

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук

и

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Федеральный исследовательский центр
«Казанский научный центр Российской академии наук».

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

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск – 2021

Содержание

Введение.....	4
Глава 1. Развитие панорамных методов измерения мгновенных векторных полей скорости.....	17
1.1. Проблемы панорамных методов диагностики турбулентных течений.....	17
1.1.1. Краткое описание метода PIV.....	17
1.1.2. Физико-технические основы метода PIV.....	21
1.1.3. Основы кросскорреляционного алгоритма.....	30
1.1.4. Стандартный кросскорреляционный алгоритм.....	33
1.1.5. Кросскорреляционный алгоритм с областью поиска.....	38
1.1.6. Определение вектора скорости с подпиксельной точностью.....	40
1.1.7. Многопроходный кросскорреляционный алгоритм.....	44
1.1.8. Интерполяция яркости изображения.....	49
1.1.9. Другие панорамные методы диагностики потоков.....	53
1.1.10. Методы фильтрации векторного поля скорости.....	57
1.1.11. Проблемы исследования интенсивных событий методом PIV.....	64
1.2. Алгоритмы ускорения расчета векторного поля скорости.....	69
1.2.1. Алгоритм ускорения для стандартного метода PIV с областью поиска.....	72
1.2.2. Алгоритм ускорения для метода SIV с областью поиска.....	77
1.2.3. Алгоритм ускорения для многопроходного метода PIV.....	79
1.3. Бессеточный многопроходный метод PIV.....	81
Глава 2. Ограничения методов PIV и SIV и их модификаций.....	85
2.1. Моделирование PIV-изображений.....	85
2.2. Генерация PIV-изображений и описание метода оценки погрешности измерения.....	88
2.3. Влияние различных параметров эксперимента на погрешность измерения.....	92
2.3.1. Оценка погрешности стандартного метода PIV с областью поиска и алгоритма его ускорения.....	93
2.3.2. Оценка погрешности многопроходного метода PIV и алгоритма его ускорения.....	117

2.3.3. Оценка погрешности метода SIV и алгоритма его ускорения.....	133
2.3.4. Оценка погрешности бессеточного метода PIV-GF.....	145
Глава 3. Результаты измерения скорости диссипации КЭТ панорамными методами.....	159
3.1. Проблема измерения скорости диссипации КЭТ.....	159
3.2. Процедура снижения влияния погрешности измерения на оценку скорости диссипации КЭТ.....	171
3.3. Результаты измерения скорости диссипации КЭТ планарным методом PIV.....	173
3.3.1. Модельное сдвиговое течение.....	173
3.3.2. Турбулентный пограничный слой.....	180
3.4. Интенсивные события скорости диссипации и генерации КЭТ в турбулентном пограничном слое.....	197
Глава 4. Явление обратного пристеночного течения в турбулентном пограничном слое.....	216
4.1. История исследования и механизм возникновения явления обратного пристеночного течения.....	216
4.2. Описание методики исследования явления обратного пристеночного течения.....	224
4.2.1. Особенности численного исследования.....	224
4.2.2. Особенности экспериментального исследования.....	236
4.3. Механизм формирования обратного пристеночного течения.....	246
4.4. Явление обратного пристеночного течения в углах канала квадратного поперечного сечения.....	257
Заключение.....	278
Список публикаций по теме диссертации.....	281
Список литературы.....	285
Часто используемые условные обозначения и сокращения.....	322

Введение

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 [1]). 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.* [2]), Smoke Image Velocimetry (SIV, Mikheev *et al.* [3]) и Speckle Photography (Fomin [4]), 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.* [5], Piirto *et al.* [6], Alekseenko *et al.* [7], Tokgoz *et al.* [8], Schneiders *et al.* [9], Mikheev *et al.* [3]). Например, в работе (Fernholz and Finley [10]) 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 [11], Colella and Keith [12]). Впервые экспериментальное подтверждение его существования было получено лишь недавно (Brücker [13]). 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 – СПбПУ – 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.

Первая глава диссертации посвящена обзору литературы, касающейся различным панорамным методам измерения мгновенных векторных полей скорости потока. Особое внимание уделяется планарному многопроходному методу PIV, используемому в диссертации в качестве основного экспериментального метода исследования наряду с методом прямого численного моделирования. На примере явления обратного пристеночного течения обсуждаются проблемы экспериментального исследования кратковременных и интенсивных событий, возникающих в турбулентном пограничном слое. Отмечается, что сложность экспериментального исследования этого явления связана, во-первых, с необходимостью обеспечения пространственного разрешения метода измерения на уровне колмогоровского масштаба, во-вторых, с наличием широкого диапазона измеряемых скоростей, в-третьих, с влиянием погрешности измерения, соизмеримой с измеряемыми величинами, и, в-четвертых, с необходимостью обработки большого объема данных.

Отмечается, что в рамках метода PIV встречаются два основных подхода к вычислению начального поля скорости: (1) стандартный алгоритм, позволяющий использовать БПФ (Быстрые Преобразования Фурье) для ускорения вычислений, но имеющий ограничение на максимальную измеряемую скорость, и (2) алгоритм с областью поиска, не имеющий такого ограничения и имеющий меньшую погрешность, но требующий больших вычислительных ресурсов из-за

необходимости прямого расчета ККФ. Поскольку в диссертации рассматривается ТПС, характеризующийся широким диапазоном измеряемых скоростей, предпочтение отдается второму подходу. При этом решается задача разработки алгоритма, ускоряющего вычисление двумерной ноль-нормированной ККФ (Кросс-Корреляционной Функции), являющейся основой метода PIV, согласно которому вместо двумерного изображения рассматриваются проекции на две его ортогональные стороны. Данный подход реализован применительно к стандартному и многопроходному планарным методам PIV, а также к методу SIV, предназначенному для измерения мгновенных векторных полей скорости потока по результатам дымовой визуализации. Для каждой реализации проводится анализ достигаемого ускорения.

В заключительной части первой главы диссертации предложен бессеточный многопроходный метод PIV, значительно упрощающий процедуру деформации изображений, направленную на снижение погрешности измерения. Кроме того, разработанный метод устраняет трудности на границах области измерения, особенно при наличии ошибочных векторов скорости, не требует дополнительных вычислительных ресурсов, и, самое главное, позволяет использовать «виртуальные» точки с известными значениями скорости для коррекции результатов измерения вблизи стенок канала.

Во **второй** главе диссертации проведена сравнительная оценка погрешности разработанных алгоритмов и методов расчета мгновенных векторных полей скорости потока. Выполнен статистический анализ влияния таких управляющих параметров, как диаметр и концентрация изображений частиц, величина смещения и градиент смещения изображений частиц в плоскости светового ножа, размер расчётной области и уровень фонового шума на PIV-изображениях. Приведены результаты оценки неопределенности измерения в ТПС.

Анализ результатов оценки точности алгоритма ускорения вычисления двумерной ККФ применительно к стандартному методу PIV с областью поиска показал, что его использование: 1) не приводит к ощутимой потере точности,

особенно при рассмотрении влияния диаметра и концентрации изображений частиц, при которых погрешность не превышает $0,1$ пикс¹ в широком диапазоне изменения этих параметров; 2) достаточно надежно измеряет смещения при наличии градиента смещения; 3) чувствителен к уровню фонового шума.

Применение алгоритма ускорения к многопроходному методу PIV показало надежность алгоритма с точки зрения минимизации погрешности измерения. В этом случае полная погрешность измерения снижена с $\sim 10^{-1}$ пикс до $\sim 10^{-2}$ пикс, а наилучшие результаты достигаются при обработке PIV-изображений: 1) с диаметрами изображений частиц $2 < d_t < 5$ пикс; 2) в широком диапазоне эффективного числа частиц $4 < N_I < 512$; 3) при градиентах смещения изображений частиц $ds/dx < 0,4$ пикс/пикс; 4) с фоновым шумом $\sigma_n/I_0 < 0,2$.

Показаны преимущества метода SIV перед методом PIV с точки зрения минимизации погрешности измерения смещения при обработке слабо зашумленных изображений ($\sigma_n/I_0 < 0,15$) с большим эффективным числом частиц ($N_I > 8$) и диаметрами изображений частиц большими расчетными областями ($I^2 = 32^2$ и 64^2 пикс). Применение алгоритма ускорения к методу SIV приводит к снижению точности в той же степени, что и применение того же алгоритма ускорения к методу PIV с областью поиска.

Показано, что применение бессеточного многопроходного метода PIV 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. Применение этого метода позволило снизить погрешность измерения в пристеночной области ТПС, где величина скорости того же порядка, что и погрешность измерения, особенно при добавлении в расчет «виртуальных» точек на границе со стенкой.

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].

В третьей главе диссертации рассматриваются проблемы измерения скорости диссипации КЭТ с помощью панорамных методов диагностики потоков. Рассмотрены основные параметры и факторы, влияющие на достоверность оценки скорости диссипации КЭТ. Теоретически показано совместное влияние случайной погрешности измерения и пространственного разрешения (расстояние между соседними векторами скорости, размер расчетной области и степени их перекрытия) на достоверность оценки скорости диссипации КЭТ. Решена проблема снижения влияния случайной погрешности измерения на достоверность оценки скорости диссипации КЭТ.

На примере модельного сдвигового течения показано улучшение точности оценки скорости диссипации КЭТ с увеличением расстояния между соседними векторами скорости и размера расчетной области. Однако отмечается, что в реальных экспериментах они не должны превышать колмогоровский масштаб длины. Предложена простая процедура локальной фильтрации осциллограмм скорости, частично исключаяющая влияние случайной погрешности измерения на оценку скорости диссипации КЭТ. Эта процедура позволяет исключать частотную область, в которой погрешность измерения скорости преобладает над истинным значением пульсации скорости. Результаты модельного сдвигового течения показали высокую эффективность предложенной процедуры фильтрации.

Приведены результаты оценки скорости диссипации в ТПС. Для достижения высокого пространственно-временного разрешения рассмотрен высокоскоростной планарный метод PIV. Показано, что при уменьшении расстояния между соседними векторами скорости примерно до колмогоровского масштаба длины, значение скорости диссипации КЭТ остается завышенным для всех рассмотренных размеров расчетных областей. Причем чем больше размер расчетной области, тем меньше это завышение, поскольку использование большего размера расчетной области приводит к меньшей величине случайной погрешности измерения, что согласуется с результатами модельного сдвигового течения. Применение разработанной процедуры фильтрации, автоматически учитывающей уровни случайной погрешности измерения и турбулентных

пульсаций для каждого компоненты вектора скорости по отдельности, позволило снизить влияние случайной погрешности измерения.

Выбранная стратегия, то есть использование высокоскоростного планарного метода PIV совместно с разработанной процедурой фильтрации в предположении о локальной осесимметричной турбулентности в ТПС, показала лучшие результаты с точки зрения точности оценки скорости диссипации КЭТ по сравнению со стратегиями, основанными на использовании методов SIV, Stereo PIV, Tomo PIV и Tomo PTV-VIC+, а также метода спектральных диаграмм. Эта стратегия позволяет обнаружить точку перегиба на профиле скорости диссипации КЭТ при $y^+ \approx 12$,² предсказанную DNS. Эта особенность не была должным образом обнаружена другими современными панорамными методами диагностики, поэтому ее можно отнести к преимуществу высокоскоростного планарного метода PIV, реализованного вместе с соответствующей процедурой фильтрации осциллограмм скорости.

С использованием высокоскоростного планарного метода PIV изучен механизм возникновения кратковременных, но наиболее интенсивных событий, приводящих к высоким мгновенным локальным значениям скорости диссипации и генерации КЭТ в ТПС. 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 мгновенные 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 $\sim 0,3$ % от общего времени наблюдения.

Четвертая глава диссертации посвящена экспериментальному (методом PIV) и численному (методом DNS) исследованию явления обратного пристеночного течения (ОПТ), возникающего при развитии турбулентном течении несжимаемой сплошной среды в канале квадратного поперечного

² 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 .

сечения в диапазоне чисел Рейнольдса $3100 < Re < 12400$ ($207 < Re_\tau < 672$). Проводится детализированный обзор научной литературы, посвященной исследованию явления ОПТ, демонстрирующий, что даже для классических течений, таких как течение в щелевом канале, механизм возникновения ОПТ до конца все еще не установлен. Приводится подробное описание особенностей численного и экспериментального методов исследования этого явления.

Впервые экспериментально показана возможность возникновения ОПТ при относительно низких числах Рейнольдса. Выполнено обобщение имеющихся литературных данных и их сопоставление с собственными результатами. Обнаружена зависимость доли времени обратного течения (далее, вероятности ОПТ) от местоположения области ОПТ на стенке канала в поперечном направлении, т.е. в направлении от центральной области стенки к углам канала. Как оказалось, вероятность ОПТ возрастает с $\sim 0,01\%$ до $\sim 12,5\%$ при приближении от центральной к угловой области стенки канала. Отмечается, что это связано с различными механизмами их возникновения в этих областях.

Анализ условно-осредненных и мгновенных полей скорости и касательного напряжения, а также мгновенных полей завихренности, позволил установить наличие крупномасштабных областей заторможенного и ускоренного течений, расположенных вниз и вверх по потоку от области ОПТ. Взаимодействие этих областей приводит к образованию сильного сдвигового слоя на границе их раздела, развивающегося из-за потери его устойчивости в пристеночные поперечные и далее в подковообразные вихревые структуры, из которых наиболее близкие к стенке индуцируют событие ОПТ. Анализ аналогичных полей, относящихся к событиям ОПТ, возникающим в углах канала, позволил установить, что в этом случае механизм их возникновения связан с вытянутыми в продольном направлении вихревыми структурами, расположенными в окрестности угла канала. Вращательное движение этих структур вызывает движение потока к углу, индуцируя при этом событие ОПТ в углу канала.

Анализ треков областей ОПТ показал, что события, обнаруженные в углах канала, возникают чаще, имеют большее время жизни и проходят большее

расстояние за это время, чем события, обнаруженные в центральных областях стенки. Установлено, что вероятность ОПТ как в центральной, так и в угловой областях стенки увеличивается с увеличением числа Рейнольдса, однако увеличение вероятности ОПТ происходит медленнее для событий, возникающих в углах канала. Сходство формы распределения вероятности ОПТ в поперечном направлении при различных числах Рейнольдса, а также сходство картины течения в окрестности области ОПТ с аналогичными полями, полученными другими авторами при $550 \leq Re_\tau \leq 2000$, свидетельствуют об общности механизмов формирования ОПТ как в центральной, так и в угловой областях стенки канала при различных числах Рейнольдса.

Глава 1

Развитие панорамных методов измерения мгновенных векторных полей скорости

1.1. Проблемы панорамных методов диагностики турбулентных течений

Панорамные методы диагностики текучих сред были известны задолго до появления компьютеров. Работы Леонардо да Винчи являются классическим примером первых наблюдений за движением жидкости. Следующий важный шаг в изучении течений текучих сред был сделан Людвигом Прандтлем (1875-1953). Он впервые провел тщательно спланированные эксперименты по изучению нестационарных отрывных течений за плохообтекаемыми телами, используя при этом смесь воды с частицами слюды для визуализации течения на свободной поверхности жидкости. Дальнейшее бурное развитие панорамных методов измерения характеризуется переходом от аналоговых изображений к цифровым. Довольно полный, но не исчерпывающий, перечень работ, посвященных панорамным методам диагностики потоков, приведен в работах [2,14–34]. Отечественные исследования в области разработки панорамных методов диагностики начались в 60-х годах прошлого столетия [35] и активно развиваются по сегодняшний день [3,4,30,31,36–47].

1.1.1. Краткое описание метода PIV

Метод PIV предназначен для измерения мгновенных векторных полей скорости потока жидкости³. Идея метода заключается в получении и дальнейшей обработке цифровых изображений частиц, предварительно засеиваемых в исследуемый поток жидкости. Используемое при этом измерительное оборудование, как правило, состоит из следующих компонент (рис. 1.1.1):

³ Под жидкостью понимается оптически прозрачная сплошная среда в жидком или газообразном агрегатных состояниях.

генератора частиц-трассеров (далее частиц), засеиваемых в поток; источника света (лазера, светодиодов), фото- или видеокамеры; оптической системы, состоящей из системы линз и зеркал, для формирования светового ножа; программного обеспечения для обработки полученных PIV-изображений.

В качестве отслеживаемых трассеров используются различного рода частицы [48]. При этом полагается, что они движутся с локальной скоростью потока. Визуализация осуществляется за счет света, рассеиваемого этими частицами. Для подсветки требуемой области потока чаще всего используется импульсный лазер или лазер непрерывного действия, а также светодиодная подсветка совместно с необходимой оптической системой. Для получения последовательности изображений используются фото- или видеокамеры, установленные перпендикулярно плоскости светового ножа. При необходимости используется специальное оборудование для синхронизации камеры со вспышками импульсного лазера. Для записи изображений используется специальная система сбора данных.

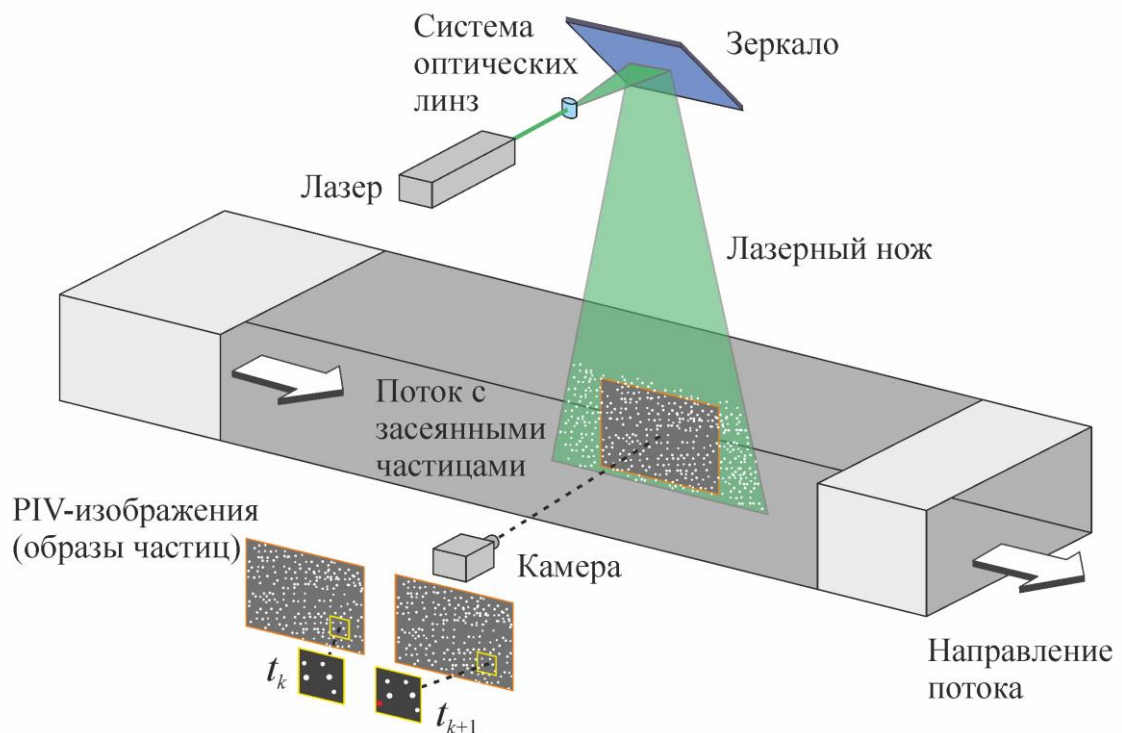


Рисунок 1.1.1. Общий вид экспериментальной установки для проведения PIV-измерений в аэродинамической трубе.

В стандартном методе PIV скорость потока оценивается по смещению засеянных в поток групп частиц за промежуток времени между двумя последовательными кадрами. Алгоритм определения смещения обычно строится по следующей схеме:

- 1) В окрестности узлов предварительно нанесенной на изображение сетки выделяется небольшая часть изображения размерами $I \times J$ пикс (рис. 1.1.2), которую будем называть элементарной расчетной областью. Предполагается, что все изображения частиц в пределах одной расчетной области смещаются плоскопараллельно между двумя последовательными изображениями. На размеры расчётных областей накладывается ряд ограничений. С одной стороны, выбранные расчётные области должны содержать несколько изображений частиц, т.е. они не должны быть слишком маленькими. С другой стороны, чем меньше размеры расчётной области, тем лучше (выше) пространственное разрешение измерения. Таким образом, всегда необходимо соблюдать баланс между уровнем ошибок, возникающих вследствие недостаточного количества изображений частиц в расчетной области, и пространственным разрешением. Кроме того, расчетные области могут перекрываться с соседними, что снижает ошибки определения пространственных производных. При решении ряда специфических задач (например, измерения в пограничном слое) форма расчетных областей может отклоняться от квадратной;
- 2) Каждая расчетная область на изображении k сравнивается с расчетными областями такой же формы и размеров, но расположенными на изображении $k + 1$ в окрестности того же узла расчетной сетки. Наибольшую популярность при сравнении пар расчетных областей получил алгоритм, основанный на вычислении ККФ [2,30]. На рис. 1.1.2 показан вид кросскорреляционной функции, полученной с использованием алгоритма БПФ. Значения n и m , при которых ККФ достигает наибольшего значения, принимаются в качестве наиболее

вероятных смещений частиц, расположенных в пределах расчетной области в окрестности соответствующего узла расчетной сетки. Во многих задачах этот алгоритм обеспечивает приемлемую точность определения векторов скорости [2,30];

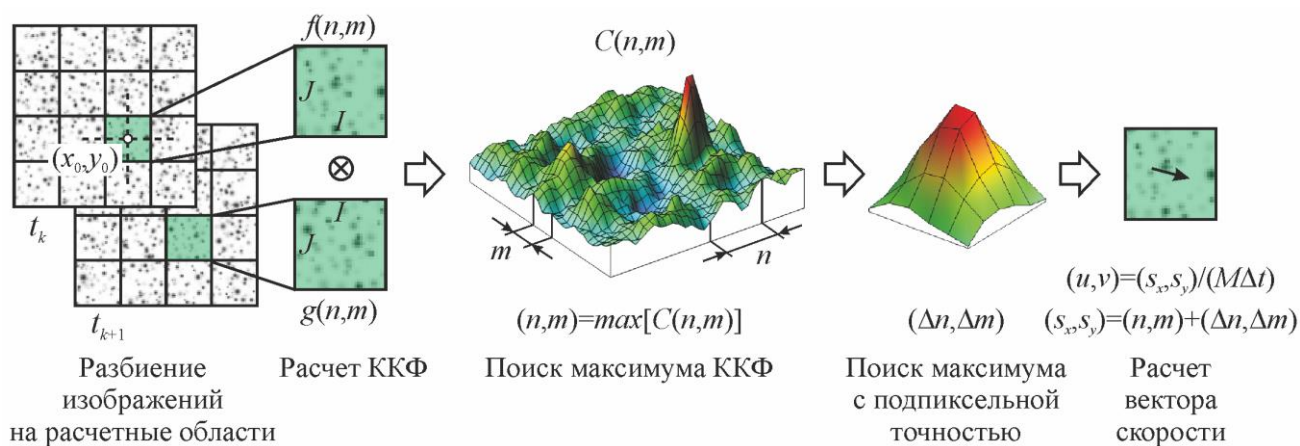


Рисунок 1.1.2. Принципиальная схема работы стандартного кросскорреляционного алгоритма метода PIV [31].

- 3) Далее координаты максимума ККФ (n, m) уточняются с подпиксельной точностью с использованием специальных процедур интерполяции (см. раздел 1.1.6);
- 4) Наконец, по определенному наиболее вероятному смещению частиц рассчитывается наиболее вероятная скорость частиц, расположенных в окрестности рассматриваемого узла расчетной сетки (рис. 1.1.2).

Детальное описание этих шагов приведено в разделе 1.1.4 диссертации.

Как правило, общее число векторов скорости, рассчитываемых с использованием современного высокоскоростного двумерного PIV-метода, составляет порядка $10^6 - 10^9$, то есть $10^3 - 10^5$ векторов скорости рассчитываются из двух последовательных кадров видеосъемки, которая содержит приблизительно $10^3 - 10^4$ последовательных кадров. Учитывая, что на расчёт одного мгновенного вектора (двух компонент) скорости уходит порядка $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ с на одном ядре современного ПК, на обработку одного эксперимента потребуется от нескольких часов до ~ 579 дней, что, очевидно, недопустимо долго на

практике. Поэтому во многих приложениях метода PIV, особенно при исследовании редких явлений, как, например, в настоящей диссертации, остро стоит задача ускорения расчета ККФ.

1.1.2. Физико-технические основы метода PIV

Из описанного выше принципа работы метода PIV ясно, что он основан на определении смещения (s_x, s_y) частиц за время межкадровой задержки Δt , которое, вообще говоря, также требует точного определения. Следует отметить, что этот метод является косвенным, поскольку он позволяет определять скорость частицы (групп частиц) вместо скорости самой жидкости. Поэтому точность метода будет зависеть от гидромеханических свойств частиц-трассеров, засеиваемых в поток.

Частицы-трассеры

Для получения PIV-изображения в поток вводятся частицы различного размера и концентрации в соответствии с особенностями конкретного эксперимента. Для удобства использования эти частицы должны быть нетоксичными, неагрессивными и химически инертными. Они также должны быть достаточно маленькими, чтобы быть хорошими индикаторами потока, но достаточно большими, чтобы рассеивать необходимое количество света для визуализации. В первом приближении, если плотность частицы много больше плотности рабочей среды, скорость движения частицы u_p по отношению к скорости движения жидкости u можно оценить следующим образом:

$$\frac{|u_p|}{|u|} = 1 - e^{-\frac{t}{t_p}}, \quad (1.1.1)$$

где t_p – время релаксации частицы

$$t_p = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu}, \quad (1.1.2)$$

ρ_p и d_p – плотность и диаметр частицы, μ – динамическая вязкость жидкости. Для того, чтобы скорость частицы соответствовала локальной скорости потока,

необходимо, чтобы временные масштабы процессов, протекающих в жидкости или газе, были много больше времени релаксации частицы.

В подробном обзоре [48] представлен широкий спектр трассирующих частиц (см. также работы [23,49]), которые чаще всего используются в PIV-экспериментах, а также методы генерации засеиваемых частиц и введения их в поток (см. также работы [50–53]). Для газовых потоков часто используются театральный дым, различные виды распыленных масел, стеклянные микроскопические шарики, диоксид титана (TiO_2) и оксид алюминия (Al_2O_3). Типичные театральные дымогенераторы стоят недорого, и они способны генерировать большое количество частиц. Масло можно распылять с помощью таких устройств, как сопло Ласкина, генерирующих частицы от микронного до субмикронного размера, которые особенно полезны для высокоскоростных потоков. Диоксид титана (TiO_2) и оксид алюминия (Al_2O_3) полезны при изучении высокотемпературных потоков, возникающих, например, при горении. Для жидкостей обычно используются покрытые серебром полые стеклянные сферы, полимеры, диоксид титана (TiO_2), оксид алюминия (Al_2O_3), пыльца хвойных пород деревьев и пузырьки водорода или кислорода.

Забегая вперед, следует отметить, что в экспериментах, проведенных в рамках настоящей диссертации, в качестве частиц-трассеров был использован глицериновый аэрозоль со средним диаметром частиц $d_p = 1$ мкм и плотностью $\rho_p = 1,26 \cdot 10^3$ кг/м³ в воздушной среде с динамической вязкостью $\mu = 18 \cdot 10^{-6}$ Па·с при температуре 20°C. Подставляя эти параметры в выражение (1.1.2), можно оценить время релаксации t_p глицериновой частицы в воздушной среде, которое в этом случае будет равно $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ с. Выберем в качестве временного масштаба процессов, протекающих в воздухе ($\nu = 15 \cdot 10^{-6}$ м²/с при температуре 20°C), колмогоровский масштаб времени $\tau_K = (\nu/u_\tau^2)(\varepsilon^+)^{-0.5}$. Максимальное динамическое число Рейнольдса $Re_\tau = u_\tau H/\nu$ (этот случай соответствует минимальному рассматриваемому временному масштабу времени), рассматриваемое в рамках настоящей диссертации, было равно 672. Динамическая скорость u_τ при этом числе Рейнольдса составляла 0,202 м/с. Если положить $\varepsilon^+ = 0,22$ в качестве

максимального значения скорости диссипации КЭТ, достигаемого в вязком подслое ТПС [54], то $\tau_K \approx 7,84 \cdot 10^{-4}$ с. Подставляя оцененные значения времени релаксации $t_s = 4 \cdot 10^{-6}$ с и характерный масштаб времени $t = \tau_K = 7,84 \cdot 10^{-4}$ с в выражение (1.1.1), получаем $|\mathbf{u}_p|/|\mathbf{u}| = 1 - e^{-196}$. Это означает, что скорость движения используемых частиц-трассеров с очень высокой степенью точности соответствует локальной скорости исследуемого потока.

Важнейшими параметрами при планировании эксперимента являются концентрация частиц-трассеров N_p , т.е. их количество на единицу объема жидкости, число Стокса $St = t_p/\tau_K$, отношение диаметра частицы к колмогоровскому масштабу длины d_p/λ_K и объемное содержание конденсированной фазы Φ_v . Оценим среднее значение N_p для наиболее требовательного (с точки зрения сложности проведения эксперимента) режима течений $Re_\tau = 672$. В этом случае средний объемный расход глицерин-воздушной смеси составлял $Q_{общ} = 134$ м³/ч, при этом средний расход глицерина составлял $Q_{гл} \approx 100$ мл/ч = 10^{-4} м³/ч. Тогда $N_p = \rho_p Q_{гл}/Q_{общ}/m_p \approx 1400$ част/мм³, где $m_p = \rho_p(\pi d_p^3/6)$ – масса частицы-трассера. Число Стокса для рассматриваемого примера $St \approx 0,006$, отношение диаметра частицы к колмогоровскому масштабу длины $d_p/\lambda_K \approx 0,01$ ($\lambda_K = (\nu/u_\tau)(\epsilon^+)^{-0,25} = 1,1 \cdot 10^{-4}$ м), а объемное содержание конденсированной фазы $\Phi_v = Q_{гл}/Q_{общ} = 7,5 \cdot 10^{-7}$. Согласно обзорной работе [55], при таких параметрах глицерин-воздушной среды ($St < 0,1$, $d_p/\lambda_K < 1$, $\Phi_v \ll 1$) поток с большой уверенностью можно считать однофазным, в котором отсутствует влияние конденсированной фазы на структуру потока и параметры турбулентности.

Источники света

В качестве мощного источника излучения для подсветки частиц-трассеров чаще всего используют лазеры [2,21]. Наиболее распространенным в современных системах PIV является Nd:YAG лазер [2] (Nd – неодим, YAG – алюмо-иттриевый гранат). Они испускают инфракрасное излучение на длине волны 1064 нм, а применительно к PIV частота удваивается, и длина волны

составляет 532 нм (зеленый цвет) для освещения частиц-трассеров в видимом спектре. Современные Nd:YAG лазеры могут обеспечивать мощность от 12 мДж до 1000 мДж на импульс. Длительность импульсов для Nd:YAG лазеров обычно составляет 5-10 нс, с частотой импульсов в диапазоне от 1 до 1000 Гц. Как отмечается в разделе 1.1.3 диссертации, для кросскорреляционного анализа требуется, чтобы каждое PIV-изображение было получено по отдельности. Поэтому для достижения широкого диапазона времени между лазерными импульсами используются две отдельные лазерные полости, где лазерные импульсы можно регулировать относительно друг друга с использованием соответствующего электронного оборудования. Эти лазеры, обычно называемые сдвоенными лазерами, заключены в единый блок, содержащий оптику для объединения лучей, удвоитель частоты, оптику юстировки и ловушку для инфракрасного луча.

В PIV-измерениях также часто используются источники белого света (LED-источники света) [56–59]. Их основным преимуществом помимо низкой стоимости является то, что их применение не ограничено жесткими правилами соблюдения безопасности, как в случае использования лазеров.

Оптическая система

Для удобной и безопасной доставки лазерных пучков обычно используется оптоволоконная технология. Однако, поскольку коротковолновые мощные лучи от импульсных твердотельных лазеров могут легко повредить оптические волокна, для формирования лазерного ножа используют лазерную оптическую систему.

При организации экспериментов необходимо контролировать угол раствора и толщину лазерного ножа. Основным элементом для создания светового ножа является цилиндрическая линза. Для лазерного пучка с достаточно малым диаметром и углом раствора одной цилиндрической линзы может быть достаточно для создания светового ножа соответствующей формы. Для других источников света, таких как, например, Nd:YAG лазеры, обычно требуется

комбинация различных линз для создания тонких световых ножей высокой интенсивности. Общим замечанием для любых конфигураций оптических систем является то, что в импульсных лазерах большой мощности следует избегать фокусных точек, так как в этом случае воздух в их окрестностях будет ионизирован. Фокусные линии обычно не ионизируют воздух, но могут спровоцировать сгорание частиц пыли. Поэтому фокусные точки и линии стараются выводить за область съемки. Существует множество способов контроля параметров светового луча [2], которые включают различные комбинации цилиндрических и/или сферических линз, однако, по меньшей мере, одна линза должна быть использована для фокусировки света до соответствующей толщины. В диссертации использовалась оптическая система, схематично изображенная на рис. 1.1.3. Такая конфигурация оптической системы позволяет сформировать очень тонкий световой нож с достаточно большой протяженностью. Однако в этом случае необходимо помнить о высокой энергии на единицу площади, что нежелательно в ряде случаев по описанным выше причинам.

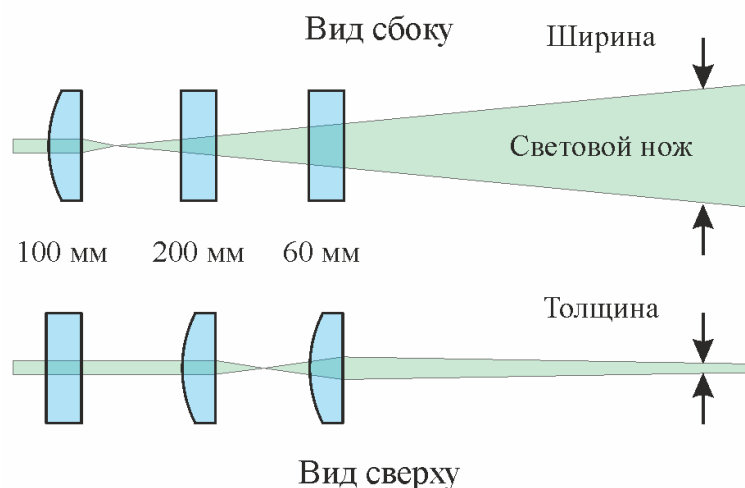


Рисунок 1.1.3. Схема оптической системы, используемой в диссертации для формирования светового ножа.

Регистрация изображений

Фотографические методы регистрации изображения уже давно вытеснены методами формирования изображения с помощью электронного устройства, поскольку последние выгодно исключают фотохимическую обработку

изображений и позволяют обеспечить быстрый доступ для их последующей обработки на вычислительных машинах. На сегодняшний день наиболее широкое применение нашли ПЗС- и КМОП-матрицы (ПЗС – приборы с зарядовой связью; КМОП – комплиментарный металл-оксидный полупроводник).

Не углубляясь в детали устройства, ПЗС является электронным прибором, который преобразовывает свет, то есть фотоны, в электрический заряд, то есть электроны. Под ПЗС-матрицей следует понимать массив из множества одиночных ПЗС-датчиков в виде прямоугольной матрицы, хотя существуют и другие формы. Отдельный элемент ПЗС-датчика называется пикселем и имеет размер порядка 10×10 мкм². Современные ПЗС-камеры доступны с разрешением до 2672×4008 пикс и частотой съемки до 1 кГц на максимальном разрешении. Как правило, максимальная частота съемки может быть увеличена при уменьшении разрешения изображения.

Как и в любом электронном устройстве, каждый пиксель ПЗС-матрицы подвержен электронному шуму. Это особенно важно иметь ввиду при РIV-измерениях, когда из-за ограниченной эффективности рассеяния света частицами-трассерами малых размеров записанный сигнал иногда едва превышает уровень фонового шума датчика при больших областях и расстояниях наблюдения.

Основным источником этого шума являются тепловые эффекты, которые также генерируют сигнал, который не может быть отделен от сигнала, генерируемого фотоэлектрическим эффектом. Поскольку интенсивность этого сигнала постоянна при заданной температуре, этот эффект можно учесть вычитанием постоянного напряжения смещения на выходе преобразователя заряда в напряжение. Тем не менее сигнал вследствие теплового эффекта имеет тенденцию меняться с течением времени, вызывая шум, более известный как шум темнового тока, то есть возникающего без воздействия света, который также увеличивается с температурой. В научных исследованиях для снижения уровня этого шума используются системы охлаждения.

Способы записи PIV-изображений

Различные способы записи PIV-изображений можно разделить на две основные группы [60], основанные (1) на фиксации изображений частиц в различные моменты времени на одном кадре и (2) на фиксации изображений частиц на отдельных кадрах для различных моментов времени (рис. 1.1.4). Будем их называть однокадровыми и многокадровыми, соответственно. Принципиальное различие между этими двумя способами заключается в том, что первый без дополнительных усилий не сохраняет информацию о временном порядке изображений частиц, что приводит к неоднозначности направления оцениваемого вектора скорости, в то время как второй способ сохраняет.

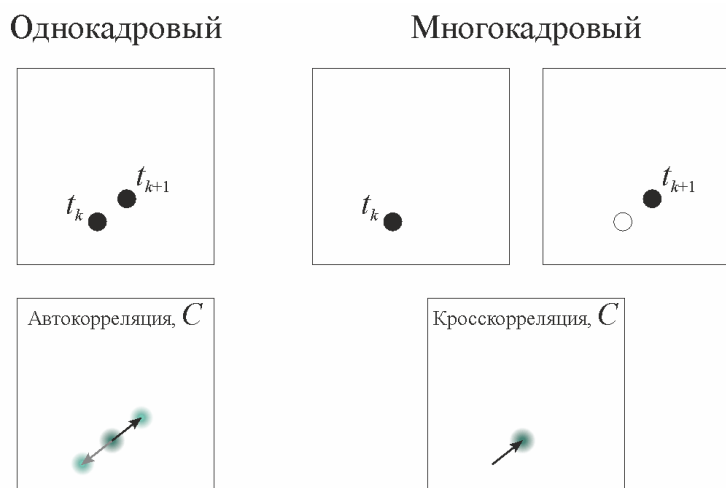


Рисунок 1.1.4. Способы записи PIV-изображений.

Исторически сначала были разработаны однокадровые методы PIV. Поскольку в этом случае одни и те же частицы экспонируются дважды или реже многократно на одном и том же кадре, вычисление их смещения за время между двумя этими экспозициями основано на автокорреляционном анализе. Автокорреляционная функция имеет доминирующий центральный пик и два симметричных боковых пика (рис. 1.1.4). Это создает две проблемы: (1) по положению одного из боковых пиков можно определить модуль смещения частиц, однако существует неоднозначность в направлении потока; (2) для смещений изображений частиц на расстояние порядка их диаметров два боковых

пика могут частично перекрываться с центральным, делая невозможным определение малых смещений и ограничивая таким образом диапазон измеряемых скоростей. Чтобы преодолеть проблему определения направления потока, были разработаны методы сдвига изображения с использованием вращающихся зеркал [61,62] и электрооптические методы [61–63]. Чтобы оставить достаточно места для добавленного смещения изображения, для автокорреляционного анализа используются большие области опроса. При смещении второго изображения, по меньшей мере, на величину, равную наибольшему отрицательному смещению, неоднозначность направления устраняется.

Из-за этих трудностей предпочтение в диссертации отдается многокадровым методам PIV, идея которых состоит в том, чтобы по отдельности экспонировать изображения и проводить кросскорреляционный анализ вместо автокорреляционного. В этом случае направление вектора скорости определяется однозначно по отклонению доминирующего пика ККФ (рис. 1.1.4).

Существует широкое многообразие способов записи изображений, используемых при PIV-измерениях. Все они имеют свои преимущества и недостатки. Ясно, что решение о том, какой метод является наилучшим, принимается с учетом особенностей конкретного эксперимента. В целом, выбор того или иного способа зависит от требуемого пространственно-временного разрешения и диапазона измеряемых скоростей. Использование камер с ПЗС-матрицами стало наиболее предпочтительным методом при получении PIV-изображений.

Использование импульсного освещения позволяет снизить время между двумя последовательными кадрами, повышая при этом диапазон измеряемых скоростей. Однако возникает необходимость в синхронизации камеры со вспышками импульсного источника света. При использовании постоянного источника света такой необходимости нет, однако из-за продолжительного воздействия света изображения частиц будут смазаны в направлении потока. Уменьшить эффект смазывания можно снижением времени экспозиции камер.

Итак, современные методы PIV хорошо зарекомендовали себя при изучении стационарных течений. Но на измерения этим методом динамики векторных полей скорости потока при исследовании нестационарных и быстропротекающих процессов, таких, как в настоящих исследованиях, накладываются серьезные ограничения на временное разрешение метода измерения, которое напрямую связано с характеристиками камеры и источника света. Частота съемки ограничена в основном временем накачки мощных сдвоенных импульсных лазеров, используемых в стандартном PIV-методе. К тому же стоимость таких лазеров составляет порядка 60.000 – 100.000 евро, что является серьезным барьером для небольших компаний и научно-образовательных учреждений [64]. Однако существуют реализации метода PIV, в которых используются мобильные телефоны [64,65] и экшн-камеры [66], которые могут быть использованы в образовательных целях.

В последнее время предпринимаются попытки преодоления упомянутых ограничений [36,64,67]. Основной идеей является замена сдвоенных импульсных лазеров на источник постоянного света, такого как лазер непрерывного действия или светодиод [56,67,68], в сочетании с высокоскоростной видеокамерой. При таком подходе отпадает необходимость в синхронизации камеры со вспышками лазера. К тому же стоимость лазеров непрерывного действия меньше в десятки раз по сравнению с импульсными. Однако, несмотря на очевидные преимущества такого подхода, есть и значительные недостатки, связанные с коротким временем экспозиции высокоскоростных видеокамер (обычно порядка 10 – 20 мкс [67]) и относительно малой мощностью постоянных источников света. Это снижает интенсивность рассеиваемого частицами света и приводит к слабой засветке сенсора камеры. В работе [67] отмечается, что дальнейшее улучшение описанного высокоскоростного метода PIV требует выбора камер с более светочувствительными сенсорами и увеличения мощности постоянного источника света, что даст возможность измерения скорости потока до 100 м/с.

1.1.3. Основы кросскорреляционного алгоритма

Современные подходы к обработке PIV-изображений являются итерационными и основаны на сдвиге [69] и деформации [70,71] изображений в соответствии с полем скорости, определённым на предыдущей итерации. Общей особенностью этих итерационных методов является то, что векторное поле скорости изначально неизвестно и предполагается равным нулю [72]. Как следствие, на первой итерации используются равные по размеру и недеформированные элементарные расчетные области, которые одинаково расположены на двух последовательных кадрах [73] (рис. 1.1.5,*a*). В дальнейшем такие алгоритмы будем называть стандартными. Стандартные алгоритмы накладывают ограничения на размеры расчетных областей: для течений с большими градиентами скорости, например, в пограничных слоях, их типичный размер ($I \times J$) составляет 32×32 пикс. Дальнейшее увеличение размера приводит к большим ошибкам в определении смещений изображения частиц даже для слабых сдвиговых течений [2]. Согласно общепринятому «правилу одной четверти» [74], максимальное смещение изображений частиц должно составлять менее четверти размера расчетной области, то есть менее 8 и 16 пикс для расчетных областей с размерами 32×32 и 64×64 пикс, соответственно, что является существенным ограничением современных методов PIV. Чтобы уменьшить требования к размеру расчетных областей и улучшить конечные результаты, применяются различные пространственно-временные фильтры [17,75]. Однако, если поле скорости, полученное на первой итерации, состоит из большого числа ошибочных векторов скорости даже после соответствующей фильтрации, дальнейший итерационный процесс может завершиться ошибкой, что приведет к неверным конечным результатам.

Стандартные алгоритмы хорошо зарекомендовали себя на практике. Это связано с возможностью использования кросскорреляционного анализа с использованием БПФ (см. раздел 1.1.4), что позволяет многократно снизить вычислительные затраты.

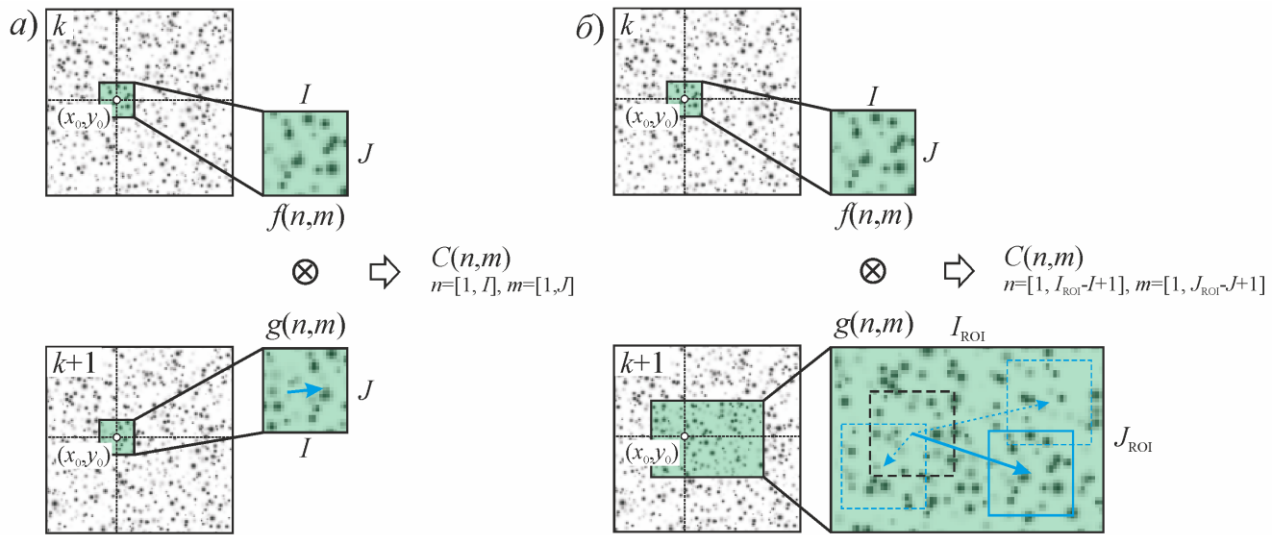


Рисунок 1.1.5. Стандартный алгоритм (а) и алгоритм с областью поиска (б) для расчета вектора скорости.

Ограничение в отношении максимальной измеряемой скорости можно преодолеть, если расчетную область, зафиксированную на первом кадре, сопоставлять с расчетной областью, скользящей по области поиска второго кадра [69,76,77] (рис. 1.1.5,б). Такой алгоритм будем называть алгоритмом с областью поиска. Согласно этому алгоритму, расчетная область, взятая на кадре k в окрестности какого-либо узла расчетной сетки, сравнивается с расчетной областью последующего кадра $k+1$ таких же размеров, но скользящего по некоторой области поиска, размеры которой $I_{ROI} \times J_{ROI}$ могут быть намного больше размеров расчетной области.

Таким образом, в отличие от ранее описанного подхода, алгоритм, использующий область поиска, теоретически не имеет ограничений на максимальную измеряемую скорость [69]. Однако, несмотря на это, казалось бы, очевидное преимущество, на практике максимальная измеряемая скорость ограничена, во-первых, размерами области съемки, а, во-вторых, скоростью потока в направлении, перпендикулярном плоскости светового ножа. В последнем случае наличие третьей компоненты скорости приводит к выходу частиц из области светового ножа, что приводит к частичному или полному искажению изображений частиц, если время между двумя последовательными

кадрами выбрано достаточно большим. Это, в свою очередь, делает процедуру определения наиболее вероятного смещения частиц затруднительной или даже невозможной. Поэтому на практике время между двумя последовательными кадрами Δt выбирается из условия $\Delta t < \Delta Z/w$, где ΔZ – толщина светового ножа, [м], w – перпендикулярная к плоскости светового ножа компонента вектора скорости, [м/с].

В отличие от стандартных алгоритмов, алгоритм с областью поиска требует бóльших вычислительных затрат, поскольку в этом случае для применения БПФ при расчете ККФ необходимо, чтобы расчетная область и область поиска были кратны 2 пикс. Следует, однако, отметить, что БПФ можно применять, даже если это требование не выполняется, но с потерей точности [2]. В принципе, это приемлемо на первой итерации, поскольку найденное смещение в дальнейшем будет уточняться с использованием более точных алгоритмов. На практике для сохранения точности алгоритма с областью поиска, ККФ чаще всего рассчитывается напрямую, т.е. без применения БПФ, тем более, что в случае очень больших размеров области поиска по сравнению с расчетной областью, прямое вычисление ККФ является более предпочтительным с точки зрения времени вычисления⁴ [78,79].

Таким образом, существует два основных алгоритма вычисления начального поля скорости [80]: (1) стандартный алгоритм, позволяющий использовать БПФ для ускорения вычислений, но имеющий ограничение на максимальную измеряемую скорость, и (2) алгоритм с областью поиска, не имеющий упомянутого ограничения и дающий более точные результаты, но требующий бóльших вычислительных ресурсов из-за необходимости прямого вычисления ККФ. Общим у этих двух алгоритмов является то, что они основаны на расчете ККФ, хотя в отдельных специфических случаях целесообразно использовать сумму квадратов разности [41,81–84] или сумму абсолютных разностей [3,83–87].

⁴ Это утверждение относится к случаю расчета ноль-нормированной ККФ, C^{ZN} .

1.1.4. Стандартный кросскорреляционный алгоритм

Ноль-нормированная, нормированная и не нормированная ККФ

Стандартный кросскорреляционный алгоритм состоит из нескольких основных операций, схематично показанных на рис. 1.1.2. В окрестности узла расчетной сетки с координатами (x_0, y_0) , предварительно нанесенной на кадр k , выбирается элементарная расчетная область f с размерами $I \times J$ пикс. Такую расчетную область будем называть *шаблонной*. Из-за движения жидкости группа частиц, изображенных на кадре k , смещается на некоторое неизвестное расстояние (s_x, s_y) за фиксированный интервал времени Δt между двумя последовательными кадрами k и $k + 1$. Для поиска ее новой позиции расчетная область f на кадре k сравнивается с расчетной областью g такой же формы и размеров, расположенной на кадре $k + 1$ в окрестности того же узла расчетной сетки. Такую расчетную область, т.е. выделенную на кадре $k + 1$, будем называть *сравниваемой*.

