслое ТПС в результате сильного вращательного движения квазипродольных вихревых структур, которые, в свою очередь, вызывают наиболее высокие значения генерации КЭТ в буферной области ТПС. Показано, что обнаруженные события составляют 8,2 % и 3,6 % от общего значения скорости диссипации и генерации КЭТ, соответственно, при их продолжительности не более 0,3 % от общего времени наблюдения.

Разработаны научные положения по исследованию явления обратного пристеночного течения (ОПТ) в турбулентном пограничном слое.

8. Впервые экспериментально показано существование ОПТ при относительно малых числах Рейнольдса $207 < Re_\tau < 672$. Предложен и обоснован механизм их формирования, согласно которому ОПТ возникают в результате взаимодействия крупномасштабных областей ускоренного и заторможенного течения с формированием сильного сдвигового слоя на границе их раздела, развивающегося сначала в пристеночные поперечные, а затем в подковообразные вихревые структуры, из которых наиболее близкие к стенке индуцируют события ОПТ.
9. Впервые обнаружено явление ОПТ в углах канала квадратного поперечного сечения. Выявлено, что вероятность его возникновения на три порядка выше, чем в центральной области стенки канала. Показано, что механизм его возникновения связан с вихревыми структурами, вытянутыми в продольном направлении и расположенными в окрестности угла канала.
10. Существование различных механизмов возникновения ОПТ позволило объяснить впервые обнаруженное неравномерное распределение доли времени обратного течения по поверхности стенок канала квадратного поперечного сечения: она немонотонно возрастает с $\sim 0,01$ % до ~ 10 % при приближении от центральной к угловой области стенки канала. Установлено, что доля времени обратного течения как в центральной, так и в угловой областях стенки увеличивается с увеличением числа

Рейнольдса, однако это увеличение менее выражено для событий, возникающих в углах канала.

11. Обнаружено, что события ОПТ, наблюдаемые в углах канала, возникают чаще, имеют большее время жизни и проходят большее расстояние за это время, чем события, наблюдаемые в центральной области стенки.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. (БАК) Zaripov D.I., Ivashchenko V.A., Mullyadzhannov R.I., Li R., Mikheev N.I., Kahler Ch.J. On a mechanism of near-wall reverse flow formation in a turbulent duct flow // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2021. – Vol. 923, Art. A20. – 15 p.
2. (БАК) Zaripov D.I., Ivashchenko V.A., Mullyadzhannov R.I., Li R., Markovich D.M., Kahler Ch.J. Reverse flow phenomenon in duct corners at a low Reynolds number // *Physics of Fluids*. – 2021. – Vol. 33, № 8, Art. 085130. – 11 p.
3. (БАК) Bobrov M.S., Hrebtov M.Y., Ivashchenko V.A., Mullyadzhannov R.I., Seredkin A.V., Tokarev M.P., Zaripov D.I., Dulin V.M., Markovich D.M. Pressure evaluation from Lagrangian particle tracking data using a grid-free least-squares method // *Measurement Science and Technology*. – 2021. – Vol. 32, № 8, Art. 084014. – 14 p.
4. (БАК) Zaripov D.I. Problems of an experimental study of a reverse flow in the turbulent channel flow // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2021. – Vol. 2057, Art. 012097. – 5 p.
5. (БАК) Zaripov D.I., Li R., Saushin I.I. Extreme events of turbulent kinetic energy production and dissipation in turbulent channel flow: particle image velocimetry measurements // *Journal of Turbulence*. – 2020. – Vol. 21, № 1. – P. 39-51.
6. (БАК) Zaripov D.I., Li R., Dushin N.S. Dissipation rate estimation in the turbulent boundary layer using high-speed planar Particle Image Velocimetry // *Experiments in Fluids*. – 2019. – Vol. 60, № 1. – 16 p.
7. (БАК) Душин Н.С., Михеев Н.И., Душина О.А., Давлетшин И.А., Зарипов Д.И. Особенности тепломассообмена в пристеночной области за выступом в канале // *Известия высших учебных заведений. Авиационная техника*. – 2019. – № 3. – С. 122-126.
8. (БАК) Zaripov D.I., Li R. High-speed technique based on a parallel projection correlation procedure for digital image correlation // *Measurement Science and Technology*. – 2018. – Vol. 29, Art. 055405. – 11 p.
9. (БАК) Zaripov D.I., Li R., Mikheev N.I., Dushin N.S. Speed-up algorithm based on parallel projection correlation technique for planar PIV: Accuracy