Сходство между расчетными областями f и g определяется с использованием ноль-нормированной (Zero-Normalized Cross-Correlation, C^{ZN}), нормированной (Normalized Cross-Correlation, C^N) или не нормированной (Cross-Correlation, C) ККФ [27,78,82,88]:

$$C_{x_0, y_0}^{ZN}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [f_{x_0, y_0}(i, j) - \bar{f}_{x_0, y_0}] \cdot [g_{x_0, y_0}(i + n, j + m) - \bar{g}_{x_0, y_0}(i, j)]}{\sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [f_{x_0, y_0}(i, j) - \bar{f}_{x_0, y_0}]^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [g_{x_0, y_0}(i + n, j + m) - \bar{g}_{x_0, y_0}(i, j)]^2}}, \quad (1.1.3)$$

$$C_{x_0, y_0}^N(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j) \cdot g_{x_0, y_0}(i + n, j + m)}{\sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [f_{x_0, y_0}(i, j)]^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [g_{x_0, y_0}(i + n, j + m)]^2}}, \quad (1.1.4)$$

$$C_{x_0, y_0}(n, m) = \sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j) \cdot g_{x_0, y_0}(i + n, j + m), \quad (1.1.5)$$

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 элементарной расчетной области относительно координат ее центра (x_0, y_0) ; $f_{x_0, y_0}(i, j)$ и $g_{x_0, y_0}(i + n, j + m)$ – значения яркости пикселя с координатами (i, j) расчетных областей f и g относительно координат их центра (x_0, y_0) ; $\bar{f}_{x_0, y_0}$ и $\bar{g}_{x_0, y_0}(n, m)$ – средние значения яркости расчетных областей f и g соответственно, определяемые как

$$\bar{f}_{x_0, y_0} = \frac{1}{IJ} \sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j) \quad (1.1.6)$$

и

$$\bar{g}_{x_0, y_0}(n, m) = \frac{1}{IJ} \sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} g_{x_0, y_0}(i + n, j + m). \quad (1.1.7)$$

ККФ (1.1.3) инвариантна относительно линейного преобразования $g'(x, y) = a \times g(x, y) + b$ [82,89], где a и b – некоторые постоянные величины. Таким образом, результаты, полученные с использованием ноль-нормированной ККФ (1.1.3), нечувствительны к смещению и линейному масштабированию яркости пикселей расчетной области. Аналогично, ККФ (1.1.4) нечувствительна к линейному масштабированию, но чувствительна к смещению яркости пикселей. Наконец, ККФ (1.1.5) приводит к наименее надежным результатам, т.к. она чувствительна к любым отклонениям освещения.

Значения ККФ, вычисленной по формуле (1.1.3), лежат в интервале от -1 до 1, при этом крайние значения -1 и 1 означают, соответственно, полное несоответствие и полное соответствие шаблонной и сравниваемой расчетных областей. Значения ККФ, вычисленные по формуле (1.1.4), лежат в диапазоне от 0 до 1, а по формуле (1.1.5) – могут принимать разные значения корреляции для одной и той же степени соответствия рассматриваемых расчетных областей, так как функция не нормирована. Например, расчетные области с большим количеством частиц или более яркими их изображениями будут давать гораздо более высокие значения корреляции, чем расчетные области с меньшим количеством или более тусклыми изображениями частиц. Это делает

невозможным сравнение расчетных областей по значениям ККФ, вычисленным по формуле (1.1.5). Таким образом, на практике чаще всего используют ноль-нормированную (1.1.3) или нормированную (1.1.4) ККФ.

Однако следует обратить внимание на следующее важное обстоятельство. Среднее значение яркости $\bar{f}_{x_0, y_0}$ шаблонной расчетной области, входящее в выражение (1.1.3), вычисляется только один раз, тогда как $\bar{g}_{x_0, y_0}(n, m)$ является средним значением яркости сравниваемой расчетной области, сдвинутой относительно (x_0, y_0) на (n, m) пикселей. Это означает, что $\bar{g}_{x_0, y_0}(n, m)$ и стоящие справа в знаменателе в (1.1.3) и (1.1.4) множители должны быть вычислены для каждого значения n и m по отдельности. Поэтому функции (1.1.3) и (1.1.4) значительно сложнее в реализации и не могут быть вычислены с использованием только БПФ, и поэтому они вычисляются непосредственно в пространственной области. Тем не менее, вычисление ККФ (1.1.3) и (1.1.4) можно значительно упростить, если принять допущение о равномерном распределении среднего значения функции g_{x_0, y_0} и ее дисперсии на всём кадре $k + 1$, т.е. если принять их постоянными при любых значениях n и m , например, равными соответствующим значениям при $n = 0$ и $m = 0$. Тогда выражения (1.1.3) и (1.1.4) значительно упрощаются и примут вид:

$$C_{x_0, y_0}^{\text{ZN}}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} \Delta f_{x_0, y_0}(i, j) \cdot \Delta g_{x_0, y_0}(i + n, j + m)}{\sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [\Delta f_{x_0, y_0}(i, j)]^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [\Delta g_{x_0, y_0}(i, j)]^2}}, \quad (1.1.8)$$

и

$$C_{x_0, y_0}^{\text{N}}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j) \cdot g_{x_0, y_0}(i + n, j + m)}{\sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [f_{x_0, y_0}(i, j)]^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [g_{x_0, y_0}(i, j)]^2}}, \quad (1.1.9)$$

соответственно. Теперь при вычислении ноль-нормированной ККФ по формуле (1.1.8) вместо самих расчетных областей используются их отклонения от соответствующих средних значений:

$$\Delta f_{x_0, y_0}(i, j) = f_{x_0, y_0}(i, j) - \bar{f}_{x_0, y_0}, \quad (1.1.10)$$

и

$$\Delta g_{x_0, y_0}(i + n, j + m) = g_{x_0, y_0}(i + n, j + m) - \bar{g}_{x_0, y_0}. \quad (1.1.11)$$

Знаменатели в выражениях (1.1.8) и (1.1.9) уже не зависят от n и m , и, следовательно, являются константами, которые вычисляются единожды и могут быть учтены после расчета соответствующих числителей. Таким образом, вычисление ноль-нормированной и нормированной ККФ свелось к вычислению ККФ, аналогичной (1.1.5), что дает возможность использования БПФ, многократно снижающего вычислительные затраты. Кроме того, их значения также являются нормированными, т.е. приблизительно лежащими соответственно в интервалах от -1 до 1 и от 0 до 1, что сохраняет возможность проведения сравнительного анализа независимо от средних яркостей обеих расчетных областей. Поскольку обе ККФ, определяемые через выражения (1.1.8) и (1.1.9), имеют вычислительную сложность одного порядка, но (1.1.8) приводит к наиболее надежным результатам, на практике предпочтение отдается первому.

Существует множество способов реализации стандартного кросскорреляционного алгоритма. Один из них заключается в том, чтобы сначала увеличить сравниваемую расчетную область до размеров $(2I - 1) \times (2J - 1)$ пикс, заполняя при этом новые пиксели нулями, а затем сравнивать попарно шаблонную расчетную область $f_{x_0, y_0}(i, j)$ со сравниваемой расчетной областью $g_{x_0, y_0}(i + n, j + m)$ при различных n и m . Таким образом, для каждого значения n и m рассчитывается коэффициент кросскорреляции.

Легко оценить вычислительную сложность рассматриваемого алгоритма. Для расчетных областей со сторонами $I \times J$ пикс для вычисления одного значения ККФ (1.1.5) необходимо выполнить IJ операций умножения и столько же операций сложения. Тогда для вычисления всей ККФ эти операции необходимо

выполнить IJ раз. Таким образом, при прямом вычислении ККФ по формуле (1.1.5) необходимо выполнить $2I^2J^2$ математических операций. При вычислении нормированной ККФ по формуле (1.1.9), вычисление знаменателя требует выполнение $2IJ$ операций умножения, столько же операций сложения и две операции взятия квадратного корня, т.е. общее количество арифметических операций составит порядка $4IJ$, что в $IJ/2$ раз меньше, чем при вычислении числителя. При вычислении ноль-нормированной ККФ (1.1.8) ко всему прочему необходимо выполнить $2IJ$ операций сложения при вычислении средних значений расчетных областей $\bar{f}_{x_0, y_0}$ и $\bar{g}_{x_0, y_0}$, а также $2IJ$ операций вычитания при расчете Δf (1.1.10) и Δg (1.1.11). Таким образом, при прямом вычислении ноль-нормированной и нормированной ККФ необходимо выполнить примерно $2I^2J^2+8IJ$ и $2I^2J^2+4IJ$ арифметических операций⁵, соответственно, причем первые слагаемые отвечают за вычисление самой ККФ, а вторые – за соответствующую нормировку. Очевидно, что операция свёртки, $\sum \sum f \cdot g$, в выражениях (1.1.5), (1.1.8) и (1.1.9) вносит наибольший вклад в вычислительную сложность.

Применение быстрых преобразований Фурье к расчету ККФ

Существует множество алгоритмов расчета свёртки $\sum \sum f \cdot g$. Как было показано выше, ее прямой расчет требует выполнения $O(I^2J^2)$ арифметических операций. Если использовать корреляционную теорему Винера—Хинчина:

$$\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f(i, j) \cdot g(i+n, j+m) = \mathfrak{Z}^{-1}[\mathfrak{Z}(f)\mathfrak{Z}^*(g)], \quad (1.1.12)$$

где $\mathfrak{Z}$ и $\mathfrak{Z}^{-1}$ – прямое и обратное Фурье-преобразования, соответственно, можно значительно снизить вычислительную сложность до $O(IJ \log_2 IJ)$ [90,91]. При вычислении Фурье-преобразования используется алгоритм Быстрого Преобразования Фурье (БПФ), который позволяет существенно снизить количество арифметических операций по сравнению с прямым расчетом ККФ.

⁵ Здесь и далее не учитываются затраты на создание и заполнение соответствующих массивов данных при практической реализации на электронных вычислительных машинах.

Практическая реализация БПФ достаточно сложна и в данной работе используется библиотека FFTW [92].

Несмотря на очевидное преимущество БПФ в производительности, у него есть и существенный недостаток, связанный с периодической трансляцией расчетной области на бесконечность таким образом, что на границах расчетных областей возникает разрыв функции распределения яркости. Для уменьшения возникающих вследствие этого краевых эффектов на границах ККФ, часто применяется техника весовых функций [93]. В этом случае выражение (1.1.8) для ноль-нормированной ККФ примет вид:

$$C_{x_0, y_0}^{ZN}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} \Delta W f_{x_0, y_0}(i, j) \cdot \Delta W g_{x_0, y_0}(i + n, j + m)}{\sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [\Delta W f_{x_0, y_0}(i, j)]^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [\Delta W g_{x_0, y_0}(i, j)]^2}}, \quad (1.1.13)$$

где

$$\Delta W f_{x_0, y_0}(i, j) = W f_{x_0, y_0}(i, j) - \overline{W f}_{x_0, y_0}, \quad (1.1.14)$$

$$\Delta W g_{x_0, y_0}(i + n, j + m) = W g_{x_0, y_0}(i + n, j + m) - \overline{W g}_{x_0, y_0}, \quad (1.1.15)$$

$W = W(i, j)$ – весовая функция. Числитель выражения (1.1.13), записанный в терминах преобразования Фурье, примет следующий вид:

$$\mathfrak{F}^{-1}[\mathfrak{F}(\Delta W f) \mathfrak{F}^*(\Delta W g)]. \quad (1.1.16)$$

Аналогичным образом преобразовывается выражение (1.1.9) для нормированной ККФ, однако на практике метод весовой функции следует применять с вычитанием средней яркости по расчетной области согласно выражению (1.1.13) для ноль-нормированной ККФ, чтобы убрать искажения ККФ, связанные с резким изменением яркости на границе расчетной области. В качестве весовой функции часто используют либо функцию «прямоугольного окна», либо функцию Гаусса, либо более сложные функции [94–100].

1.1.5. Кросскорреляционный алгоритм с областью поиска

Кросскорреляционный алгоритм с областью поиска состоит из операций, аналогичных стандартному методу. Однако в этом случае сравниваемая расчетная область g перемещается в пределах области поиска с размерами $I_{ROI} \times J_{ROI}$ пикс так,

что координаты её центра также перемещаются по ней и занимают позицию $(x_0 + n, y_0 + m)$. Соответствующие ККФ примут вид:

$$C_{x_0, y_0}^{\text{ZN}}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [f_{x_0, y_0}(i, j) - \bar{f}_{x_0, y_0}] \cdot [g_{x_0+n, y_0+m}(i, j) - \bar{g}_{x_0+n, y_0+m}]}{\sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [f_{x_0, y_0}(i, j) - \bar{f}_{x_0, y_0}]^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [g_{x_0+n, y_0+m}(i, j) - \bar{g}_{x_0+n, y_0+m}]^2}}, \quad (1.1.17)$$

$$C_{x_0, y_0}^{\text{N}}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j) \cdot g_{x_0+n, y_0+m}(i, j)}{\sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [f_{x_0, y_0}(i, j)]^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [g_{x_0+n, y_0+m}(i, j)]^2}}, \quad (1.1.18)$$

$$C_{x_0, y_0}(n, m) = \sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j) \cdot g_{x_0+n, y_0+m}(i, j), \quad (1.1.19)$$

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 элементарной 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 $(x_0 + n, y_0 + m)$; $\bar{f}_{x_0, y_0}$ и $\bar{g}_{x_0+n, y_0+m}$ – средние значения яркости расчетных областей f и g , соответственно, определяемые как

$$\bar{f}_{x_0, y_0} = \frac{1}{IJ} \sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j) \quad (1.1.20)$$

и

$$\bar{g}_{x_0+n, y_0+m} = \frac{1}{IJ} \sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} g_{x_0+n, y_0+m}(i, j). \quad (1.1.21)$$

Не следует путать выражения (1.1.17) – (1.1.19) с выражениями (1.1.3) – (1.1.5). В последнем случае сравниваемая расчетная область перемещается по кадру $k + 1$ так, что ее центр занимает новое положение с координатами $(x_0 + n, y_0 + m)$, тогда как в первом случае центр сравниваемой расчетной области остается неизменным (x_0, y_0) .

Возможное использование всего последующего кадра без его усечения в окрестности (x_0, y_0) несомненно является преимуществом алгоритма с областью поиска перед стандартным. Однако в этом случае значительно возрастает вычислительная сложность алгоритма из-за необходимости расчета средних значений и дисперсий для всех значений n и m .

Прямое вычисление (1.1.17) требует выполнения порядка $3IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ операций сложения, $2IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ операций вычитания и $2IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ операций умножения для вычисления одного вектора скорости, в результате чего общее количество арифметических операций составляет порядка $7IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$. В работе [78] было показано, что метод, основанный на предварительном вычислении глобальной таблицы сумм (GST – Global-Sum-Table), позволяет сократить количество арифметических операций примерно до $2IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$. Примечательно, что член $\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} [f_{x_0, y_0}(i, j) \times g_{x_0+n, y_0+m}(i, j)]$ вносит наибольший вклад в вычислительную сложность метода GST и требует выполнения $IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ операций умножения и $IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ операций сложения. Аналогично, применение метода GST к вычислению ККФ (1.1.18) также позволяет сократить количество арифметических операций до $2IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$. Выполнение такого же количества операций необходимо для вычисления ККФ (1.1.19). При такой вычислительной сложности расчет одного вектора скорости на одном ядре современного ПК составляет ~ 0.005 с (см. раздел 1.2.1). Несложно оценить, что при использовании расчетной области и области поиска со сторонами 32×32 пикс, что характерно для высокоскоростного двумерного PIV, общее время вычисления 10^9 векторов скорости составит ~ 65 дней, что чрезвычайно долго и зачастую недопустимо на практике.

1.1.6. Определение вектора скорости с подпиксельной точностью

Поскольку PIV-изображения имеют дискретную природу, из выражений для расчета ККФ следует, что она существует только в целочисленных значениях n и m . Это означает, что максимальное значение ККФ, соответствующее наиболее вероятному смещению частиц-трассеров, расположенных в рассматриваемой

элементарной расчетной области, в лучшем случае имеет целочисленное значение координат с неопределенностью $\pm 0,5$ пикс. Хотя это может показаться несущественным, важно понимать, что, например, для расчетной области размером 32×32 пикс и при максимальных сдвигах частиц, равных $1/3$ ее размера, неопределенность максимального сдвига частиц в 10 пикс составляет в лучшем случае 5 %, а неопределенность его производной по пространству будет составлять уже около 10 %. Поэтому были разработаны методы для уточнения величины смещения частиц с подпиксельной точностью. Чаще всего используют трёхточечные аппроксимирующие функции [2]. При этом дискретное значение смещения по x и y определяются по-отдельности, что очень удобно при программной реализации метода. Наиболее исследованными типами подпиксельной интерполяции применительно к методу PIV являются:

- интерполяция методом центрирования пика [101]

$$\Delta n = \frac{C_{n+1,m} - C_{n-1,m}}{C_{n-1,m} + C_{n,m} + C_{n+1,m}},$$

$$\Delta m = \frac{C_{n,m+1} - C_{n,m-1}}{C_{n,m-1} + C_{n,m} + C_{n,m+1}};$$
(1.1.22)

- интерполяция параболой [102]

$$\Delta n = \frac{C_{n-1,m} - C_{n+1,m}}{2C_{n-1,m} - 4C_{n,m} + 2C_{n+1,m}},$$

$$\Delta m = \frac{C_{n,m-1} - C_{n,m+1}}{2C_{n,m-1} - 4C_{n,m} + 2C_{n,m+1}};$$
(1.1.23)

- интерполяция кривой в виде распределения Гаусса [102,103]

$$\Delta n = \frac{\ln C_{n-1,m} - \ln C_{n+1,m}}{2 \ln C_{n-1,m} - 4 \ln C_{n,m} + 2 \ln C_{n+1,m}},$$

$$\Delta m = \frac{\ln C_{n,m-1} - \ln C_{n,m+1}}{2 \ln C_{n,m-1} - 4 \ln C_{n,m} + 2 \ln C_{n,m+1}},$$
(1.1.24)

где $(s_x, s_y) = (n, m) + (\Delta n, \Delta m)$ – полное, целочисленное и дробное значения смещения по направлениям x и y , соответственно, [пикс]. Чтобы быть точным,

при использовании выражения (1.1.24) необходимо учитывать ненулевое среднее значение фонового шума на PIV-изображениях [104].

Первоначально использовалась интерполяция методом центрирования пика (1.1.22), но она, как оказалось, приводит к большим значениям систематической погрешности [2], проявляющейся в сильном отклонении измеренного смещения в сторону целочисленных значений (рис. 1.1.6,б). Этот эффект получил название «пик-локинг». К счастью, были разработаны более надежные интерполяторы. Наиболее распространенными из них являются парабола (1.1.23) и функция Гаусса (1.1.24), причем первый является более универсальным и используется для любых типов изображений, а последний чаще используется при обработке PIV-изображений с умеренной концентрацией изображений частиц [2]. Целесообразность использования функции Гаусса при аппроксимации ККФ в окрестности её максимума связана с тем, что корреляция двух изображений частиц, хорошо аппроксимируемых гауссовым распределением яркости свечения, также приводит к гауссовскому распределению. Поэтому аппроксимация гауссовской кривой приводит к гораздо лучшим результатам, чем параболической. Как видно из рис. 1.1.6,в и 1.1.6,г, использование выражений (1.1.23) и (1.1.24) для уточнения положения максимума ККФ с подпиксельной точностью значительно, но не полностью, снижает нежелательный пик-локинг эффект. На это влияет ещё сразу несколько параметров эксперимента, таких как диаметр изображений частиц, размер расчетной области и сам алгоритм вычисления ККФ [102].

Трехточечная аппроксимация эффективно работает при обработке PIV-изображений, содержащих изображения частиц с диаметрами от 2 до 5 пикс (см. раздел 2.3). Меньшие значения диаметров приводят к уменьшению ширины кросскорреляционного пика. При этом в случае диаметров изображений частиц менее 1 пикс, значения ККФ, прилегающие к ее максимуму справа и слева, становятся того же порядка, что и уровень шума на ККФ. Напротив, увеличение диаметра изображений частиц приводит к широкому кросскорреляционному пику. В этом случае различия между тремя точками, участвующими в

интерполяции, становятся незначительными, а уточнение положения максимума ККФ будет определяться случайным образом.

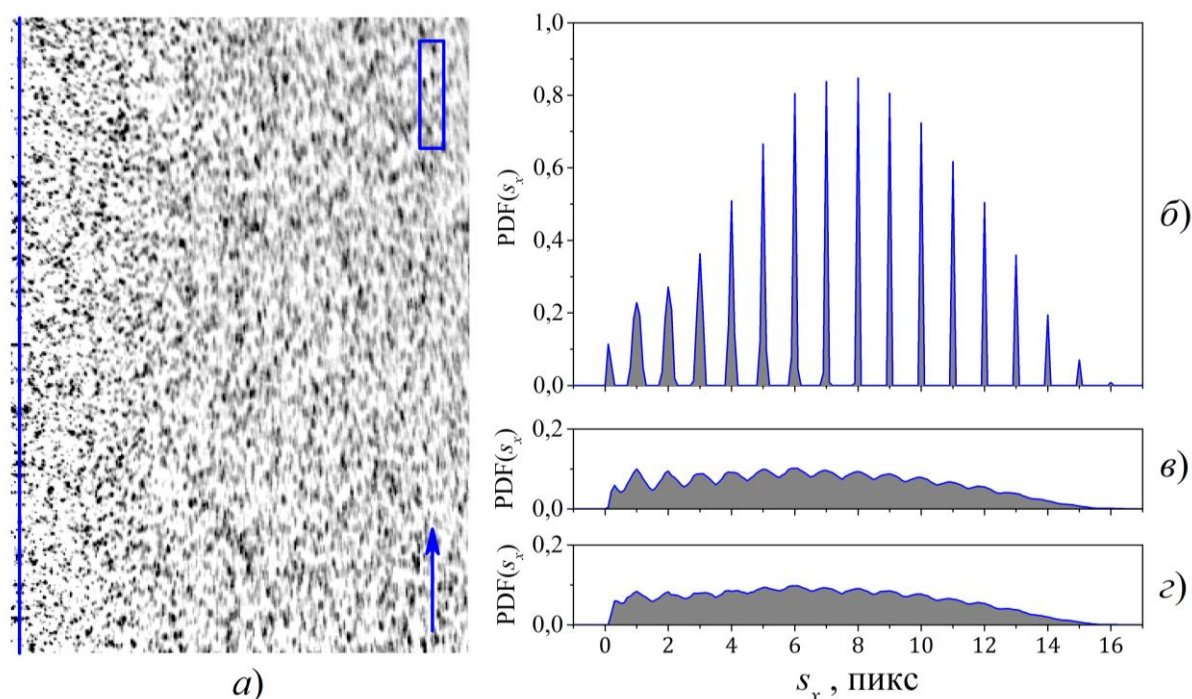


Рисунок 1.1.6. Плотность вероятности продольной компоненты вектора смещения, измеренного в турбулентном потоке в канале с подпиксельной точностью с использованием интерполяции методом центрирования пика (б), параболой (в) и кривой в виде распределения Гаусса (г). Данные получены по результатам обработки 3 071 605 векторов скорости, полученных при помощи алгоритма с областью поиска. На рисунке (а) представлено одно (инвертированное) из обрабатываемых изображений, на котором вертикальной линией изображена граница раздела между воздушной средой и стенкой канала, прямоугольником – расчетная область со сторонами $I \times J = 64 \times 16$ пикселей, стрелкой – направление движения воздушной среды.

Уточнение положения максимума ККФ с подпиксельной точностью можно сделать с помощью градиентного метода [105,106], согласно которому смещение уточняется путем приближенного решения уравнения для некоторой расчетной области f размером $I \times J$ пикс относительно дробных значений смещения:

$$f(x, y) = g(x + n + \Delta n, y + m + \Delta m). \quad (1.1.25)$$

При этом яркость сравниваемой расчетной области раскладывается в ряд Тейлора относительно точки, связанной с целочисленным значением смещения:

$$f(x, y) = g(x + n, y + m) + g_x(x + n, y + m)\Delta n + g_y(x + n, y + m)\Delta m, \quad (1.1.26)$$

где g_x и g_y – пространственные 1-е производные функции яркости в направлениях x и y , соответственно. Дробные значения смещения Δn и Δm определяются из решения системы линейных алгебраических уравнений по методу наименьших квадратов. Такой подход к уточнению положения максимума ККФ приводит к меньшей систематической погрешности $\beta \leq 0,03$ пикс [105,106] по сравнению с трехточечной аппроксимацией, для которой $\beta \leq 0,1$ пикс при её использовании в рамках стандартного кросскорреляционного алгоритма.

Еще один метод подпиксельной интерполяции – это подгонка ККФ путем минимизации разницы $\varepsilon(\Delta x, \Delta y)$ между основной C и вспомогательной C' ККФ [30]:

$$\varepsilon(\Delta x, \Delta y) = \sum \sum [C - C'(\Delta x, \Delta y)]^2, \quad (1.1.27)$$

$$C(\Delta x, \Delta y) = f \otimes g, \quad C'(\Delta x, \Delta y) = f \otimes f', \quad f'(\Delta x, \Delta y) = f(x + \Delta x, y + \Delta y).$$

Здесь построение ККФ C' требует процедуры интерполяции изображения для восстановления значений яркости в точках с дробными значениями координат (см. раздел 1.1.8). Такой метод позволяет добиться уменьшения погрешности до уровня $\beta \leq 0,01$ пикс.

1.1.7. Многопроходный кросскорреляционный алгоритм

Для снижения погрешности измерения смещения изображений частиц и повышения пространственного разрешения метода применяются многопроходные (итерационные) алгоритмы обработки PIV-изображений [30,69–71,73,99,107–112]. Суть этого метода заключается в том, что на каждой итерации k оценивается уточняющая поправка $(\Delta s_x^k, \Delta s_y^k)$ к полю смещения (s_x^{k-1}, s_y^{k-1}) , рассчитанному на предыдущей итерации $k - 1$. С учётом текущего приближения

$(s_x^\kappa, s_y^\kappa) = (s_x^{\kappa-1}, s_y^{\kappa-1}) + (\Delta s_x^\kappa, \Delta s_y^\kappa)$, $\kappa \in \mathbb{N}$, $(s_x^0, s_y^0) = (0, 0)$, компенсируются смещения изображений частиц на исходных изображениях. Таким образом, можно добиться сходимости результата обработки и увеличить точность получаемых данных.

Компенсация смещения изображений частиц на PIV-изображении является наиболее важной процедурой многопроходного алгоритма. Она выполняется путем выбора шаблонной f и сравниваемой g расчетных областей, смещенных друг относительно друга, как показано на рис. 1.1.7. При симметричном смещении расчетных областей относительно их центра с координатами (x_0, y_0) :

$$\begin{aligned} f &= f_{x_0, y_0} \left(i - \frac{s_x^{\kappa-1}(i, j)}{2}, j - \frac{s_y^{\kappa-1}(i, j)}{2} \right), \\ g &= g_{x_0, y_0} \left(i + \frac{s_x^{\kappa-1}(i, j)}{2}, j + \frac{s_y^{\kappa-1}(i, j)}{2} \right). \end{aligned} \quad (1.1.28)$$

Согласно работе [112], симметричное смещение расчетных областей приводит ко второму порядку точности по времени (центральная разность), по сравнению с несимметричным смещением (разность вперед), имеющим первый порядок точности. Выбор симметричного смещения становится более актуальным при большой межкадровой задержке Δt , однако в этом случае возникает необходимость интерполяции яркости обеих расчетных областей (f и g), что вдвое увеличит вычислительную сложность метода.

Применение процедуры смещения и деформации расчетных областей позволяет существенно уменьшить эффект «потери пары» за счет лучшего совпадения изображений частиц, повышая тем самым отношение сигнал/шум на ККФ. Кроме того, при достаточной концентрации частиц высокая степень «совпадения» изображений частиц дает возможность уменьшить конечные размеры элементарной расчетной области, что позволяет повысить пространственное разрешение метода без снижения точности измерения. Вычисление ККФ между деформированными областями f и g позволяет скомпенсировать смещения и построить поправку $(\Delta s_x^\kappa, \Delta s_y^\kappa)$ (корректирующее поле) к текущему приближению векторного поля.

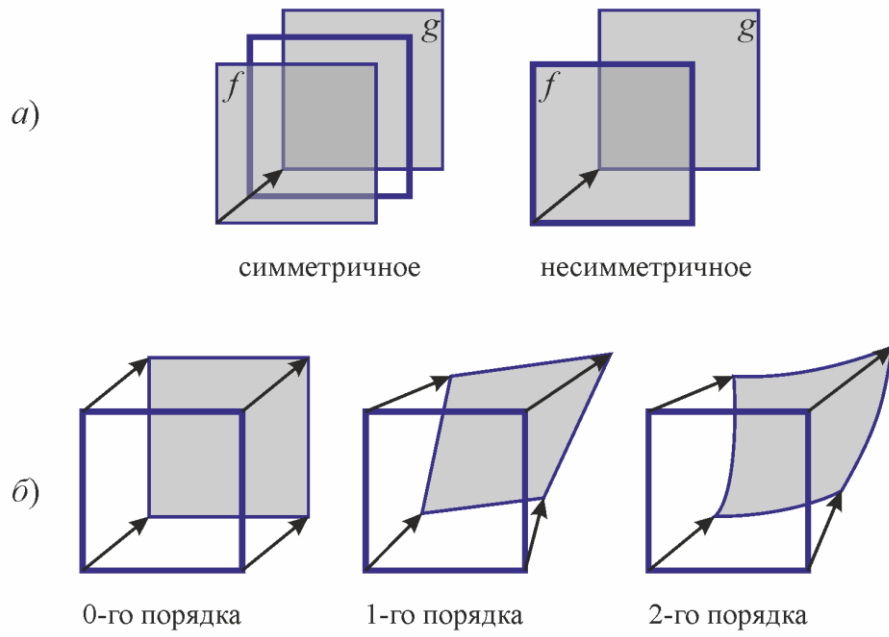


Рисунок 1.1.7. Симметричное и несимметричное смещения шаблонной f и сравниваемой g расчетных областей (а) и компенсация смещения изображений частиц (б) нулевого (без учета локального градиента скорости), первого и второго (и выше) порядков точности.

В общем случае смещение в любой точке с координатами (x, y) внутри расчетной области можно разложить в ряд Тейлора относительно центра расчетной области:

$$\begin{aligned}
 s_x(x, y) = & \underbrace{s_x(x_0, y_0)}_{0\text{-й порядок}} + \underbrace{\frac{\partial s_x}{\partial x} \Big|_{x_0, y_0} (x - x_0) + \frac{\partial s_x}{\partial y} \Big|_{x_0, y_0} (y - y_0)}_{1\text{-й порядок}} + \\
 & + \frac{1}{2!} \left[\underbrace{\frac{\partial^2 s_x}{\partial x^2} \Big|_{x_0, y_0} (x - x_0)^2 + \frac{\partial^2 s_x}{\partial x \partial y} \Big|_{x_0, y_0} (x - x_0)(y - y_0) + \frac{\partial^2 s_x}{\partial y^2} \Big|_{x_0, y_0} (y - y_0)^2}_{2\text{-й порядок}} \right] + \\
 & + \underbrace{o((x - x_0)^3, (y - y_0)^3)}_{\text{ошибка аппроксимации}},
 \end{aligned}$$

(1.1.29)

$$\begin{aligned}
s_y(x, y) = & \underbrace{s_y(x_0, y_0)}_{\text{0-й порядок}} + \underbrace{\frac{\partial s_y}{\partial x} \Big|_{x_0, y_0} (x - x_0) + \frac{\partial s_y}{\partial y} \Big|_{x_0, y_0} (y - y_0)}_{\text{1-й порядок}} + \\
& + \frac{1}{2!} \left[\underbrace{\frac{\partial^2 s_y}{\partial x^2} \Big|_{x_0, y_0} (x - x_0)^2 + \frac{\partial^2 s_y}{\partial x \partial y} \Big|_{x_0, y_0} (x - x_0)(y - y_0) + \frac{\partial^2 s_y}{\partial y^2} \Big|_{x_0, y_0} (y - y_0)^2}_{\text{2-й порядок}} \right] + \\
& + \underbrace{o\left((x - x_0)^3, (y - y_0)^3\right)}_{\text{ошибка аппроксимации}}.
\end{aligned} \tag{1.1.30}$$

Выбирая подходящий порядок поправки смещения, можно получить различные модификации многопроходных алгоритмов. Учет в (1.1.29) и (1.1.30) членов нулевого порядка соответствует одновременному смещению всех элементов расчетной области на один и тот же вектор (рис. 1.1.7,б). Это смещение можно осуществить с учетом целого [109,113] или дробного [110] значения вектора смещения. В последнем случае требуется интерполяция яркости изображения в точке с дробными значениями координат (см. раздел 1.1.8). Первый порядок точности в (1.1.29) и (1.1.30) позволяет учитывать градиент скорости, точнее смещения [71]. Исследование процедуры использования поправки второго порядка точности можно найти в работе [114]. Первый и второй порядки точности требуют оценки первой и второй производной смещения в центре расчетной области. Выбор того или иного порядка точности зависит от настроек конкретного эксперимента. Например, если PIV-изображения получены с высоким пространственно-временным разрешением так, что в пределах элементарной расчетной области смещение изображений частиц можно считать плоскопараллельным, учёт членов уравнений (1.1.29) и (1.1.30) второго порядка точности не приведет к ощутимому улучшению результата и учёт членов первого порядка точности оказывается вполне достаточным. Напротив, если поле скорости в пределах расчетной области претерпевает значительное изменение за время между двумя последовательными кадрами, то учет членов второго и большего порядков точности становится необходимым.

Типичная последовательность действий для итерации k в многопроходном алгоритме выглядит следующим образом [31]:

1. Получить корректирующее поле смещений $(\Delta s_x^k, \Delta s_y^k)$ для всех узлов расчетной сетки описанным выше алгоритмом с компенсацией смещения частиц с использованием поля предсказания (s_x^{k-1}, s_y^{k-1}) (если это первая итерация, то поле предсказания нулевое – $(s_x^0, s_y^0) = (0, 0)$). Для этого для каждой расчетной области f и g необходимо:
 - 1.1. вычислить производные скорости в точке с координатами (x_0, y_0) , необходимые для деформации изображений согласно (1.1.29) и (1.1.30);
 - 1.2. вычислить соответствующие им положения на кадрах k и $k + 1$ и яркость изображения. Яркость изображения в точке с дробными координатами находится путем интерполяции по соседним пикселям;
 - 1.3. одним из стандартных кросскорреляционных алгоритмов определить корректирующее значение вектора скорости $(\Delta s_x^k(x, y), \Delta s_y^k(x, y))$;
 - 1.4. найти поле смещения $(s_x^k, s_y^k) = (s_x^{k-1}, s_y^{k-1}) + (\Delta s_x^k, \Delta s_y^k)$.
2. Провести отсев ошибочных векторов смещения и выполнить фильтрацию векторного поля одним из методов фильтрации.
3. При необходимости провести детализацию сетки или, в ином случае, перейти к п.1. При детализации сетки можно уменьшить размер расчетной области, например, в 2 раза, и интерполировать поле скорости $(\Delta x^k, \Delta y^k)$ на детализированную сетку. Следует отметить, что интерполяция поля смещения обычно не проводится на последней итерации. Таким образом, по окончании процедуры получаются неинтерполированные и неусредненные данные.
4. Поле смещения затем преобразуется из области изображения в физическую область посредством процедуры калибровки. Наконец, найденные смещения делятся на время межкадровой задержки, Δt , т.е. находится поле

$(u, v) = (s_x/\Delta t, s_y/\Delta t)$, где u и v – продольная и поперечная компоненты вектора скорости в [м/с].

Описанная процедура выполняется κ раз. Как правило, сходимость многопроходных методов достаточно быстрая ($\kappa = 3 \dots 5$). В идеале расчеты можно остановить при полном совпадении шаблонных и сравниваемых расчетных областей. В действительности, полного совпадения добиться не удастся в связи с:

- гораздо более сложной деформацией изображений за время межкадровой задержки, так что нулевого, первого или даже второго порядка точности аппроксимаций (1.1.29) и (1.1.30) становится уже не достаточным;
- выходом частиц за плоскость светового ножа из-за ненулевого значения третьей компоненты вектора скорости;
- различием в освещенности изображений.

Итак, идея многопроходного метода PIV заключается в том, что, если имеется некоторое начальное поле скорости, найденное, например, с использованием метода PIV с областью поиска, то, согласно описанным выше правилам, все векторное поле можно уточнить с использованием тех же расчетных областей f и g , но уже деформированных и смещенных относительно узла сетки с координатами (x_0, y_0) . Далее с учетом допущений о равномерном распределении средней яркости сравниваемой расчетной области g и ее дисперсии по всему изображению $k + 1$, задача определения вектора скорости в узле расчетной сетки с координатами (x_0, y_0) сводится к вычислению ноль-нормированной ККФ (1.1.8).

1.1.8. Интерполяция яркости изображения

В силу специфики цифровой визуализации, яркость изображения частицы является дискретной функцией, существующей лишь в точках с координатами, равными целочисленным значениям пикселей. Поскольку многопроходный кросскорреляционный алгоритм основан на идее о непрерывном распределении яркости изображении, необходимо выполнить интерполяцию яркости изображения, чтобы получить ее значения между пикселями [115]:

$$f(x, y) = \sum_{i, j=-\infty}^{\infty} f(i, j) h^{2D}(i - x, j - y), \quad (1.1.31)$$

где $f(x, y)$ – яркость изображения в точке с координатами (x, y) , интерполированная из исходного изображения $f(i, j)$, $i, j \in \mathbb{Z}$, а $h^{2D}(x, y)$ – двумерная непрерывная импульсная переходная функция восстанавливающего фильтра, который в нашем случае является симметричным и представимым в виде:

$$h^{2D}(x, y) = h(x)h(y). \quad (1.1.32)$$

Функции $h(x)$ и $h(y)$ удовлетворяют следующим условиям:

$$\begin{cases} h(0) = 1, \\ h(x) = 0, \quad |x| = 1, 2, 3, \dots, \infty \end{cases} \quad (1.1.33)$$

$$\sum_{i=-\infty}^{\infty} h(i + d) = 1. \quad (1.1.34)$$

Условие (1.1.33) гарантирует, что яркость изображения при целочисленном значении пикселя сохраняет своё значение после интерполяции, что позволяет избежать сглаживающего эффекта. Условие (1.1.34) подразумевает, что для любого значения смещения $0 \leq d < 1$ пикс средняя яркость изображения остаётся неизменной после интерполяции. Существует множество схем интерполяции [115–119]. Среди них наибольшую популярность получили следующие функции:

– линейная

$$h_2^{lin}(x) = 1 - |x|, \quad 0 \leq |x| < 1; \quad (1.1.35)$$

– В-сплайн

$$h_4^{B-сплайн}(x) = \begin{cases} 0,5|x|^3 - |x|^2 + 2/3, & 0 \leq |x| < 1; \\ -|x|^3/6 + |x|^2 - 2|x| + 4/3, & 1 \leq |x| < 2; \end{cases} \quad (1.1.36)$$

– sinc-функция

$$h_N^{sinc}(x) = \sin(\pi x)/(\pi x), \quad 0 \leq |x| < N, \quad (1.1.37)$$

где N – размер ядра интерполяции. Линейная функция (1.1.35) является наиболее простой, удовлетворяющей условиям (1.1.33) и (1.1.34), однако она значительно уступает по точности другим функциям [115]. В-сплайн, хотя и часто

используется при интерполяции изображений, не удовлетворяет условию (1.1.33) и обладает сглаживающим эффектом. Функция sinc хорошо известна в качестве идеального интерполятора относительно частотной характеристики. Эта функция удовлетворяет условиям (1.1.33) и (1.1.34) при бесконечно большом размере ядра, что делает его идеальным низкочастотным фильтром. Однако, учитывая конечный размер ядра, на практике функция (1.1.37) лишь приблизительно соответствует идеальному низкочастотному фильтру. Тем не менее, она позволяет получить очень высокую точность и тем выше, чем больше размер ядра интерполяции N .

На рис. 1.1.8 представлены результаты интерполяции яркости изображения частицы, заданной дискретно с шагом 1 пикс в виде Гауссиана со следующими характеристиками: $q = 1$; $K = 255$ (максимальное значение яркости 8-битного изображения); $d_\tau = 1, 5$ и 10 пикс (см. метод моделирования PIV-изображения в разделе 2.1). Сравнивается производительность линейной функции (1.1.35), как наиболее простой, и sinc-функции (1.1.37), как одной из наиболее точных. Видно, что обе функции приводят к значительным отклонениям при интерполяции изображения частицы малого диаметра (рис. 1.1.8,а), и тем меньше это отклонение, чем больше диаметр изображения частицы. Производительность линейного интерполятора (1.1.35) при интерполяции изображений частиц очевидна – она возрастает с увеличением диаметра частицы, т.е. по мере снижения градиента яркости изображения. Тот же самый вывод следует и для sinc-функции. Однако производительность sinc-функции сильно зависит от размера его ядра. Например, при $N = 2$ видно сильное отклонение для любого диаметра изображения частицы, однако с увеличением N интерполированная кривая стремительно приближается к теоретической кривой Гаусса.

При выборе переходной функции также следует учесть, что процедура интерполяции проводится для каждого пикселя элементарной расчетной области, оказывая влияние на вычислительную сложность всего алгоритма. Например, для вычисления значения яркости с использованием линейной интерполяции необходимо выполнить как минимум 4 операции умножения и 3 операции сложения. Итого, для получения двух деформированных расчетных областей размером I^2 требуется выполнение $14I^2$ арифметических операций, что сравнимо с

вычислительной сложностью $O(I^2 \log_2 I^2)$ самой ККФ с использованием БПФ. Кроме того, время, затрачиваемое на интерполяцию, увеличивается с увеличением размера ядра N . Согласно [115], использование В-сплайна (1.1.36) вместо линейной функции (1.1.35) приводит к увеличению времени расчета в 3,83 раза, а использование sinc-функции – в 5,25, 17,8 и 38,5 раза для ядра размером $N = 4, 8$ и 12, соответственно.

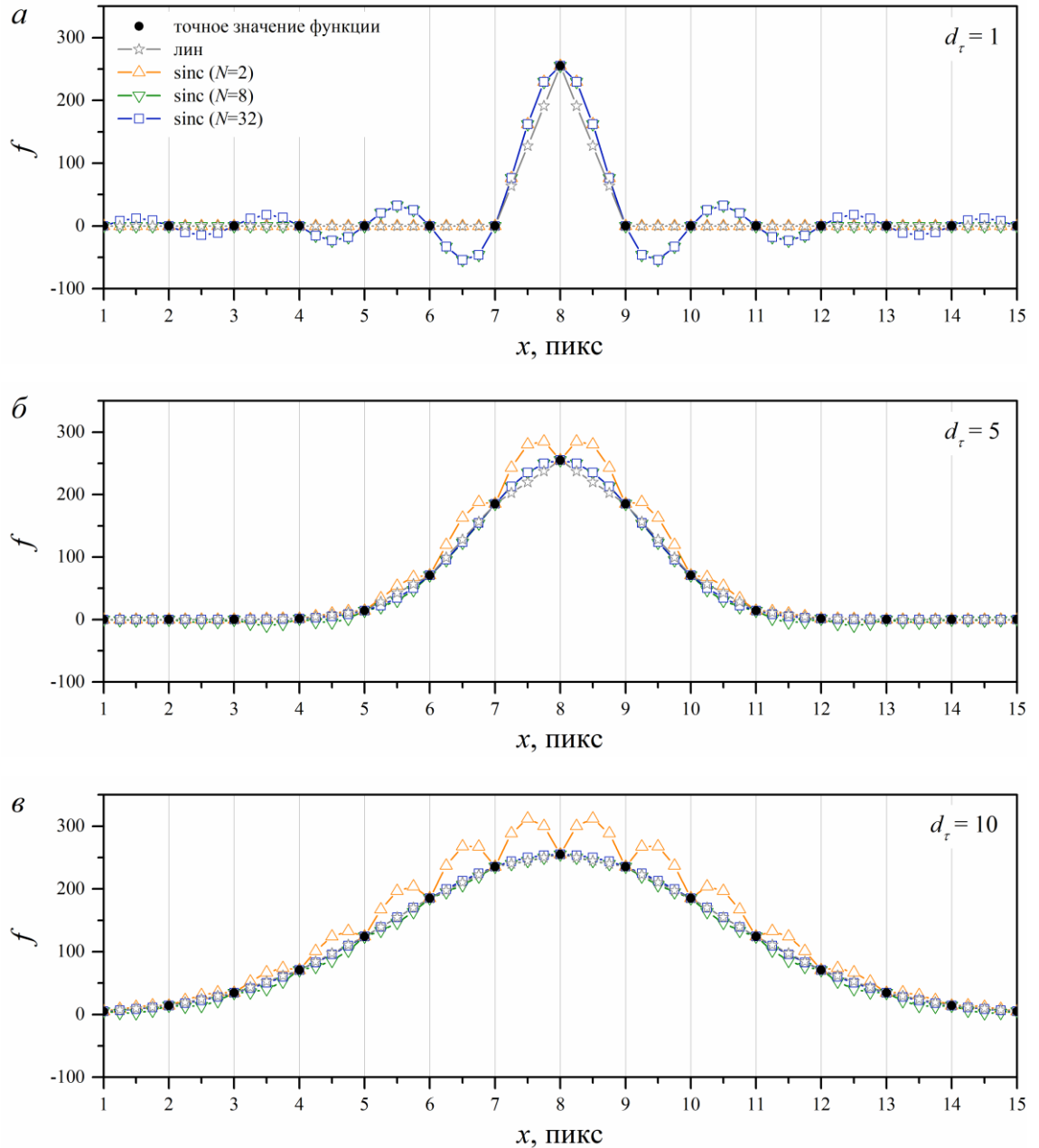


Рисунок 1.1.8. Интерполяция изображения частицы диаметром $d_\tau = 1$ (*a*), 5 (*б*) и 10 (*в*) пикс.

1.1.9. Другие панорамные методы диагностики потоков

Среди панорамных методов диагностики отдельно выделяют метод PTV, применяющийся при обработке изображений с малой концентрацией образов частиц, при которой становится возможным отслеживать отдельные частицы [47,120–123]. Идея метода PTV заключается в определении координат каждой отдельной частицы и ее трекинге по времени [121]. Его преимуществом является высокое пространственное разрешение. Однако он уступает методу PIV в точности измерения [18]. Несмотря на это, метод PTV незаменим при исследовании течений с низкой концентрацией частиц, встречающихся, например, в пристеночных областях пограничных слоев [123] и в микроканальных системах [124]. Также встречаются различные комбинации методов PIV и PTV [125–127]. В настоящее время известны и принципиально другие, т.е. не основанные на методах PIV и PTV, подходы к обработке изображений. Одним из таких методов является так называемый метод «Optical Flow», позволяющий добиться пространственного разрешения в 1 пикс [84,128–131]. Обсуждение достоинств и ограничений этих методов выходит за рамки диссертации.

Все обсуждаемые выше панорамные методы диагностики потоков были планарными, т.е. основанными на принципе измерения в плоскости светового ножа. Несмотря на высокое пространственное разрешение этих методов, их принципиальным ограничением является возможность измерения лишь двух из трех составляющих вектора скорости и, следовательно, четырех из девяти пространственных производных (для несжимаемых жидкостей пятую производную можно восстановить, используя уравнение неразрывности). Недостающую третью составляющую вектора скорости можно измерить методом Stereo PIV (Stereoscopic Particle Image Velocimetry), требующим вторую камеру, направленную на плоскость светового ножа под другим углом [132–137]. В этом случае сохраняется возможность измерения с высоким пространственно-временным разрешением, однако Stereo-методы уступают планарным по сложности проведения эксперимента и времени, затрачиваемому на вычисление двух векторных полей скорости с двух камер и реконструкцию третьей

составляющей вектора скорости. Измерение всех трех составляющих вектора скорости и девяти пространственных производных скорости становится возможным при применении трехмерных методов Holographic PIV [138–140], Tomographic PIV [141] и 3D PTV [142,143]. Однако в случае трехмерных измерений существует проблема в недостатке пространственного разрешения из-за низкой плотности засева частиц, необходимой для достижения высокого качества реконструкции изображений в измерительном объеме [141,143], и многократного увеличения вычислительной сложности. Детали реализации и применения этих методов выходят за рамки диссертации, однако их можно найти в [2,95].

Итак, в целом среди панорамных методов диагностики можно выделить планарные методы, имеющие ограничение в измерении составляющих векторного поля скорости и их пространственных производных, и трехмерные методы, не имеющие такого ограничения, но сильно уступающие в пространственном разрешении планарным методам. Поскольку цель и задачи настоящей диссертации подразумевают проведение измерений с высоким пространственно-временным разрешением на уровне колмогоровского масштаба и с высокой точностью, очевидным выбором в качестве метода измерения является планарный метод PIV. Другим планарным методом определения мгновенных векторных полей скорости потока является метод SIV (Smoke Image Velocimetry) [3,85,144].

Метод SIV

В целом, метод SIV схож с методом PIV, однако он основан на измерении перемещений турбулентных структур, визуализируемых с использованием дыма или аэрозоля, в отличие от метода PIV, основанного на измерении перемещения групп отдельных частиц-трассеров. Типичное SIV-изображение и алгоритм определения векторного поля скорости показаны на рис. 1.1.9 (сравнить с рис. 1.1.2 для метода PIV).

Для реализации метода SIV необходимо, чтобы дым надежно отслеживал движение потока, а распределение яркости на каждом кадре видеосъемки было

достаточно неоднородным для выделения турбулентных вихревых структур. При этом турбулентные структуры за время межкадровой задержки Δt не должны претерпевать значительных изменений, т.е. должны оставаться распознаваемыми.

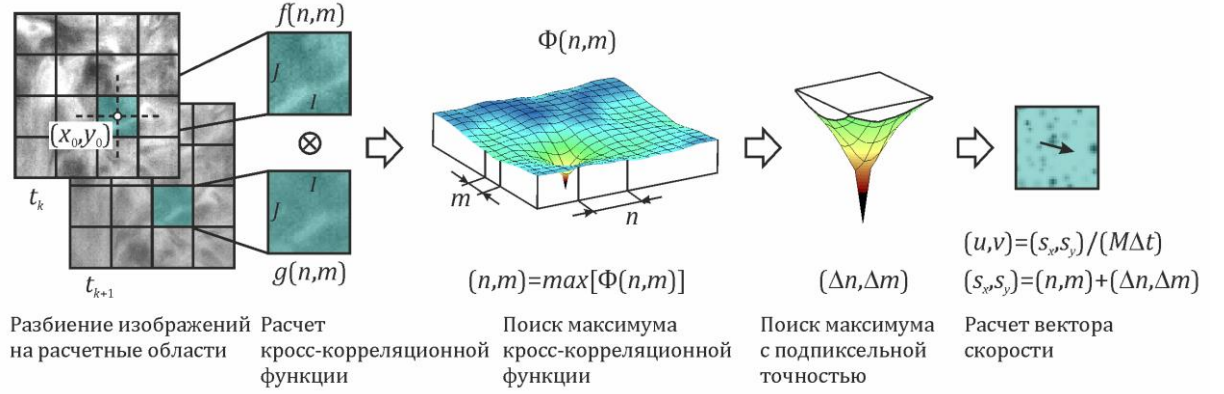


Рисунок 1.1.9. Схема вычисления векторного поля скорости методом SIV.

Сходство между элементарными расчетными областями f и g определяется по величине функции, основанной на вычислении суммы абсолютных разностей (САР) в пределах некоторой области поиска ROI:

$$\Phi_{x_0, y_0}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} |f_{x_0, y_0}(i, j) - g_{x_0+n, y_0+m}(i, j)|}{\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j)}, \quad (1.1.38)$$

где обозначения аналогичны тем, что используются при определении ККФ (1.1.17). Выражение (1.1.38) широко используется для слежения за целями, анализа движений людей и различных устройств, распознавания объектов, навигации роботов и т.п. [77,145]. К сожалению, эта функция может быть вычислена только напрямую. Для этого нужно выполнить порядка $IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ операций вычитания, $IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ операций сложения и $IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ операций взятия по модулю. Итого, для вычисления числителя выражения (1.1.38) необходимо выполнить $3IJ(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ арифметических операций. Вычисление знаменателя требует выполнения всего IJ операций сложения, что в $3(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$ раз меньше, чем при вычислении числителя.

Значения n и m , при которых функция (1.1.38) принимает наименьшее значение, в отличие от наибольшего, как в случае ККФ, указывают на положение сравниваемой расчетной области g , наиболее похожей на шаблонную расчетную область f . Из выражения (1.1.38) видно, что, если расчетные области f и g идентичны, то функция Φ при $n = 0$ и $m = 0$ принимает нулевое значение, что соответствует нулевому смещению фрагмента дыма или аэрозоля в окрестности точки с координатами (x_0, y_0) .

Можно оценить вид функции (1.1.38) в окрестности ее минимума [85]. Для этого рассматривается одномерное непрерывное изображение, яркость которого можно представить в виде суммы гармонических функций [146]. Для простоты будем полагать, что яркость изображения по направлению x меняется по гармоническому закону:

$$I = I_0 + A \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \varphi\right), \quad (1.1.39)$$

где I_0 и A – среднее значение и амплитуда яркости свечения, соответственно; x и λ – пространственная координата и длина волны в пикселях; φ – случайная фаза. Смещая полученное непрерывное изображение в пределах одной и той же расчетной области на величину Δx , выражение (1.1.38) примет вид:

$$\Phi(\Delta x) = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \left| A \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \varphi\right) - A \sin\left(\frac{2\pi(x + \Delta x)}{\lambda} + \varphi\right) \right| dx, \quad (1.1.40)$$

Раскладывая в ряд Тейлора последний член выражения (1.1.40) в окрестности малого параметра Δx ($\Delta x \ll \lambda$) и учитывая только два первых члена этого разложения с последующим интегрированием, можно получить следующее выражение:

$$\frac{\Phi(\Delta x)}{A} = \left| \frac{4\Delta x}{\lambda} \right| \quad (1.1.41)$$

для оценки вида функции (1.1.40) в окрестности ее минимума. Выражение (1.1.41) показывает, что в случае одномерного изображения функция Φ в окрестности его минимума является линейной. Таким образом, поверхность функции (1.1.40) в окрестности ее минимума можно считать близкой к конической.

Известно, что применение ККФ к анализу PIV-изображений приводит к пологому максимуму, который близок к распределению Гаусса [2]. В этом случае, как было отмечено в разделе 1.1.6, при определении положения максимума с подпиксельной точностью предпочтительно использовать трехточечную интерполяцию в виде распределения Гаусса (1.1.24). Учитывая, что использование выражения (1.1.38) приводит к острому минимуму, при уточнении координат этого минимума с подпиксельной точностью предлагается использовать следующие выражения:

$$\begin{aligned}\Delta n &= \frac{1}{2} \frac{\Phi_{n-1,m} - \Phi_{n+1,m}}{\max[\Phi_{n-1,m} - \Phi_{n,m}, \Phi_{n+1,m} - \Phi_{n,m}]}, \\ \Delta m &= \frac{1}{2} \frac{\Phi_{n,m-1} - \Phi_{n,m+1}}{\max[\Phi_{n,m-1} - \Phi_{n,m}, \Phi_{n,m+1} - \Phi_{n,m}]}.\end{aligned}\tag{1.1.42}$$

Примеры применения и оценка точности метода SIV можно найти в работах [3,85,86,147–161].

1.1.10. Методы фильтрации векторного поля скорости

Результатом предыдущих разделов являются пространственно-временные поля смещений (скорости), которые, к сожалению, могут содержать явно ошибочные вектора, наблюдаемые даже визуально. На рис. 1.1.10,*а* представлено мгновенное векторное поле пульсационной составляющей скорости, полученное на расстоянии 6 мм от стенки канала шириной 76 мм, на котором можно увидеть области с ошибочными векторами скорости, не соответствующими соседним окружающим областям. Одна из таких областей показана на рис. 1.1.10,*б*. Для последующего статистического анализа данных крайне важно скорректировать обнаруженные ошибочные вектора скорости, поскольку даже небольшое их количество может вносить существенную погрешность при расчете многих статистических величин [162]. Очевидно, что, например, операции дифференцирования и интегрирования, применяемые к неотфильтрованным векторным полям, будут распространять эти ошибки на области с корректными данными, что может привести к неверной интерпретации результатов измерения.

Отсюда следует, что полученные мгновенные векторные поля скорости должны проверяться на наличие ошибочных векторов.

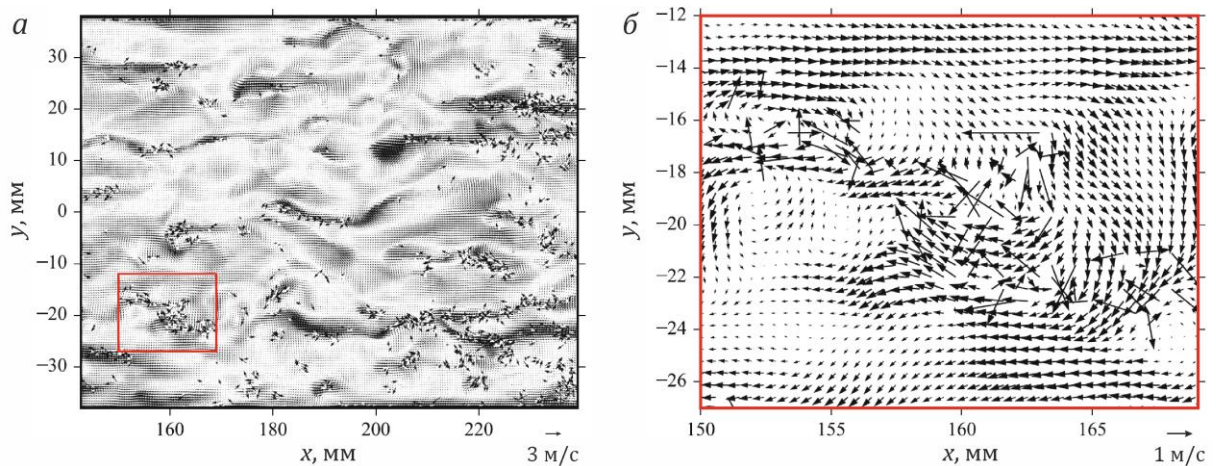


Рисунок 1.1.10. Предварительное мгновенное векторное поле скорости (а) и его детализация (б) [2]. Движение жидкости слева направо со средней конвективной скоростью 3 м/с.

Характерными признаками ошибочных векторов скорости, некоторые из которых можно наблюдать на рис. 1.1.10, являются:

- их величина и направление, значительно отличающиеся от соседних;
- во многих случаях их изолированность или, наоборот, сгруппированность;
- их частое появление вблизи поверхности, на краях области съёмки, на границе между освещенной и неосвещённой областями, в областях с сильным движением в направлении, перпендикулярном к плоскости светового ножа, или в областях с сильным градиентом скорости.

Ошибочный вектор скорости напрямую связан с неверным определением положения максимума ККФ. Как показано в главе 2 диссертации, оно может быть связано с неправильно подобранными параметрами эксперимента, такими как концентрация и диаметр изображений частиц, шумом на изображениях или помехами, например, в виде поверхности, временем между двумя последовательными кадрами и многим другим. Существуют подходы,

повышающие достоверность определения вектора скорости уже на этапе определения положения максимума ККФ [163]. Так или иначе, найденный вектор скорости можно считать ошибочным, если он «сильно» отличается от остальных (соседних) векторов.

Исследователь с высокой степенью точности может определить ошибочный вектор скорости среди других. Типичное количество ошибочных векторов составляет 1 % от общего количества векторов. Например, на рис. 1.1.10 представлена только одна из тысяч последовательных кадров, в которой содержится 37000 векторов. Легко убедиться, что в этом случае интерактивная фильтрация векторных полей становится весьма трудоёмким процессом. Учитывая огромный объем обрабатываемых данных, который в будущем будет только увеличиваться, становится очевидным необходимость в разработке и применении полностью автоматических и надёжных алгоритмов, способных с высокой степенью достоверности (99 % и выше) выявить ошибочные вектора среди корректных. Только после завершения процедуры выявления ошибочных векторов выполняется их замена с помощью, например, интерполяции или экстраполяции с использованием соседних корректных векторов. Следует подчеркнуть, что такая последовательность предотвращает распространение ошибок в область с хорошими данными. По этой же причине не следует выполнять сглаживание данных, которые не были предварительно отфильтрованы.

Проблема алгоритмов выявления ошибочных векторов состоит в обеспечении баланса между избыточным обнаружением ошибочных векторов, приводящим к удалению достоверных данных, и недостаточным обнаружением, при котором остается слишком много ложных векторов. В литературе представлено большое разнообразие этих алгоритмов [75,164–166], полный обзор которых выходит за рамки диссертации. Однако на сегодняшний день еще не предложен алгоритм, работающий для всех приложений метода PIV. Тем не менее, некоторая степень обобщения возможна благодаря использованию нормированного медианного теста, предложенного в работе [75]. В настоящее

время большинство программных реализаций метода PIV использует комбинацию нескольких алгоритмов. После завершения процедуры выявления ошибочных векторов и их коррекции зашумленные данные должны выглядеть так, как показано на рис. 1.1.11.

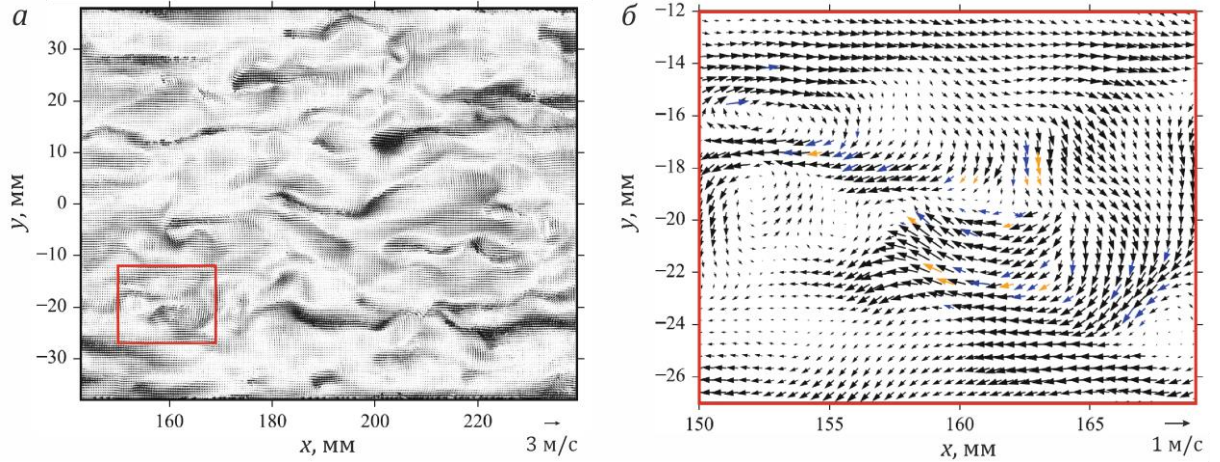


Рисунок 1.1.11. Скорректированное мгновенное векторное поле скорости (а) и его детализация (б) (сравнить с рис. 1.1.10) [2].

Определение ошибочного вектора скорости

На рис. 1.1.12 представлена двумерная структурированная расчетная сетка с постоянным шагом $\Delta x = x_{i+1,j} - x_{i,j}$ и $\Delta y = y_{i,j+1} - y_{i,j}$, в узлах которой определено векторное поле скорости $\mathbf{u}$. При проверке вектора скорости $\mathbf{u}_0$, расположенного в узле с координатами (i, j) , рассматривают его разницу с соседними векторами $\mathbf{u}_i$, где $i = 1 \dots N_c$ (в рассматриваемом примере $N_c = 8$), следующим образом:

$$\Delta \mathbf{u}_i = |\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_0|. \quad (1.1.43)$$

Критерий, основанный на разности соседних векторов

Основная идея критерия, основанного на разности соседних векторов, заключается в подсчете количества соседних векторов, для которых не выполняется условие:

$$\Delta \mathbf{u}_i = |\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_0| < \varepsilon_n, \quad (1.1.44)$$

где $\varepsilon_{\Pi} > 0$ – пороговое значение разности векторов. Вектор скорости (смещения) $\mathbf{u}_0$ можно считать сомнительным, если условие (1.1.44) не выполняется хотя бы для половины соседних векторов. Очевидным недостатком данного подхода является его неуниверсальность из-за необходимости подбора ε_{Π} для каждого конкретного случая.

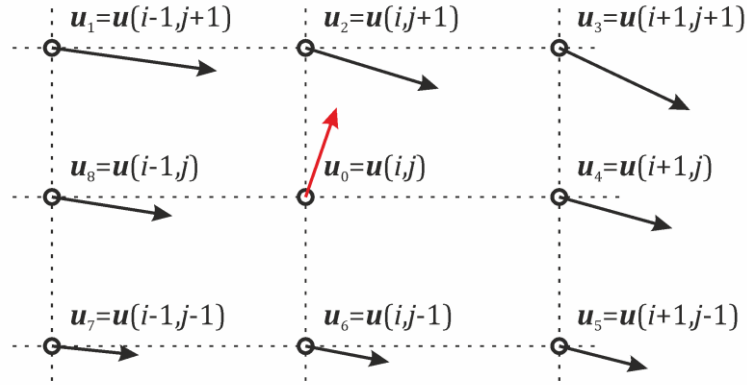


Рисунок 1.1.12. Схема расчётной сетки в окрестности узла с координатами (i, j) , в котором проводится проверка вектора скорости.

Медианный тест

Впервые медианный критерий применительно к данным, полученным методом PIV, был использован в работе [165]. Согласно этому критерию, все соседние векторы скорости $\mathbf{u}_i$ или их компоненты сортируются в порядке убывания их длин. Центральный элемент в этом порядке (то есть четвертый или пятый из восьми соседних) является медианным, $\mathbf{u}_{\text{мед}}$. Проверяемый вектор скорости $\mathbf{u}_0$ считается корректным, если выполняется условие

$$\Delta \mathbf{u}_{\text{мед}} = |\mathbf{u}_{\text{мед}} - \mathbf{u}_0| < \varepsilon_{\Pi}, \quad (1.1.45)$$

Небольшая модификация условия (1.1.45) приводит к значительному улучшению его производительности. Авторы работы [75] предложили сначала рассмотреть разницу $r_i = |\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{\text{мед}}|$ для каждого соседнего вектора смещения $\mathbf{u}_i$, $i = 1 \dots N_c$, а затем использовать его медианное значение $r_{\text{мед}}$ при нормализации выражения (1.1.45) следующим образом:

$$\overline{\Delta \mathbf{u}_{\text{мед}}} = \frac{|\mathbf{u}_{\text{мед}} - \mathbf{u}_0|}{r_{\text{мед}} + \varepsilon_0} < \varepsilon_{\text{п}}, \quad (1.1.46)$$

где ε_0 – некоторый дополнительный член, учитывающий ошибку, полученную в результате кросскорреляционного анализа невозмущенного однородного течения жидкости. На практике значение ε_0 устанавливается в пределах от 0,1 до 0,2 пикс, что соответствует среднему уровню погрешности метода PIV [167].

Авторы работы [75] показали эффективность нормированного медианного критерия (1.1.46), применив его к ряду экспериментов, охватывающих широкий спектр течений. На рис. 1.1.13 показаны гистограммы разностей $\Delta \mathbf{u}_{\text{мед}}$ и $\overline{\Delta \mathbf{u}_{\text{мед}}}$, полученных согласно выражениям (1.1.45) и (1.1.46) соответственно. Как следует из рис. 1.1.13,б, 90 % разностей приходится на $\overline{\Delta \mathbf{u}_{\text{мед}}} < 2$. Это означает, что использование лишь одного порога $\overline{\Delta \mathbf{u}_{\text{мед}}} = 2$ позволяет выделить 10 % самых больших отклонений анализируемого вектора $\mathbf{u}_0$ от медианного вектора $\mathbf{u}_{\text{мед}}$. Эффективность обнаружения ошибочных векторов падает как с уменьшением, так и с увеличением порогового значения $\varepsilon_{\text{п}} = \overline{\Delta \mathbf{u}_{\text{мед}}}$.

Используя расстояние от соседних точек в качестве весового коэффициента, нормированный медианный критерий (1.1.46) может быть обобщён для использования с данными, полученными на неструктурированной сетке [168]. Дальнейшее развитие этого критерия было получено для случая обнаружения групп ошибочных векторов скорости [169]. Другие подходы к валидации полученных векторных полей скорости используют большее количество векторов, а не только соседних, например, посредством метода Proper Orthogonal Decomposition [170–173]. Недавно был предложен подход, основанный на анализе членов уравнения переноса кинетической энергии турбулентности, способный определять ошибочный вектор скорости, значение которого того же порядка, что и погрешность измерения [174]. С другими методами выявления и коррекции ошибочных векторов скорости можно ознакомиться, например, в работах [175,176].

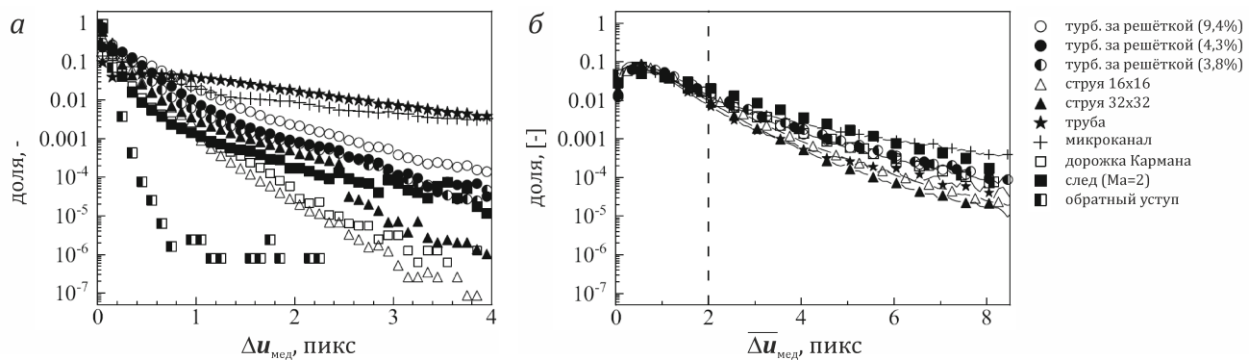


Рисунок 1.1.13. Гистограммы $\Delta u_{\text{мед}}$ (а) и $\overline{\Delta u}_{\text{мед}}$ (б) для различных типов течения [75].

Коррекция ошибочного вектора скорости

После проверки всех векторов, обнаруженные ошибочные вектора скорости следует скорректировать, например, с помощью осреднения или интерполяции по оставшимся соседним векторам. При осреднении могут быть использованы некоторые взвешенные значения соседних векторов [177,178], распределённые, например, в виде функции Гаусса.

После выполнения процедуры коррекции обычно требуется проведение дополнительной процедуры сглаживания. Это связано со случайными и систематическими погрешностями, всегда включенными в каждый из оценённых векторов скорости. Обычно сглаживание выполняется с использованием свёртки с ядрами 2×2 , 3×3 или более с равными или распределёнными в виде функции Гаусса весами. При выборе размера ядра следует учесть, что для сохранения высокого пространственного разрешения размер ядра не должен превышать размер элементарной расчётной области. В противном случае пространственное разрешение метода снизится, однако при этом снизится и уровень ошибок. Процедуры фильтрации и сглаживания обычно проводятся для каждого из компонент вектора смещения по отдельности.

Результаты, полученные с использованием современных алгоритмов PIV, содержат порядка 1-5 % ошибочных векторов скорости в зависимости от типа исследуемого течения [2]. Если данные содержат большее количество ошибочных векторов, следует изменить некоторые параметры эксперимента. В каждом

конкретном эксперименте список возможных варьируемых параметров, влияющих на точность метода PIV, разный. В главе 2 диссертации приводится достаточно подробный анализ погрешности измерения, а также предложены рекомендации по ее снижению.

1.1.11. Проблемы исследования интенсивных событий методом PIV

Рассмотрим, например, явление ОПТ, наблюдаемое в турбулентном пограничном слое. Исследованию этого явления посвящена глава 4 диссертации, в которой также обсуждаются соответствующие количественные характеристики. Поэтому в целях исключения дублирования информации предлагается обращаться к рисункам и табличным данным, приведенным в главе 4 диссертации.

Как известно, области ОПТ характеризуются очень малой пространственной протяженностью. Lenaers *et al.* [179] показали, что в среднем область ОПТ имеет форму эллипсоида вращения, сплюсненного в направлении нормали к стенке, с осями $\Delta x^+ = 20$ и $\Delta z^+ = 20$ в продольном и поперечном направлениях, соответственно, и с осью $\Delta y^+ = 0,76...0,95$ в направлении нормали к стенке в диапазоне чисел Рейнольдса $550 < Re_\tau < 2000$ (рис. 4.1.2,б – в). Эти данные хорошо согласуются с результатами работы Cardesa *et al.* [180]. Jalalabadi and Sung [181] получили немного меньшее значение пространственной протяженности Δx^+ при рассмотрении течения в круглой трубе по сравнению с результатами исследования течения в щелевом канале [179,180]. Пространственная протяженность, полученная экспериментально в работе [182], намного выше по сравнению с результатами других авторов (рис. 4.1.2,б – в). Однако следует отметить, что Willert *et al.* [182] получили свои результаты на основе визуальной оценки области ОПТ и не учитывали их изменение в пространстве и времени. Полученная ими вероятность ОПТ оказалась существенно заниженной, выпадая при этом из общего тренда (рис. 4.1.2,а). Недостаточное пространственно-временное разрешение может быть одной из причин того, что результаты экспериментальной оценки вероятности ОПТ в

несколько раз меньше по сравнению с результатами численного моделирования. Например, в работе [179], используя данные DNS, было показано фильтрующее влияние чувствительного элемента измерительного зонда на экспериментальные результаты. Размер чувствительного элемента, т.е. размер расчетной области $I^+ \times J^+$, используемой в работе Willert *et al.* [182], варьировался от 12 до 20 в продольном направлении и от 1,2 до 2 в направлении нормали к стенке. Согласно работе [179] и результатам, приведенным на рис. 4.1.2, такие размеры чувствительного элемента того же порядка, что и размер области ОПТ, и поэтому они могут привести к неверным значениям статистических характеристик ОПТ. Отсюда следует, что недостаточное пространственное разрешение метода, использованного в работе [182], могло быть одной из причин, по которым были обнаружены в несколько раз меньшие значения вероятности ОПТ или по которым ОПТ не обнаруживались вовсе.

Итак, в чем же сложность экспериментального изучения явления ОПТ? Рассмотрим развитое турбулентное течение воздуха ($\nu = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$) в канале со сторонами $2H \times 2H = 0,1 \times 0,1 \text{ м}^2$. Для наглядности рассмотрим два динамических числа Рейнольдса: $Re_\tau = 200$ и 1000 . В этом случае несложно оценить, что в среднем высота Δy области ОПТ ($\Delta y^+ \approx 1$, рис. 4.1.2, в):

$$\Delta y = \frac{\Delta y^+ \nu}{u_\tau} = \frac{H \Delta y^+}{Re_\tau} = \frac{0,05}{Re_\tau}, \quad (1.1.47)$$

будет порядка 250 мкм при $Re_\tau = 200$ и 50 мкм при $Re_\tau = 1000$. Интересно, что эти масштабы несколько меньше колмогоровского масштаба длины λ_K у стенки канала, где $\varepsilon^+ \approx 0,2$ [54], при тех же режимах течения, т.е.

$$\lambda_K = \frac{\nu}{u_\tau} (\varepsilon^+)^{-0,25} = \frac{H}{Re_\tau (\varepsilon^+)^{0,25}} = \frac{0,05}{Re_\tau (0,2)^{0,25}}, \quad (1.1.48)$$

что соответствует около 370 мкм при $Re_\tau = 200$ и 75 мкм при $Re_\tau = 1000$.

Также можно оценить динамический диапазон измеряемых скоростей DVR [183] (Dynamic Velocity Range), равный отношению максимально измеряемой скорости к минимальной, т.е. к погрешности измерения. Оценим, например, величину смещения $s_{\text{пикс}}$ в [пикс] частиц-трассеров в продольном направлении на

расстоянии $y^+ = 20$ от стенки канала (предполагается, что вихревые структуры вызывающие ОПТ расположены в этой области) для тех же рассматриваемых режимов течения. При стандартных высокоскоростных измерениях с частотой съемки $f \approx 5000$ Гц и масштабном коэффициенте $M = 100$ пикс/мм:

$$s_{\text{пикс}} = \frac{u_{y^+=20}}{f} (1000 \cdot M) = \frac{u_{\tau} u_{y^+=20}^+}{f} (1000 \cdot M) = \frac{Re_{\tau} \nu u_{y^+=20}^+}{Hf} (1000 \cdot M), \quad (1.1.49)$$

где $u_{y^+=20} \approx 12$ – средняя скорость потока на расстоянии $y^+ = 20$ от стенки (рис. 3.4.3), множитель 1000 учитывает переход от [мм] к [м]. Тогда $s_{\text{пикс}}$ будет варьироваться от 0 на стенке до ~ 14 пикс при $Re_{\tau} = 200$ и ~ 72 пикс при $Re_{\tau} = 1000$ в буферной области ТПС ($y^+ = 20$). Кроме того, следует помнить, что мгновенное значение смещения $s_{\text{пикс}}$ может в несколько раз превышать оцененные средние значения из-за наличия турбулентных пульсаций потока. Таким образом, $DVR \sim 1000$ при стандартной для метода PIV погрешности измерения, равной 0,1 пикс [15–18].

Таким образом, возникает проблема измерения в условиях наличия большого динамического диапазона измеряемых скоростей. Это, в свою очередь, связано с трудностями в реализации алгоритмов PIV. Как было отмечено в разделе 1.1.3 диссертации, использование стандартных алгоритмов PIV накладывает ограничения на размеры расчетных областей, особенно при исследованиях сдвиговых течений, как в рассматриваемом случае. Решением этой проблемы является использование многопроходного алгоритма PIV с областью поиска на первой итерации, не имеющего такого ограничения, но требующего больших вычислительных ресурсов из-за необходимости прямого расчета ККФ, т.е. без использования БПФ.

Согласно (1.1.49), величина смещения частиц-трассеров непосредственно у стенки, например, на расстоянии $y^+ = 0,5$ ($u_{y^+=0,5} \approx 0,5$), равна примерно 0,6 пикс при $Re_{\tau} = 200$ и 3 пикс при $Re_{\tau} = 1000$, т.е. при малых числах Рейнольдса она того же порядка, что и погрешности измерения ($\sim 0,1$ пикс [15–18]). Представим, например, ситуацию, при которой наблюдается отрицательное мгновенное

значение продольной составляющей скорости u у стенки, которое при этом сравнимо с величиной случайной погрешности измерения σ_u , т.е. $-\sigma_u < u < 0$, как схематично показано на рис. 1.1.14. Очевидно, что это вовсе не означает, что событие ОПТ действительно имеет место. Таким образом, если не применять соответствующую процедуру фильтрации, способную исключить влияние случайной погрешности измерения, то можно получить неверное представление о статистических характеристиках ОПТ.

Оценим объем обрабатываемых данных и время, необходимое для обработки PIV-изображений для тех же параметров потока и измерения ($Re_\tau = 200$ и 1000 , $H = 0,05$ м, $\nu = 1,5 \cdot 10^{-5}$ м/с², $f \approx 5000$ Гц). Сначала оценим время Δt_m^+ , за которое одно событие ОПТ проходит через неподвижную область измерения. В первом приближении оно равно отношению средней протяженности области ОПТ в продольном направлении $\Delta x_m^+ \approx 20$ (рис. 4.1.2,б) к среднему значению конвективной скорости $u_m^+ \approx 10$ [180] в буферной области ТПС (здесь предположительно расположены вихревые структуры, вызывающие ОПТ), т.е. $\Delta t_m^+ \approx 2$. Для рассматриваемых режимов течения:

$$\Delta t_m = \frac{\Delta t_m^+ \nu}{u_\tau^2} = \frac{\Delta t_m^+}{Re_\tau^2} \frac{H^2}{\nu}, \quad (1.1.50)$$

что соответствует $\Delta t_m \approx 0,0083$ с при $Re_\tau \approx 200$ и $\Delta t_m \approx 0,00033$ с при $Re_\tau \approx 1000$.

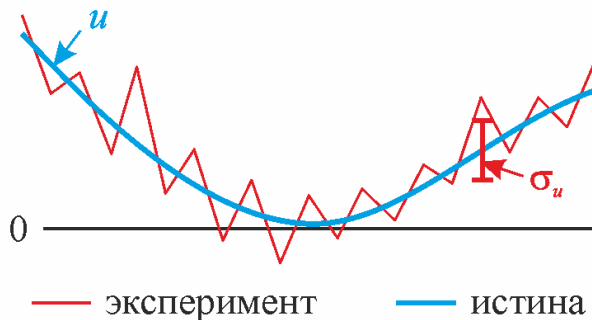


Рисунок 1.1.14. Схематическое представление влияния погрешности измерения на результат исследования явления ОПТ.

Далее, зная вероятность возникновения ОПТ (рис. 4.1.2,а), а именно $P \approx 0,01$ % при $Re_\tau \approx 200$ и $P \approx 0,1$ % при $Re_\tau \approx 1000$, можно оценить общее время наблюдения T_m для регистрации хотя бы одного события ОПТ:

$$P = \frac{\Delta t_m \cdot 100}{T_m} \Rightarrow T_m = \frac{\Delta t_m \cdot 100}{P}, \quad (1.1.51)$$

что соответствует $T_m \approx 83$ с при $Re_\tau \approx 200$ и $T_m \approx 0,33$ с при $Re_\tau \approx 1000$. При частоте съемки $f \approx 5000$ Гц это время наблюдения соответствует $N_m = 415000$ и 1650 последовательным видеокадрам, необходимым для кросскорреляционного анализа. Обычно одна пара последовательных изображений позволяет вычислить $\sim 10^3$ векторов скорости, однако в рассматриваемом случае достаточно $\sim 10^2$ векторов, т.е. 3 – 5 узлов расчетной сетки в продольном направлении и 20 – 30 узлов – в направлении нормали к стенке канала. Тогда, если учесть, что общее время вычисления одного вектора скорости на стандартном персональном компьютере составляет $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ с, то для регистрации всего 10 независимых событий ОПТ потребуется:

$$T_{calc} = 10[собр.] \cdot N_m[кадр.] \cdot 100[вект.] \cdot 5 \cdot 10^{-2}[с], \quad (1.1.52)$$

т.е. потребуется ~ 240 дней вычислений при $Re_\tau \approx 200$ и ~ 1 дня – при $Re_\tau \approx 1000$, что, очевидно, недопустимо при малых числах Рейнольдса.

Есть несколько других возможных проблем, затрудняющих достоверное определение статистических и пространственно-временных характеристик событий ОПТ. Одна из таких проблем связана с особенностями реализации различных методов PIV. В случае планарного метода PIV, как и в настоящих исследованиях, трехмерные области ОПТ «разрезаются» световым ножом, и, если световой нож «разрезает» эту область по ее краю, то в результате измерения область ОПТ окажется меньше, и больше, если световой нож пройдет через плоскость симметрии области ОПТ.

Другим источником расхождений в статистических характеристиках событий ОПТ является способ их расчета. В работе [179] в качестве пространственной протяженности области ОПТ рассматривается наибольший ее размер. Принимая во внимание тот факт, что эти события могут быть довольно большими [180,182,184], такой способ существенно переоценивает соответствующие характеристики. В диссертации принят подход, согласно

которому пространственная протяженность отождествляется с математическим ожиданием вероятности возникновения отрицательного значения продольной составляющей вектора скорости, т.е. вероятности ОПТ:

$$\Delta y^+ = \sum_{i=0}^{\infty} y_i \cdot PDF_{u_-}(y_i), \quad (1.1.53)$$

где $PDF_{u_-}(y_i)$ – плотность вероятности ОПТ.

Другой экспериментальной проблемой измерения методом PIV является проблема достоверной оценки скорости диссипации КЭТ из-за необходимости обеспечения высокого пространственного разрешения и влияния погрешности измерения. Например, Fernholz and Finley [10] постулировали, что скорость диссипации КЭТ в ТПС вовсе не может быть измерена экспериментально («... Since the dissipation ε in the near-wall region of a boundary layer cannot be measured or calculated other than by DNS, ...»). Решению этой проблемы посвящена глава 3 диссертации.

Итак, сложность экспериментального изучения интенсивных событий, в частности, явления ОПТ, связана, во-первых, с необходимостью обеспечения высокого пространственного разрешения на уровне колмогоровского масштаба, во-вторых, с наличием широкого диапазона измеряемых скоростей, в-третьих, с влиянием погрешности измерения, соизмеримой с измеряемыми величинами, и, в-четвертых, с необходимостью обработки большого объема данных. Решению этих проблем посвящены разделы 1.2, 1.3 и 3.2 диссертации. Оценка точности предлагаемых решений проведена в главе 2 и разделе 3.3 диссертации.

1.2. Алгоритмы ускорения расчета векторного поля скорости

За последние три десятилетия метод PIV стал надежным инструментом для измерения кинематической структуры потока жидкости. Было разработано множество подходов к расчету мгновенных векторных полей скорости, такие как WIDIM [71], обеспечивающие высокую точность измеряемых величин. Общей особенностью всех этих подходов является то, что поле скорости изначально неизвестно и предполагается равным нулю. Как следствие, первая итерация

предполагает использование равных и недеформированных расчетных областей, одинаково расположенных на двух последовательных кадрах. Однако такой подход накладывает ограничения на размер расчетной области, особенно при рассмотрении сдвиговых течений: типичный размер расчетной области составляет 32×32 пикс. Дальнейшее увеличение размера приводит к большим ошибкам в определении смещения изображений частиц. Согласно хорошо известному «правилу одной четверти» [74], максимальное смещение изображения частицы должно быть не больше четверти размера расчетной области, то есть не больше 8 и 16 пикс при $I \times J = 32 \times 32$ и 64×64 пикс, соответственно, что является существенным ограничением современных методов PIV при наличии большого динамического диапазона измеряемых скоростей, как в случае исследования ТПС (см. раздел 1.1.11). Ограничение на максимальную измеряемую скорость можно преодолеть, если применить алгоритм с областью поиска (см. раздел 1.1.5).

Обычно используются три типа ККФ: C^{ZN} (1.1.17), C^N (1.1.18) и C (1.1.19). ККФ C^{ZN} предпочтительнее других, поскольку она нечувствительна к смещению и линейному масштабированию яркости пикселей. Однако ее вычисление является наиболее ресурсоемким из-за сложности ее прямого вычисления в пространственной области. Для вычисления ККФ с помощью БПФ необходимо сделать допущение о равномерном распределении среднего значения яркости пикселей и ее дисперсии по всему изображению. Тогда можно получить выражение, аналогичное выражению (1.1.8), знаменатель которого является постоянной величиной, а числитель может быть вычислен с использованием БПФ. Несмотря на это, на практике встречаются множество случаев, когда указанные упрощения недопустимы из-за нелинейного распределения среднего значения яркости пикселей и ее дисперсии по всему изображению. Это имеет место, например, при неоднородном засеве рабочей жидкости частицами-трассерами и наличии теней и бликов на изображениях.

Даже в случае допустимости этих упрощений алгоритм с областью поиска предполагает поиск шаблонной расчетной области со сторонами $I \times J$ пикс в пределах области поиска со сторонами $I_{ROI} \times J_{ROI}$ пикс, которые во многих случаях

больше $I \times J$ пикс или, по крайней мере, не равны им. Единственным способом реализации алгоритма с областью поиска с использованием выражения, аналогичного (1.1.8), – увеличить размеры расчетной области и области поиска до размеров, кратных 2, и заполнить новые области нулями. Однако такой подход плохо работает при обработке изображений дыма или аэрозоля с неравномерным распределением яркости пикселей [27]. Таким образом, метод заполнения нулями решает проблему использования различных размеров расчетной области и области поиска, но в ряде случаев способен привести к неправильной оценке векторов скорости. Более того, согласно работам [78–80, 185, 186], в случае, когда область поиска намного больше расчетной области, с точки зрения времени вычисления прямое вычисление ноль-нормированной ККФ более предпочтительно, чем с использованием БПФ.

Вычисление ККФ C^{ZN} можно значительно ускорить с помощью алгоритма GST, основанного на предварительном вычислении глобальных таблиц сумм [79, 187, 188]. В случае перекрывающихся расчетных областей и областей поиска вычисление ККФ C^{ZN} может быть дополнительно ускорено с использованием специальных рекурсивных алгоритмов [78].

Дальнейшее ускорение вычисления ККФ (1.1.17) может быть достигнуто путем применения метода биннинга изображения [72], позволяющего в случае обработки трехмерных изображений снизить время вычислений на два порядка по сравнению с БПФ. Пожалуй впервые идея биннинга в методе PIV была описана в работе [189], авторы которой сжимали фотографические PIV-изображения с помощью оптической системы перед их оцифровкой. Впервые применение метода биннинга двумерных оцифрованных изображений было предложено в работе [190] в рамках метода PTV. Было показано, что биннинг изображения в одном направлении не влияет на точность оценки смещения изображений частиц в другом направлении. Основываясь на этом результате, с целью сокращения времени вычисления трехмерных ККФ в рамках метода Томо PIV, в работах [190, 191] было предложено рассматривать проекции трехмерного изображения на три его ортогональные стороны. Следует отметить, что такой подход является

разновидностью биннинга изображения, но в этом случае биннинг изображения осуществляется только в одном направлении. Для удобства обозначения метод проецирования изображения на его ортогональные стороны будем называть методом PPC (PPC – Parallel Projection Correlation). В работе [190] было показано, что результаты, полученные методом PPC для модельного сдвигового течения, хорошо согласуются с результатами, полученными с помощью стандартного подхода к вычислению ККФ, т.е. без предварительного биннинга изображения. Рассматривая несколько методов расчета ККФ, включая его прямой расчет, использование БПФ, PPC и биннинг изображения, в работе [192] было показано, что комбинация методов PPC и биннинга дает наилучшие результаты с точки зрения времени вычисления ККФ, но метод PPC оказался более предпочтительным с точки зрения точности. Ускорение вычисления ККФ в некоторых случаях также можно осуществить путем ее вычисления с некоторым шагом, большим, чем в 1 пикс, по пространству или путем ее вычисления лишь в некоторой небольшой окрестности максимума ККФ, однако это потребует некоторого поля предсказания [72].

В разделе 1.2.1 диссертации метод PPC реализован совместно с методом PIV с областью поиска, сочетая в себе преимущества обоих методов, т.е. значительно сокращая время расчета, с одной стороны, и расширяя динамический диапазон измеряемых скоростей, с другой. В разделе 1.2.2 диссертации этот подход рассматривается применительно к методу SIV, а в разделе 1.2.3 – к многопроходному методу PIV. Соответствующие результаты опубликованы в работах [37,85,86,155,193–199].

1.2.1. Алгоритм ускорения для стандартного метода PIV с областью поиска

В настоящем разделе рассматривается ноль-нормированная ККФ (1.1.17), поскольку она приводит к наиболее надежным результатам по сравнению с нормированной и не нормированной ККФ. Для ее прямого вычисления в лучшем случае потребуется выполнение порядка $2IJ(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$

арифметических операций (см. раздел 1.1.5). Чтобы уменьшить количество арифметических операций, предлагается рассмотреть проекции расчетных областей f и g на их две ортогональные стороны, как схематично показано на рис. 1.2.1.

Для простоты вместо массивов яркости $f_{x_0, y_0}(i, j)$ и $g_{x_0+n, y_0+m}(i, j)$ предлагается сначала рассмотреть проекции на их горизонтальные стороны:

$$f_{x; x_0, y_0}(i) = \frac{1}{J} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j), \quad (1.2.1)$$

$$g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) = \frac{1}{J} \sum_{j=j_1}^{j_2} g_{x_0+n, y_0+m}(i, j). \quad (1.2.2)$$

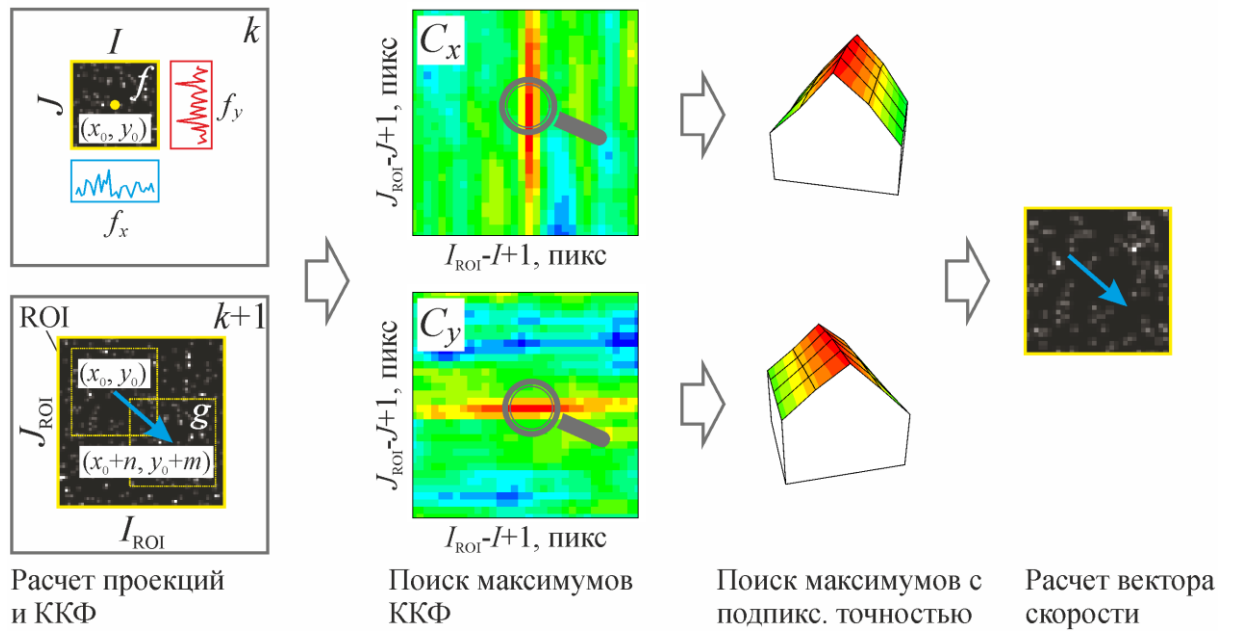


Рисунок 1.2.1. Схема расчета вектора скорости алгоритмом PIV-ROI-PPC.

Проще говоря, каждый элемент этих проекций равен среднему арифметическому значению всех элементов в соответствующих столбцах массивов f и g . Далее сходство между расчетными областями f и g определяется путем кросскорреляции этих проекций:

$$C_{x; x_0, y_0}^{ZN}(n, m) = \frac{T_{x; x_0, y_0}(n, m)}{\sqrt{F_{x; x_0, y_0}} \sqrt{G_{x; x_0, y_0}(n, m)}}, \quad (1.2.3)$$

где члены, стоящие в числителе и знаменателе, выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} T_{x; x_0, y_0}(n, m) &= \sum_{i=i_1}^{i_2} [f_{x; x_0, y_0}(i) - \bar{f}_{x_0, y_0}] [g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) - \bar{g}_{x_0+n, y_0+m}] = \\ &= P_{x; x_0, y_0}(n, m) - Q_{x; x_0, y_0}(n, m), \end{aligned} \quad (1.2.4)$$

$$F_{x; x_0, y_0} = \sum_{i=i_1}^{i_2} [f_{x; x_0, y_0}(i) - \bar{f}_{x_0, y_0}]^2 = \sum_{i=i_1}^{i_2} f_{x; x_0, y_0}^2(i) - \frac{1}{I} \left[\sum_{i=i_1}^{i_2} f_{x; x_0, y_0}(i) \right]^2, \quad (1.2.5)$$

$$\begin{aligned} G_{x; x_0, y_0}(n, m) &= \sum_{i=i_1}^{i_2} [g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) - \bar{g}_{x_0+n, y_0+m}]^2 = \\ &= \sum_{i=i_1}^{i_2} g_{x; x_0+n, y_0+m}^2(i) - \frac{1}{I} \left[\sum_{i=i_1}^{i_2} g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) \right]^2, \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

$$P_{x; x_0, y_0}(n, m) = \sum_{i=i_1}^{i_2} [f_{x; x_0, y_0}(i) \times g_{x; x_0+n, y_0+m}(i)], \quad (1.2.7)$$

$$Q_{x; x_0, y_0}(n, m) = \frac{1}{I} \left[\sum_{i=i_1}^{i_2} f_{x; x_0, y_0}(i) \right] \left[\sum_{i=i_1}^{i_2} g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) \right]. \quad (1.2.8)$$

Поскольку такой подход подразумевает вычисление одномерных проекций f_x и g_x вместо двумерных массивов яркости f и g , для его обозначения предлагается использовать аббревиатуру PIV-ROI-PPC.

Член $F_{x; x_0, y_0}$ может быть вычислен только один раз для любых значений n и m , и поэтому он требует выполнения всего I операций умножения и $2I$ операций сложения, которые имеют меньший порядок вычислительной сложности, чем другие члены выражения (1.2.3). Члены $P_{x; x_0, y_0}(n, m)$, $Q_{x; x_0, y_0}(n, m)$ и $G_{x; x_0, y_0}(n, m)$ должны быть переопределены для различных положений $(x_0 + n, y_0 + m)$ сравниваемой расчетной области g в пределах области поиска ROI. Для вычисления $P_{x; x_0, y_0}(n, m)$ требуется выполнение $I(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$ операций умножения и $I(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$ операций сложения. Поскольку $\bar{f}_{x_0, y_0}$ можно вычислить только один раз для любых n и m , для вычисления $Q_{x; x_0, y_0}(n, m)$ требуется выполнение всего $I(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$ операций

сложения. Для вычисления $G_{x; x_0, y_0}(n, m)$ требуется выполнение $I(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$ операций умножения и $2I(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$ операций сложения. Таким образом, вычисление ККФ $C_{x; x_0, y_0}^{\text{ZN}}(n, m)$ по формуле (1.2.3) требует выполнения порядка $6I(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$ арифметических операций, что меньше, чем требуется при вычислении ККФ $C_{x_0, y_0}^{\text{ZN}}(n, m)$ по формуле (1.1.17), которая требует выполнения $2IJ(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$ арифметических операций при использовании метода GST [78]. Это показывает потенциальное преимущество предлагаемого алгоритма PIV-ROI-PPC с точки зрения сокращения количества арифметических операций перед стандартным алгоритмом PIV-ROI, особенно при использовании больших расчетных областей.

Приведенные выше оценки не учитывают расчет проекций f_x и g_x , входящих в выражения (1.2.4) – (1.2.8). Они могут быть вычислены по следующим достаточно простым формулам:

$$f_{x; x_0, y_0}(i) = \frac{1}{J} [S_{f_x}(i, j_2) - S_{f_x}(i, j_1 - 1)], \quad (1.2.9)$$

$$g_{x; x_0+n, y_0+m}(i) = \frac{1}{J} [S_{g_x}(i+n, j_2+m) - S_{g_x}(i+n, j_1+m-1)], \quad (1.2.10)$$

где функции $S_{f_x}(x, y)$ и $S_{g_x}(x, y)$ (назовем их глобальными таблицами проекций) можно рекуррентно получить из массивов яркости $f_{x_0, y_0}(x, y)$ и $g_{x_0, y_0}(x, y)$ следующим образом:

$$S_{f_x}(x, y) = f_{x_0, y_0}(x, y) + S_{f_x}(x, y-1), \quad (1.2.11)$$

$$S_{g_x}(x, y) = g_{x_0, y_0}(x, y) + S_{g_x}(x, y-1), \quad (1.2.12)$$

причем $S_{f_x}(x, y) = S_{g_x}(x, y) = 0$ при $x, y \leq 0$. Таким образом, для пары изображений k и $k+1$ с размерами $W \times H$ вычисление каждой глобальной таблицы проекций потребует выполнения только WH операций сложения. При вычислении только одного вектора скорости требуется соответственно выполнить всего IJ и $I_{\text{ROI}}J_{\text{ROI}}$ операций сложения, так что их вычисление имеет меньший порядок сложности, чем при вычислении ККФ (1.2.3).

Следует отметить, что смещения n и m можно также вычислить через проекции f_y и g_y на вертикальные стороны расчетных областей f и g , которые определяются как:

$$f_{y:x_0,y_0}(j) = \frac{1}{I} \sum_{i=i_1}^{i_2} f_{x_0,y_0}(i, j) \quad (1.2.13)$$

и

$$g_{y:x_0+n,y_0+m}(j) = \frac{1}{I} \sum_{i=i_1}^{i_2} g_{x_0+n,y_0+m}(i, j), \quad (1.2.14)$$

соответственно. Процедура вычисления ККФ C_y^{ZN} аналогична описанной выше для ККФ C_x^{ZN} в (1.2.3) – (1.2.12).