- and limitation // Flow Measurement and Instrumentation. – 2018. – Vol. 60. – P. 88-94.
10. (BAK) Zaripov D. Numerical study of steady-state acoustic oscillations in semi-closed straight channel // Journal of Hydrodynamics. – 2018. – Vol. 30, № 6. – P. 1093-1104.
 11. (BAK) Зарипов Д.И., Михеев Н.И., Душин Н.С., Аслаев А.К., Шакиров Р.К. Применение метода проекций для ускорения нового алгоритма измерения мгновенных полей скорости потока // Вычислительные технологии. – 2018. – Т. 23, № 1. – С. 33-45.
 12. (BAK) Zhou L., Li R., Hao Z., Zaripov D.I. Chao Y. Improved $k-\omega-\gamma$ model for crossflow-induced transition prediction in hypersonic flow // International journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – Vol. 115. – P. 115-130.
 13. (BAK) Zaripov D.I., Li R. High-performance technique for initial velocity field calculation based on PIV images processing // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 899, Art. 062007. – 7 p.
 14. (BAK) Dushin N.S., Mikheev N.I., Dushina O.A., Zaripov D.I., Aslaev A.K. Validation of SIV measurements of turbulent characteristics in the separation region // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 891, Art. 012091. – 6 p.
 15. (BAK) Давлетшин И.А., Зарипов Д.И., Михеев Н.И., Паерелий А.А. Теплоотдача в конфузоре при пульсациях потока // Теплофизика высоких температур. – 2017. – Т. 55, № 4. – С. 642-645.
 16. (BAK) Зарипов Д.И., Аслаев А.К., Михеев Н.И., Душин Н.С. Оценка точности нового оптического метода измерения мгновенных полей скорости потока // Труды Академэнерго. – 2016. – № 1. – С. 42-52.
 17. (BAK) Душин Н.С., Михеев Н.И., Душина О.А., Зарипов Д.И., Паерелий А.А., Газизов И.М. Влияние ошибок квантования видеокамеры на измерение скорости потока методом Smoke Image Velocimetry // Труды Академэнерго. – 2016. – № 4. – С. 23-31.
 18. Зарипов Д.И. Проблемы экспериментального исследования обратного течения в безградиентном турбулентном пограничном слое // Материалы VI Всероссийской научной конференции с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика», Август 2021, г. Севастополь, Республика Крым, – С. 215.
 19. Иващенко В.А., Зарипов Д.И., Мулладжанов Р.И. Прямое численное моделирование явления обратного пристеночного течения в канале с квадратным поперечным сечением // Материалы Всероссийской конференции с элементами научной школы для молодых ученых «XXXVII Сибирский теплофизический семинар», Сентябрь 2021, г. Новосибирск, Россия, – С. 13.

20. Bobrov M.S., Hrebtov M.Y., Ivashchenko V.A., Mullyadzhyanov R.I., Seredkin A.V., Tokarev M.P., Zaripov D.I., Dulin V.M., Markovich D.M. A grid-free least-squares method for pressure evaluation from LPT data // 14th International Symposium on Particle Image Velocimetry. – 2021. – Vol. 1, № 1. – 3 p.
21. Zaripov D.I., Ivashchenko V.A., Mullyadzhyanov R.I. A possible mechanism of near-wall reverse flow formation in zero-pressure-gradient turbulent boundary layer // Proceedings of the 20th International Conference on the Methods of Aerophysical Research, November 2020, Novosibirsk, Russia, – P. 231-232.
22. Зарипов Д.И. Механизм формирования обратных пристеночных течений в безградиентном пограничном слое // Материалы V Всероссийской научной конференции с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика», Сентябрь 2020, г. Ялта, Республика Крым, – С. 25.
23. Зарипов Д.И., Михеев Н.И. Обратное пристеночное течение в безградиентном турбулентном пограничном слое // Материалы XII Всероссийского съезда по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики, 2019, г. Уфа, Россия, – С. 546-548.
24. Zaripov D.I., Li R. High-speed Particle Image Velocimetry for efficient turbulent kinetic energy dissipation rate estimation // Proceedings of the 19th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, July 2018, Lisbon, Portugal, – 14 p.
25. Зарипов Д.И., Душин Н.С., Аслаев А.К. SIV-метод измерения полей скорости турбулентного потока и алгоритм его ускорения // Материалы X Школы-семинар молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е. Алемасова «Проблемы тепломассообмена и гидродинамики в энергомашиностроении», Сентябрь 2016, г. Казань, Россия, – С. 273-276.
26. Шакиров Р.Р., Душин Н.С., Зарипов Д.И. Алгоритм предварительного определения скорости по результатам дымовой визуализации // Материалы X Школы-семинар молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е. Алемасова «Проблемы тепломассообмена и гидродинамики в энергомашиностроении», Сентябрь 2016, г. Казань, Россия, – С. 283-285.
27. Михеев Н.И., Зарипов Д.И., Саушин И.И. Структура турбулентности и теплообмен в пульсирующем потоке // Тезисы докладов Всероссийской научной конференции с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика», Сентябрь 2016, г. Ялта, Россия, – С. 83.
28. Зарипов Д.И., Душин Н.С., Михеев Н.И. Высокопроизводительный метод измерения полей скорости турбулентного потока // Материалы II Отраслевой конференции по измерительной технике и метрологии для

исследований летательных аппаратов, Октябрь 2016, г. Жуковский, Россия, – С. 444-451.

Часто используемые сокращения.

ККФ	–	Кросс-Корреляционная Функция
КЭТ	–	Кинетическая Энергия Турбулентности
ОПТ	–	Обратное Пристеночное Течение
САР	–	Сумма Абсолютных Разностей
ТПС	–	Турбулентный Пограничный Слой
DNS	–	Direct Numerical Simulation
GF	–	Grid-Free
GST	–	Global Sum Table
JPDF	–	Joint Probability Density Function
PIV	–	Particle Image Velocimetry
PPC	–	Parallel Projection Correlation
ROI	–	Region Of Interest
SIV	–	Smoke Image Velocimetry
ZNCC	–	Zero-Normalized Cross-Correlation