После расчета ККФ C_x^{ZN} и C_y^{ZN} выполняется поиск значений n и m , при которых ККФ имеют максимальные значения (рис. 1.2.1). Эти значения соответствуют наиболее вероятным целочисленным смещениям образов частиц в пикселях. Затем полученные смещения определяются с подпиксельной точностью (в данной работе 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.

Поскольку функции C_x^{ZN} и C_y^{ZN} эквивалентны, т.е. вычисление любой из них позволяет определить смещения n и m , необходимо вычисление обеих функций. Это приводит к увеличению числа арифметических операций до $6(I + J)(I_{ROI} - I + 1)(J_{ROI} - J + 1)$. Таким образом, потенциальное ускорение, достигаемое методом PIV-ROI-PPC, составляет $7IJ/[6(I+J)]$ и $IJ/[3(I+J)]$ по сравнению со стандартным методом PIV-ROI, в котором C^{ZN} вычисляется соответственно прямым способом и с использованием метода GST. На практике ускорение несколько меньше (рис. 1.2.2,а и 1.2.2,б). Оценка ускорения включает в себя выполнение всех операций, требуемых для расчета ККФ, такие, как создание и заполнение соответствующих массивов, а также расчет глобальных таблиц сумм и проекций. Как видно из рис. 1.2.2,а и 1.2.2,б, ускорение практически не зависит

от размеров области поиска $I_{ROI} \times J_{ROI}$, что согласуется с теоретической оценкой. Также заметим, что чем больше размер расчетной области, тем больше ускорение. На рис. 1.2.2, в показано время вычисления 1000 векторов скорости, оцененных при использовании алгоритма PIV-ROI-PPC. При расчете 10^9 векторов скорости с использованием расчетной области и области поиска со сторонами 32×32 и 63×63 пикс, соответственно, что характерно для высокоскоростного планарного метода PIV, общее время вычисления будет снижено в 4,1 раза: с 65 дней примерно до 16 дней по сравнению с методом PIV-ROI, в котором C^{ZN} вычисляется с использованием метода GST. Разработанный алгоритм рекомендуется использовать для определения начального векторного поля скорости, необходимого в качестве нулевой итерации в многопроходных методах PIV.

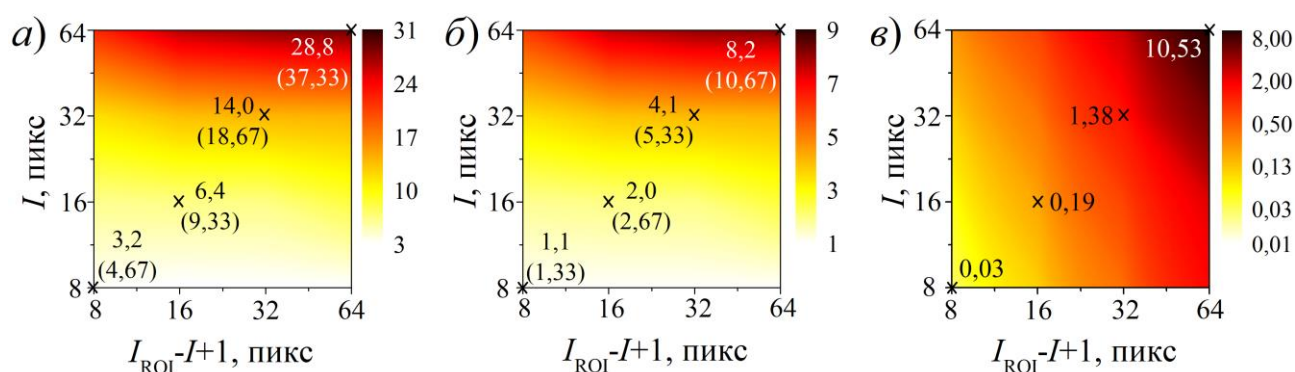


Рисунок 1.2.2. Ускорение, достигаемое алгоритмом PIV-ROI-PPC, по сравнению с алгоритмом PIV-ROI, в котором C^{ZN} вычисляется прямым способом (а) и с использованием глобальной таблицы сумм (б), и (в) время вычисления 1000 векторов скорости в секундах для PIV-ROI-PPC. Оси абсцисс и ординат являются логарифмическими. В скобках указаны оценочные значения ускорения, полученные с использованием расчетных областей и области поиска квадратных форм с размерами I и I_{ROI} , соответственно. Вычисления проводились на процессоре Intel Core i5 с тактовой частотой 3,0 ГГц.

1.2.2. Алгоритм ускорения для метода SIV с областью поиска

Как было отмечено в разделе 1.1.9 диссертации, для вычисления суммы абсолютных разностей (1.1.38), являющейся центральным элементом метода SIV,

требуется выполнение порядка $3IJ(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$ арифметических операций. Чтобы уменьшить количество арифметических операций, снова предлагается применить идею с проекциями, схематично показанную на рис. 1.2.3. Для этого снова рассматриваются проекции расчетных областей f и g на их две ортогональные стороны, аналогично определениям (1.2.1) и (1.2.2). Тогда, в случае проекций на горизонтальные стороны, сходство между расчетными областями f и g определяется следующим образом:

$$\Phi_{x; x_0, y_0}(n, m) = \frac{\sum_{i=i_1}^{i_2} |f_{x; x_0, y_0}(i) - g_{x; x_0+n, y_0+m}(i)|}{\sum_{i=i_1}^{i_2} f_{x; x_0, y_0}(i)}, \quad (1.2.15)$$

а в случае проекций на вертикальные стороны –

$$\Phi_{y; x_0, y_0}(n, m) = \frac{\sum_{j=j_1}^{j_2} |f_{y; x_0, y_0}(j) - g_{y; x_0+n, y_0+m}(j)|}{\sum_{j=j_1}^{j_2} f_{y; x_0, y_0}(j)}. \quad (1.2.16)$$

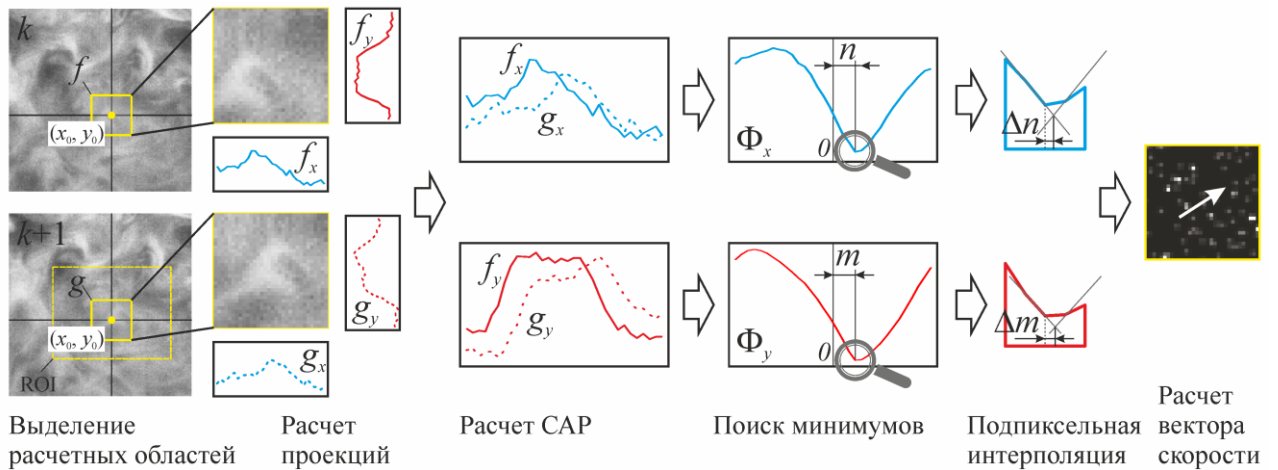


Рисунок 1.2.3. Схема расчета вектора скорости алгоритмом SIV-ROI-PPC.

Вычисление числителя выражения (1.2.15) требует выполнения порядка $3I(I_{\text{ROI}} - I + 1)(J_{\text{ROI}} - J + 1)$ арифметических операций, а знаменателя – всего I операций, что значительно меньше. С учетом того, что смещения n и m можно также вычислить из Φ_y , 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 (1.1.38) в $IJ/(I+J)$ раз. Это показывает потенциальное преимущество предложенного алгоритма SIV-ROI-PPC перед алгоритмом SIV-ROI. Например, для стандартных размеров расчетной области 32×32 пикс² потенциальное ускорение будет в 16 раз.

1.2.3. Алгоритм ускорения для многопроходного метода PIV

Как было отмечено в разделе 1.1.7 диссертации, многопроходный метод PIV подразумевает уточнение векторного поля скорости, найденного на предыдущей итерации, с использованием деформированных и смещенных согласно некоторым правилам расчетных областей f и g . При этом задача определения вектора скорости в узле расчетной сетки с координатами (x_0, y_0) сводится к расчету ноль-нормированной ККФ (1.1.8), вычисление которой требует выполнения $8IJ + I \log_2 IJ$ арифметических операций. Количество операций можно снизить, если снова применить идею с проекциями (рис. 1.2.4). Для этого, аналогично разделу 1.2.1, для каждой из расчетных областей f и g строятся по две проекции на их ортогональные стороны. Например, при расчете смещения в направлении x строятся функции f_x и g_x :

$$f_{x; x_0, y_0}(i) = \frac{1}{J} \sum_{j=j_1}^{j_2} f_{x_0, y_0}(i, j), \quad (1.2.17)$$

$$g_{x; x_0, y_0}(i) = \frac{1}{J} \sum_{j=j_1}^{j_2} g_{x_0, y_0}(i, j). \quad (1.2.18)$$

Тогда задача нахождения наиболее вероятного смещения в направлении x заметно упрощается и сводится к расчету одномерной ноль-нормированной ККФ:

$$C_x^{ZN}(n) = \frac{P_x(n) - I \bar{f} \bar{g}}{\sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} f_x^2(i) - I \bar{f}^2} \sqrt{\sum_{i=i_1}^{i_2} g_x^2(i) - I \bar{g}^2}}, \quad (1.2.19)$$

где $\bar{f} = \frac{1}{IJ} \sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} f(i, j)$ и $\bar{g} = \frac{1}{IJ} \sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{j=j_1}^{j_2} g(i, j)$ – средние значения яркости расчетных областей f и g , соответственно,

$$P_x(n) = \sum_{i=i_1}^{i_2} [f_x(i) \times g_x(i+n)]. \quad (1.2.20)$$

Все члены ККФ (1.2.19), кроме $P_x(n)$, вычисляются единожды и требуют выполнения суммарно порядка $2IJ$ арифметических операций без учета вклада членов меньшего порядка малости. Сложность вычисления $P_x(n)$ при использовании БПФ составляет $O(\log_2 I)$, что ниже, чем $2IJ$, хотя и сравнима с ней при малых значениях I . То есть, в первом приближении, суммарно при вычислении смещений n и m требуется выполнение $4IJ$ арифметических операций. Таким образом, потенциальное ускорение, достигаемое методом PIV-PPC, составляет $2 + 0,25 \log_2 IJ$ по сравнению с методом PIV, в котором ноль-нормированная ККФ вычисляется с использованием БПФ. На практике ускорение меньше (табл. 1.2.1). Оценка ускорения выполнена для расчетной области квадратной формы и включает в себя выполнение всех операций, требуемых для определения смещения, таких как расчет проекций и соответствующих ККФ, а также поиск максимального значения ККФ с подпиксельной точностью.

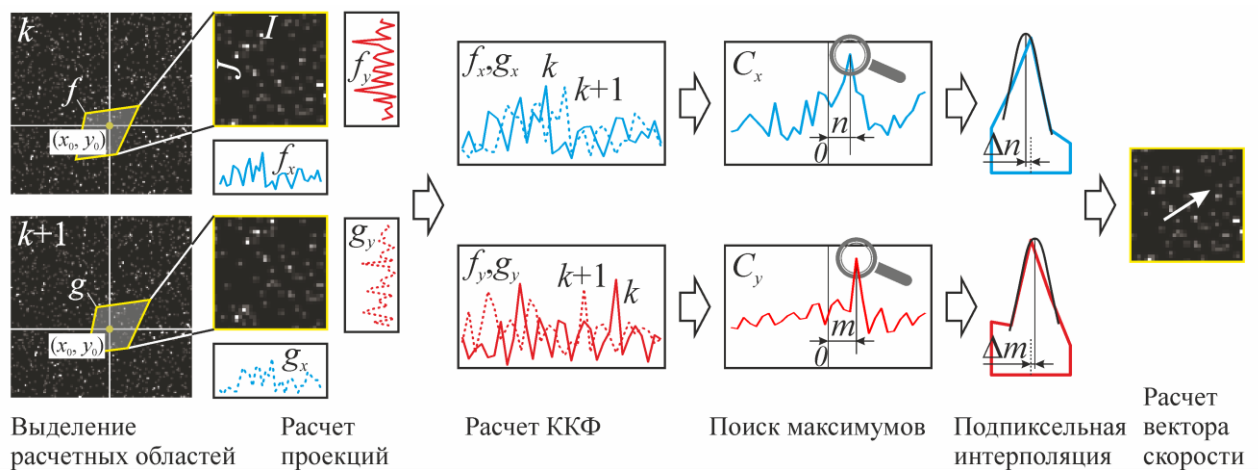


Рисунок 1.2.4. Схема расчета вектора скорости алгоритмом PIV-PPC.

Таблица 1.2.1. Ускорение, достигаемое методом PIV-PPC, по сравнению с методом PIV. Теоретическое 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)

1.3. Бессеточный многопроходный метод PIV

Вернемся к многопроходному методу PIV, основанному на деформации изображений (см. раздел 1.1.7). Этот метод был разработан еще в 2002 году [71], главным образом с целью снижения погрешности измерения при исследовании сдвиговых течений. С тех пор этот метод стал широко использоваться во всем мире, был реализован, пожалуй, во всех коммерческих PIV-пакетах и на сегодняшний день не имеет конкурентов по точности. Идея метода заключается в том, что если известно некоторое начальное векторное поле скорости, то можно деформировать изображение согласно этому полю с учетом членов 0-го, 1-го и 2-го порядков точности разложений Тейлора (1.1.29) и (1.1.30) компонент вектора скорости в окрестности какого-либо узла расчетной сетки. Причем каждый последующий член этого разложения учитывает все более сложные виды деформации (рис. 1.1.7).

Несмотря на популярность этого метода, у него есть ряд серьезных ограничений, связанных с трудностями вычисления всех 10-ти производных, входящих в выражения (1.1.29) и (1.1.30), особенно на границах области измерения и при наличии большого числа ошибочных векторов. Так, если начальное поле скорости имеет порядка 5 % ошибочных векторов, решение может разойтись [2]. Оценка производных также требует дополнительных вычислительных ресурсов, при этом оценка производных более высокого порядка более чувствительна к погрешности измеряемых векторов скорости, поэтому применение многопроходного метода в ряде случаев может не приводить к улучшению точности получаемых данных. По этой причине, на практике, чаще всего ограничиваются первым порядком точности.

Для решения этих проблем предлагается использовать следующий бессеточный метод PIV-GF (Grid-Free), согласно которому рассматривается разложение Тейлора (1.1.29) и (1.1.30) поля смещений $s = s(s_x, s_y)$ в окрестности какого-либо узла i расчетной сетки с координатами $\vec{x}_i = \vec{x}_i(x_i, y_i, z_i)$, которое может быть записано в векторном виде [200]:

$$s(\vec{x}_i) = \underbrace{s(\vec{x}_0)}_{0\text{-й порядок}} + \underbrace{\sum_{k=1}^2 s_k(\vec{x}_0) \Delta x_{ik}}_{1\text{-й порядок}} + \underbrace{\frac{1}{2} \sum_{k,l=1}^2 s_{kl}(\vec{x}_0) \Delta x_{ik} \Delta x_{il}}_{2\text{-й порядок}} + \underbrace{e_i}_{\text{ошибка аппроксимации}}, \quad (1.3.1)$$

где e_i – ошибка аппроксимации. Для p соседних узлов расчетной сетки, в которых определены значения смещений s , разложение (1.3.1) может быть записано в виде:

$$\vec{e} = M\vec{a} - \vec{b}, \quad (1.3.2)$$

где

$$M = \begin{pmatrix} 1 \Delta x_1 \Delta y_1 0,5 \Delta x_1^2 \Delta x_1 \Delta y_1 0,5 \Delta y_1^2 \\ 1 \Delta x_2 \Delta y_2 0,5 \Delta x_2^2 \Delta x_2 \Delta y_2 0,5 \Delta y_2^2 \\ \vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots \\ 1 \Delta x_p \Delta y_p 0,5 \Delta x_p^2 \Delta x_p \Delta y_p 0,5 \Delta y_p^2 \end{pmatrix}, \quad (1.3.3)$$

$$\vec{a} = \left(s, \frac{\partial s}{\partial x}, \frac{\partial s}{\partial y}, \frac{\partial^2 s}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 s}{\partial x \partial y}, \frac{\partial^2 s}{\partial y^2} \right)^T, \quad (1.3.4)$$

$$\vec{b} = (s_1, s_2, \dots, s_p)^T, \quad (1.3.5)$$

$\Delta x_p = x_p - x_i$, $\Delta y_p = y_p - y_i$, s_p – известное значение смещения s в p -ом соседнем узле. Важно отметить, что элементы матрицы M (1.3.3) и вектора $\vec{b}$ (1.3.5) известны, а вектор $\vec{a}$ (1.3.4) содержит неизвестные значения производных и само значение смещения, которые в дальнейшем используются при деформации изображений.

Далее методом взвешенных наименьших квадратов минимизируются ошибки аппроксимации e (1.3.2). В результате имеем систему линейных алгебраических уравнений:

$$\vec{a} = (M^T W M)^{-1} (M^T W) \vec{b}, \quad (1.3.6)$$

решением которой является искомый вектор $\vec{a}$ (1.3.4) с необходимыми нам значениями смещения и его производных 1-го и 2-го порядков. В выражении (1.3.6) W – диагональная матрица весов, элементы которой определяются как обратные квадраты расстояний между соседними и текущей точками [201]. Применительно к рассматриваемой задаче в качестве переменной s используются поля скорости $s_x^{\kappa-1}$ и $s_y^{\kappa-1}$, найденные на предыдущей итерации $\kappa - 1$.

Описанный бессеточный метод PIV-GF позволяет вычислить все 10 производных, входящих в выражения (1.1.29) и (1.1.30), и устраняет трудности на границах области измерения, особенно при отсутствии некоторых векторов скорости. В разделе 1.1.10 диссертации описан ряд методов, позволяющих выявить явно ошибочные вектора скорости, которые в дальнейшем корректируются с учетом векторов скорости в их окрестностях. Поскольку предлагаемый метод PIV-GF является бессеточным, он допускает отсутствие некоторых векторов скорости и, следовательно, не требует коррекции ошибочных векторов. Однако самым главным преимуществом метода PIV-GF является возможность использования «виртуальных» точек с известными значениями смещений, которые будут учитываться при расчете вектора a (1.3.4), содержащего искомую переменную s и ее производные, во всех узлах расчетной сетки. Например, при наличии на PIV-изображениях неподвижной стенки, как показано на рис. 1.3.1, или при ее перемещении в пространстве по известному закону можно «условно» нанести любое количество точек с нулевыми или какими-либо другими значениями скорости, которые в дальнейшем будут учитываться в соответствующих расчетах. Такой подход позволяет скорректировать результаты измерения в окрестности «виртуальных» точек, а в рассматриваемом примере (рис. 1.3.1) – вблизи стенок, где, как известно, возникает максимальная относительная погрешность измерения, т.е. погрешность, отнесенная к величине самого смещения.

Минимальное количество соседних точек, необходимое для определения 6 неизвестных, содержащихся в векторе a (1.3.4), равно 6. Однако, с целью фильтрации поля смещения от случайной погрешности измерения, рекомендуется использовать большее количество соседних узлов. С другой стороны, слишком большое количество соседних точек приведет к повышению вычислительной сложности при решении системы уравнений (1.3.6). Поэтому рекомендуется ограничивать количество соседних векторов, например, как показано на рис. 1.3.1.

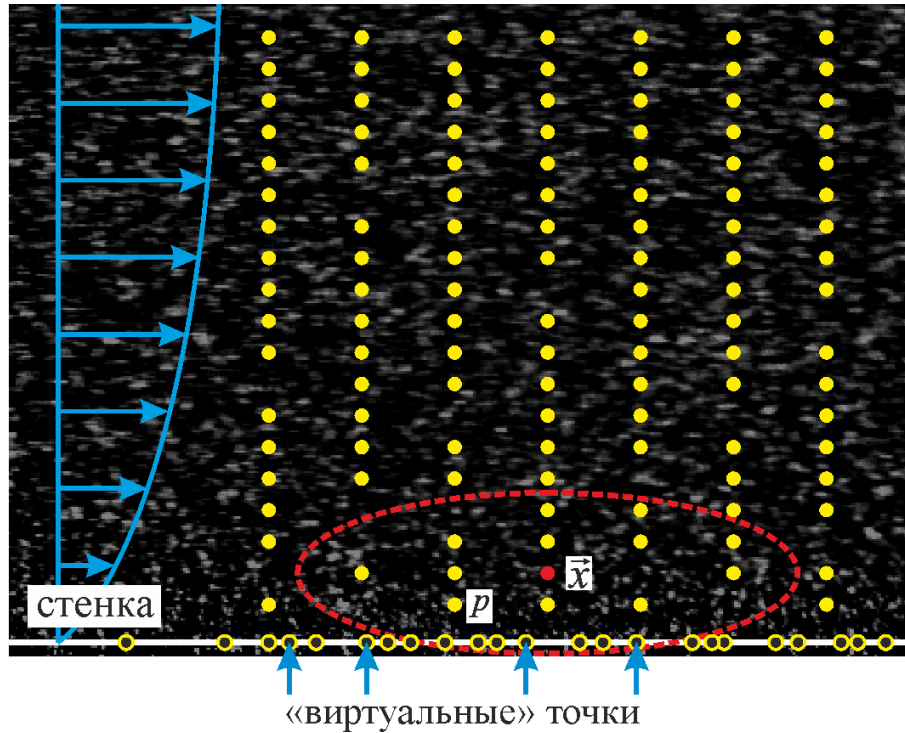


Рисунок 1.3.1. Иллюстрация бессеточного метода PIV-GF при наличии на PIV-изображении неподвижной стенки. Желтыми и красными точками обозначены узлы расчетной сетки с корректными и ошибочными значениями вектора смещения, соответственно. Белая точка обозначает текущий узел i , в котором определяется искомый вектор a , а окружающая его штриховая линия ограничивает область с p соседними узлами сетки, значения в которых учитываются при вычислении вектора a .

Глава 2

Ограничения методов PIV и SIV и их модификаций

Учитывая бурный рост интереса к методу PIV за последние 30 лет, на сегодняшний день существует множество методов оценки его погрешности измерения. С некоторыми методами и результатами количественной оценки погрешности можно ознакомиться в работах [2,15–18,95,121,202–212]. В настоящей главе используется наиболее распространенный метод, основанный на методе Монте-Карло [2].

2.1. Моделирование PIV-изображений

Как и во всех экспериментальных методах, PIV-измерения также подвержены ошибкам. Существует множество параметров, влияющих на погрешность измерения панорамными методами: диаметр и концентрация изображений частиц, размер элементарной расчётной области, величина смещения изображений частиц, эффекты квантования яркости изображения, фоновый шум на изображении, градиент смещения изображений частиц в плоскости и поперёк плоскости светового (лазерного) ножа и, наконец, сам алгоритм оценки смещения регистрируемых частиц-трассеров. Поэтому важно понимать, как каждый из этих параметров влияет на погрешность измерения.

Оценка погрешности панорамных методов, таких как PIV или SIV, заключается в моделировании поля изображений частиц с наперёд заданными характеристиками: диаметром, формой, концентрацией и глубиной изображения частиц и т.д. Изображения отдельных частиц описываются гауссовым распределением яркости [27,213,214]:

$$I(x, y) = I_0(z) \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2(d_\tau / 4)^2} \right], \quad (2.1.1)$$

где x_0 и y_0 – координаты центра изображения частицы с максимальной яркостью I_0 , d_τ – диаметр изображения частицы. Яркость изображения частицы на PIV-

изображениях считается непрерывной и распределенной по функции Гаусса (2.1.1). Причем при определении границ изображения частицы по уровню e^{-2} от максимального значения Гауссиана, диаметр окружности, описывающей изображение частицы, в точности равен d_r . Это означает, что яркость усеченного таким образом изображения частицы содержит 95 % рассеянного света.

В литературе встречаются два подхода к моделированию яркости изображения частиц. Первый основан на прямом определении яркости пикселя в точке с координатами (x, y) относительно центра изображения частицы с координатами (x_0, y_0) , второй – на интегрировании Гауссиана (2.1.1) по площади занимаемого пикселя [213]. На рис. 2.1.1 представлены оба способа. При практической реализации, когда есть необходимость в моделировании большого количества PIV-изображений, первый способ предпочтительней с точки зрения вычислительных затрат, однако второй способ по понятным причинам ближе соответствует реальности. В диссертации при генерации PIV-изображений используется второй подход.

В общем случае I_0 в (2.1.1) является функцией положения частицы z внутри светового ножа (рис. 2.1.2):

$$I_0(z) = qI_{\max} \exp\left[-\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left|\frac{2z}{\Delta Z}\right|^\alpha\right], \quad (2.1.2)$$

где q – эффективность, с которой частица рассеивает падающий свет, $I_{\max}$ – максимальное значение яркости, ΔZ – толщина лазерного ножа, α – коэффициент, учитывающий форму профиля лазерного ножа. При $\alpha = 2$ профиль светового ножа соответствует гауссовскому распределению, для которого при $z = \Delta Z/2$ интенсивность светового ножа снижается в $1/\exp(-1/\sqrt{2\pi}) \approx 1,49$ раз, а при $\alpha \rightarrow \infty$ – функции «прямоугольного окна».

Чтобы сгенерировать PIV-изображение, с помощью генератора случайных чисел определяется положение частицы (x_1, y_1, z_1) в объеме, подсвечиваемом световым ножом (рис. 2.1.2). Далее по формуле (2.1.2) вычисляется яркость $I_0(z_1)$, которая затем подставляется в выражение (2.1.1) для расчета яркости всех

пикселей занимаемыми изображением частицы. Смещение изображения частицы часто задается либо аналитически, либо по результатам численного моделирования движения жидкости. Так или иначе, находится новое положение частицы (x_2, y_2, z_2) , для которого по формулам (2.1.1) и (2.1.2) рассчитывается новое распределение яркости его изображения. Эти действия повторяются для каждой новой частицы, пока не будет достигнута их желаемая концентрация N_{ppr} (particles per pixel – изображения частиц на пиксель). Затем изображение квантуется до желаемой глубины (то есть бит на пиксель), и в некоторых случаях добавляется фоновый шум для имитации, например, теплового шума на ПЗС-матрице камеры.

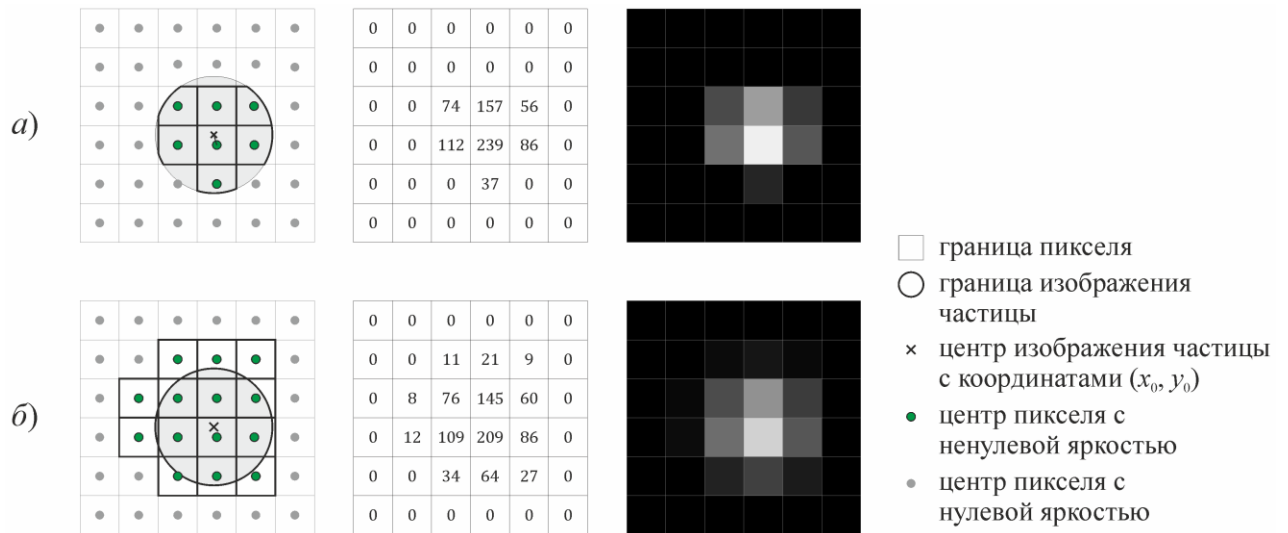


Рисунок 2.1.1. Моделирование изображения частицы диаметром 3 пикс: (а) прямое определение яркости пикселя; (б) определение яркости пикселя интегрированием по площади занимаемого пикселя. В данном примере рассматривается 8-битное изображение с максимальной яркостью изображения частицы в её центре, равной 255, и не зависящей от z , а центр изображения частицы сдвинут влево на 0,0757 пикс и вверх на 0,2635 пикс относительно центра ближайшего пикселя.

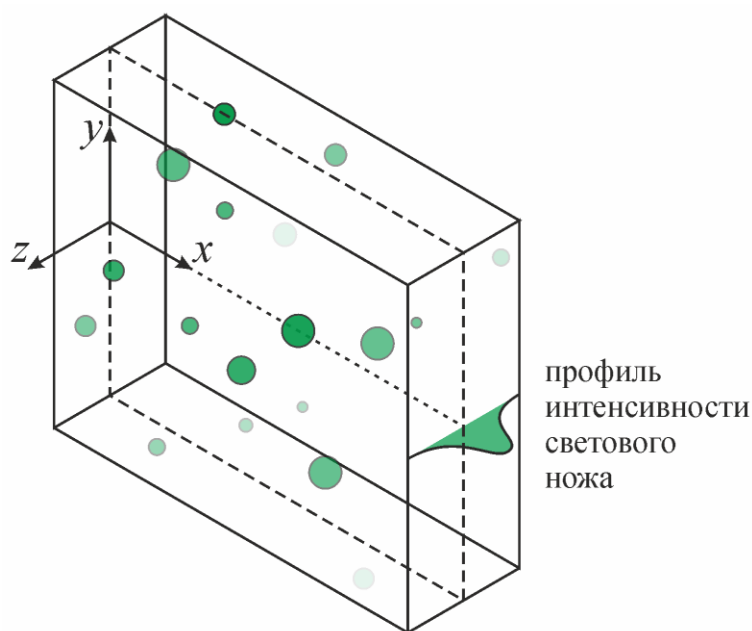


Рисунок 2.1.2. Моделирование изображений частиц в объеме жидкости, подсвечиваемом световым ножом.

2.2. Генерация PIV-изображений и описание метода оценки погрешности измерения

Целью текущей главы диссертации является иллюстрация влияния различных параметров эксперимента на погрешность измерения с использованием различных алгоритмов обработки PIV-изображений. Это, в свою очередь, позволит минимизировать неопределенность измерения при планировании реальных экспериментов. Следует отметить, что, поскольку «истинное» поле смещения частиц для сгенерированных изображений известно, имеется возможность анализа погрешности измерения вместо неопределенности, как в случае реальных экспериментов, в которых «истинные» значения смещений неизвестны.

В диссертации проведён статистический анализ влияния диаметра изображений частицы, размера расчётной области, уровня фоновых шумов, величин смещения и градиента смещения изображений частиц в плоскости светового ножа и концентрации изображений частиц. Для каждого набора из этих параметров сгенерированы 2049 последовательных PIV-изображений со сторонами 384×608 пикс. Такой размер изображений позволяет использовать 5×5 неперекрывающихся между собой элементарных расчётных областей со

сторонами до 64×64 пикс, как показано на рис. 2.2.1,а. Общее количество статистически анализируемых векторов смещения составляет 2048, рассчитанных из 2049 последовательных PIV-изображений. Таким образом, только один вектор смещения, расположенный в середине векторного поля, как показано на рис. 2.2.1 тёмными областями, подвергается статистическому анализу, хотя рассчитываются 5×5 векторов для каждой пары последовательных кадров.

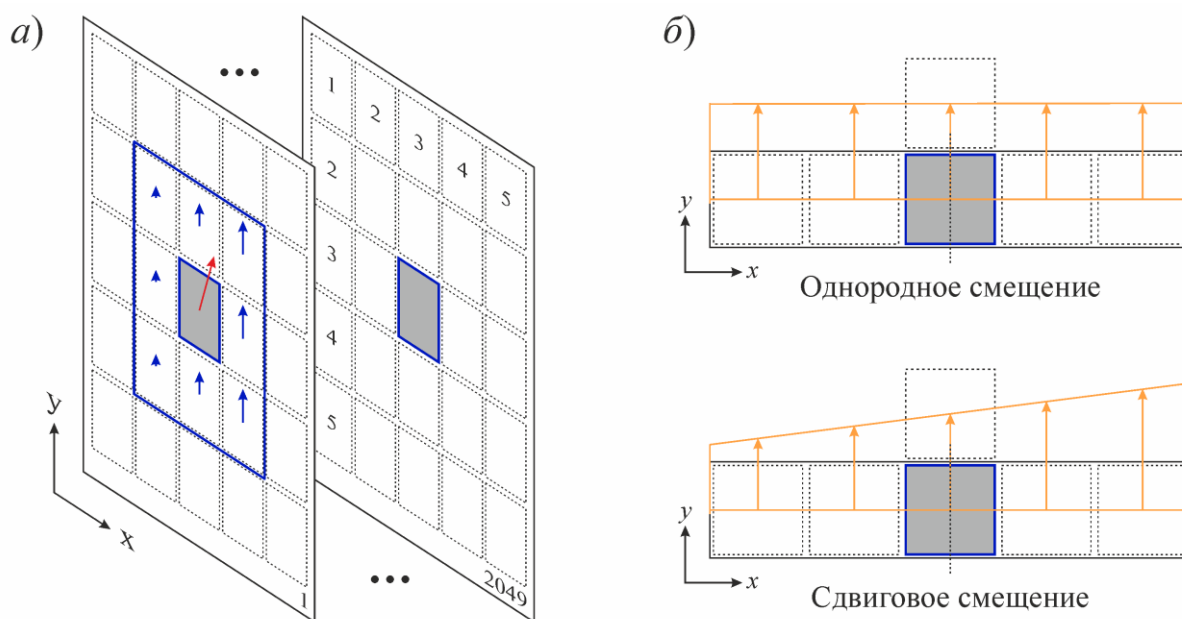


Рисунок 2.2.1. (а) Расположение элементарных расчётных областей на синтетических PIV-изображениях. Белые квадратные области обозначают $5 \times 5 \times 2049$ расчётных областей, используемых при расчете векторов смещения. Тёмные квадратные области обозначают 1×2049 расчётных областей, используемых при статистическом анализе векторов смещения. Набор из 3×3 расчётных областей с векторами в их центрах обозначает шаблон, используемый при фильтрации ошибочных векторов с применением медианного критерия (1.1.46). Вектор, помещенный в темную расчётную область, обозначает возможный ошибочный вектор смещения. (б) Иллюстрация однородного и сдвигового смещения изображений частиц.

Синтетические изображения генерируются с использованием подхода, при котором яркость пикселя определяется интегрированием по площади занимаемого

пикселя (рис. 2.1.1,б). При перекрытии изображений частиц их яркости складываются. По умолчанию рассматриваются изображения частиц с диаметром $d_\tau = 3$ пикс, равномерно распределённых по всей области изображения со средней концентрацией $N_{ppp} = 16/32^2$ част/пикс², а координаты их центров определяются случайным образом. Максимальная яркость изображения частицы установлена равной 255 (8 бит) и не зависит от её расположения в области светового ножа, т.е. в качестве профиля светового ножа по умолчанию выбрано «прямоугольное окно» ($\alpha = 10^4$). Среднее значение и стандартное отклонение яркости изображения составляли 10 и 2,55 (1 % от максимальной яркости изображения), соответственно. Это позволяет моделировать фоновый шум, как правило возникающий на светочувствительных элементах камер.

При моделировании все изображения частиц смещаются плоскопараллельно в вертикальном направлении y (рис. 2.2.1,б) по закону

$$s_0 = s_{const} + s_{\pm 1} + (x - x_0) \frac{ds_0}{dx}, \quad (2.2.1)$$

где x_0 – координата центральной вертикальной линии изображений, $s_{const} = 64$ пикс – фиксированное значение смещения для всех наборов параметров моделирования, $s_{\pm 1}$ – случайно выбранное постоянное значение смещения в диапазоне от -1 до +1 пикс с шагом 0,1 пикс. Во многих практических приложениях значения смещений и погрешностей, с которыми они определяются, в соседних точках пространства и времени коррелируют между собой. Поэтому, чтобы получить статистически независимые данные, расчётные области, стоящие по соседству друг к другу, не должны перекрываться, а время между двумя последовательными по времени полями скорости⁶ должно быть таким, чтобы частицы успевали пройти расстояние, равное размеру расчётной области. При моделировании первое обстоятельство учтено расположением расчётных областей, как показано на рис. 2.2.1,а, а второе – постоянным смещением s_{const} , равным максимальному рассматриваемому размеру расчётной области, т.е. 64 пикс.

⁶ Не следует путать со временем между двумя последовательными кадрами.

При оценке точности рассматриваются два типа смещения изображений частиц – однородное ($\partial s_0/\partial x = 0$) и сдвиговое, как показано на рис. 2.2.1,б. При этом одни и те же сгенерированные изображения используются для расчётов с использованием расчётных областей с разными сторонами, а именно 16×16 , 32×32 и 64×64 пикс.

Все найденные векторные поля смещения проверялись на наличие ошибочных векторов согласно медианному критерию (1.1.46). Обнаруженные ошибочные вектора корректировались с помощью осреднения по оставшимся соседним векторам. Никакой дополнительной процедуры фильтрации не применялось, за исключением случая, в котором обсуждается влияние частотной фильтрации. В этом случае частотная фильтрация применяется после каждой итерации, кроме последней.

Согласно общепринятой терминологии в области панорамных методов диагностики [2,30], при анализе точности оценивались систематическая β , случайная σ и полная (суммарная) δ погрешности определения смещения изображений частиц в направлении y :

$$\beta = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K (s_i - s_0) = \bar{s} - s_0, \quad \sigma = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{i=1}^K (s_i - \bar{s})^2}, \quad \delta = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{i=1}^K (s_i - s_0)^2}, \quad (2.2.2)$$

где s_i – значение смещения для i -го измерения; $\bar{s}$ – среднее значение смещения по $K = 2048$ измерениям; s_0 — истинное значение смещения, определяемое из выражения (2.2.1). Полная погрешность δ связана с систематической и случайной (среднеквадратическим отклонением) погрешностями соотношением $\delta^2 = \beta^2 + \sigma^2$. Согласно (2.2.1), истинное значение смещения s_0 статистически анализируемых векторов, расположенных в точке с координатами (x_0, y_0) , заранее известно и равно $64 + s_{\pm 1}$ пикс, а истинное значение градиента смещения постоянно и равно ds_0/dx во всех точках пространства.

Часто для оценки уровня шума на ККФ используют отношение сигнал/шум [2], определяемое следующим образом:

$$SNR = \frac{C_1}{C_2}, \quad (2.2.3)$$

где $C_1 > C_2$ – два наибольших локальных максимума ККФ. Однако в случае ноль-нормированной ККФ, значения которой лежат в диапазоне от -1 до 1, его использование не дает значимой информации для оценки уровня шума при $C_2 \rightarrow 0$, что довольно часто встречается на практике. Поэтому вместо C^{ZN} предлагается использовать функцию $(C^{ZN}+1)/2$. Тогда отношение сигнал/шум примет вид:

$$SNR = \frac{C_1 + 1}{C_2 + 1}. \quad (2.2.4)$$

Принято считать, что чем выше значение SNR , тем точнее определяется оцениваемое смещение. В предельном случае, при котором сравниваемая расчетная область g идентична шаблонной расчетной области f , т.е. $C_1 \rightarrow 1$ и $C_2 \rightarrow 0$, оценка по формуле (2.2.3) даст значение $SNR \rightarrow +\infty$. Оценка по формуле (2.2.4) в этом случае даст значение $SNR \rightarrow 2$. В случае большого влияния шума на точность определения смещения, т.е. при $C_1 = C_2$, оба выражения (2.2.3) и (2.2.4) приводят к одному и тому же результату – $SNR = 1$.

Аналогично оценивается уровень шума для метода SIV:

$$SNR = \frac{1 - \Phi_1}{1 - \Phi_2}. \quad (2.2.5)$$

где $\Phi_1 < \Phi_2$ – два наименьших локальных минимума функции Φ .

2.3. Влияние различных параметров эксперимента на погрешность измерения

Смещения изображений частиц оценивались с использованием нескольких алгоритмов, одним из которых был многопроходный кросскорреляционный алгоритм (см. раздел 1.1.7) с четырьмя итерациями⁷, причём в качестве начального приближения используются результаты, полученные алгоритмом с

⁷ Всего 5 итераций с учётом расчёта начального приближения с использованием алгоритма с областью поиска.

областью поиска (см. раздел 1.1.5). Таким образом, имеется возможность сопоставления точности сразу двух алгоритмов расчёта: с областью поиска и многопроходного. В первом случае шаблонная расчётная область с координатами его центра (x_0, y_0) сопоставляется со сравниваемой расчётной областью, смещенной в диапазоне от $x_0 - 8$ до $x_0 + 8$ пикс в направлении x и от $y_0 - 8$ до $y_0 + 8$ пикс в направлении y . Во втором случае шаблонная и сравниваемая расчётные области сдвинуты симметрично относительно соответствующего узла расчетной сетки с координатами (x_0, y_0) , как показано на рис. 1.1.7,а. При этом используется деформация изображения первого порядка, т.е. учитываются только первые два члена разложений Тейлора (1.1.29) и (1.1.30), с использованием sinc-функции (1.1.37) с ядром 8×8 пикс при интерполяции яркости изображения. В обоих случаях рассчитывается ноль-нормированная ККФ, причём в первом случае она рассчитывается напрямую по формулам (1.1.17) или (1.2.3), а во втором – с использованием БПФ по формулам (1.1.8) или (1.2.19), в зависимости от исследуемого алгоритма. Уточнение положения максимума ККФ выполнялось с использованием трёхточечной интерполяции параболой (1.1.23).

В качестве третьего метода расчета векторных полей скорости рассматривался метод SIV (см. раздел 1.1.9). В этом случае вычисление вектора смещения проводилось с использованием функции (1.1.38) или (1.2.15) и (1.2.16), в зависимости от исследуемого алгоритма. Уточнение положения минимума функции CAP выполнялось с использованием трёхточечной интерполяции (1.1.42).

2.3.1. Оценка погрешности стандартного метода PIV с областью поиска и алгоритма его ускорения

Влияние диаметра изображения частицы

На рис. 2.3.1 показано влияние диаметра изображения частицы, размера расчётной области (16×16 , 32×32 и 64×64 пикс) и используемого алгоритма на случайную, систематическую и полную погрешности измерения.

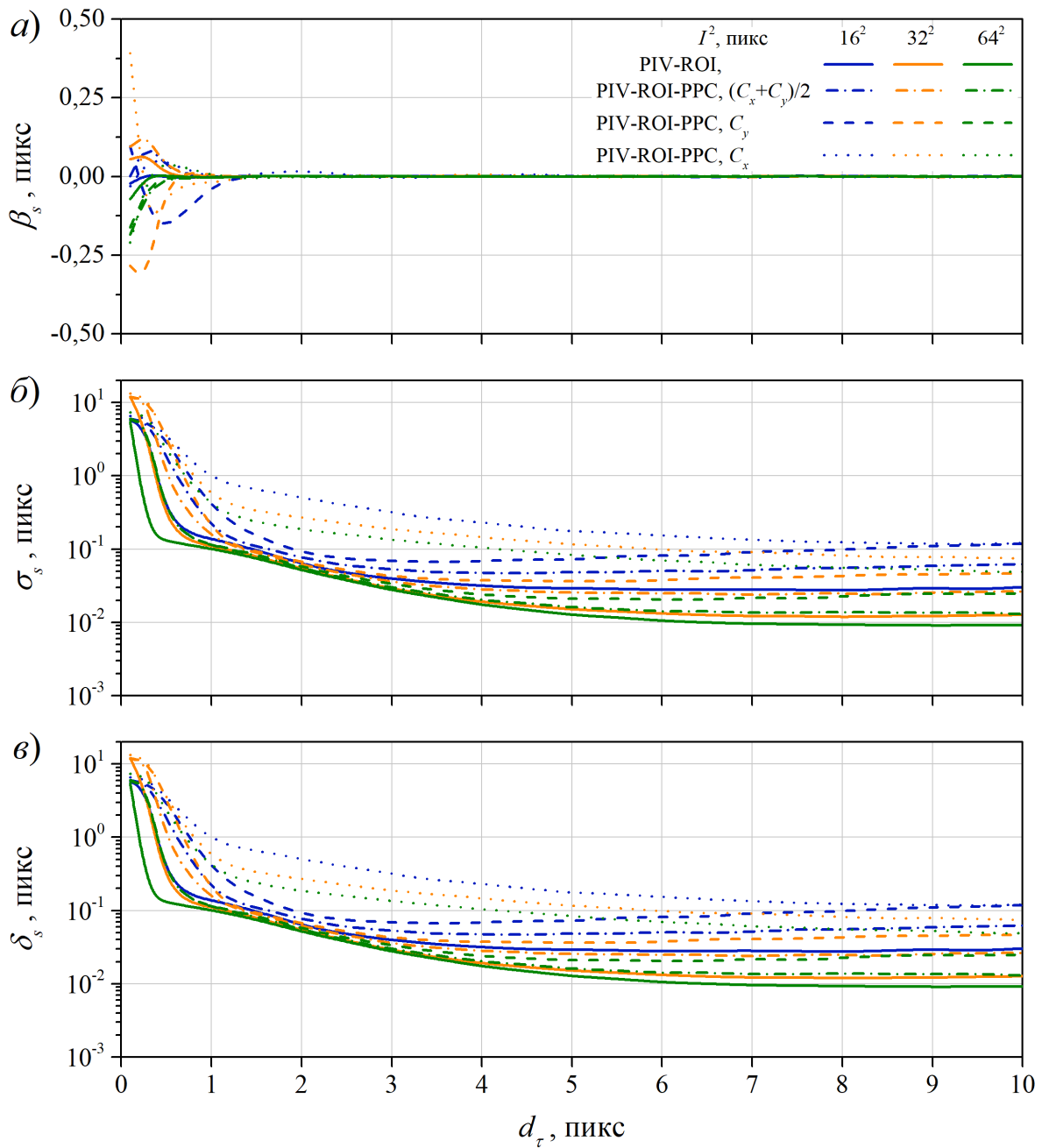


Рисунок 2.3.1. Систематическая (а), случайная (б) и полная (в) погрешности измерения в зависимости от диаметра изображения частиц, размера расчётной области и используемого алгоритма. Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI и алгоритм его ускорения PIV-ROI-PPC.

Проанализируем сначала результаты оценки точности алгоритма PIV-ROI. Из рис. 2.3.1 вытекают два важных следствия. Во-первых, полная погрешность

измерения снижается с увеличением размера расчётной области⁸ независимо от применяемого алгоритма расчёта. Это связано с тем, что, чем больше изображений частиц приходится на расчётную область, тем выше отношение сигнал/шум (рис. 2.3.2) и, соответственно, меньше влияние корреляционного шума в случае однородных смещений. Во-вторых, полная погрешность измерения резко возрастает с уменьшением диаметра изображений частиц ниже 1,0 пикс и практически не меняется для относительно крупных частиц диаметром более 6 пикс. Оба этих эффекта связаны с трёхточечной аппроксимацией при определении смещения с подпиксельной точностью. В случае маленьких изображений частиц дискретная природа светочувствительного элемента камеры не способна к их должному отображению на изображениях, и, как следствие, используемая трёхточечная аппроксимация становится уже непригодной. Кроме того, как видно из рис. 2.3.3,а, маленькие изображения частиц сливаются с фоновым шумом, наложенным в данном случае на изображение для имитации реальных экспериментов. Всё это приводит к зашумленной ККФ (рис. 2.3.3,б), непригодной для определения наиболее вероятного смещения. Изображения мелких частиц типичны, если расстояние от камеры до светового ножа велико, а оптическое увеличение мало, что характерно для аэродинамических исследований. В этом случае следует увеличить мощность источника излучения и слегка расфокусировать изображения частиц для достижения оптимального размера в соответствии с рис. 2.3.1. В случае больших изображений частиц (рис. 2.3.3,в) ККФ в окрестности её максимума имеет более пологую форму (рис. 2.3.3,г). Это делает оценку смещения с подпиксельной точностью с использованием трёхточечной аппроксимацией менее точной. Использование большего числа точек при поиске максимума ККФ с подпиксельной точностью могло бы компенсировать этот эффект, но за счет больших вычислительных затрат [215]. Это становится важным, например, при исследованиях течений в микроканалах, при которых изображения частиц увеличиваются с оптическим увеличением.

⁸ Для фиксированной концентрации частиц.

Опишем особенности применения алгоритма ускорения PIV-ROI-PPC. Из рис. 2.3.3, *u – p* видно, что процедура проецирования приводит к вытянутой форме ККФ в окрестности ее максимума для всех рассматриваемых диаметров изображений частиц по сравнению с формой ККФ, полученной стандартным методом PIV-ROI (рис. 2.3.3, *d – z*). В частности, если ККФ вычисляется с использованием проекции f_x (рис. 2.3.3, *u – m*), то она характеризуется широким пиком в направлении y и узким – в направлении x . Поскольку широкий пик ККФ снижает точность определения местоположения максимума с подпиксельной точностью [69], ККФ C_x обеспечивает более высокую точность для x -компоненты смещения, чем для y -компоненты смещения. Точно так же ККФ C_y обеспечивает более высокую точность для y -компоненты смещения, чем для x -компоненты. Поэтому в рассматриваемом случае плоскопараллельного смещения частиц в направлении y полная погрешность измерения смещения ниже при использовании ККФ C_y , чем при использовании ККФ C_x (рис. 2.3.1, *в*).

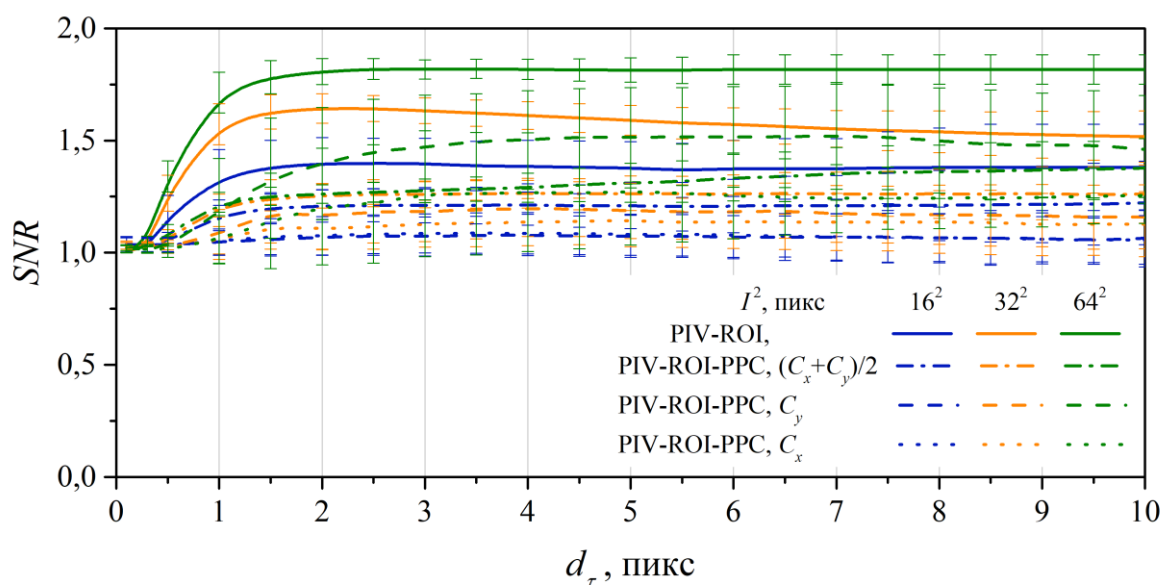


Рисунок 2.3.2. Отношение сигнал/шум в зависимости от диаметра изображения частиц, размера расчётной области и используемого алгоритма. Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI и алгоритм его ускорения PIV-ROI-PPC.

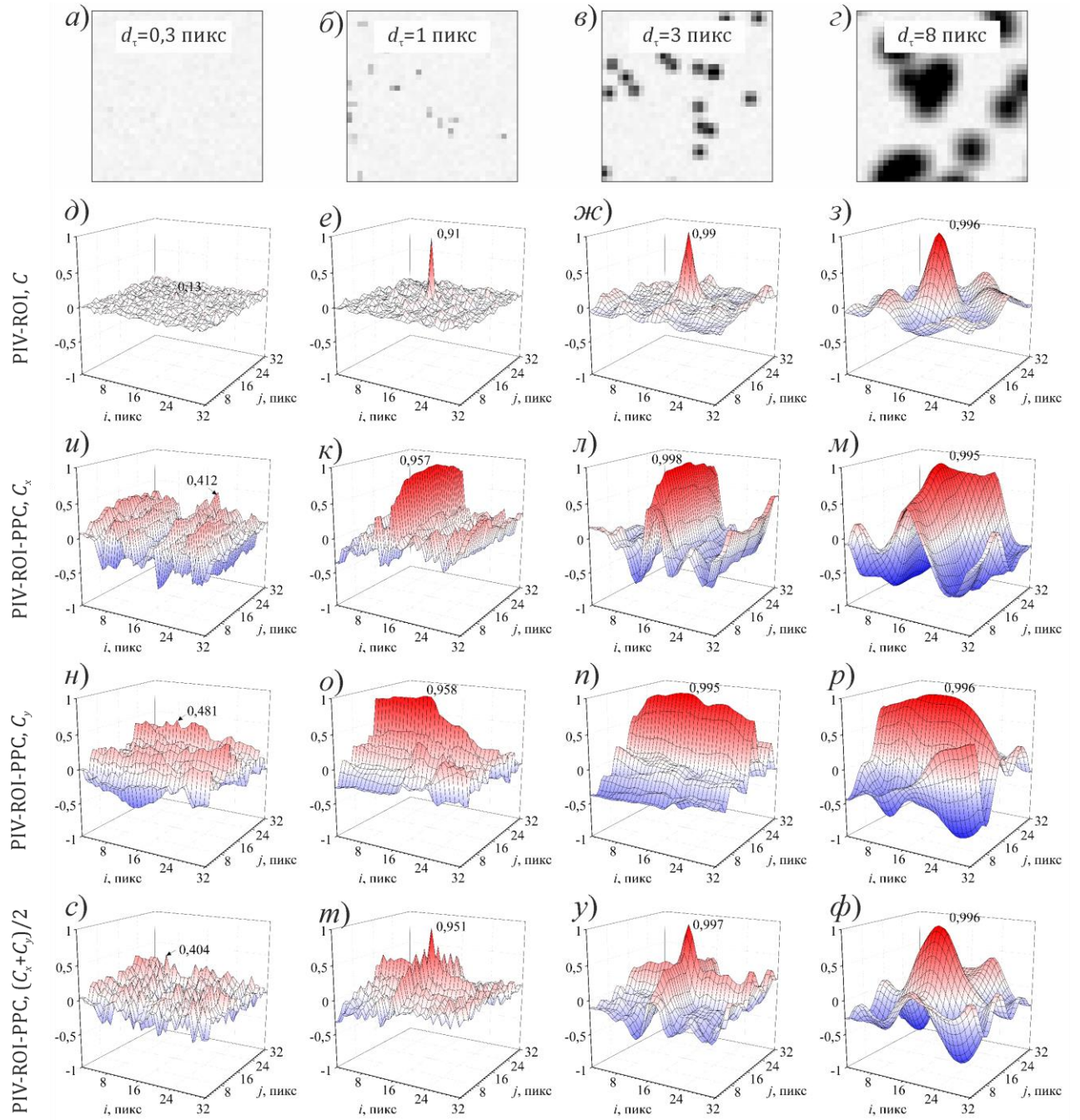


Рисунок 2.3.3. Типичные расчётные области (инвертированные) со сторонами 32×32 пикс ($a - z$) в зависимости от диаметра изображений частиц и соответствующие им ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритмов PIV-ROI ($d - z$) и PIV-ROI-PPC с использованием проекций f_x ($u - m$), f_y ($n - p$) и с их совместным использованием ($c - \phi$). Цифры на ККФ указывают на их максимальные значения.

Вытянутая форма ККФ может привести к нескольким локальным максимумам вдоль соответствующих направлений, что оказывает отрицательное влияние на величину отношения сигнал/шум (рис. 2.3.2) и, следовательно, точность алгоритма PIV-ROI-PPC (рис. 2.3.1). Более того, в некоторых случаях процедура проецирования может привести к неверному определению истинного местоположения смещения. Среднеарифметическое значение обеих ККФ, т.е. $(C_x + C_y)/2$, позволяет увеличить SNR и сделать максимум ККФ более выраженным, как показано на рис. 2.3.3, $c - \phi$. В этом случае среднеарифметическое значение SNR варьируется в диапазоне $1,2 < SNR < 1,4$ (рис. 2.3.2), причем оно выше для бóльших размеров расчетных областей и практически не меняется с увеличением диаметра изображений частиц в диапазоне $2 < d_\tau < 10$ пикс. Вместе с тем полная погрешность измерения смещения существенно снижается, особенно при обработке PIV-изображений с небольшими диаметрами изображений частиц, $1 < d_\tau < 5$ пикс (рис. 2.3.1, ϵ).

Однородное плоскопараллельное смещение изображений частиц и пик-локинг эффект

Снова сначала рассмотрим результаты применения стандартного алгоритма PIV-ROI. В предыдущем параграфе был проведен анализ погрешности, усредненной по смещению изображений частиц в диапазоне от $-1 \leq s_0 \leq 1$. Детальный анализ случайной погрешности относительно смещения изображения частицы показывает, что она значительно ниже для целочисленных значений смещения и достигает максимума между ними. Этот эффект показан на рис. 2.3.4.

Систематическая погрешность является следствием дискретной природы изображения и особенно сильно проявляется в случае маленьких размеров изображений частиц. В последнем случае, если яркость пикселей, являющихся соседними к пикселю с максимальной яркостью для конкретного изображения частицы, имеет порядок уровня фоновых шума изображения, то положение максимума ККФ не может быть восстановлено с подпиксельной точностью. В

результате, смещения имеют тенденцию принимать целочисленные значения. Этот эффект называют *пик-локинг* [2,102,114,216,217].

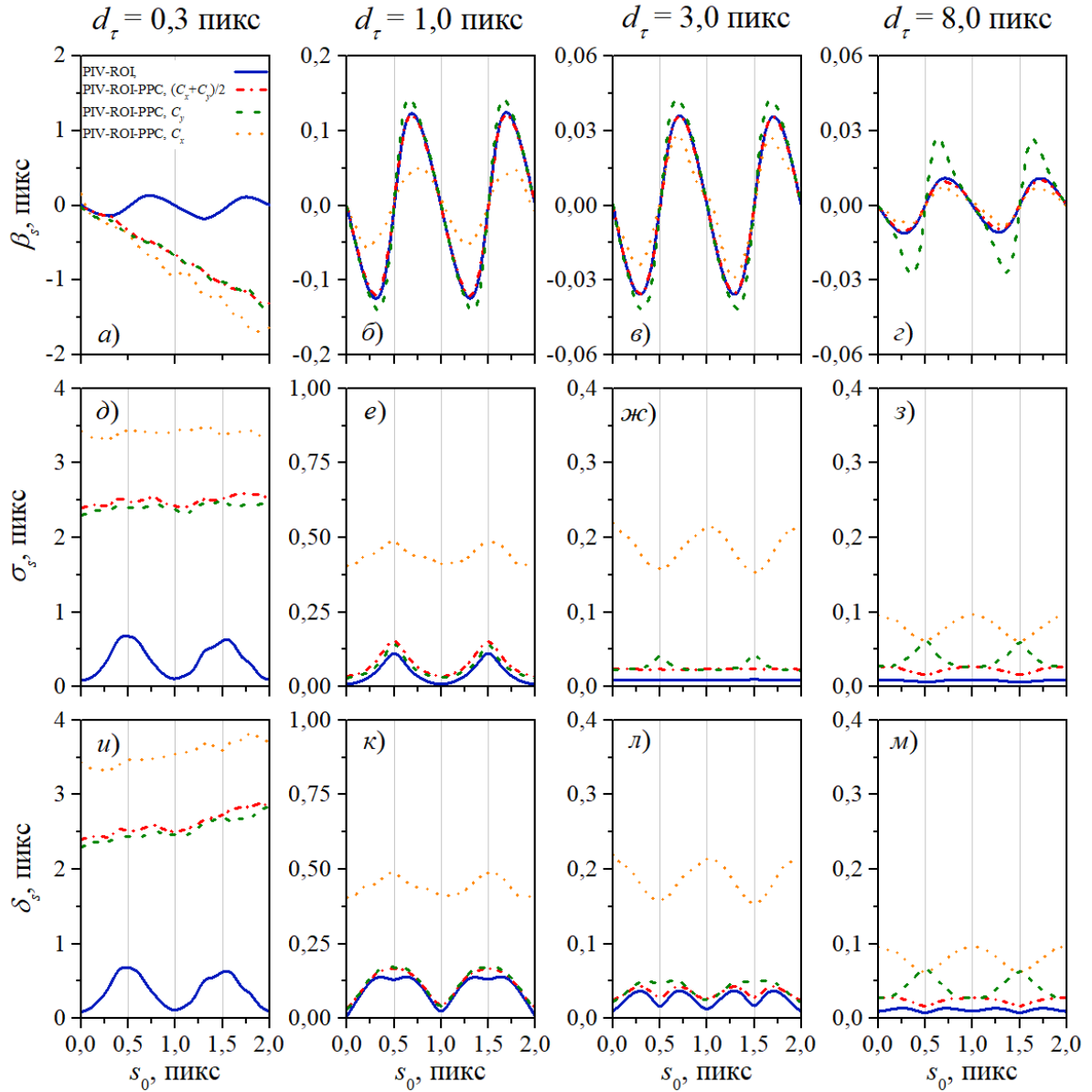


Рисунок 2.3.4. Систематическая ($a - z$), случайная ($d - z$) и полная ($u - m$) погрешности измерения в зависимости от величины смещения. Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI и алгоритм его ускорения PIV-ROI-PPC; $I^2 = 32^2$ пикс.

Наличие пик-локинг эффекта можно обнаружить, построив гистограмму смещения, как показано на рис. 2.3.5, a . Такая искаженная гистограмма является хорошим индикатором того, что систематическая погрешность, являющаяся

следствием слишком маленьких изображений частиц, больше случайной. В случае меньших диаметров ($d_\tau < 1$ пикс) пик-локинг эффект распространяется на соседние целочисленные значения смещений ($s_0 = \dots -2, -1, 3, 4 \dots$ пикс) из-за большой случайной погрешности (рис. 2.3.4,д), связанной с некорректным определением положения максимума ККФ. Как видно из рис. 2.3.5,б, пик-локинг эффект снижается с увеличением диаметра изображений частиц.

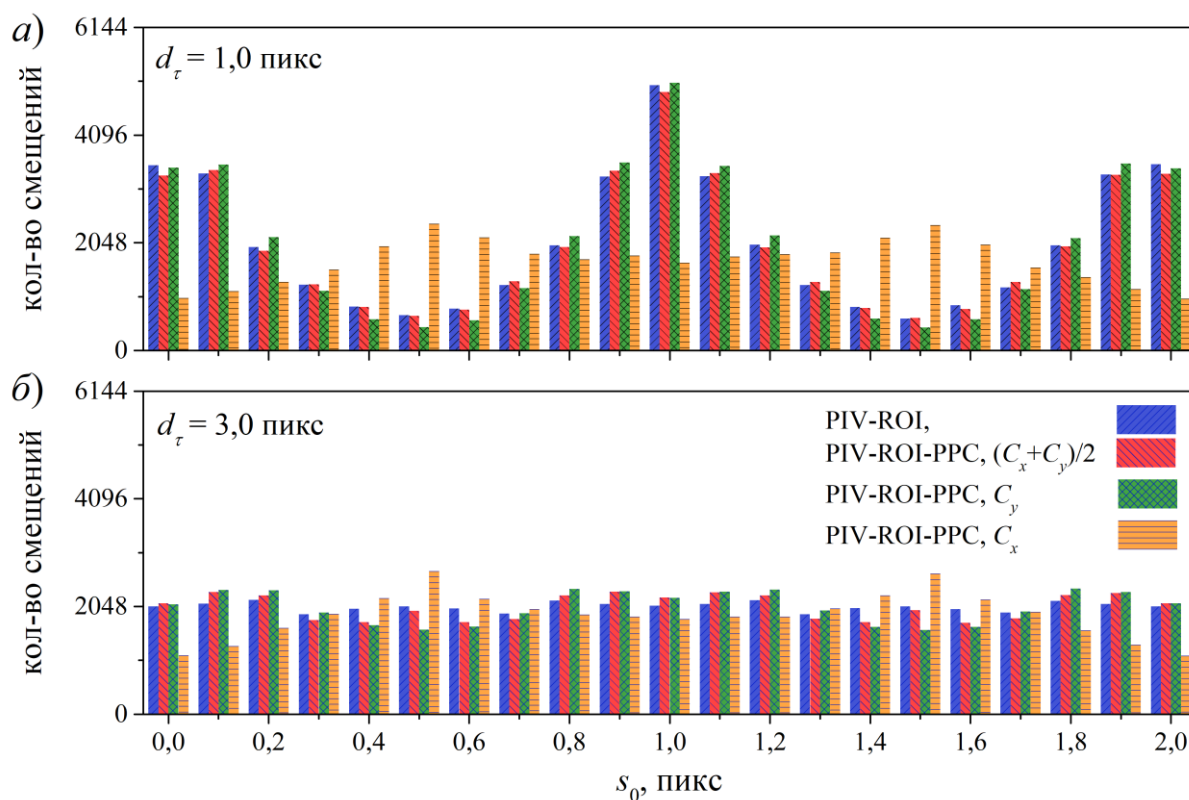


Рисунок 2.3.5. Гистограммы оценённых значений смещения, полученных с использованием алгоритма с областью поиска PIV-ROI и алгоритма его ускорения PIV-ROI-PPC для диаметров изображения частицы 1 пикс (а) и 3 пикс (б).

Вообще говоря, сглаженная гистограмма не гарантирует отсутствие пик-локинг эффекта. Он может присутствовать, когда случайная погрешность больше систематической. Такой случай характерен для изображений частиц диаметром менее одного пикселя. Поэтому необходимо соблюдать некоторую осторожность при толковании данных гистограмм. На практике, наличие пик-локинг эффекта можно проверить, изменив время межкадровой задержки. При отсутствии пик-

локинг эффекта полученные гистограммы должны быть идентичными при пересчёте смещений в м/с [114,217–220].

В действительности пик-локинг эффект может значительно искажать статистические характеристики течения [217,218]. Этот эффект также может быть обнаружен в векторных полях, как показано на рис. 2.3.6. Это случается при наличии крупных доминирующих вихревых структур и малом изменении измеряемых скоростей. В этом случае вихревая структура становится все более прямоугольной. Влияние пик-локинг эффекта снижается с увеличением диапазона измеряемых скоростей.

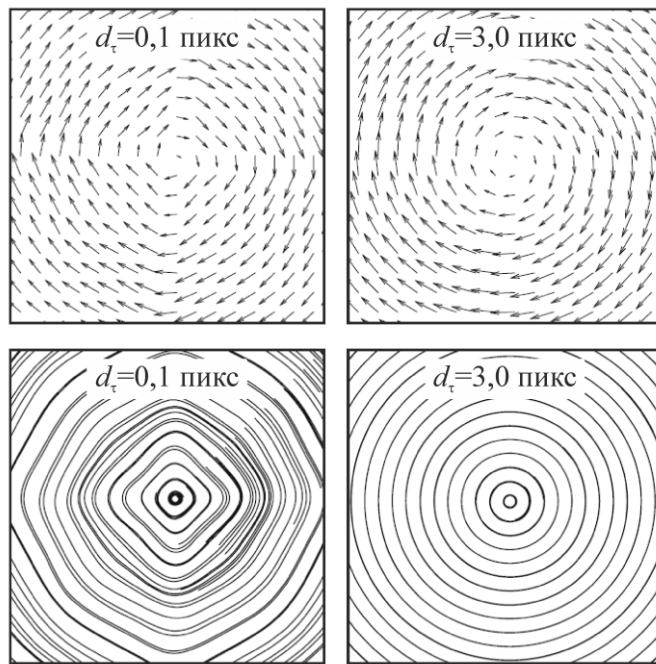


Рисунок 2.3.6. Демонстрация влияния пик-локинг эффекта на векторное поле скорости (наверху) и линии тока (внизу) вихря Ламба-Озеена для двух различных диаметров изображений частиц [2]. Максимальное значение смещения составляет 0,5 пикс. Параметры моделирования вихря и используемый алгоритм расчёта в [2] несколько отличались от используемых в диссертации.

В целом, использование алгоритма ускорения PIV-ROI-PPC также приводит к пик-локинг эффекту. Как было показано в предыдущем параграфе, использование ККФ C_y приводит к меньшей погрешности измерения по сравнению с ККФ C_x (рис. 2.3.4). Использовании среднеарифметической ККФ $(C_x + C_y)/2$ позволяет учесть особенности обеих ККФ. В этом случае величина погрешности измерения устанавливается примерно на том же уровне, что и погрешность стандартного алгоритма PIV-ROI, особенно при средних значениях

диаметра изображений частиц (рис. 2.3.4,к–л), с той же степенью проявления пик-локинг эффекта.

Влияние концентрации частиц

Концентрация частиц является не единственным параметром, определяющим высокую вероятность обнаружения действительного смещения. Другие факторы, такие как величина смещения в плоскости светового ножа, определяемая через $F_I = (1 - |s_x|/I)(1 - |s_y|/J)$, и величина смещения в плоскости, перпендикулярной световому ножу, определяемая через $F_o = (1 - |s_z|/\Delta Z)$, также играют значительную роль. Здесь s_x , s_y и s_z – смещения изображений частиц, I и J – размеры элементарной расчетной области, ΔZ – толщина светового ножа. В работах [27,74] комбинация величин $N_I F_I F_o$, где N_I – число частиц, приходящихся на элементарную расчётную область⁹, была определена как эффективное число частиц. Когда потеря пар изображений частиц в плоскости светового ножа или перпендикулярной ей плоскости отсутствует, $F_I = 1$ и $F_o = 1$. И, наоборот, чем больше потеря пар, тем больше эти факторы приближаются к нулю. Потери пар изображений частиц в плоскости светового ножа можно избежать при использовании многопроходных алгоритмов, основанных на смещении и деформации расчётных областей, так что $F_I \rightarrow 1$.

В работе [27] было показано, что для достоверного (95 %) определения смещения необходимо, чтобы на расчётную область приходилось не менее 6 изображений частиц независимо от размеров рассматриваемой расчётной области, т.е. необходимо выполнение условия $N_I F_I F_o > 6$. Казалось бы, что для достижения большого пространственного разрешения, можно использовать как можно меньшие размеры расчётных областей так, чтобы на них приходилось не менее 6 изображений частиц. Однако, как выяснилось в предыдущем разделе, оптимальный диаметр частиц, с точки зрения минимизации погрешности, лежит в диапазоне от 2 до 5 пикселей, что накладывает некоторые ограничения на

⁹ Не следует путать с концентрацией частиц N_{ppp} , равной отношению числа частиц к площади расчётной области. Они связаны простым соотношением, $N_{ppp} = N_I/(IJ)$.

минимальный размер расчётной области. Необходимо учитывать, что при заданном эффективном числе частиц изображения частиц начинают накладываться друг на друга с увеличением диаметра изображений частиц. Это способствует отклонению пика ККФ от формы кривой Гаусса и делает оценку смещения более неопределенной. Чтобы избежать этого эффекта, внутреннее расстояние между частицами должно быть увеличено, а это, в свою очередь, требует снижения концентрации частиц. При этом, чтобы сохранить количество изображений частиц, согласно соотношению $N_I = N_{ppp}IJ$, размеры расчётной области должны быть увеличены. Поэтому изображения с более мелкими частицами являются более предпочтительными с точки зрения пространственного разрешения. Таким образом, оптимальный диаметр изображения частицы, обеспечивающий наилучшее разрешение и наименьшую погрешность измерения, составляет около 3 пикс.

При увеличении эффективного числа частиц N_I погрешность определения вектора смещения может быть значительно снижена. Это можно объяснить простым фактом: большее количество совпадающих пар изображений частиц увеличивает силу сигнала, т.е. отношение максимума ККФ к корреляционному шуму. Это наглядно продемонстрировано на рис. 2.3.7, где показано, как меняется форма ККФ при различных значениях эффективного числа частиц и постоянных размерах расчетной области, а, значит, и при различных значениях концентрации.

С другой стороны, эффективное число частиц может быть выражено через концентрацию частиц и размеры расчётной области $N_I = N_{ppp}IJ$. Таким образом, для фиксированного эффективного числа частиц большая расчётная область с небольшой концентрацией частиц соответствует меньшей расчётной области с большей концентрацией частиц. Это продемонстрировано сплошными линиями на рис. 2.3.8 для нескольких значений эффективного числа частиц N_I . Кроме того, видно, что величина полной погрешности практически не меняется в широком диапазоне эффективного числа частиц $4 < N_I < 128$ и равна примерно 0,03 пикс. Из рис. 2.3.8 также следует, что небольшое число частиц на расчетную область ($N_I < 2$) приводит к резкому увеличению погрешности измерения. Это связано со следующим обстоятельством. Следует помнить, что N_I является средней

величиной. Поэтому может возникнуть ситуация, при которой на расчетной области может оказаться всего одна частица или даже ни одной. В этих случаях максимум ККФ может быть определен случайным образом в пределах ККФ.

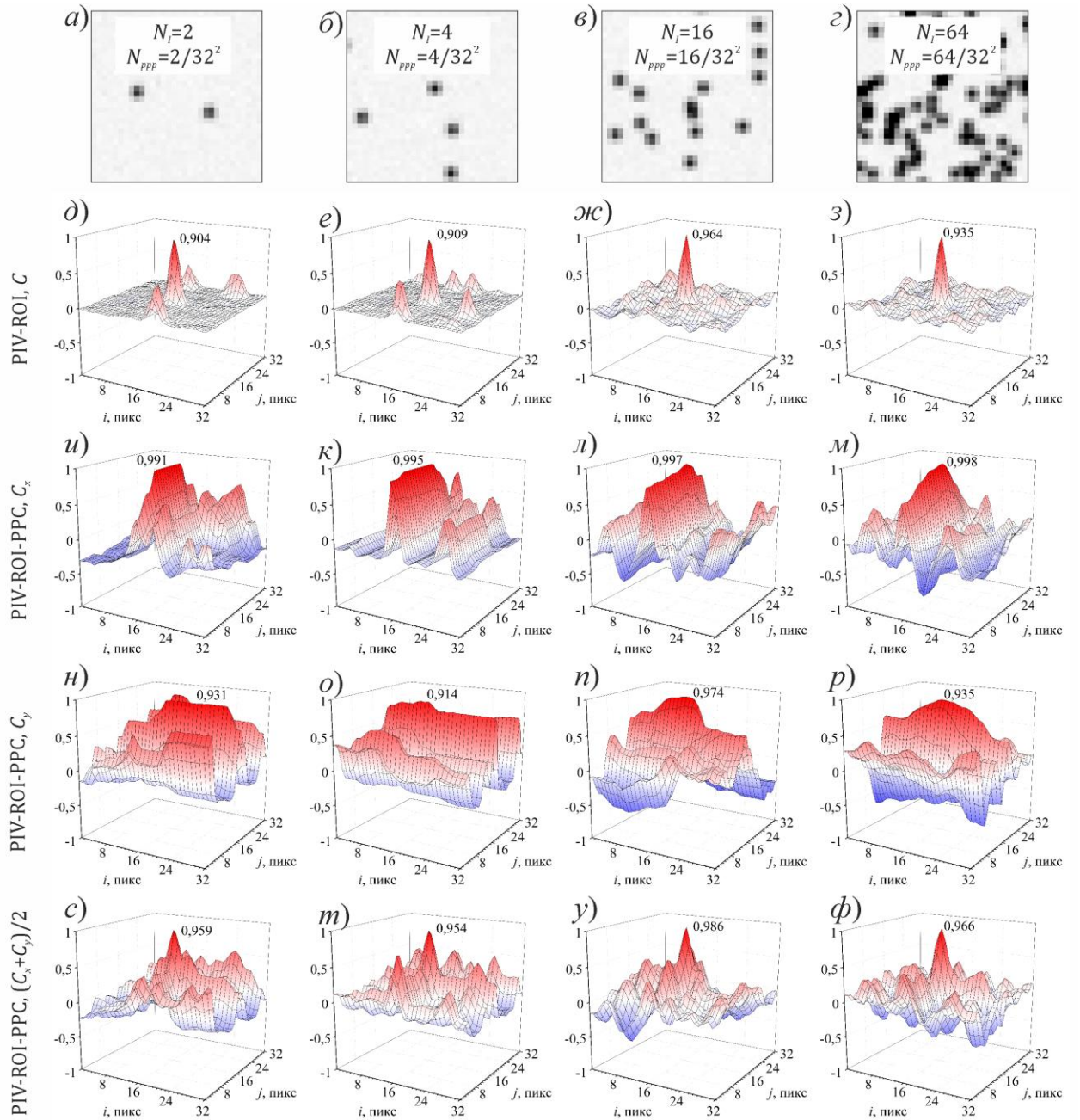


Рисунок 2.3.7. Типичные расчётные области (инвертированные) со сторонами 32×32 пикс (а – г) в зависимости от эффективного числа частиц и соответствующие им ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритмов PIV-ROI (д – з) и PIV-ROI-PPC с использованием проекций f_x (и – м), f_y (н – р) и с их совместным использованием (с – ф). Цифры на ККФ указывают на их максимальные значения.

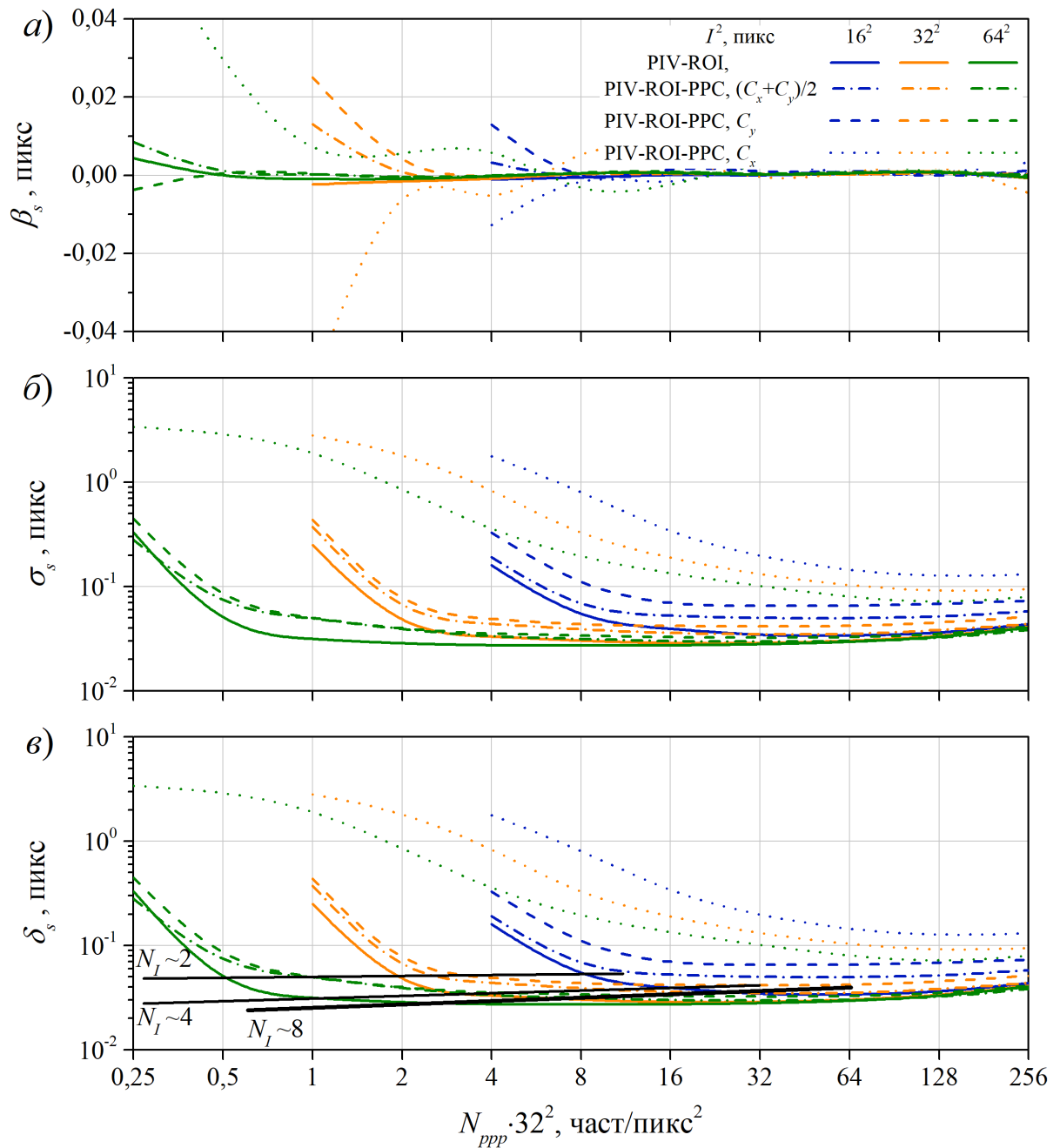


Рисунок 2.3.8. Систематическая (а), случайная (б) и полная (в) погрешности измерения в зависимости от концентрации частиц и размера расчётной области. Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI и алгоритм его ускорения PIV-ROI-PPC.

Что касается погрешности алгоритма PIV-ROI-PPC, то она достаточно сильно зависит от процедуры проецирования, т.е. от того, какая ККФ (C_x или C_y) используется. При определении смещения из ККФ $(C_x + C_y)/2$ погрешность

измерения не сильно увеличивается по сравнению с погрешностью стандартного алгоритма PIV-ROI в широком диапазоне изменения эффективного числа частиц.

Влияние градиента смещения

Ранее предполагалось, что все изображения частиц, заключённые в пределах одной расчетной области, смещаются плоскопараллельно и однородно между двумя последовательными кадрами, как показано на рис. 2.2.1,б. Однако в действительности в объёме жидкости, заключенном в расчетной области, скорость частиц может претерпевать значительное изменение, например, при сдвиговом течении, как показано на рис. 2.3.9. Вообще говоря, размер расчётной области подбирается на этапе планирования экспериментов так, чтобы движение внутри неё описывалось с учётом аппроксимации не выше первого порядка, т.е. с учётом только градиентов скорости. Это обеспечивает высокий порядок точности при дальнейшей обработке векторных полей скорости, например, при расчёте поля завихренности. Поэтому важно знать влияние локального градиента скорости на точность PIV-измерения.

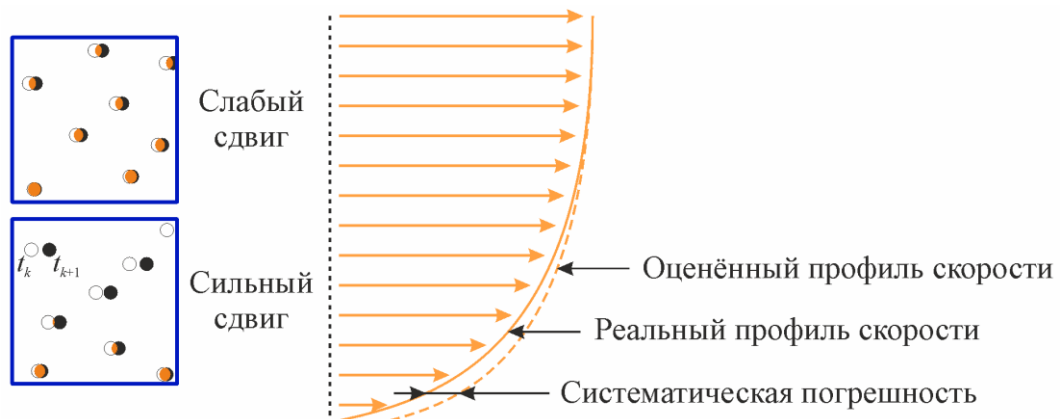


Рисунок 2.3.9. Иллюстрация, поясняющая высокую погрешность стандартного алгоритма PIV при наличии градиента смещения изображений частиц. Светлыми и тёмными окружностями обозначены границы изображений частиц, расположенные на шаблонной и сравниваемой расчётных областях, соответственно. Оранжевым обозначены перекрывающиеся области изображений частиц, вносящие вклад в силу сигнала на ККФ.

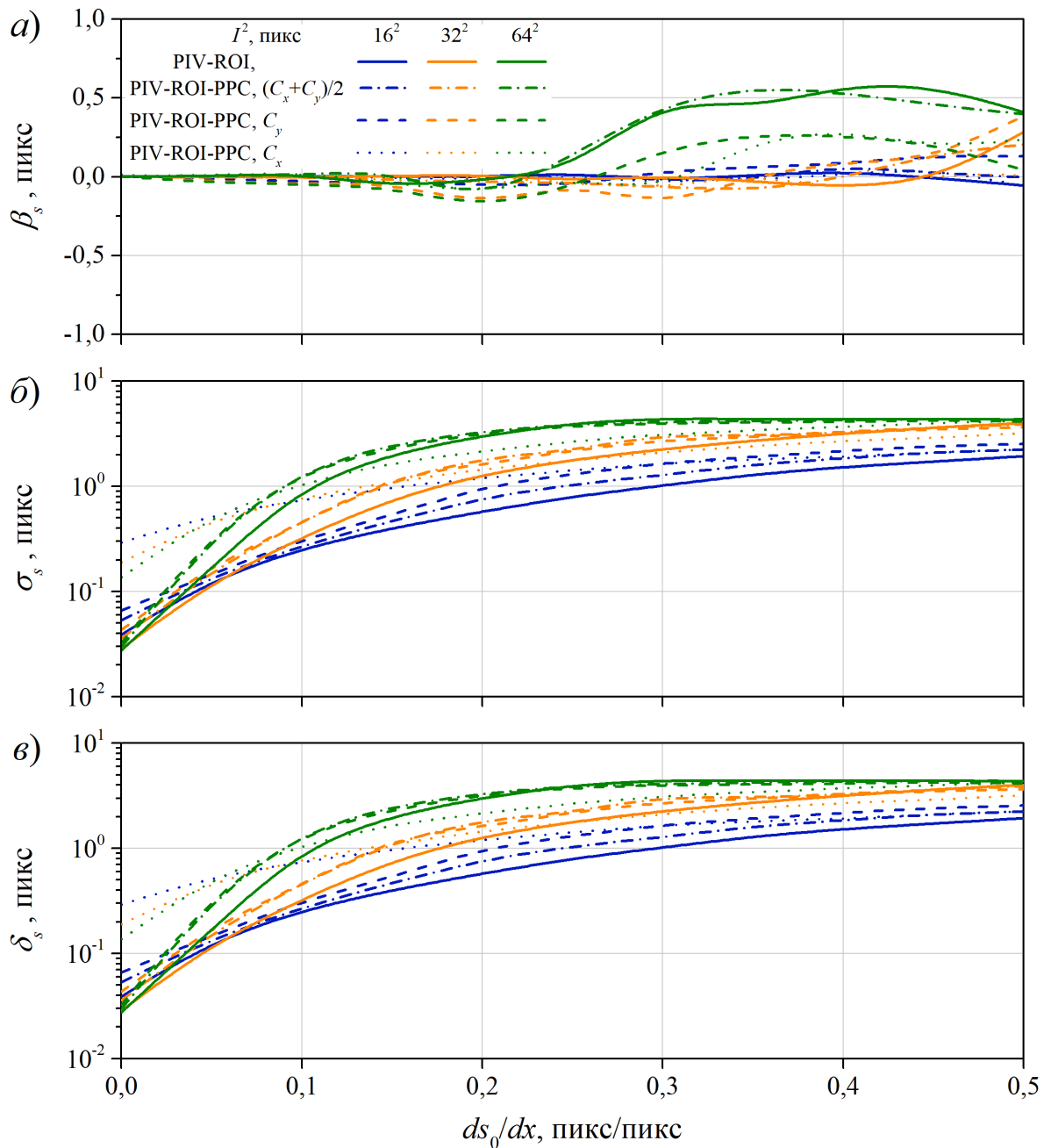


Рисунок 2.3.10. Систематическая (а), случайная (б) и полная (в) погрешности измерения в зависимости от градиента смещения изображений частиц и размера расчётной области. Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI и алгоритм его ускорения PIV-ROI-PPC.

На рис. 2.3.10 представлены результаты моделирования сдвигового течения в широком диапазоне изменения градиента смещения. Применение алгоритма с областью поиска и вообще стандартных алгоритмов, не основанных на деформации изображения, приводит к большому количеству ошибочных

векторов, что негативно сказывается на точности оцениваемых смещений. Это связано с потерей пар изображений частиц, как показано на рис. 2.3.9. Причём чем выше градиент смещения, тем выше вероятность потери пар и, следовательно, выше полная погрешность измерения. Любопытно, что применение меньших размеров расчетной области способно улавливать бóльшие градиенты смещения. При относительно малых значениях градиента смещения, $ds_0/dx < 0,02$, точность измерения с использованием больших размеров расчётных областей выше, что согласуется с результатами, представленными на рис. 2.3.1.

Анализ погрешности измерения показывает, что она главным образом определяется случайной компонентой погрешности σ , при этом систематическая погрешность β относительно мала. Это связано с тем, что при постоянном значении градиента смещения в пределах расчётной области, как в рассматриваемом модельном случае, отклонения от среднего значения смещения компенсируются. В этом случае оценённое значение смещения не подвержено влиянию систематической погрешности при однородном распределении изображений частиц.

Снижение точности под влиянием градиента смещения главным образом связано с двумя факторами. Во-первых, максимум ККФ снижается с увеличением градиента за счёт потери пар изображений частиц, что приводит к снижению силы сигнала (рис. 2.3.11, $a - \varepsilon$). Во-вторых, ККФ вытягивается в направлении смещения изображений частиц и тем сильнее, чем больше значение градиента (рис. 2.3.11, $a - \varepsilon$). Это приводит к пологой форме ККФ в окрестности её максимума в направлении смещения, что также является источником погрешности, как и в случае больших диаметров изображений частиц.

На рис. 2.3.12, на примере бинаризованной расчётной области со сторонами 4×4 пикс наглядно продемонстрированы причины снижения точности при наличии градиента смещения. Видно, что при сдвиговом течении форма ККФ действительно становится удлинённой в направлении смещения за счёт «удлинения» всей сравниваемой расчётной области, и при этом значение ККФ в

ее максимуме снижается. Кроме того, положение максимума ККФ оказывается переоценённым на долю пикселя по отношению к точному значению.

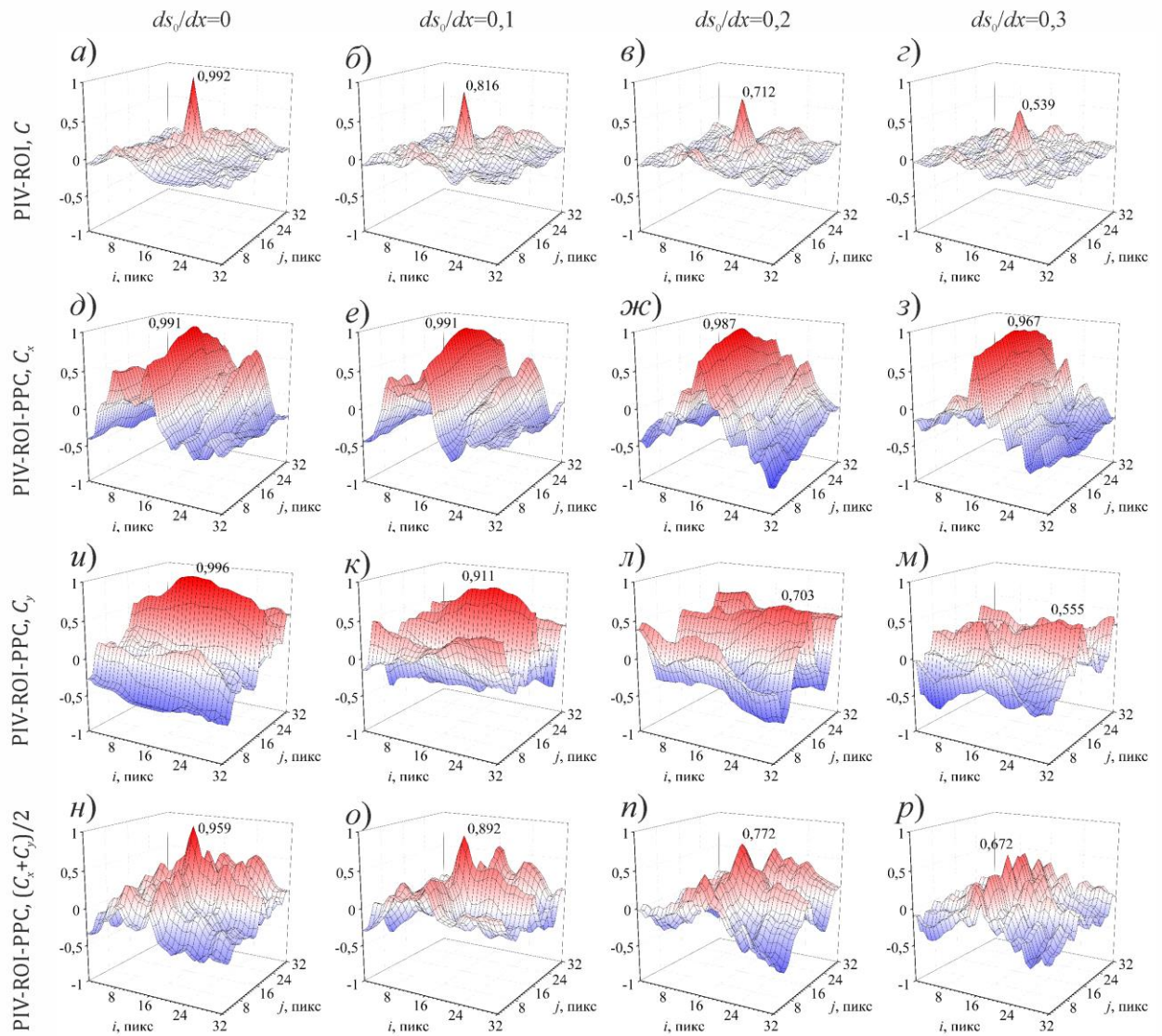


Рисунок 2.3.11. Типичные ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритмов PIV-ROI ($a - г$) и PIV-ROI-PPC с использованием проекций f_x ($д - з$), f_y ($и - м$) и с их совместным использованием ($н - р$), в зависимости от градиента смещения изображений частиц. ККФ получены с использованием расчётных областей со сторонами 32×32 пикс. Цифры на ККФ указывают на их максимальные значения.

Из рис. 2.3.10 следует, что предпочтительней использовать маленькие расчётные области на первой итерации и постепенно их увеличивать на

последующих в случае многопроходных алгоритмов PIV. Однако рассмотренный пример является идеализированным, учитывающим только линейную деформацию. На практике из-за более сложного характера деформации выбирают некоторые средние размеры для всех итераций. Кроме того, погрешность можно снизить, увеличивая концентрацию (рис. 2.3.8) и диаметр (рис. 2.3.1) изображений частиц до определённых оптимальных значений.

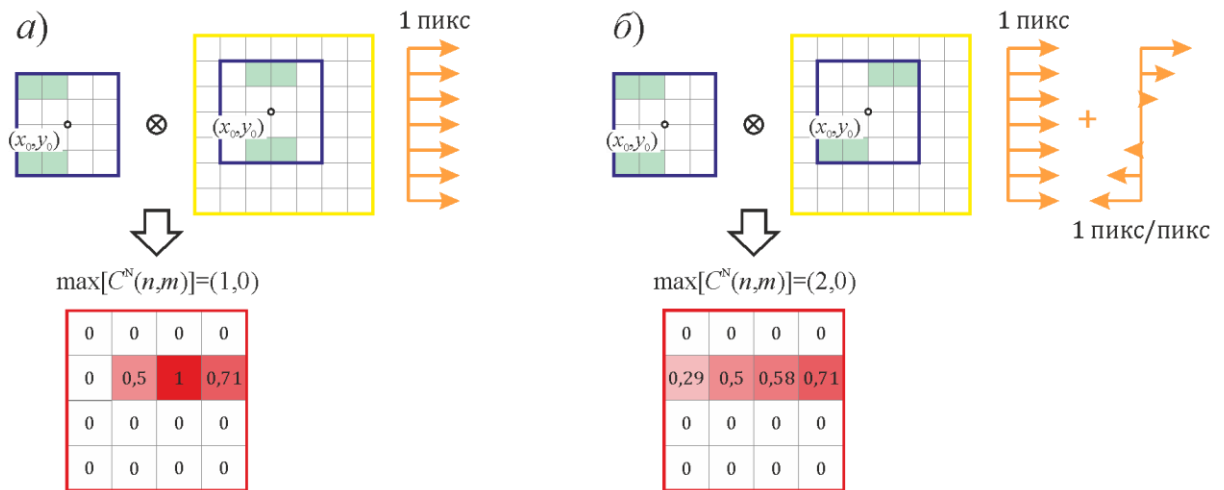


Рисунок 2.3.12. Иллюстрация влияния градиента смещения изображений частиц на форму ККФ при однородном (а) и сдвиговом (б) смещении изображений частиц. Темные (зелёные) и белые пиксели бинаризованных изображений соответствуют 1 и 0. В первом случае смоделировано смещение слева направо на 1 пикс, а во втором – суперпозиция однородного смещения и сдвигового с градиентом смещения 1 пикс/пикс.

Что касается алгоритма ускорения, то из рис. 2.3.10 видно, что составляющая смещения оценивается более точно из ККФ C_y при градиентах смещения $ds_0/dx < 0,3, 0,15$ и $0,075$ пикс/пикс для размеров расчетных областей, равных соответственно 16×16 , 32×32 и 64×64 пикс. Такое поведение случайной погрешности соответствует случаю однородного плоскопараллельного смещения частиц и объясняется формой ККФ. Если ККФ получена с использованием проекций f_y и g_y , то она имеет вытянутую форму вблизи своего максимума с широким пиком в направлении x и узким – в направлении y (рис. 2.3.11, $u - m$).

Поскольку широкий пик ККФ снижает точность определения положения максимума ККФ [69], C_y обеспечивает более высокую точность для y -компоненты, чем для x -компоненты смещения. Точно так же C_x обеспечивает более высокую точность для x -компоненты, чем для y -компоненты смещения.

В случае более высоких значений градиента смещения использование ККФ C_y приводит к худшим результатам по сравнению с C_x . Это объясняется следующим образом. Результатом проецирования изображений частиц на ортогональные стороны расчетной области является одномерное поле яркости, в котором изображения частиц уже не являются изолированными, а могут перекрываться, давая более или менее равномерно распределенное поле яркости. Если изображения частиц в пределах рассматриваемой расчетной области смещаются неоднородно в направлении, перпендикулярном направлению проецирования, одномерное поле яркости может измениться до неузнаваемости. Такую ситуацию можно наблюдать на рис. 2.3.11,м, на котором положение максимума ККФ C_y соответствует неверному значению смещения, в то время как ККФ C_x (рис. 2.3.11,з) обеспечивает более точные результаты при больших значениях градиента смещения. Этот эффект тем сильнее, чем выше градиент.

Использование ККФ $(C_x + C_y)/2$ позволяет учесть преимущества ККФ C_y при малых значениях ds_0/dx , а C_x – при больших. Из рис. 2.3.10 видно, что в целом это приводит к погрешности измерения, соизмеримой с погрешностью метода PIV-ROI во всем рассматриваемом диапазоне изменения градиента смещения.

Влияние фонового шума

На практике PIV-изображения всегда подвержены влиянию шума, возникающего на светочувствительных элементах камер. В работе [221] было показано, что в этом случае точность оценки величины смещения зависит от отношения сигнал/шум:

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_n} = \frac{I_0}{2\sigma_n} \sqrt{N_{ppp} \left(\frac{\pi}{4} d_\tau^2 - 1 \right)}, \quad (2.3.1)$$

где σ_A – стандартное отклонение яркости изображения, не подверженного влиянию шума, σ_n – стандартное отклонение фонового шума на изображении, I_0 , N_{ppp} и d_τ – максимальная яркость, концентрация и диаметр изображения частицы. В работе [221] приведено обобщение эффективного числа частиц $N_I F_I F_0$, учитывающих потерю пар изображений частиц в плоскости и перпендикулярно плоскости светового ножа, на случай ухудшения сигнала на ККФ из-за влияния фонового шума. В этом случае эффективное число частиц определяется через $N_I F_I F_0 F_\sigma$, где

$$F_\sigma = \left(1 + \frac{1}{(\sigma_A/\sigma_n)^2} \right)^{-1}, \quad (2.3.2)$$

а σ_A/σ_n – отношение сигнал/шум, определяемое выражением (2.3.1). Таким образом, чем выше отношение сигнал/шум, т.е. чем ниже уровень шума σ_n/I_0 , тем выше вероятность определения смещения.

В целях имитации фонового шума в предыдущих примерах по умолчанию был добавлен шум со стандартным отклонением 1 % от максимальной яркости изображения частицы. Однако уровень шума по отношению к яркости изображения частицы может отличаться в зависимости от типа камеры и мощности источника света.

В текущем разделе фоновый шум моделировался путём добавления к каждому пикселю PIV-изображения нормально распределённой яркости с постоянным стандартным отклонением σ_n и со средней яркостью $5\sigma_n$. Шум в каждом пикселе не коррелировал с его соседними, как на этом, так и на последующем изображении. Максимальная яркость изображения частицы установлена равной 51, что соответствует одной пятой от максимально возможной яркости (255 для 8-битного изображения)¹⁰. Такой уровень шума

¹⁰ В данном случае снижение максимальной яркости изображения частицы в 4 раза аналогично снижению уровня квантования PIV-изображения с 8-битного до 6-битного, что также отрицательно сказывается на точность оценки смещения [2], хотя и не так значительно, как в случае с 4-х и менее битными изображениями.

учитывает PIV-изображения с высокой интенсивностью фонового шума, достигающего яркости PIV-изображения самих изображений частиц.

На рис. 2.3.13 показано влияние уровня шума, σ_n/I_0 , на величину погрешности при различной концентрации и размерах расчётной области, соответственно. Видно, что даже небольшой уровень шума оказывает сильное влияние на точность оценки смещения. Это связано с ухудшением сигнала на ККФ с увеличением уровня шума, как показано на рис. 2.3.14. Отсюда становится понятным необходимость минимизации фонового шума перед расчетами. На практике уровень шума оценивается на основе анализа PIV-изображений, полученных путём экспозиции области съёмки без засеянных в поток частиц, но с теми же настройками измерительного оборудования, которые используются при экспозиции частиц.

Из рис. 2.3.13, *a – в* следует один очень важный вывод: полная погрешность измерения снижается с увеличением концентрации изображений частиц¹¹ вне зависимости от уровня шума и используемого алгоритма. Как следует из рис. 2.3.13, *г – е*, погрешность измерения снижается с увеличением размера расчётной области во всём диапазоне изменения уровня шума. Согласно результатам исследования влияния концентрации изображений частиц на погрешность измерения, это объясняется возрастанием эффективного числа частиц пропорционально площади расчётной области при той же концентрации изображений частиц.

Итак, анализ результатов оценки точности алгоритма PIV-ROI-PPC по сравнению с алгоритмом PIV-ROI показал, что погрешность определения смещения в направлении y , в котором проводилось моделирование смещения согласно выражению (2.2.1), заметно ниже при использовании ККФ C_y . Это связано с острой формой ККФ в этом направлении, в то время как ККФ C_x имеет пологий максимум в том же направлении (рис. 1.2.1). Использование среднеарифметической ККФ $(C_x+C_y)/2$ приводит к острому максимуму в обоих

¹¹ До определённых оптимальных значений (см. рис. 2.3.8).

направлениях x и y и снижает погрешность измерения практически во всех рассматриваемых случаях.

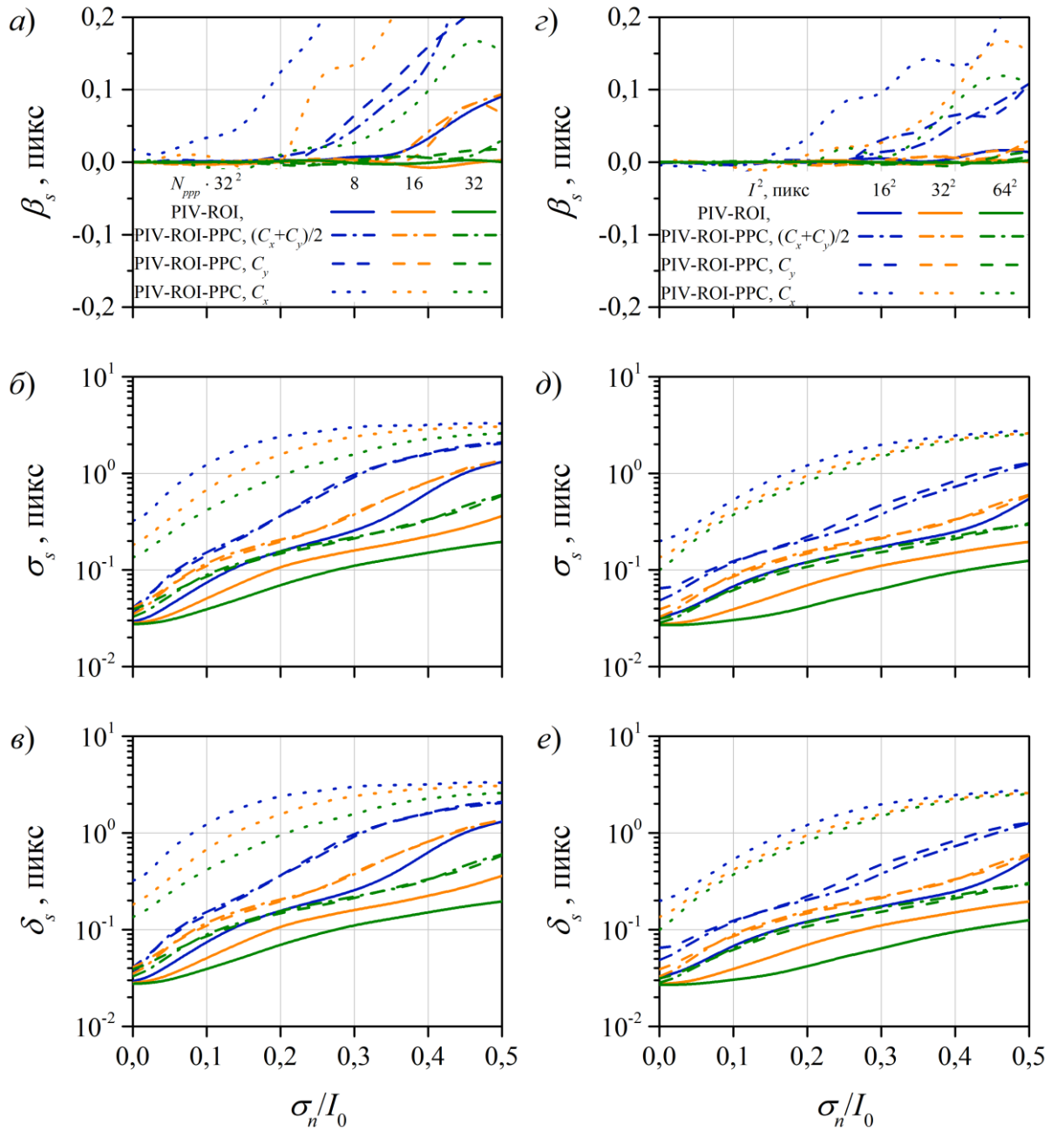


Рисунок 2.3.13. Систематическая (а, г), случайная (б, д) и полная (в, е) погрешности измерения в зависимости от уровня фонового шума, концентрации изображений частиц (а – в) и размера расчётной области (г – е). Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI и алгоритм его ускорения PIV-ROI-PPC; $I^2 = 32^2$ пикс (а – в); $N_{ppp} = 16/32^2$ част/пикс² (г – е).

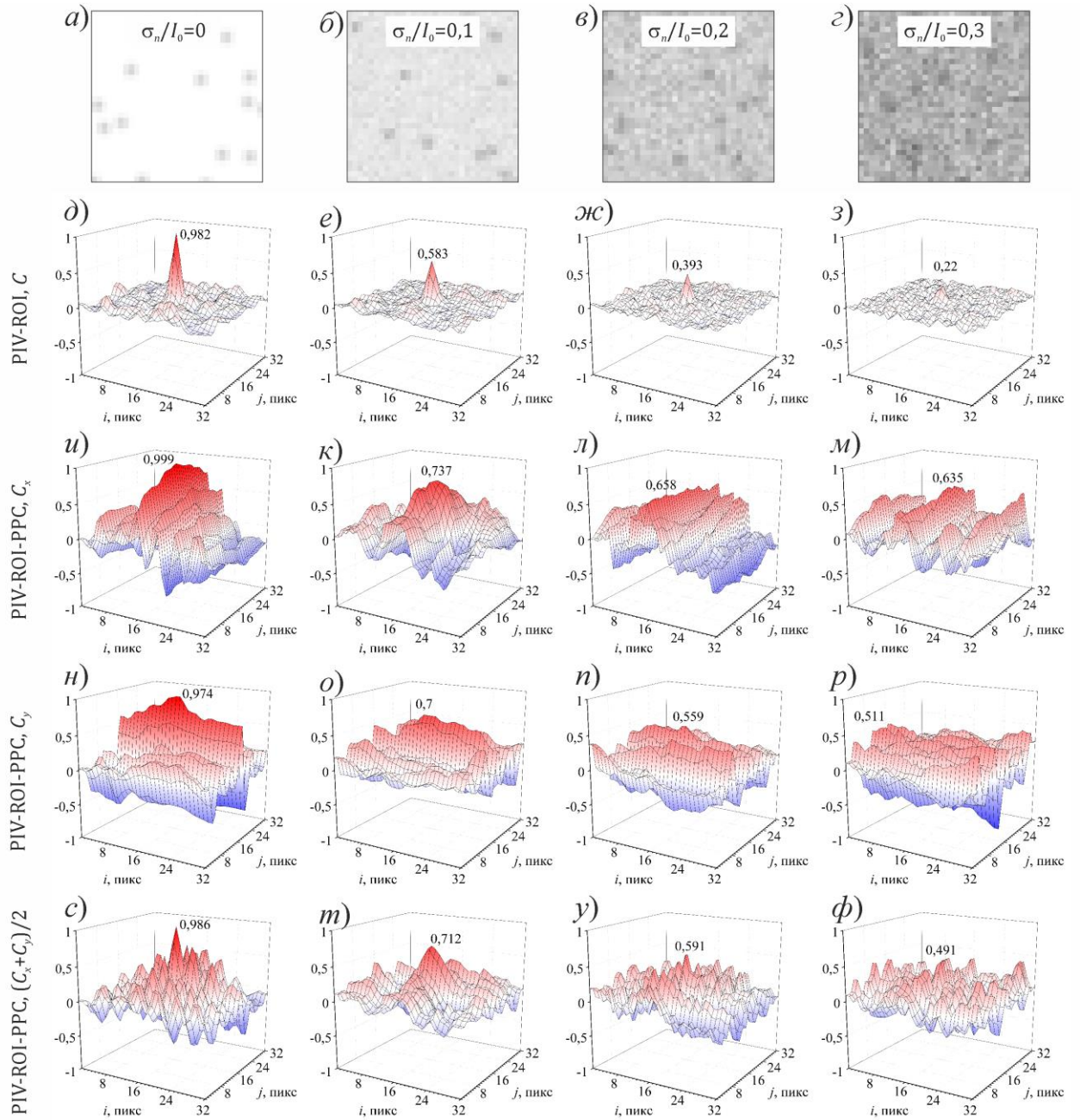


Рисунок 2.3.14. Типичные расчётные области (инвертированные) со сторонами 32×32 пикс ($a - г$) в зависимости от уровня фонового шума и соответствующие им ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритмов PIV-ROI ($д - з$) и PIV-ROI-PPC с использованием проекций f_x ($и - м$), f_y ($н - р$) и с их совместным использованием ($с - ф$). Цифры на ККФ указывают на их максимальные значения.

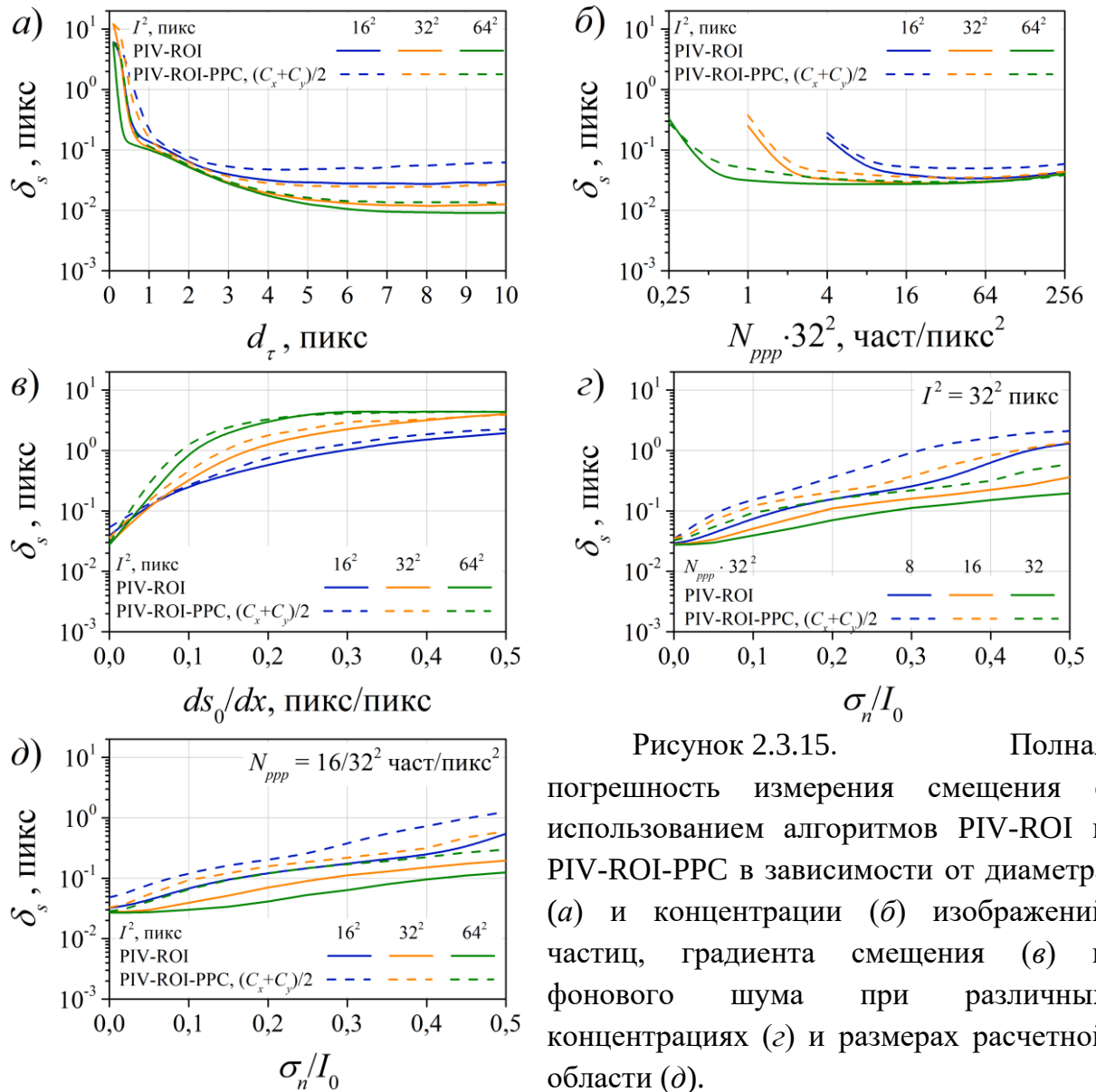


Рисунок 2.3.15. Полная погрешность измерения смещения с использованием алгоритмов PIV-ROI и PIV-ROI-PPC в зависимости от диаметра (а) и концентрации (б) изображений частиц, градиента смещения (в) и фонового шума при различных концентрациях (г) и размерах расчетной области (д).

На рис. 2.3.15 приведено обобщение основных результатов этого параграфа. Из приведенных на этом рисунке зависимостей вытекают три важных вывода. Во-первых, использование алгоритма PIV-ROI-PPC не приводит к ощутимой потере точности, особенно при рассмотрении влияния диаметра и концентрации образов частиц (рис. 2.3.15, а и б), при которых погрешность не превышает 0,1 пикс в широком диапазоне изменения этих параметров. Во-вторых, и это важно отметить, алгоритм PIV-ROI-PPC достаточно надежен и при измерениях смещений при наличии градиента смещения (рис. 2.3.15, в). 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, перпендикулярном 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.

2.3.2. Оценка погрешности многопроходного метода PIV и алгоритма его ускорения

В данном подразделе приводятся результаты сравнения погрешности многопроходного метода PIV с погрешностью метода PIV-ROI-PPC, используемого в многопроходном методе PIV в качестве первой итерации.

Влияние диаметра изображения частицы

Как видно из рис. 2.3.16, оптимальный диаметр изображения частицы зависит от применяемого алгоритма. Полная погрешность метода PIV-ROI-PPC, основанного на алгоритме с областью поиска, снижается с увеличением диаметра изображения частицы¹², достигая значения порядка 0,02 пикс для относительно крупных изображений частиц, а вот кривые, полученные с использованием многопроходного метода PIV, имеют минимум в окрестности $d_t = 3$ пикс, и это подразумевает наличие оптимального диаметра изображения частицы, при котором достигается наименьшая погрешность измерения. В последнем случае полная погрешность измерения не превышает 0,01 пикс в диапазоне диаметров от 2 до 5 пикс для расчетной области стандартного размера 32×32 пикс, что примерно в 5 раз ниже соответствующих значений, полученных с использованием многопроходного алгоритма. Итак, многопроходные алгоритмы являются

¹² На самом деле для данной концентрации частиц полная погрешность слегка увеличивается при $d_t > 6$ пикс. Не трудно сообразить, что дальнейшее увеличение диаметра изображений частиц приведёт к инверсии яркости PIV-изображений и, как следствие, к многократному увеличению погрешности до уровня, соответствующего малым диаметрам изображений частиц.

лучшими с точки зрения минимизации погрешности измерения по сравнению с «быстрыми» однопроходными (стандартными) методами. Преимущества многопроходного метода PIV станут более очевидными при их применении к сдвиговым течениям (см. ниже). Однако необходимо учитывать, что полученные низкие значения полной погрешности, полученные на основе анализа синтетических изображений, никогда не достигаются в реальном эксперименте. Реальные значения полной погрешности¹³ измерения мгновенных смещений примерно на порядок выше ($\sim 0,1$ пикс) в соответствии с результатами, полученными в рамках Международных семинаров по методу PIV [15–18]. Тем не менее, приведённые результаты совершенно точно показывают чувствительность погрешности измерения к варьируемым параметрам.

На рис. 2.3.16,в можно заметить любопытную закономерность, связанную с несколько бóльшими значениями погрешности, полученными с использованием многопроходного алгоритма PIV для больших диаметров изображений частиц ($d_\tau > 6$ пикс) и размеров расчётных областей (32×32 пикс и 64×64 пикс). Это является результатом влияния ошибок, связанных с деформациями PIV-изображений: чем больше размеры шаблонной f и сравниваемой g расчётных областей, тем выше несоответствие между ними даже при их незначительных деформациях. Согласно выражениям (1.1.29) и (1.1.30), деформация изображения подразумевает вычисление, как минимум, первых производных смещения по пространству, которые, в свою очередь, сильно зависят от погрешности измерения самих смещений. Стоит отметить, что этот эффект теряет свою значимость при рассмотрении более сложных типов течений, например, сдвиговых, и тем более в реальных экспериментах, в которых одновременно накладывается влияние сразу несколько факторов.

¹³ Следует отметить, что в реальных экспериментах анализируется неопределенность измерения, а не погрешность, поскольку истинные значения измеряемых величин неизвестны.

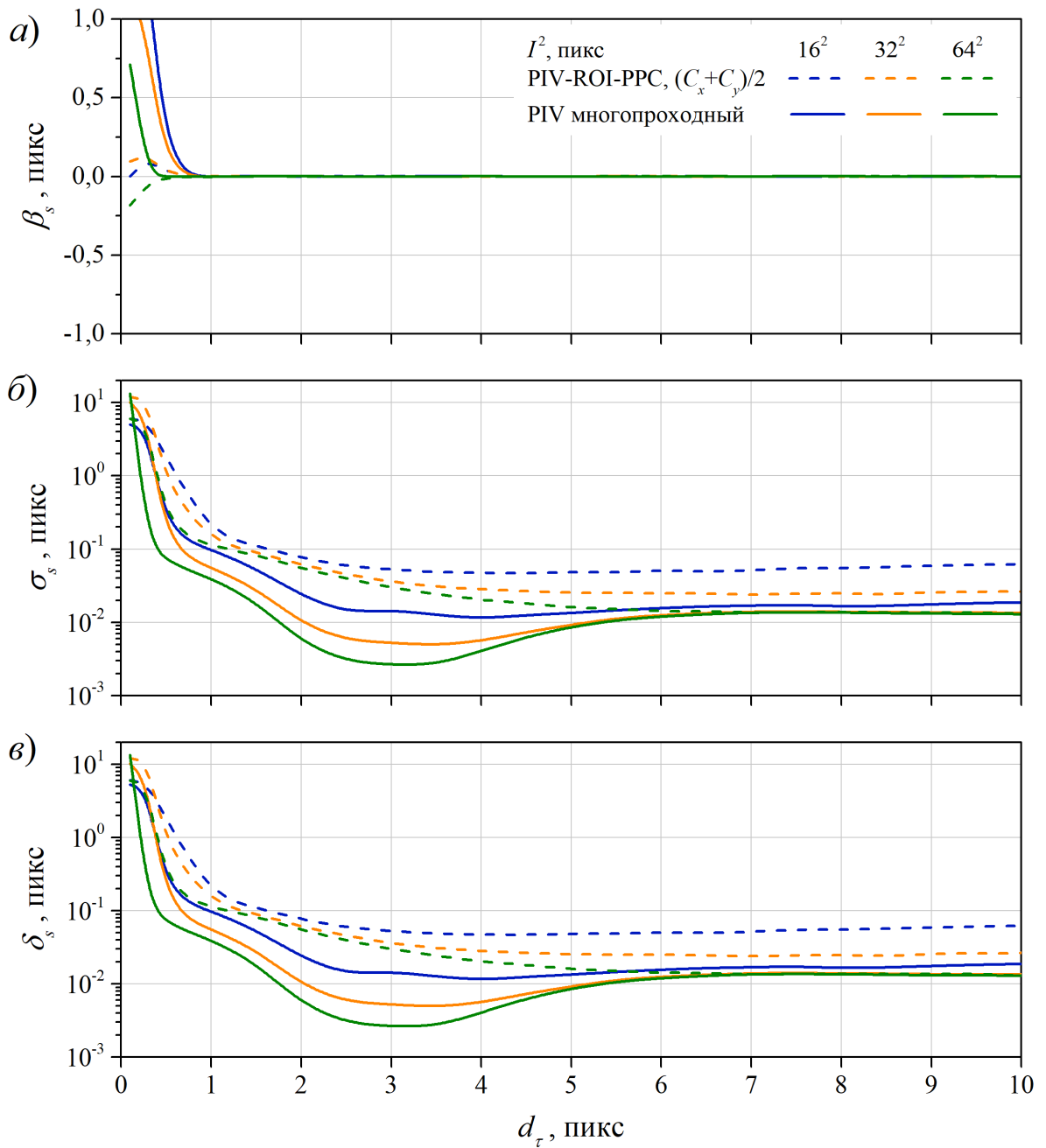


Рисунок 2.3.16. Систематическая (а), случайная (б) и полная (в) погрешности измерения в зависимости от диаметра изображения частиц. Параметры моделирования: алгоритм PIV-ROI-PPC и многопроходный алгоритм PIV на основе БПФ (5 итераций).

Как видно из рис. 2.3.16, применение многопроходного алгоритма PIV приводит к увеличению погрешности измерения при малых диаметрах изображений частиц ($d_\tau < 0,5$ пикс). Это связано с большим количеством ошибочных векторов смещения на первой итерации. Так, например, при

обработке PIV-изображений с диаметром изображений частиц $d_\tau = 0,3$ пикс с использованием алгоритма PIV-ROI-PPC, было обнаружено 1137 ошибочных векторов, что составляет чуть больше половины от статистически обрабатываемых векторов (2048 векторов). Для сравнения, при $d_\tau = 3$ пикс после первой итерации не было обнаружено ни одного ошибочного вектора смещения. Поскольку многопроходный алгоритм PIV использует поля смещений, найденные на предыдущей итерации, то при большом количестве ошибочных векторов смещения последующие итерации не приводят к уточнению поля скорости, а, наоборот, приводят лишь к дальнейшему увеличению как случайной (рис. 2.3.16,а), так и систематической (рис. 2.3.16,б) погрешности измерения. Действительно, сравнение типичных ККФ, полученных с использованием алгоритмов PIV-ROI-PPC (рис. 2.3.17,д – з) и PIV (рис. 2.3.16,и – м), демонстрирует случайное положение максимума ККФ при $d_\tau = 0,3$ пикс и его низкое значение сравнимое с шумом.

Применение многопроходного алгоритма PIV к обработке изображений с большими диаметрами изображений частиц (рис. 2.3.17,б – в) приводит к существенному улучшению формы ККФ (рис. 2.3.17,к – м). При этом следует отметить, что значение ККФ в ее максимуме находится на том же уровне или даже ниже, однако преимущество достигается за счет повышения отношения сигнал/шум и центрирования положения максимума ККФ. Последнее является ключевым преимуществом многопроходных алгоритмов, проявляющимся при подпиксельном уточнении положения максимума.

Итак, можно сделать вывод, что применение многопроходного алгоритма, основанного на деформации расчётных областей, позволяет значительно снизить полную погрешность измерения смещения. Наименьшая погрешность достигается при обработке PIV-изображений с диаметрами изображений частиц от 2 до 5 пикс. На практике следует избегать диаметров изображений частиц менее 1 пикс, а при обработке PIV-изображений с большими диаметрами частиц следует использовать другие подходы к уточнению положения максимума ККФ с подпиксельной точностью, например, основанные на интерполяции параболой по

пяти точкам. Полная погрешность определения смещения снижается с увеличением размера расчётной области, особенно в диапазоне изменения диаметра изображения частиц от 2 до 5 пикс. При этом необходимо помнить о балансе между точностью и пространственным разрешением. Первое повышается с увеличением размера расчётной области, а второе – снижается.

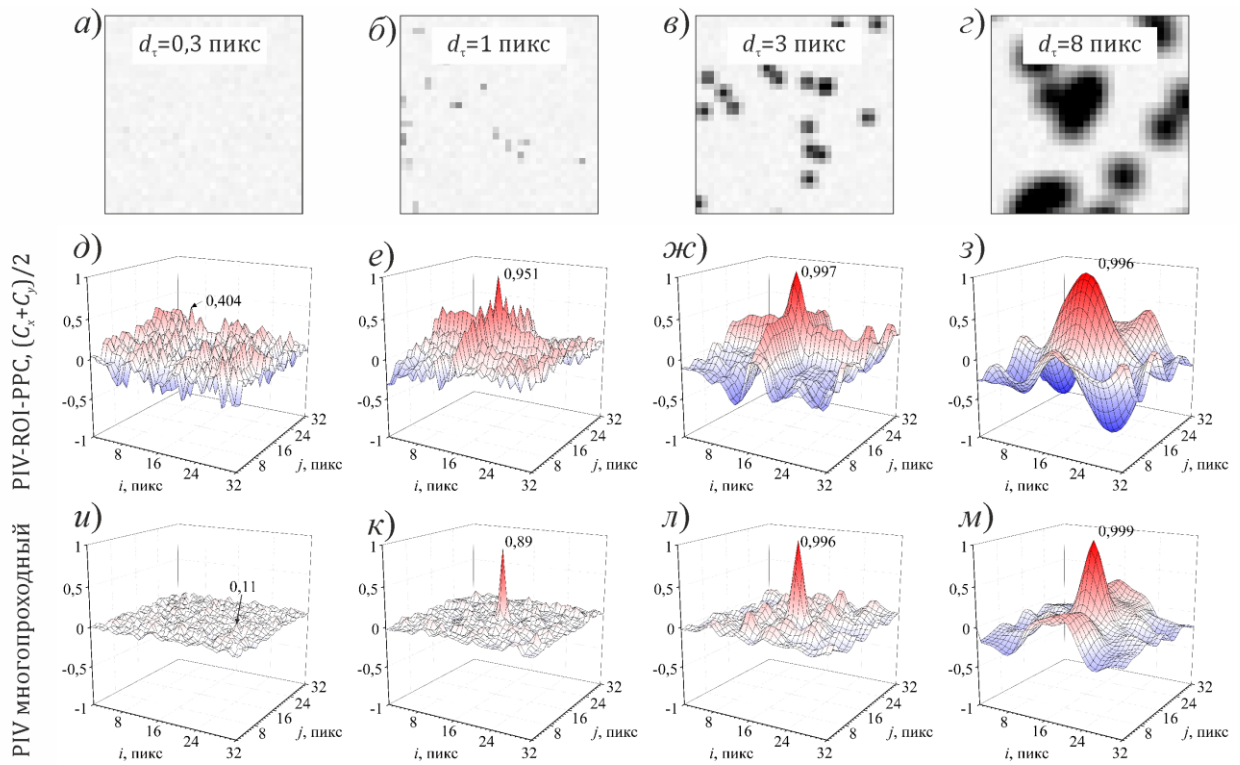


Рисунок 2.3.17. Типичные расчётные области (инвертированные) со сторонами 32×32 пикс ($a - d$) в зависимости от диаметра изображений частиц и соответствующие им ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритмов PIV-ROI-PPC ($d - z$) и многопроходного алгоритма PIV ($u - m$). ККФ получены с использованием расчётных областей со сторонами 32×32 пикс. Цифры на ККФ указывают на их максимальные значения.

Плоскопараллельное смещение изображений частиц и пик-локинг эффект

Из рис. 2.3.18 видно, что использование многопроходного алгоритма PIV существенно снижает нежелательный пик-локинг эффект для относительно

больших диаметров изображений частиц. Это связано с процедурами смещения и деформации расчётных областей, заложенных в многопроходных алгоритмах, приводящих к смещению максимума ККФ к центру её плоскости. Это, в свою очередь, приводит к симметричному корреляционному пику, положение максимума которого оценивается гораздо точнее. Однако для диаметров изображений частиц менее одного пикселя многопроходный алгоритм не только не снижает погрешность, но даже увеличивает её (рис. 2.3.18,д). Важно отметить, что величина пик-локинг эффекта существенно зависит от алгоритма интерполяции яркости изображения, используемого при её деформации [114,115,118,216].

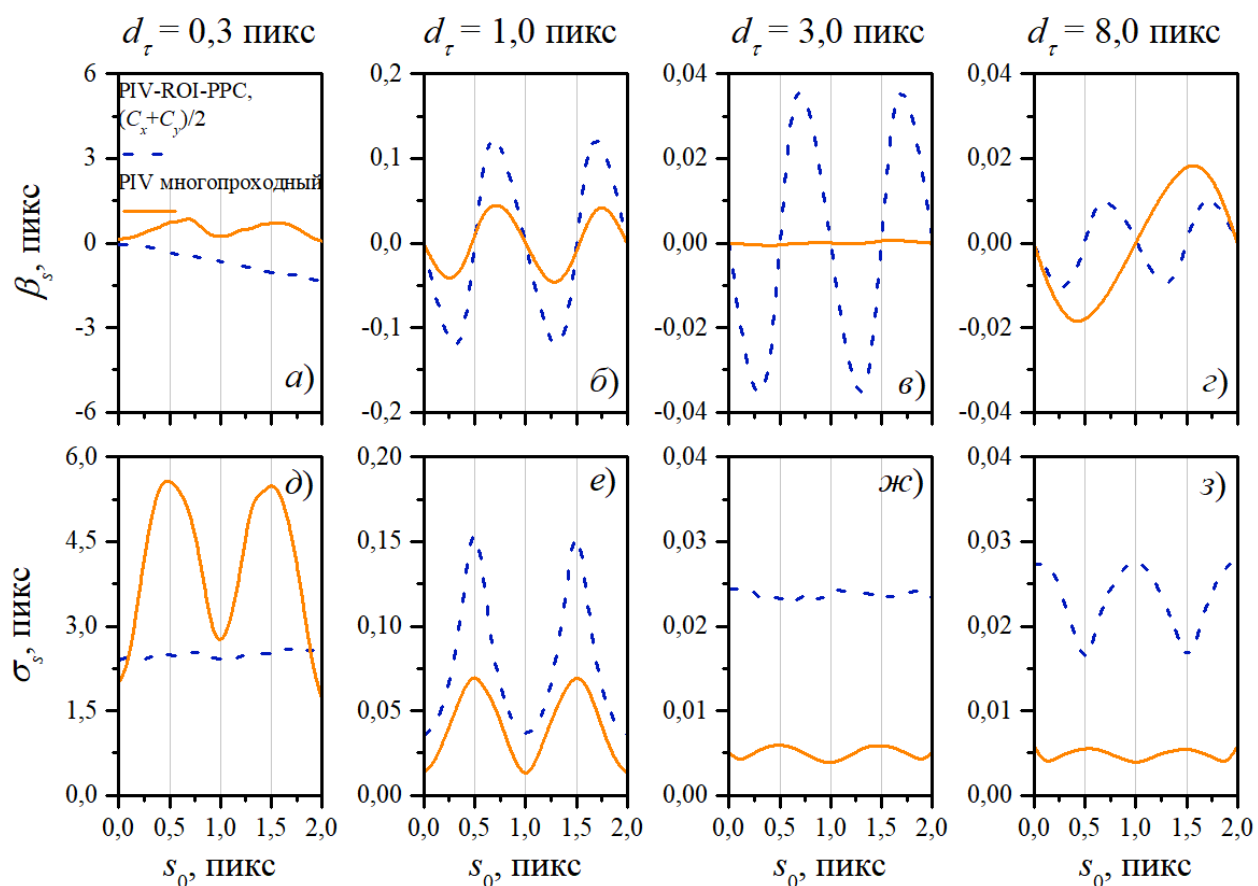


Рисунок 2.3.18. Систематическая (а – г) и случайная (д – з) погрешности измерения в зависимости от величины смещения. Параметры моделирования: алгоритм PIV-ROI-PPC и многопроходный алгоритм PIV на основе БПФ (5 итераций); $I^2 = 32^2$ пикс.

Применение многопроходного алгоритма позволяет несколько снизить величину пик-локинг эффекта даже для изображений частиц с диаметром 1 пикс (рис. 2.3.19,а). Для диаметра изображений частиц $d_\tau = 3$ пикс, являющегося оптимальным для многопроходного алгоритма (рис. 2.3.16), и для больших значений диаметра пик-локинг эффект пренебрежимо мал и поэтому не наблюдается (рис. 2.3.19,б).

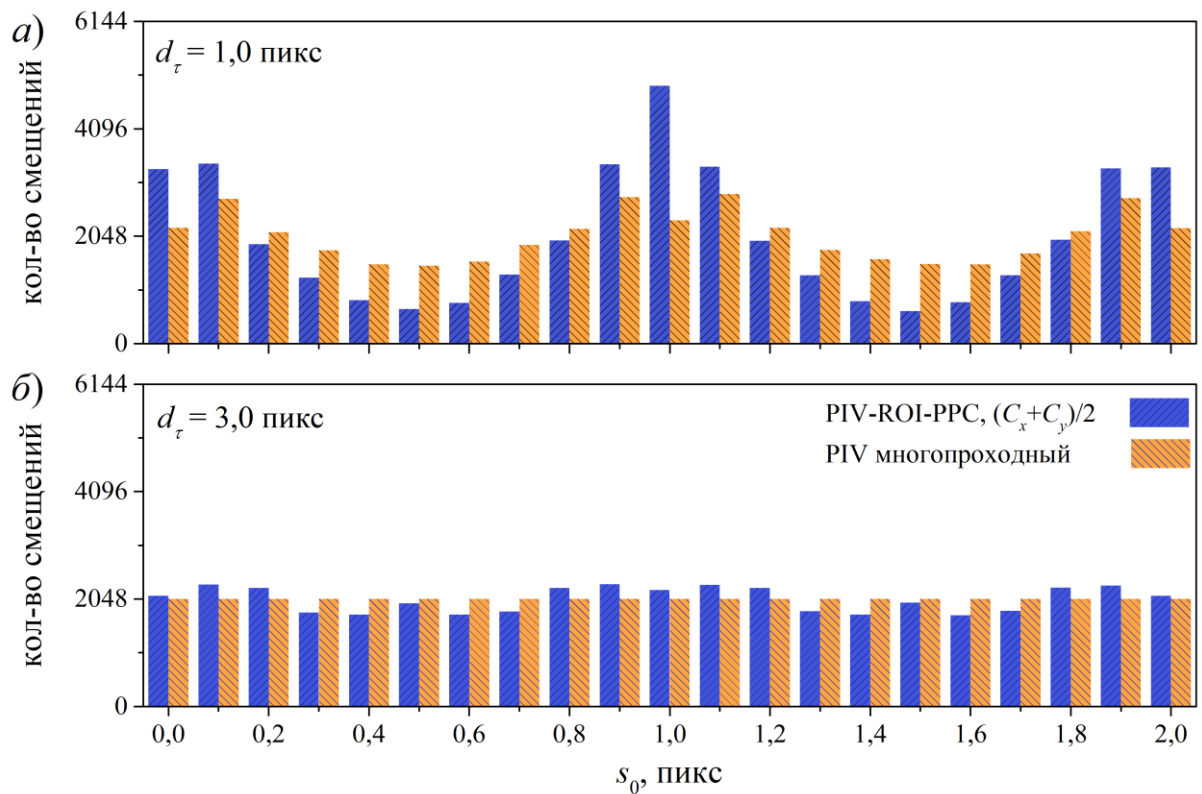


Рисунок 2.3.19. Гистограммы оценённых значений смещения, полученных с использованием алгоритма PIV-ROI-PPC и многопроходного алгоритма PIV для диаметров изображения частицы 1 пикс (а) и 3 пикс (б).

Чтобы избежать ошибок, связанных с пик-локинг эффектом, важно, чтобы диаметр изображений частиц был не менее одного пикселя. Меньшие размеры обычно появляются в случае низкого оптического увеличения или для камер с большим расстоянием между пикселями, что типично для некоторых высокоскоростных камер. Для увеличения диаметра изображения частицы достаточно слегка расфокусировать объектив или частично закрыть диафрагму

объектива. При обоих подходах яркость света, попадающего на светочувствительный элемент камеры, уменьшается. В этом случае необходимо увеличить либо время экспозиции, либо интенсивность светового ножа.

Итак, дискретная природа изображений негативно сказывается на точности оцениваемых смещений. Это приводит к пик-локинг эффекту, который проявляется в тенденции смещений принимать целочисленные значения, кратные одному или двум пикселям в зависимости от диаметра изображения частицы и типа функции, используемой при интерполяции изображения. Этот эффект особенно заметен при диаметрах изображений частиц менее одного пикселя. Оптимальный диаметр, с точки зрения минимизации пик-локинг эффекта, находится в диапазоне от 2 до 5 пикс. Использование многопроходного алгоритма позволяет значительно снизить не только систематическую погрешность, но и случайную, связанную с некорректным определением положения максимума ККФ.

Влияние концентрации частиц

Применение многопроходного алгоритма PIV позволяет существенно снизить полную погрешность измерения смещения (рис. 2.3.20) при эффективном числе частиц $N_I > 2$. В этом случае полная погрешность измерения практически обратно пропорциональна корню квадратному из площади, занимаемой рассматриваемой расчётной областью. Например, при $N_{ppp} = 16/32^2$ част/пикс² полная погрешность составляет приблизительно 0,0025 пикс для расчётной области со сторонами 64^2 пикс и увеличивается до 0,005 и 0,01 пикс для областей со сторонами 32^2 и 16^2 пикс, соответственно (рис. 2.3.20,в). Таким образом, чем выше эффективное число частиц, тем меньше полная погрешность измерения. Эта тенденция сохраняется примерно до $N_I = 128$ частиц на расчетную область.

Как и в случае применения алгоритма с областью поиска, снижение погрешности измерения с увеличением эффективного числа частиц объясняется простым фактом, что большее количество совпадающих пар изображений частиц увеличивает силу сигнала, т.е. отношение максимума ККФ к корреляционному

шуму. Это наглядно продемонстрировано на рис. 2.3.21. Многократное снижение полной погрешности измерения, наблюдаемой на рис. 2.3.20, в, достигнуто за счет центрирования пика ККФ, как показано на рис. 2.3.21, и – м.

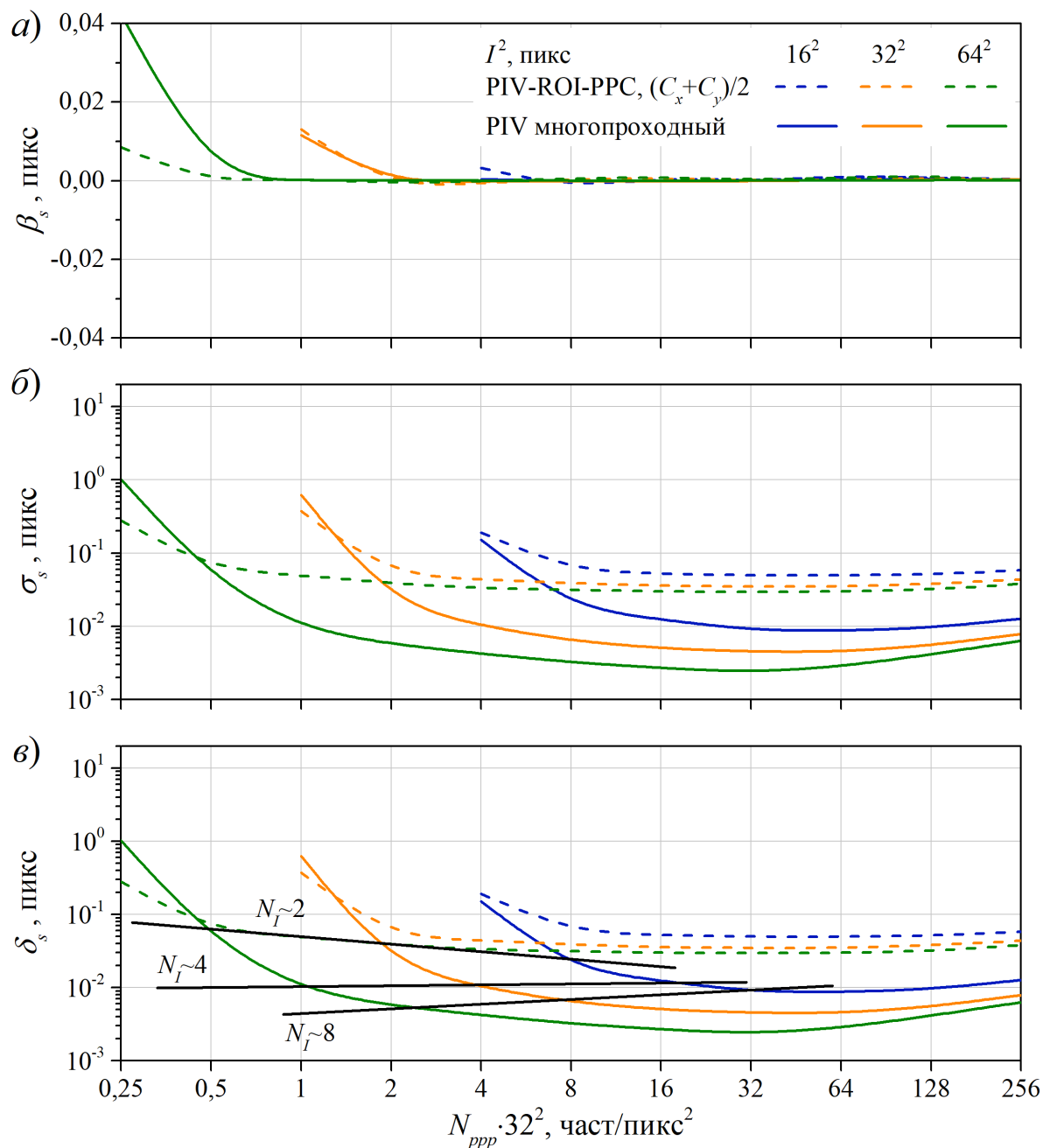


Рисунок 2.3.20. Систематическая (а), случайная (б) и полная (в) погрешности измерения в зависимости от концентрации частиц и размера расчётной области. Параметры моделирования: алгоритм PIV-ROI-PPC и многопроходный алгоритм PIV на основе БПФ (5 итераций).

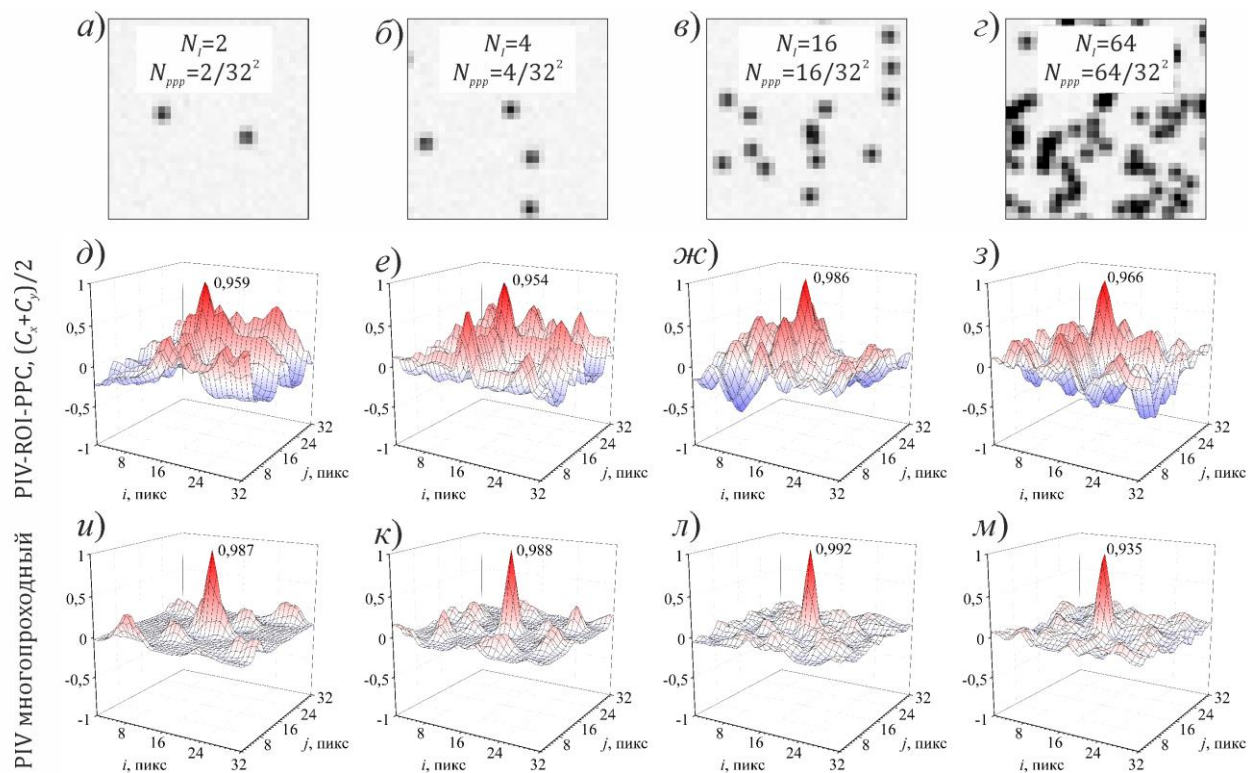


Рисунок 2.3.21. Типичные расчётные области (инвертированные) со сторонами 32×32 пикс ($a - г$) в зависимости от эффективного числа частиц и соответствующие им ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритмов PIV-ROI-PPC ($д - з$) и многопроходного алгоритма PIV ($и - м$). Цифры на ККФ указывают на их максимальные значения.

Влияние градиента смещения

Как видно из рис. 2.3.22, применение многопроходного алгоритма, учитывающего деформацию изображения, способствует усилению сигнала и устранению дефекта формы ККФ. Это приводит к практически постоянной погрешности определения смещения в широком диапазоне градиентов смещения, как показано на рис. 2.3.23. Следует отметить, что в случае существенно неравномерного профиля скорости в пределах рассматриваемой расчётной области градиент смещения не является постоянным, а среднее значение смещения изображений частиц обычно выше, чем в центре окна, где оценивается

вектор смещения [222,223]. В результате скорость, как правило, становится завышенной (рис. 2.3.9).

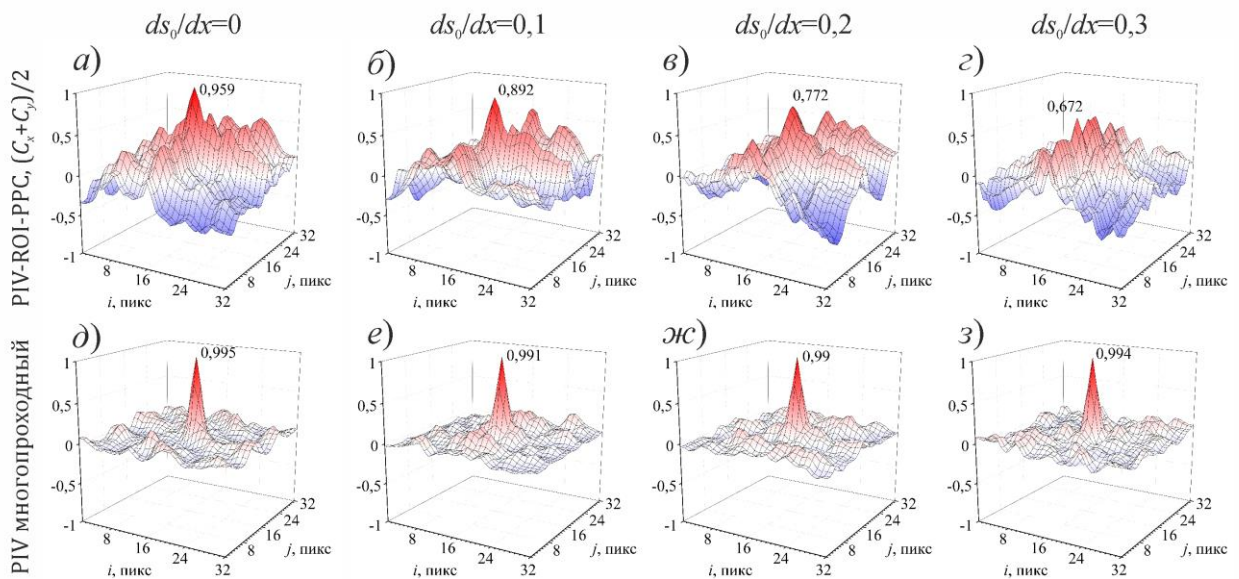


Рисунок 2.3.22. Типичные ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритмов PIV-ROI-PPC (*a – г*) и многопроходного алгоритма PIV (*д – з*). ККФ получены с использованием расчётных областей со сторонами 32×32 пикс. Цифры на ККФ указывают на их максимальные значения.

Следует отметить одно очень важное обстоятельство: в рассмотренных выше примерах все найденные векторные поля проверялись на наличие ошибочных векторов смещения $\mathbf{s}$ согласно медианному критерию (1.1.46), а в случае их обнаружения они корректировались с помощью осреднения по оставшимся соседним векторам (см. раздел 1.1.10). Без этой процедуры многопроходный алгоритм не был бы таким производительным, особенно при больших значениях градиента смещения. Это связано с тем, что ошибки, возникающие в каком-либо узле расчетной сетки, распространялись бы на соседние, поскольку ошибочные векторы были бы задействованы в определении производных, необходимых для деформации изображений. Например, при $ds_0/dx = 0,3$ пикс/пикс после первой итерации многопроходного алгоритма было обнаружено и скорректировано 99, 53 и 44 вектора из 2048 статистически обрабатываемых векторов для расчётных областей со сторонами 16^2 , 32^2 и

64^2 пикс соответственно, а после пятой – 11, 0 и 0, т.е. векторное поле смещения всё ещё содержало некоторое количество ошибочных векторов в случае маленькой расчётной области. Именно по этой причине можно увидеть повышенную погрешность на рис. 2.3.23 в случае расчётной области со сторонами 16^2 пикс.

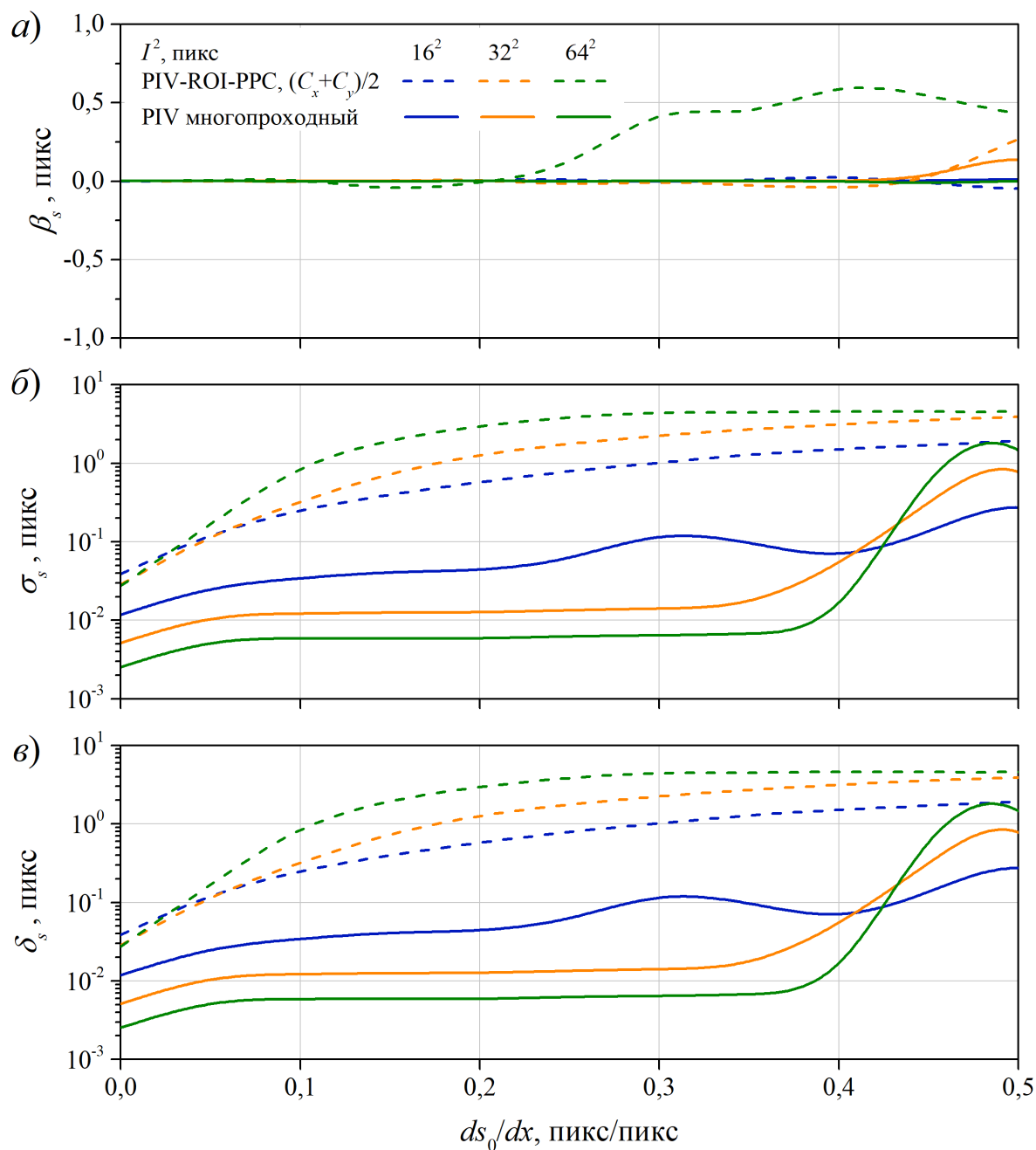


Рисунок 2.3.23. Систематическая (а), случайная (б) и полная (в) погрешности измерения в зависимости от градиента смещения изображений частиц и размера расчётной области. Параметры моделирования: алгоритм PIV-ROI-PPC и многопроходный алгоритм PIV на основе БПФ (5 итераций).

Влияние фонового шума

На рис. 2.3.24 показано влияние уровня шума σ_n/I_0 на величину погрешности при различных концентрациях и размерах расчётной области, соответственно. Из этих рисунков следуют два важных вывода. Во-первых, в случае многопроходного алгоритма даже небольшой уровень фонового шума на PIV-изображениях оказывает сильное влияние на точность оценки смещения. Это связано с резким ухудшением сигнала на ККФ, как показано на рис. 2.3.25. Во-вторых, полная погрешность измерения снижается с увеличением концентрации изображений частиц¹⁴ и размера расчётной области вне зависимости от уровня фонового шума и используемого алгоритма. Интересно отметить, что применение многопроходного алгоритма не приводит к существенному снижению полной погрешности при большом уровне шума. Поэтому перед расчетами необходимо минимизировать уровень фонового шума на PIV-изображениях.

Из рис. 2.3.24,е видно, что полная погрешность измерения практически обратно пропорциональна корню квадратному из площади, занимаемой рассматриваемой расчётной областью. Например, при $\sigma_n/I_0 = 0,1$ полная погрешность составляет приблизительно 0,013 пикс для расчётной области со сторонами 64^2 пикс и увеличивается до 0,028 и 0,058 пикс для областей со сторонами 32^2 и 16^2 пикс, соответственно. С другой стороны, полная погрешность измерения обратно пропорциональна корню кубическому от концентрации частиц (рис. 2.3.24,в). Например, при $\sigma_n/I_0 = 0,1$ полная погрешность составляет приблизительно 0,027 пикс для расчётной области со сторонами 64^2 пикс и увеличивается до 0,041 и 0,068 пикс для областей со сторонами 32^2 и 16^2 пикс соответственно. Поэтому нельзя сказать, что можно получить простую зависимость погрешности измерения от исследуемых варьируемых параметров. Тем не менее, в первом приближении можно положить, что она обратно пропорциональна корню квадратному от эффективного числа частиц.

¹⁴ До определённых оптимальных значений параметров моделирования.

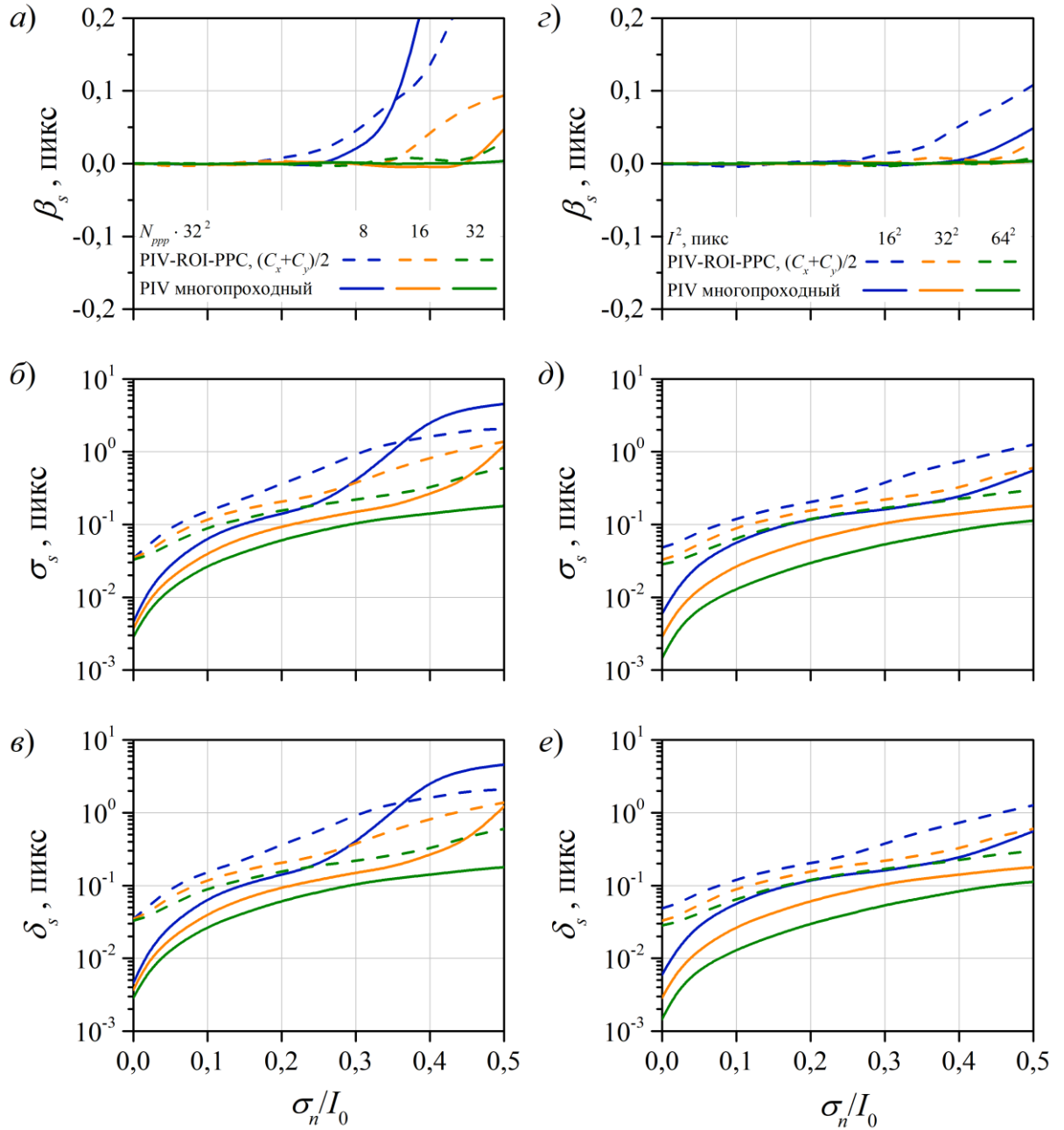


Рисунок 2.3.24. Систематическая (а, з), случайная (б, д) и полная (в, е) погрешности измерения в зависимости от уровня фонового шума, концентрации изображений частиц (а – в) и размера расчётной области (з – е). Параметры моделирования: алгоритм PIV-ROI-PPC и многопроходный алгоритм PIV на основе БПФ (5 итераций); $I^2 = 32^2$ пикс (а – в); $N_{ppp} = 16/32^2$ част/пикс² (з – е).

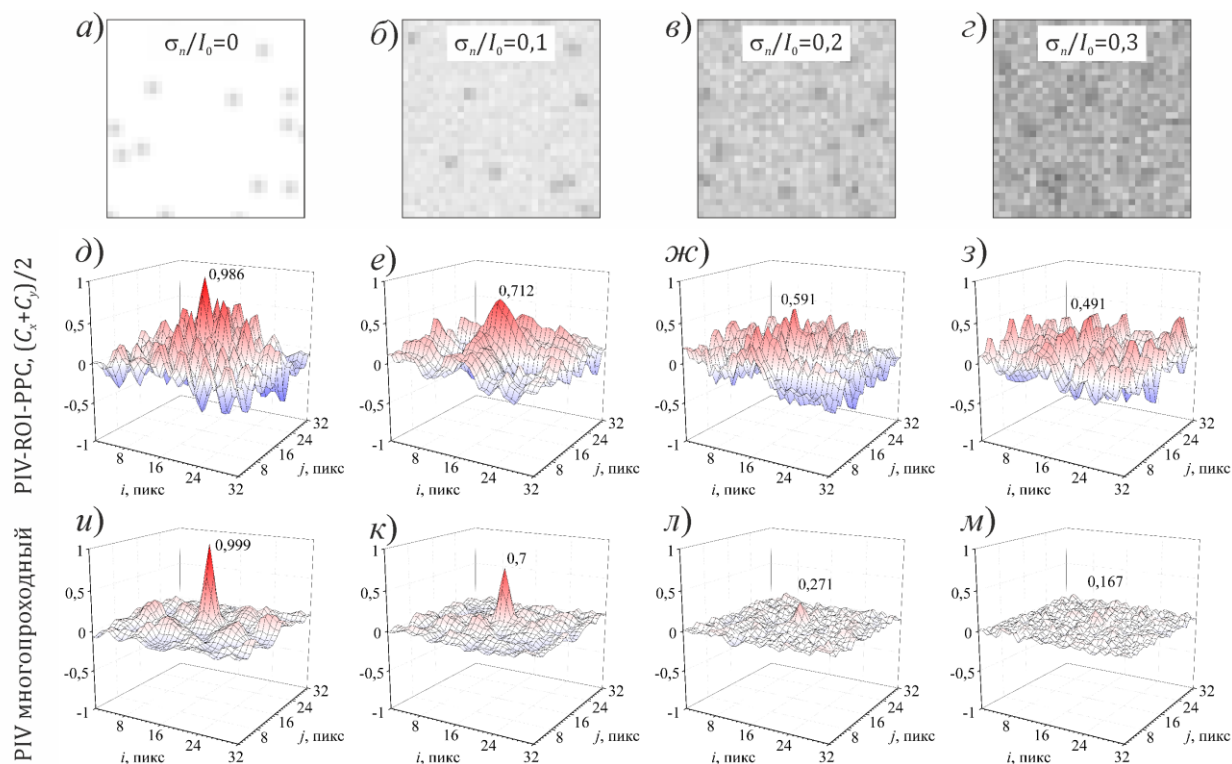


Рисунок 2.3.25. Типичные расчётные области (инвертированные) со сторонами 32×32 пикс ($a - z$) в зависимости от уровня фонового шума и соответствующие им ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритмов PIV-ROI-PPC ($d - z$) и многопроходного алгоритма PIV ($u - m$). Цифры на ККФ указывают на их максимальные значения.

Итак, оценка точности многопроходного алгоритма PIV показала, что его использование приводит к многократному снижению полной погрешности от $\sim 10^{-1}$ пикс до $\sim 10^{-2}$ пикс. На рис. 2.3.26 приведено обобщение основных результатов этого раздела диссертации. Наилучшие результаты получены при анализе модельного сдвигового течения, т.е. при наличии градиента смещения (рис. 2.3.26,в). Наименьшая погрешность достигается при обработке PIV-изображений:

- с диаметрами изображений частиц от 2 до 5 пикс и не менее 1 пикс;
- в широком диапазоне эффективного числа частиц $N_I = N_{ppp}IJ$ от 4 до 512 при любых размерах расчетной области;
- при градиентах смещения изображений частиц $ds_0/d_x < 0,4$ пикс/пикс;

– с фоновым шумом $\sigma_n/I_0 < 0,2$.

Показано, что во всех рассмотренных случаях увеличение размеров расчетной области в диапазоне от 16^2 до 64^2 пикс приводит к снижению полной погрешности измерения, хотя предпочтительней использовать маленькие расчётные области на первой итерации и постепенно их увеличивать на последующих.

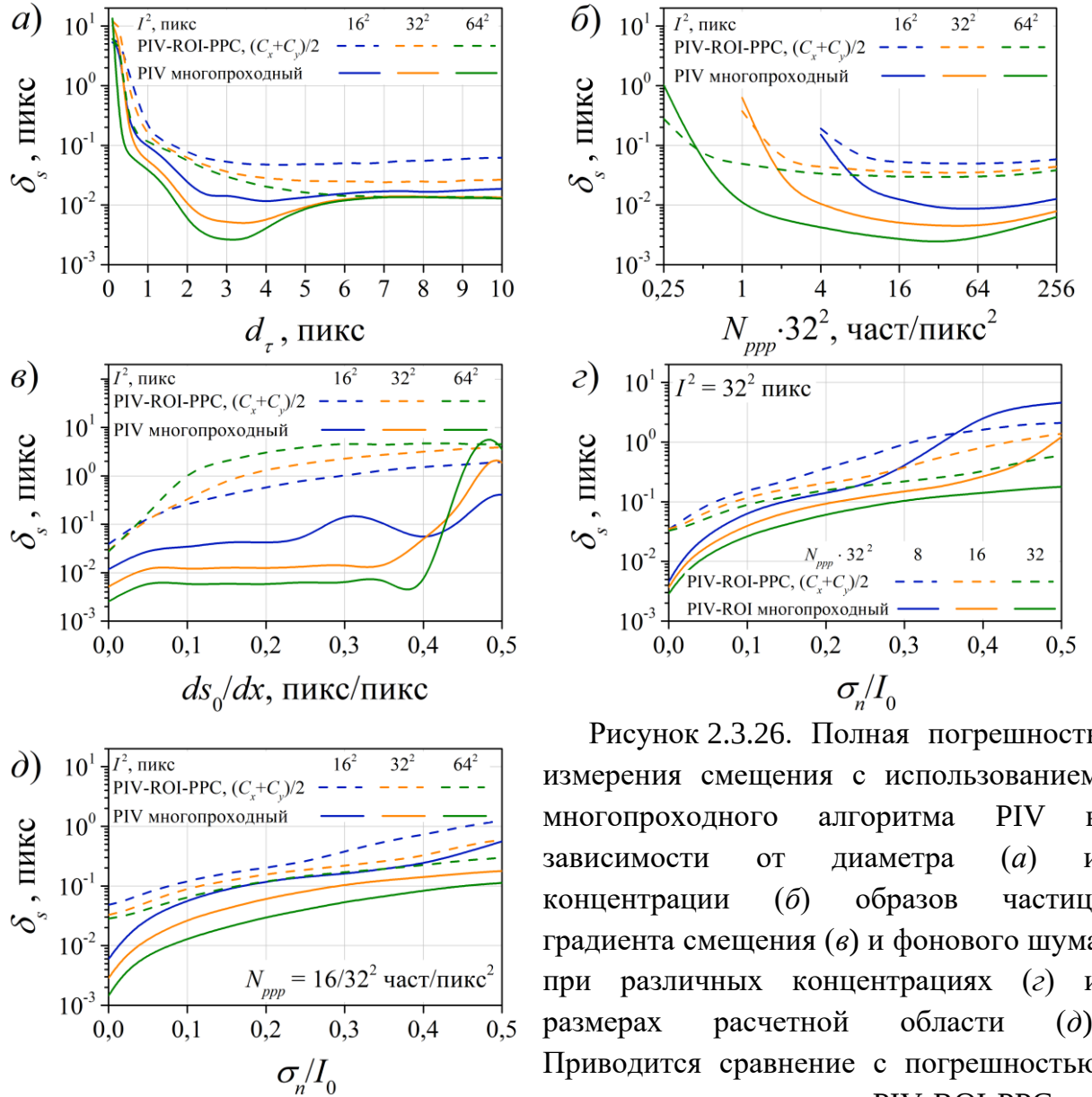


Рисунок 2.3.26. Полная погрешность измерения смещения с использованием многопроходного алгоритма PIV в зависимости от диаметра (а) и концентрации (б) образов частиц, градиента смещения (в) и фонового шума при различных концентрациях (г) и размерах расчетной области (д). Приводится сравнение с погрешностью стандартного алгоритма PIV-ROI-PPC.

2.3.3. Оценка погрешности метода SIV и алгоритма его ускорения

В разделе 2.3.1 диссертации было показано, что ККФ C_x и C_y имеют вытянутую форму в направлении проецирования расчетных областей, что негативно сказывается на погрешности определения смещения. Использование средней арифметической ККФ $(C_x + C_y)/2$ позволяет существенно снизить погрешность измерения смещения для всех рассмотренных выше параметров моделирования. Очевидно, что функции САР Φ_x (1.2.15) и Φ_y (1.2.16) имеют аналогичную особенность формы, а использование функции $(\Phi_x + \Phi_y)/2$ приводит к более надежным результатам. Поэтому для краткости изложения результатов оценки погрешности измерения ниже проведен сравнительный анализ погрешности алгоритма SIV-ROI-PPC с использованием только функции $(\Phi_x + \Phi_y)/2$ по отношению к аналогичным результатам, полученным с использованием алгоритмов SIV-ROI и PIV-ROI. В настоящем разделе, как и ранее, уточнение положения максимума ККФ выполняется трёхточечной интерполяцией параболой (1.1.23), а минимума функции САР – с использованием выражений (1.1.42).

Влияние диаметра изображения частицы

Из рис. 2.3.27 видно, что полная погрешность измерения снижается с увеличением диаметра изображения частиц для обоих алгоритмов PIV-ROI и SIV-ROI. Как было отмечено в разделе 2.3.1, это связано с процедурой интерполяции при уточнении положения максимума ККФ или минимума функции САР с подпиксельной точностью. Однако алгоритм SIV-ROI приводит к меньшей погрешности измерения по отношению к алгоритму PIV-ROI при обработке PIV-изображений с большими диаметрами изображений частиц, что объясняется более эффективной трёхточечной аппроксимацией (1.1.42), которая предполагает конусную форму функции САР в окрестности ее минимума. Действительно, из рис. 2.3.28, *и – м* видно, что функция САР имеет острую форму в окрестности ее минимума, и что она тем более выражена, чем больше диаметр изображения частиц. Еще одним важным выводом является то, что полная погрешность

измерения методом SIV-ROI снижается с увеличением размера расчетной области (рис. 2.3.27,в), что объясняется увеличением эффективного числа частиц, аналогично методу PIV-ROI.

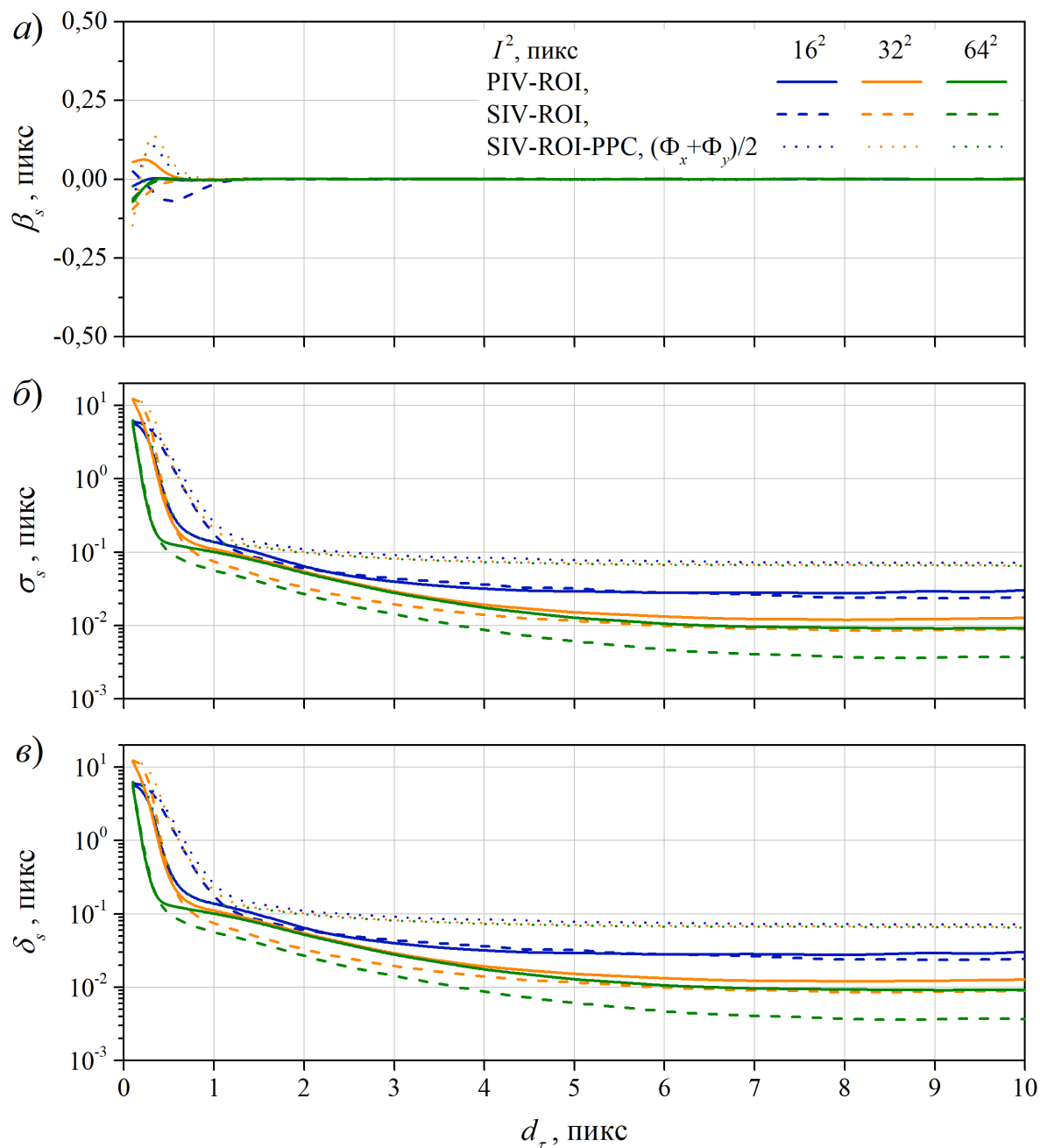


Рисунок 2.3.27. Систематическая (а), случайная (б) и полная (в) погрешности измерения в зависимости от диаметра изображения частиц. Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI, алгоритм с областью поиска SIV-ROI и алгоритм его ускорения SIV-ROI-PPC.

Что касается алгоритма ускорения SIV-ROI-PPC, то он приводит примерно к тем же результатам, что алгоритм ускорения PIV-ROI-PPC (сравнить с рис. 2.3.1). Однако, в отличие от последнего, полная погрешность измерения в этом случае практически не зависит от размера расчетной области во всем рассматриваемом диапазоне изменения диаметра изображения частиц. «Крестообразная» форма функции CAP (рис. 2.3.28, $n-p$) свидетельствует о вытянутой форме функций Φ_x и Φ_y , аналогично функциям C_x и C_y .

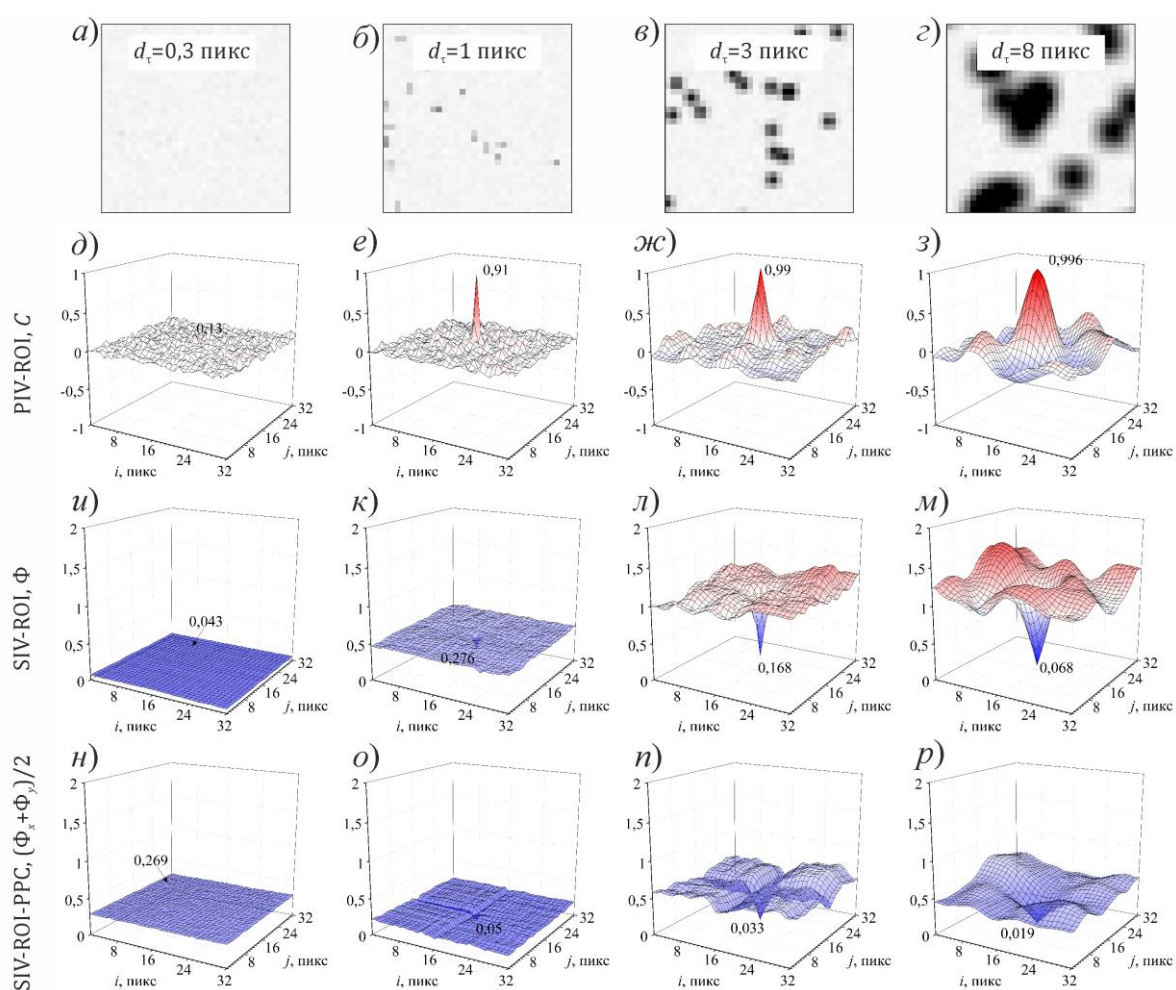


Рисунок 2.3.28. Типичные расчётные области (инвертированные) со сторонами 32×32 пикс ($a - z$) в зависимости от диаметра изображений частиц и соответствующие им ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритма PIV-ROI ($d - z$), и нормированные CAP, полученные с помощью алгоритмов SIV-ROI ($u - m$) и SIV-ROI-PPC ($n - p$). ККФ получены с использованием расчётных областей со сторонами 32×32 пикс. Цифры на ККФ указывают на их максимальные (для PIV) или минимальные (для SIV) значения.

Плоскопараллельное смещение изображений частиц и пик-локинг эффект

При обработке PIV-изображений с $d_t > 1$ пикс применение алгоритма SIV-ROI менее чувствительно к пик-локинг эффекту, чем алгоритма PIV-ROI (рис. 2.3.29). Однако применение алгоритма ускорения SIV-ROI-PPC приводит к существенному увеличению пик-локинг эффекта (рис. 2.3.29, $a - \varepsilon$) по сравнению с алгоритмом ускорения PIV-ROI-PPC (сравнить с рис. 2.3.4, $a - \varepsilon$). Тем не менее, амплитуда модуляции систематической погрешности в этом случае не превышает 0,1 пикс, что находится в пределах погрешности измерения современных панорамных методов диагностики [15–18].

Влияние концентрации частиц

Любопытно, что алгоритм SIV-ROI имеет преимущество по отношению к алгоритму PIV-ROI при обработке изображений с эффективным числом частиц $N_I > 8$ для всех рассматриваемых размеров расчетных областей (рис. 2.3.30). Это объясняется достаточно резким изменением формы функции CAP (рис. 2.3.31, $u - m$) при переходе через отметку $N_I = 8$. В этом случае она имеет более заостренную форму в окрестности ее минимума. При этом полная погрешность алгоритма SIV-ROI уменьшается с увеличением размера расчетной области в отличие от алгоритма PIV-ROI, для которого полная погрешность практически не зависит от размера расчетной области (рис. 2.3.30, ε).

Что касается формы функции $(\Phi_x + \Phi_y)/2$, то она практически не меняется с увеличением концентрации частиц (рис. 2.3.31, $n - p$). Это, в свою очередь, ведет к практически постоянному значению полной погрешности измерения в широком диапазоне изменения эффективного числа частиц $N_I > 4$ (рис. 2.3.30, ε).

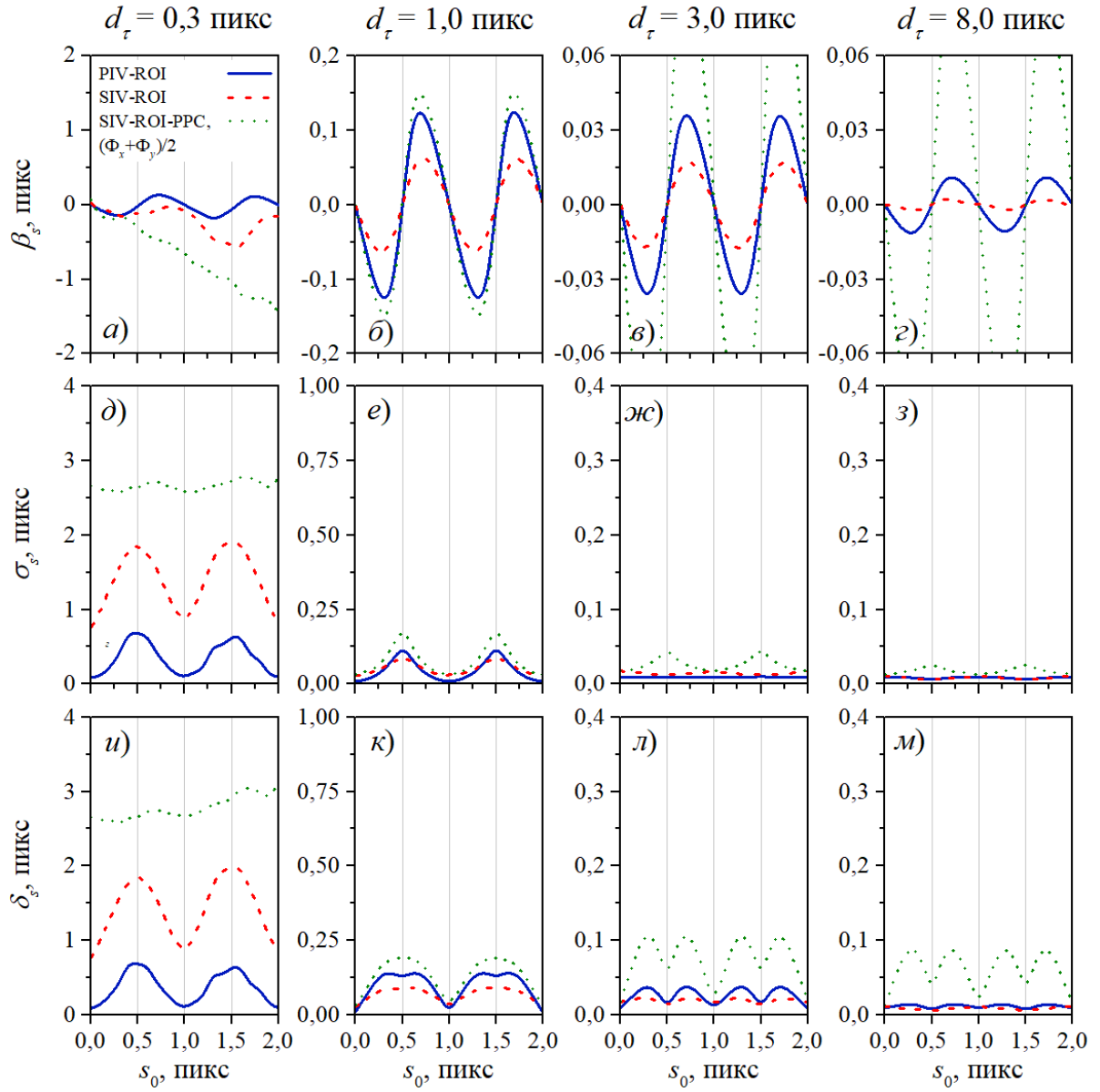


Рисунок 2.3.29. Систематическая (а – г), случайная (д – з) и полная (и – м) погрешности измерения в зависимости от величины смещения. Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI, алгоритм с областью поиска SIV-ROI и алгоритм его ускорения SIV-ROI-PPC; $I^2 = 32^2$ пикс.

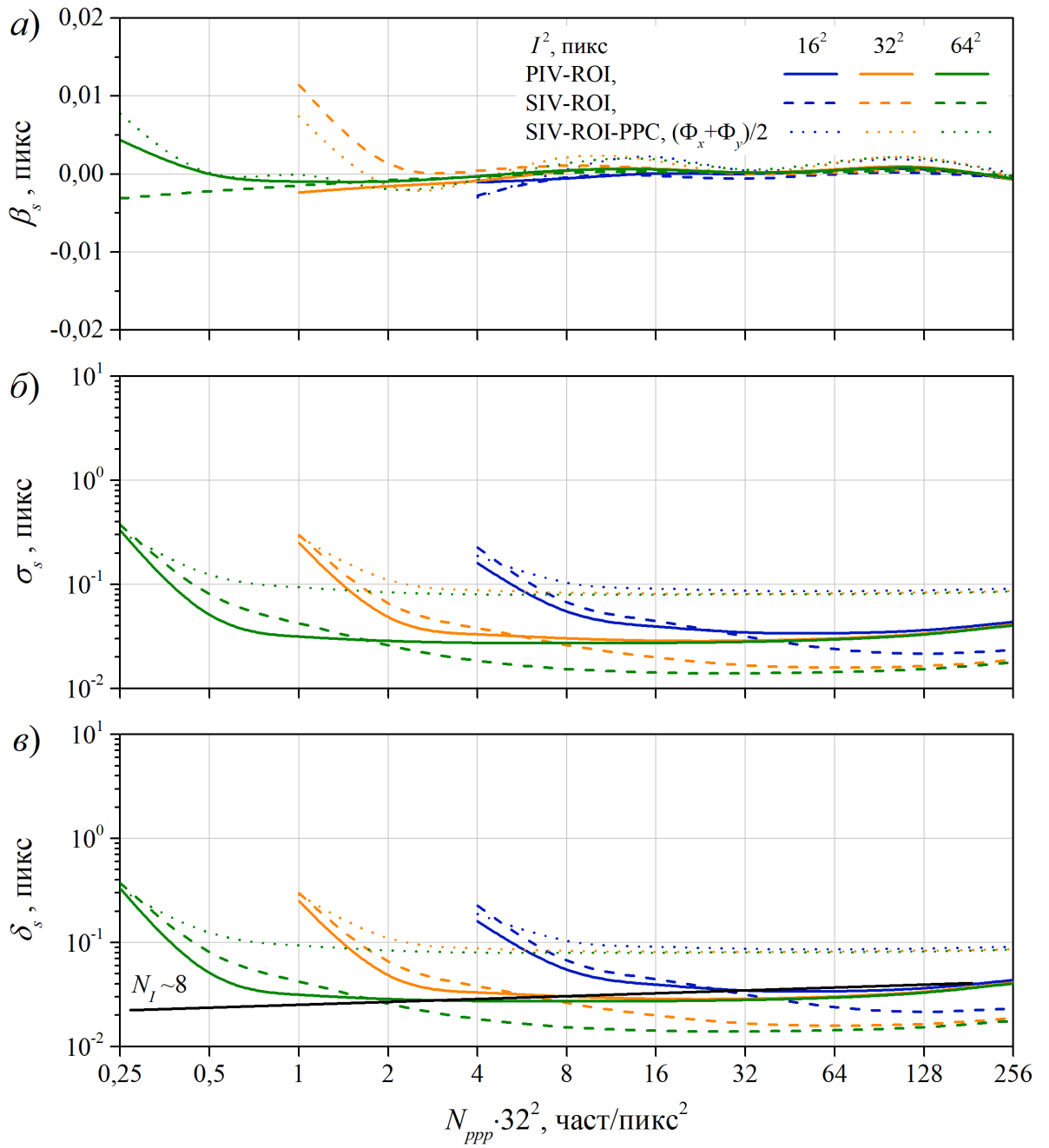


Рисунок 2.3.30. Систематическая (а), случайная (б) и полная (в) погрешности измерения в зависимости от концентрации частиц и размера расчётной области. Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI, алгоритм с областью поиска SIV-ROI и алгоритм его ускорения SIV-ROI-PPC.

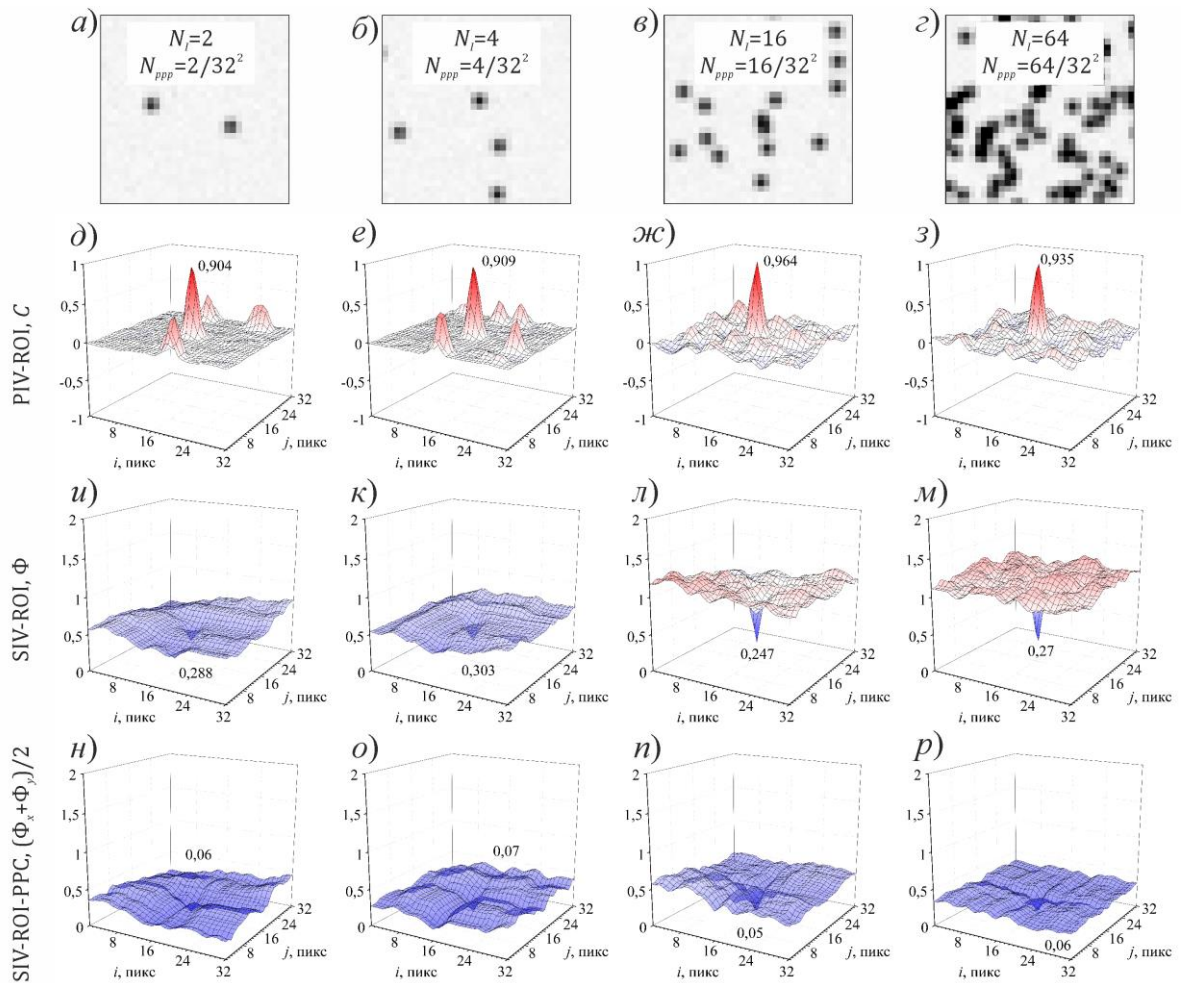


Рисунок 2.3.31. Типичные расчётные области (инвертированные) со сторонами 32×32 пикс ($a - г$) в зависимости от эффективного числа частиц и соответствующие им ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритма PIV-ROI ($д - з$), и нормированные CAP, полученные с помощью алгоритмов SIV-ROI ($и - м$) и SIV-ROI-PPC ($н - р$). ККФ получены с использованием расчётных областей со сторонами 32×32 пикс. Цифры на ККФ указывают на их максимальные (для PIV) или минимальные (для SIV) значения.

Влияние градиента смещения

Рис. 2.3.32 демонстрирует практически одинаковое изменение погрешности измерения для обоих алгоритмов PIV-ROI и SIV-ROI. Аналогично выводам, полученным в случае алгоритма PIV-ROI (раздел 2.3.1), снижение точности вычисления алгоритмом SIV-ROI с увеличением градиента смещения связано со

снижением отношения сигнал/шум и вытягиванием функции САР в окрестности ее минимума в направлении смещения изображений частиц (рис. 2.3.33, д – з).

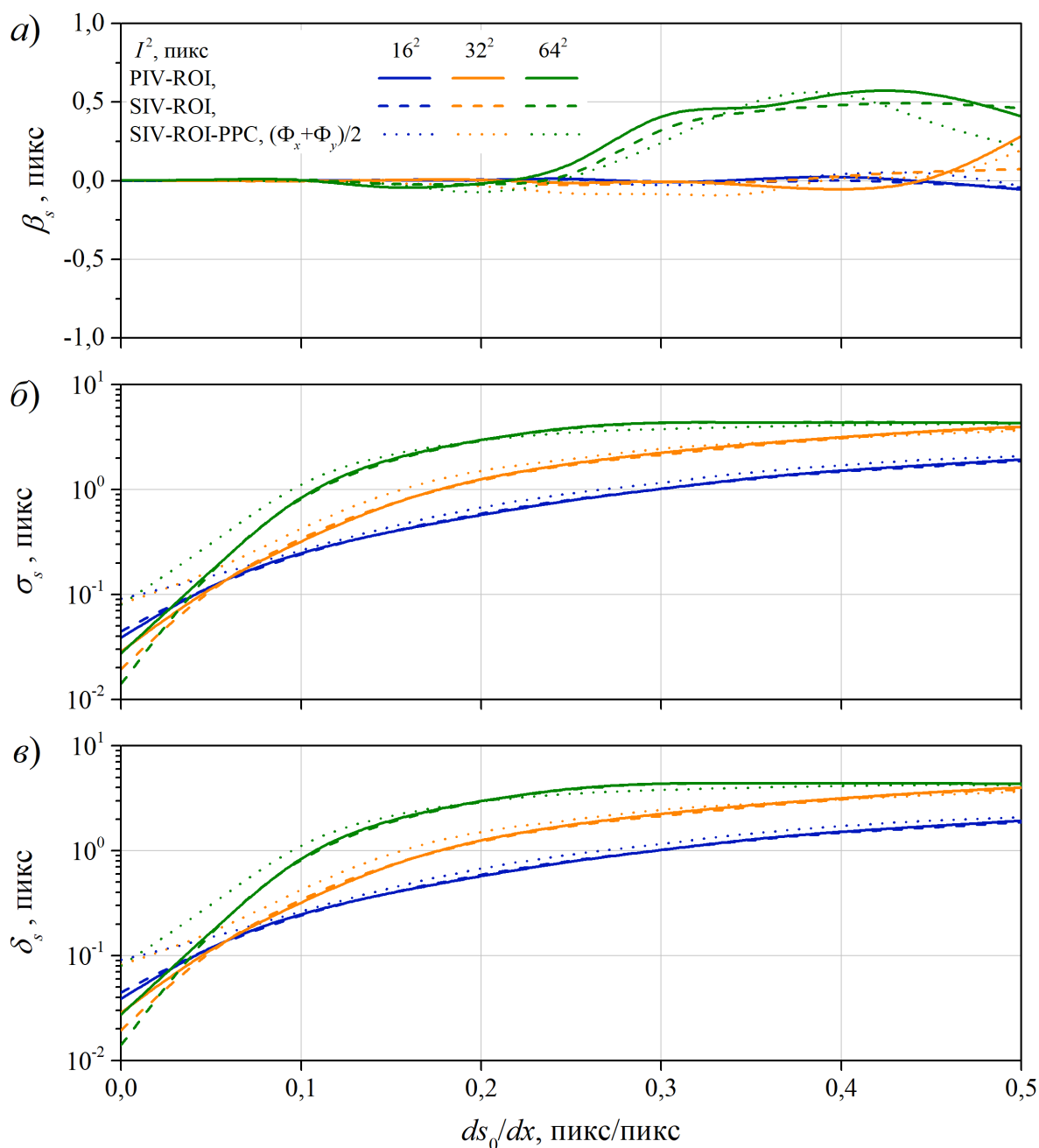


Рисунок 2.3.32. Систематическая (а), случайная (б) и полная (в) погрешности измерения в зависимости от градиента смещения изображений частиц и размера расчётной области. Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI, алгоритм с областью поиска SIV-ROI и алгоритм его ускорения SIV-ROI-PPC.

Применение алгоритма ускорения SIV-ROI-PPC несколько увеличивает полную погрешность измерения (рис. 2.3.32,в) за счет случайной компоненты погрешности (рис. 2.3.32,а), являющейся следствием существенного снижения отношения сигнал/шум с увеличением величины градиента смещения (рис. 2.3.33,и – м).

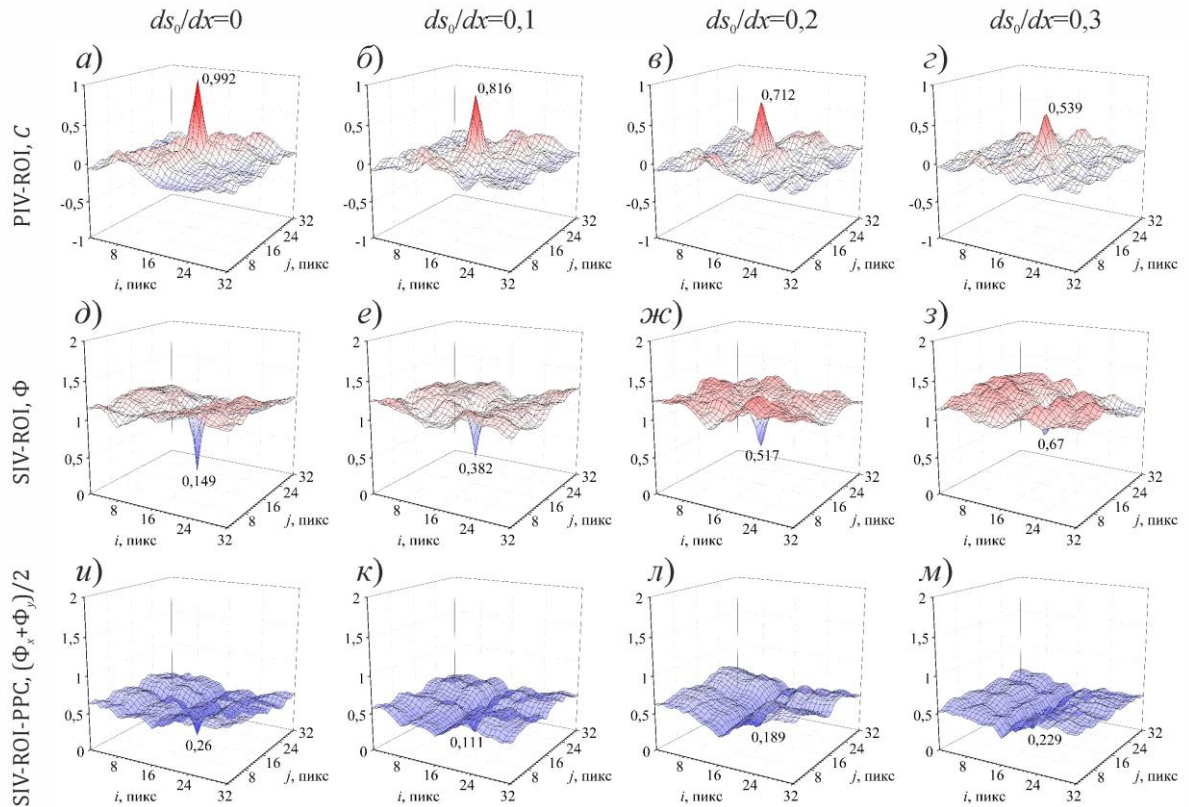


Рисунок 2.3.33. Типичные ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритма PIV-ROI (а – г), и нормированные САР, полученные с помощью алгоритмов SIV-ROI (д – з) и SIV-ROI-PPC (и – м). ККФ получены с использованием расчётных областей со сторонами 32×32 пикс. Цифры на ККФ указывают на их максимальные (для PIV) или минимальные (для SIV) значения.

Влияние фонового шума

Из анализа рис. 2.3.34 следует, что оба алгоритма PIV-ROI и SIV-ROI сильно чувствительны к уровню фонового шума. Однако с увеличением размера расчетных областей и концентрации частиц, т.е. с увеличением эффективного числа частиц, применение алгоритма SIV-ROI к обработке слабо зашумленных PIV-изображений более предпочтительно по отношению к алгоритму PIV-ROI с

точки зрения минимизации погрешности измерения. С увеличением уровня фонового шума полная погрешность алгоритма SIV-ROI резко возрастает из-за сильного снижения отношения сигнал/шум на ККФ (рис. 2.3.35, $u - m$).

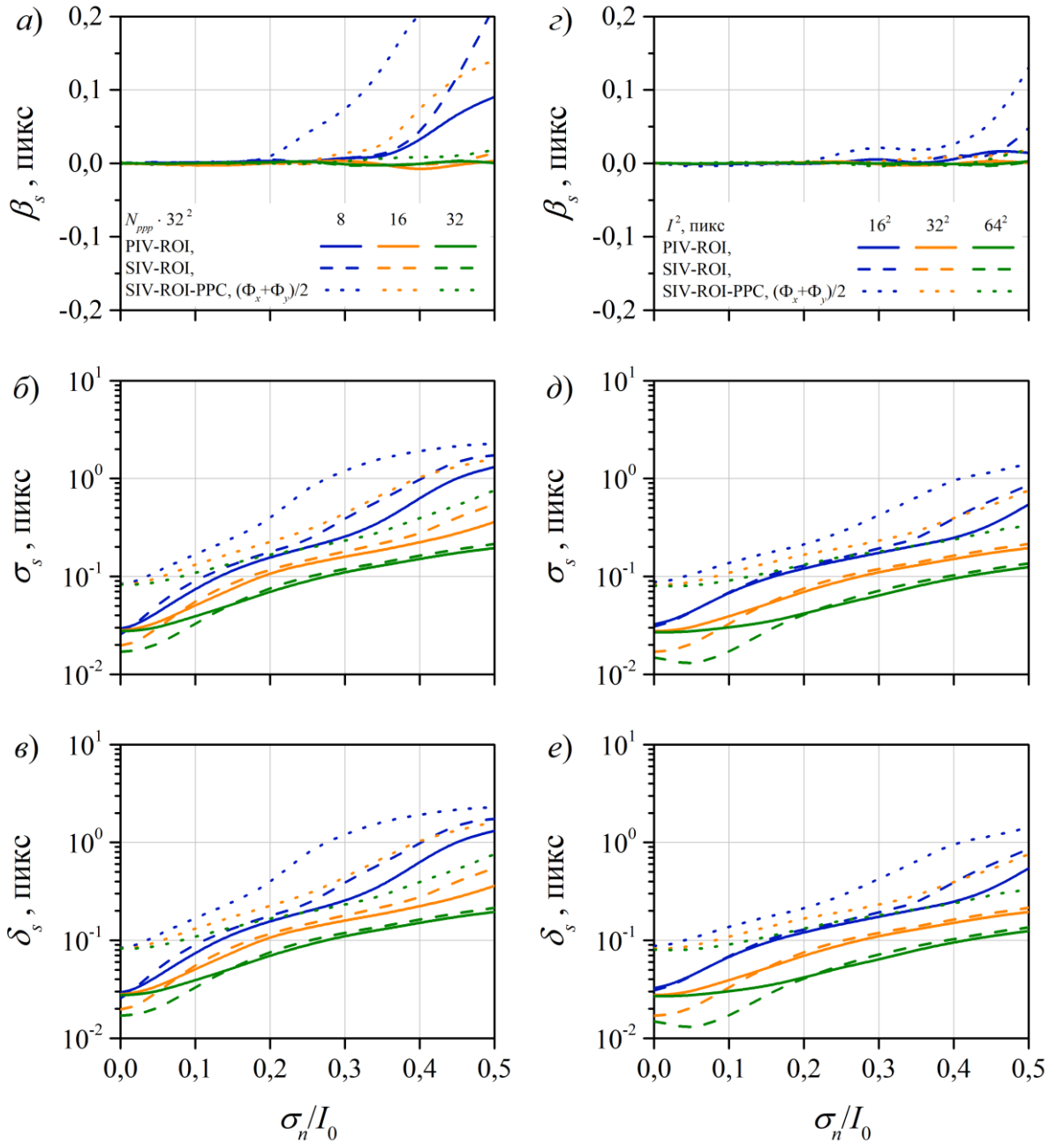


Рисунок 2.3.34. Систематическая (a, z), случайная ($б, д$) и полная ($в, е$) погрешности измерения в зависимости от уровня фонового шума, концентрации изображений частиц ($a - в$) и размера расчётной области ($з - е$). Параметры моделирования: алгоритм с областью поиска PIV-ROI, алгоритм с областью поиска SIV-ROI и алгоритм его ускорения SIV-ROI-PPC; $I^2 = 32^2$ пикс ($a - в$); $N_{ppp} = 16/32^2$ част/пикс² ($з - е$).

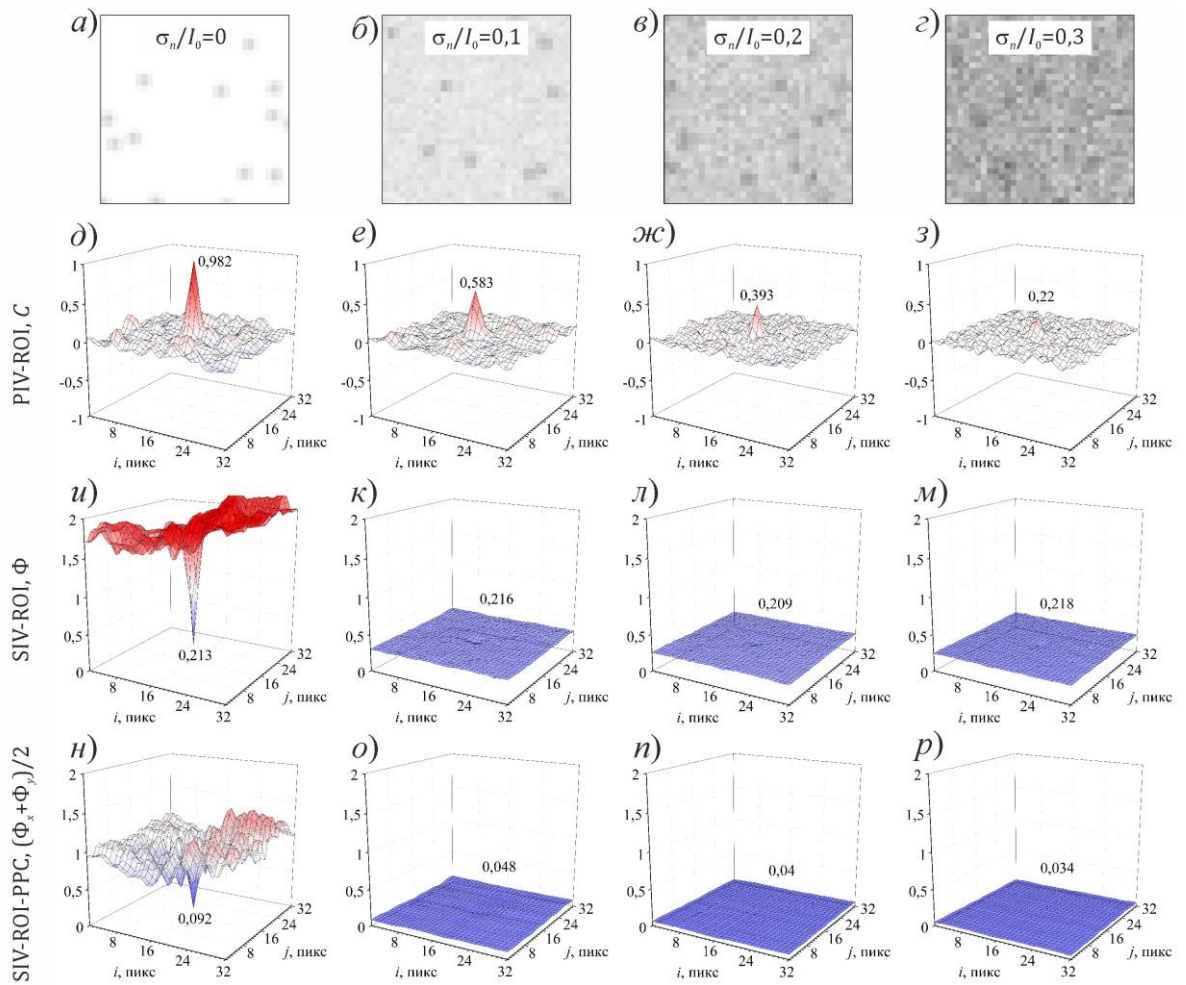


Рисунок 2.3.35. Типичные расчётные области (инвертированные) со сторонами 32×32 пикс ($a - г$) в зависимости от эффективного числа частиц и соответствующие им ноль-нормированные ККФ, полученные с помощью алгоритма PIV-ROI ($д - з$), и нормированные CAP, полученные с помощью алгоритмов SIV-ROI ($и - м$) и SIV-ROI-PPC ($н - р$). ККФ получены с использованием расчётных областей со сторонами 32×32 пикс. Цифры на ККФ указывают на их максимальные (для PIV) или минимальные (для SIV) значения.

Как следовало ожидать, применение алгоритма ускорения SIV-ROI-PPC приводит к многократному увеличению погрешности измерения для всех рассматриваемых варьируемых параметров. Как и в случае применения алгоритма PIV-ROI-PPC, это связано с «потерей информации» при проецировании расчетных областей на их ортогональные стороны. Тем не менее, его

использование рекомендуется при обработке изображений с бóльшим эффективным числом частиц.

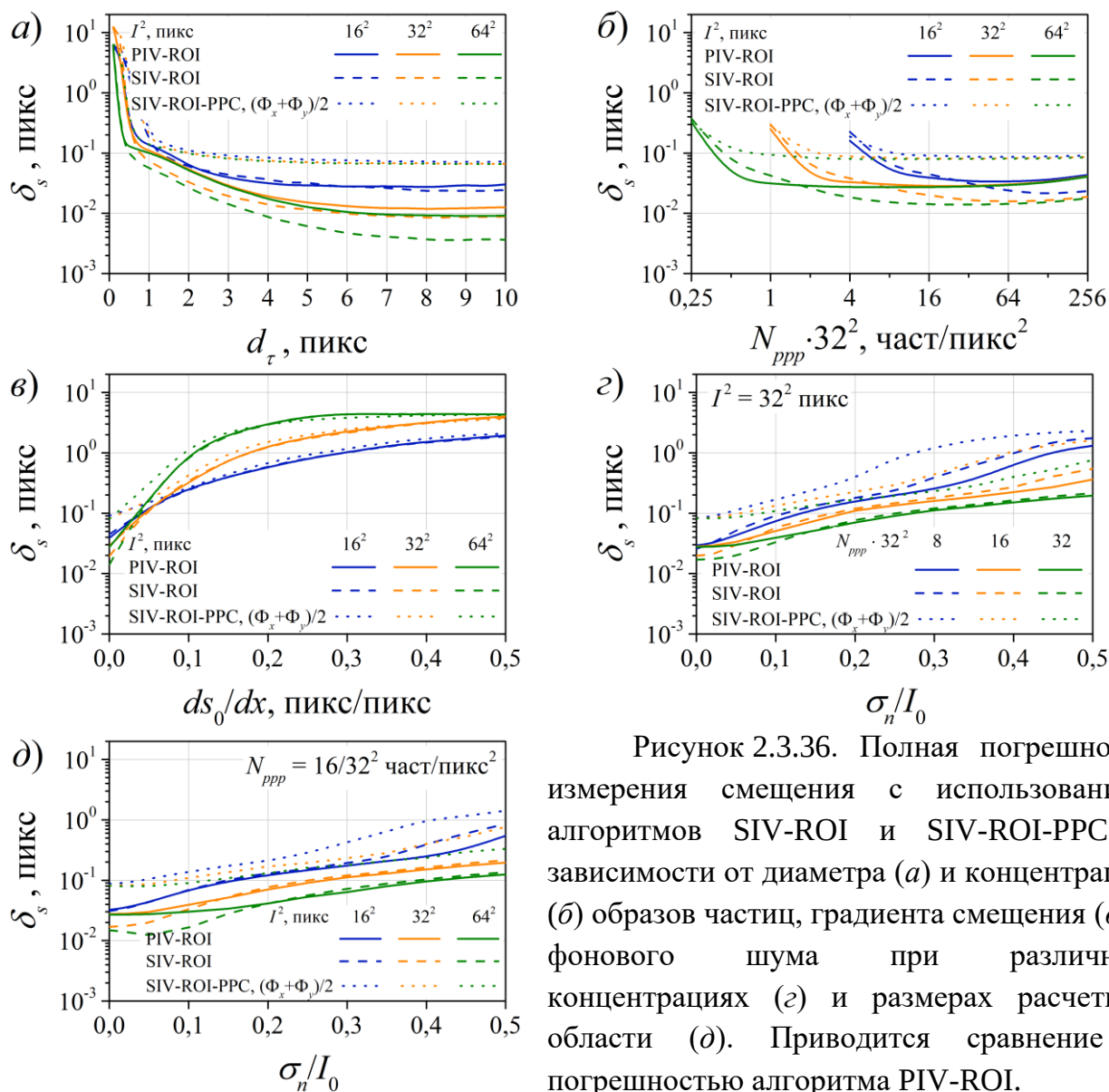


Рисунок 2.3.36. Полная погрешность измерения смещения с использованием алгоритмов SIV-ROI и SIV-ROI-PPC в зависимости от диаметра (а) и концентрации (б) образов частиц, градиента смещения (в) и фонового шума при различных концентрациях (г) и размерах расчетной области (д). Приводится сравнение с погрешностью алгоритма PIV-ROI.

Итак, из рис. 2.3.36, на котором представлены основные результаты этого раздела диссертации, видно преимущество метода SIV-ROI перед методом PIV-ROI с точки зрения минимизации погрешности измерения смещения при обработке изображений с большими концентрациями и диаметрами образов частиц (рис. 2.3.36, а и б). При наличии градиента скорости (рис. 2.3.36, в) и шума на изображениях (рис. 2.3.36, г и д) методы SIV-ROI и PIV-ROI приводят к примерно одинаковым значениям погрешности измерения. Небольшая разница в

пользу метода SIV-ROI видна при обработке слабо зашумленных изображений ($\sigma_n/I_0 < 0,15$) с большой концентрацией изображений частиц большими расчетными областями ($I^2 = 32^2$ и 64^2 пикс). Применение алгоритма ускорения SIV-ROI-PPC приводит к снижению точности в той же степени, что и при применении алгоритма PIV-ROI-PPC.

2.3.4. Оценка погрешности бессеточного метода PIV-GF

Следует напомнить, что метод PIV-GF основан на многопроходном методе PIV и направлен, главным образом, на снижение погрешности измерения в сдвиговых течениях (см. раздел 1.3). Поэтому в первую очередь рассматривается модельное сдвиговое течение, а именно проводится сравнительный анализ погрешности измерения с использованием многопроходных методов PIV-GF и PIV. В этом случае используются те же параметры расчета, что и при оценке погрешности многопроходного метода PIV (см. раздел 2.3.2). Далее обсуждаются результаты Теста А Международного семинара по методу PIV (Test A of PIV Challenge 2008 [18]) и эксперимента, проведенного в ТПС.

Модельное однородное сдвиговое течение

В данном подразделе представлены результаты измерения для наиболее сложной из рассматриваемых выше модельных задач, в которой моделируется сдвиговое течение. При реализации обоих многопроходных методов PIV и PIV-GF использовались первые шесть членов разложения Тейлора (1.1.29) и (1.1.30), соответствующих второму порядку точности аппроксимации, в отличие от рассмотренных выше случаев, в которых использовались только первые три члена, учитывающие только первый порядок точности аппроксимации. По этой причине результаты оценки погрешности многопроходного метода PIV, представленные в текущем разделе диссертации, не совпадают с аналогичными результатами, представленными в разделе 2.3.2 диссертации. Кроме того, при реализации бессеточного метода PIV-GF рассматриваются два случая: без добавления дополнительных «виртуальных» точек и с их добавлением. В

последнем случае было добавлено $N_{vp} = 25$ «виртуальных» точек с координатами, случайным образом распределенными вдоль центральной линии PIV-изображения, как показано на рис. 2.3.37. Положения виртуальных точек случайным образом менялись вдоль той же центральной линии для всех 2049 PIV-изображений. Значение смещения s во всех «виртуальных» точках было постоянным и равным $s_{const} + s_{\pm 1}$ (см. раздел 2.2). Разумеется, количество «виртуальных» точек влияет на погрешность измерения. Однако, поскольку было замечено, что в данном случае результаты меняются незначительно при $N_{vp} > 25$, а при $N_{vp} < 25$ можно наблюдать промежуточные результаты, в целях сокращения изложения ниже приведены результаты только при $N_{vp} = 25$.

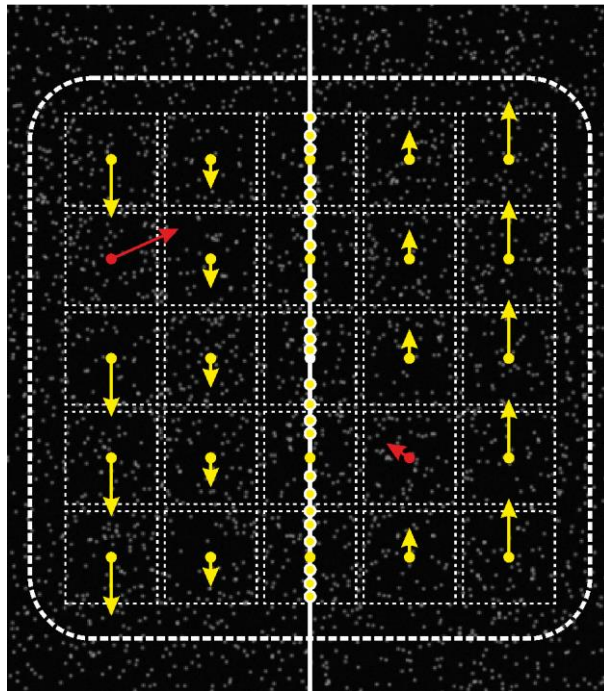


Рисунок 2.3.37. Иллюстрация модельного однородного сдвигового течения. Светлыми (желтыми) и темными (красными) точками обозначены узлы расчетной сетки с корректными и ошибочными векторами смещения, соответственно. Белая точка в центре изображения обозначает узел расчетной сетки, значение скорости в котором используется при статистическом анализе. Вертикальная сплошная линия обозначает центральную линию PIV-изображения, на которой смещение частиц $s_0 = s_{const} + s_{\pm 1}$ (см. раздел 2.2). Штриховая линия ограничивает область с 25 соседними узлами сетки, значения скорости в которых учитываются при вычислении вектора a (1.3.6).

На рис. 2.3.38 показаны полные погрешности измерения смещения, его 1-й и 2-й производных по направлению x , а также количество ошибочных векторов скорости по сравнению с результатами стандартного метода PIV. Видно, что во всех рассматриваемых случаях погрешность измерения смещения бессеточным методом PIV-GF ниже погрешности стандартного многопроходного метода PIV (рис. 2.3.38,а), причем добавление «виртуальных» точек не привело к ощутимому снижению погрешности в рассматриваемом модельном случае. Особенно заметное снижение погрешности достигнуто с увеличением размеров расчетной области. Например, видно, что при $I \times J = 32 \times 32$ пикс² величина погрешности измерения смещения сохраняет свое значение ($\sim 0,005$ пикс) до градиента смещения, равного 0,4 пикс/пикс, таким образом, вдвое увеличивая диапазон изменения градиента смещения.

Преимущества разработанного бессеточного метода PIV-GF становятся очевидными при измерениях 1-й (рис. 2.3.38,б) и 2-й (рис. 2.3.38,в) производных смещения. Следует напомнить, что в методе PIV-GF обе производные являются решениями системы уравнений (1.3.6), в то время как в случае метода PIV соответствующие производные были вычислены с использованием конечно-разностной схемы с центральной разностью. Из рис. 2.3.38,б видно, что погрешность измерения 1-й производной существенно ниже (примерно на порядок) в случае использования метода PIV-GF, особенно при больших значениях ds_0/dx , при которых достигается снижение погрешности на три порядка (например, при $ds_0/dx = 0,3$ пикс/пикс). Аналогичное снижение погрешности наблюдается при измерении 2-й производной (рис. 2.3.38,в). Интересно, что количество ошибочных векторов смещения также снижается при использовании метода PIV-GF (рис. 2.3.38,г).

Если сравнить ККФ, полученные с помощью обоих методов (рис. 2.3.39), то можно увидеть, что они не сильно отличаются друг от друга при различных значениях ds_0/dx и стандартных размерах расчетной области 32×32 пикс, хотя тщательный анализ соответствующих ККФ показывает, что в случае

использования PIV-GF имеет место более точное центрирование пика ККФ и, следовательно, снижение погрешности измерения.

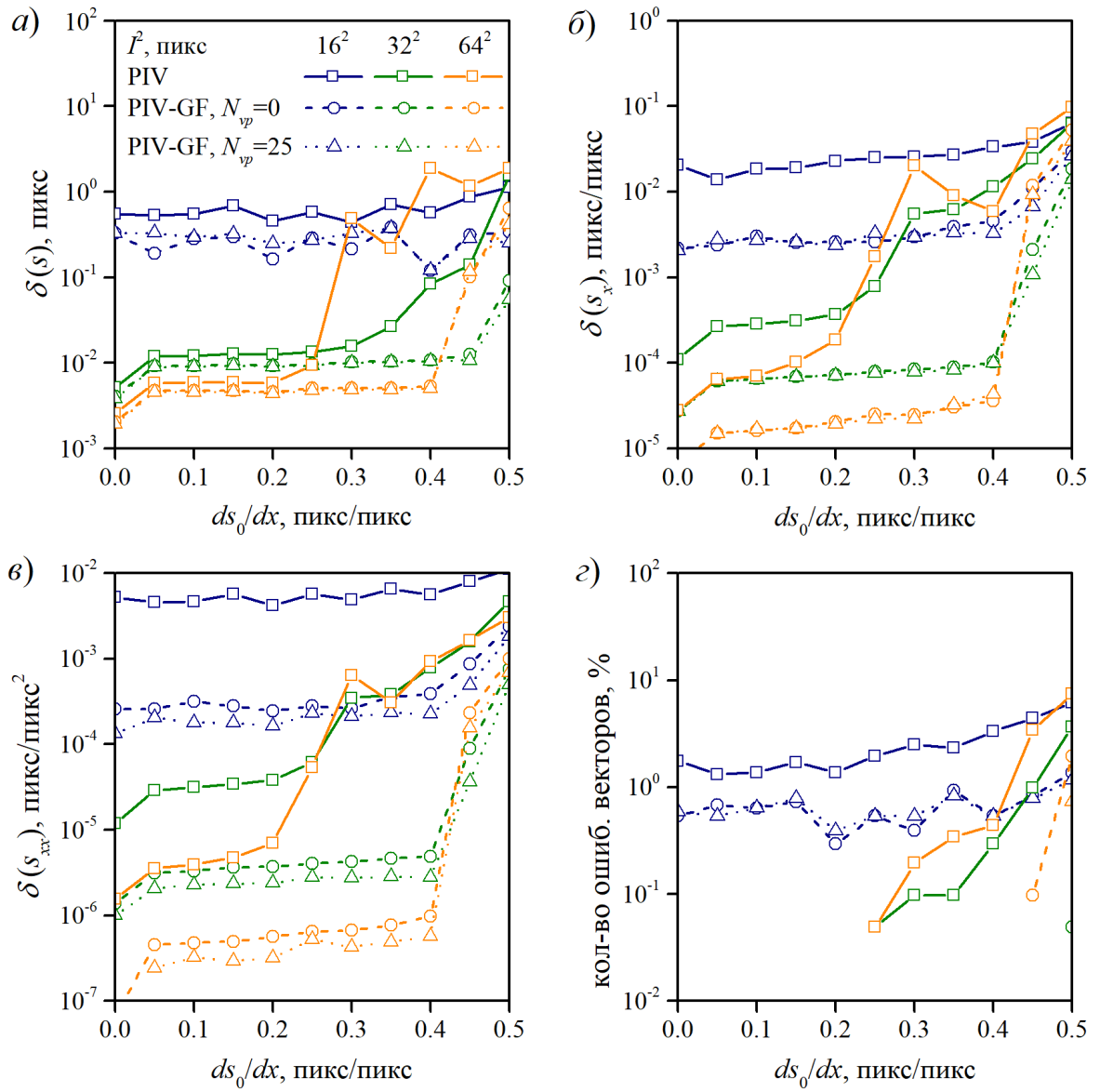


Рисунок 2.3.38. Полная погрешность измерения смещения (а), первой (б) и второй (в) производных смещения и количество ошибочно определенных векторов смещения (г), полученных с использованием стандартного и бессеточного многопроходных алгоритмов PIV и PIV-GF соответственно.

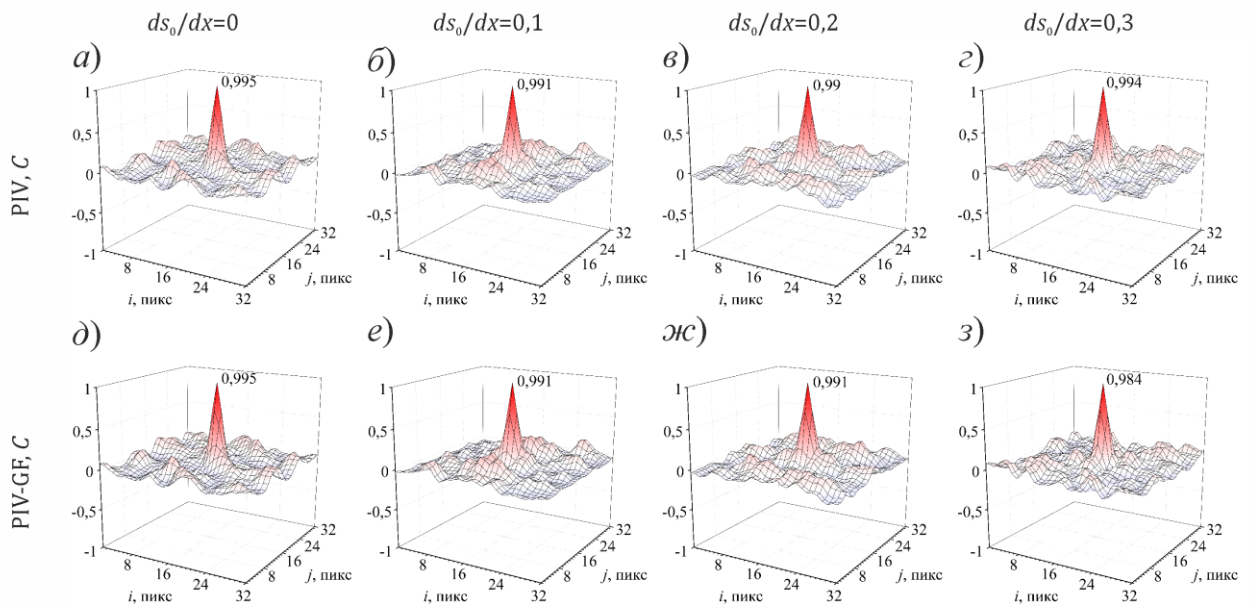


Рисунок 2.3.39. Типичные ноль-нормированные ККФ полученные с помощью многопроходных алгоритмов PIV ($a - г$) и PIV-GF ($д - з$). ККФ получены с использованием расчётных областей со сторонами 32×32 пикс. Цифры на ККФ указывают на их максимальные значения.

Большие значения полной погрешности измерения многопроходным методом PIV в случае использования малых расчётных областей ($I \times J = 16 \times 16$ пикс) при любых значениях ds_0/dx (рис. 2.3.38, a) и ее резкое повышение в случае больших расчётных областей ($I \times J = 64 \times 64$ пикс) при $ds_0/dx > 0,25$ главным образом связаны с высокой погрешностью измерения поля смещения на первой итерации, при котором дальнейшее уточнение поля смещения на последующих итерациях становится уже невозможным. Разберем, например, случай использования малых расчётных областей. С одной стороны, их использование должно благоприятно влиять на точность измерения при наличии больших градиентов смещения (рис. 2.3.10 и 2.3.23), однако с другой стороны, в сочетании с недостаточной концентрацией изображений частиц ($16/32^2$ част/пикс²) (рис. 2.3.8), соответствующей в данном случае всего четырем частицам на расчётную область, это приводит к увеличению случайной и, следовательно, полной погрешности измерения. При малом эффективном числе частиц (в данном случае $N_I = 4$) можно представить довольно частую ситуацию,

при которой на расчетную область не приходится ни одного изображения частицы. В этом случае достоверное определение смещения в узле рассматриваемой расчетной области становится невозможным, как показано на рис. 2.3.40,в. Это, в свою очередь, отрицательно влияет на достоверность определения первых, вторых и смешанных производных, входящих в выражения (1.1.29) и (1.1.30), от точности вычисления которых зависит эффективность процедуры деформации изображения, заложенной в многопроходных методах PIV с целью повышения отношения сигнал/шум на ККФ и снижения погрешности измерения. Из рис. 2.3.40,г видно, что использование многопроходного метода PIV-GF позволяет проводить измерения даже в этом случае за счет достоверно определенных векторов смещения, расположенных в окрестности рассматриваемого узла расчетной сетки. Следует напомнить, что в рассматриваемом примере при реконструкции векторного поля скорости и соответствующих производных учитывались все 25 векторов скорости (рис. 2.3.37).

Аналогичная ситуация складывается при использовании больших расчетных областей при $ds_0/dx > 0,2$ (рис. 2.3.38,а). В этом случае также имеет место высокая погрешность измерения на первой итерации (рис. 2.3.10), при которой дальнейшее уточнение поля смещения стандартным многопроходным методом PIV на последующих итерациях становится проблематичным. На рис. 2.3.38,а видно, что в таком случае многопроходный метод PIV-GF также позволяет снизить погрешность измерения вплоть до $ds_0/dx = 0,4$ без заметного снижения погрешности измерения.

Незначительная разница в полной погрешности измерения, свойственной обоим методам (PIV и PIV-GF), в случае использования расчетных областей со сторонами 32×32 пикс при $ds_0/dx < 0,3$ пикс/пикс (рис. 2.3.38,а) в обоих случаях объясняется малым количеством ошибочных векторов скорости (рис. 2.3.38,г), возникающих после первой итерации. Рис. 2.3.40,а и б демонстрируют, что полученные таким образом векторные поля смещения практически идентичны.

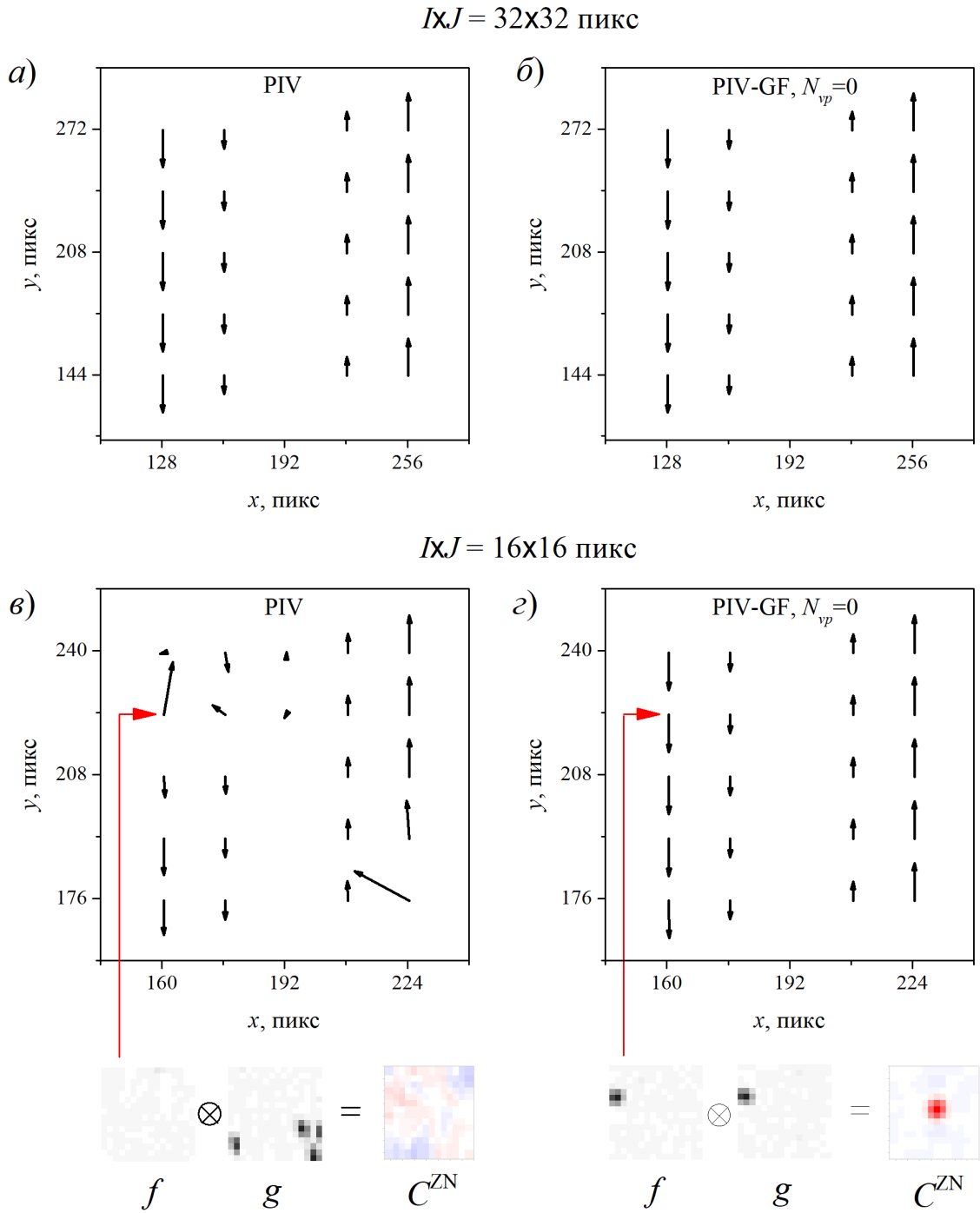


Рисунок 2.3.40. Типичные векторные поля смещения $\mathbf{s} - \mathbf{s}_{const}$, полученные с помощью многопроходных алгоритмов PIV (а, в) и PIV-GF (б, г) с использованием расчетных областей со сторонами 32×32 пикс (а, б) и 16×16 пикс (в, г). Рассматривается модельное однородное сдвиговое течение ($ds_0/dx = 0,3$).

Тест A4, PIV Challenge 2008

В данном подразделе рассматриваются результаты теста A4 «1-D sinusoids III» как наиболее сложного из представленных в работе [18] с точки зрения пространственного разрешения. В рамках этого теста моделируется сдвиговое течение по синусоидальному закону с длиной волны и амплитудой, меняющимися от 400 до 20 пикс и от 2 до 3 пикс, соответственно, как показано на рис. 2.3.41,б. Сложность теста связана с высокой концентрацией не коррелируемых изображений частиц (60 %), что можно интерпретировать как высокий уровень фоновой шума. При этом концентрация всех изображений частиц довольно высокая и составляет примерно $102/32^2$ част/пикс². На рис. 2.3.41,а показано результирующее PIV-изображение. К сожалению, организаторы PIV Challenge 2008 [18] не располагают точным решением этого теста, поэтому в данном подразделе придется ограничиться лишь качественными рассуждениями.

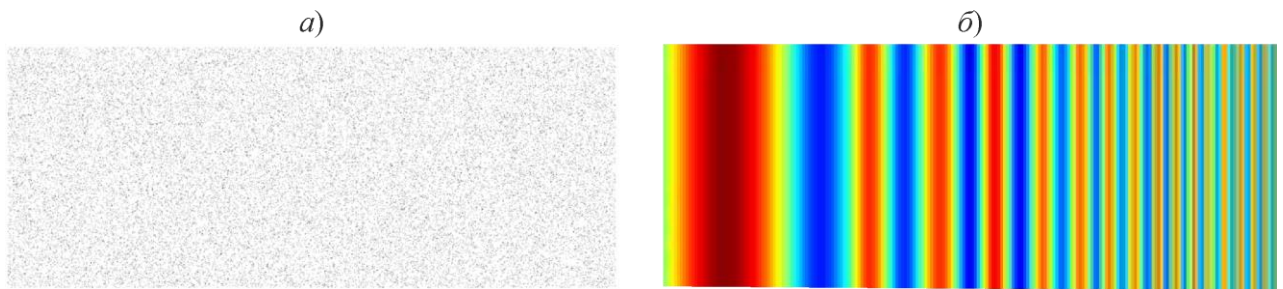


Рисунок 2.3.41. Одно из двух последовательных PIV-изображений размером 1000×400 пикс (а) и точное поле вертикальной компоненты смещения (б), соответствующие тесту A4 «1-D sinusoids III» [18].

Реализация многопроходных методов PIV при решении рассматриваемой задачи требует высокого пространственного разрешения и вычисления первой, второй и смешанной пространственных производных скорости с высокой точностью. Учитывая, что наименьшая длина волны моделируемого смещения составляет всего 20 пикс, для достижения высокого пространственного разрешения рассматривались расчетная область со сторонами 16×16 пикс и расстояние между узлами расчетной сетки равное 2 пикс. Как и ранее, было

реализовано пять итераций. После каждой итерации, кроме последней, все найденные векторные поля смещения проверялись на наличие ошибочных векторов согласно медианному критерию (1.1.46).

Сравнительная оценка производительности методов PIV и PIV-GF проводилась с учетом деформации расчетных областей нулевого, первого и второго порядков. Следует напомнить, что в первом случае шаблонная и сравниваемая расчетные области не учитывают локальные градиенты смещения, а во втором случае учитываются только линейные деформации (рис. 1.1.7). Результаты оценки поля вертикальной компоненты смещения приведены на рис. 2.3.42, анализ которых позволяет сделать один важный вывод. Из сравнения рис. 2.3.42, *а*, *в* и *д* видно, что производительность многопроходного метода PIV падает с учетом более высоких порядков аппроксимации поля смещения при деформации изображений, а производительность метода PIV-GF, наоборот, – возрастает (рис. 2.3.42, *б*, *г* и *е*). Очевидно, что это связано с большим количеством полученных после первой итерации ошибочных векторов скорости и процедурой деформации изображений, подразумевающей использование этих векторов при вычислении соответствующих производных. Если сравнить рис. 2.3.42, *а* и *б*, то можно увидеть, что поля смещения, полученные обоими методами, практически идентичны. Это объясняется тем, что в обоих случаях эти поля получены без учета локальных градиентов смещения, т.е. деформации изображений, что должно приводить к схожему результату.

Согласно результатам предыдущего теста (рис. 2.3.38), бессеточный метод PIV-GF позволяет на порядок, а в ряде случаев на два-три порядка, снизить погрешность измерения первых и вторых пространственных производных смещения. Это обстоятельство является причиной улучшения результатов измерения методом PIV-GF (рис. 2.3.42, *б*, *г* и *е*). Несмотря на то, что количественные оценки погрешности измерения и достигаемого пространственного разрешения недоступны из-за отсутствия точного решения, все же можно сделать еще одно качественное замечание относительно пространственного разрешения. Метод PIV-GF позволяет обнаруживать более

мелкие структуры, чем метод PIV. Это видно по способности обнаруживать характерное синусоидальное изменение смещения с более короткими длинами волн ($x \sim 800$ пикс, рис. 2.3.42,е) методом PIV-GF, в отличие от метода PIV, который теряет такую способность уже при $x \sim 500$ пикс (рис. 2.3.42,д). Справедливости ради следует отметить, что метод PIV позволяет обнаруживать более мелкие структуры (рис. 2.3.42,а), однако в этом случае значения смещения подвержены влиянию систематической погрешности измерения из-за отсутствия компенсации смещения, возникающей вследствие неравномерного распределения смещения изображений частиц в пределах расчетной области (см. разделы 1.1.7 и 2.3).

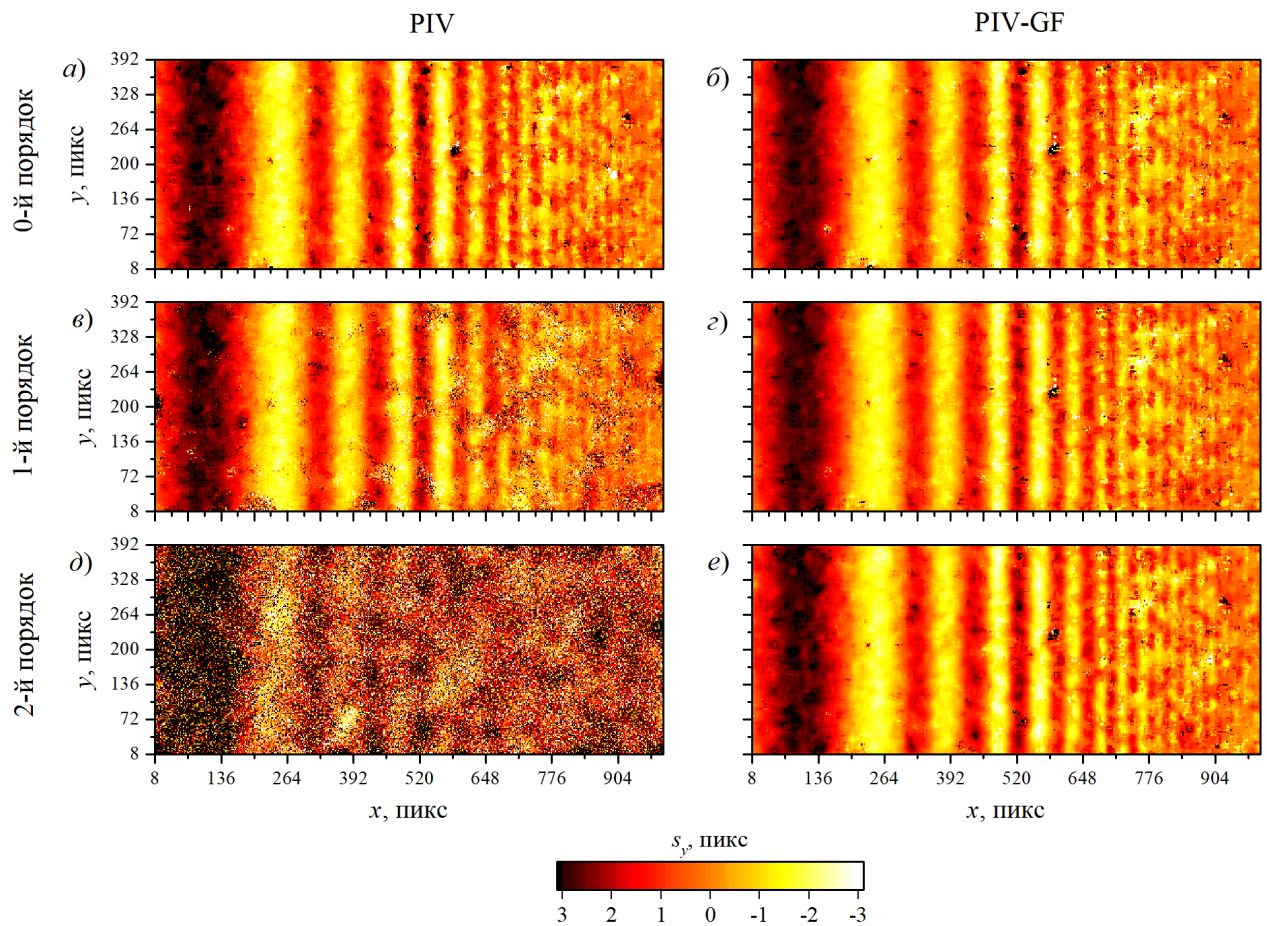


Рисунок 2.3.42. Поля вертикальной компоненты смещения, найденные с помощью многопроходных методов PIV (а, в, д) и PIV-GF (б, г, е), учитывающих 0-й (а, б), 1-й (в, г) и 2-й (д, е) порядки аппроксимации в выражениях (1.1.29) и (1.1.30).

Турбулентный пограничный слой

В настоящем подразделе диссертации обсуждаются результаты измерений в ТПС. Параметры используемой экспериментальной установки и средств измерения, а также методика проведения экспериментов подробно изложены в разделе 4.2.2 диссертации, посвященном особенностям экспериментального исследования явления обратного пристеночного течения в ТПС. Тем не менее, вкратце приведем основные параметры эксперимента. Рассматривалось развитое турбулентное течение воздуха в канале квадратного поперечного сечения ($0,1 \times 0,1 \text{ м}^2$) при числе Рейнольдса $Re = 3100$ ($Re_\tau = 204$), рассчитанном по полуширине канала и среднерасходной скорости. Видеосъемки проводились высокоскоростной камерой Fastec HiSpec 1 с частотой кадров 4000 Гц и разрешением 400×288 пикс. Разрешение камеры позволило покрыть область потока размером $6,67 \times 4,8 \text{ мм}^2$ в продольном и нормальном к стенке направлениях, соответствующую $27,6 \times 19,8$ в координатах закона стенки. Для статистической сходимости измеряемых величин было обработано 5 видеофрагментов, соответствующих общему времени наблюдения $T_m \approx 23 \text{ с}$ или $T_m^+ = 5900$ в координатах закона стенки. Как и ранее, при обработке полученных PIV-изображений выполнялись пять итераций с использованием многопроходных методов PIV и PIV-GF. Полученные изображения обрабатывались с использованием удлинённых в продольном направлении расчетных областей с размерами $I \times J = 64 \times 8$ пикс ($I^+ \times J^+ = 4,4 \times 0,55$), расположенных на расстояниях 32 и 4 пикс в продольном и нормальном к стенке направлениях, соответственно, т.е. со степенью перекрытия расчетных областей 50 % в обоих направлениях.

При реализации бессеточного метода PIV-GF рассматривались два случая: без добавления дополнительных «виртуальных» точек и с их добавлением. В последнем случае было добавлено $N_{vp} = 48$ «виртуальных» точек с координатами, случайным образом распределёнными вдоль стенки канала, как показано на рис. 1.3.1. Такое количество точек было выбрано равным количеству узлов расчетной сетки, как в случае модельного сдвигового течения. Положения

«виртуальных» точек случайным образом менялись вдоль стенки для всех PIV-изображений, а значения скорости в них были постоянными и равными нулю.

На рис. 2.3.43 приведены основные результаты измерения. Из рис. 2.3.43,а видно, что профили продольной составляющей средней скорости, полученные методами PIV и PIV-GF, достаточно хорошо согласуются между собой и с результатом DNS [224]. На рис. 2.3.43,б показаны профили турбулентных пульсаций скорости в логарифмических координатах для демонстрации точности рассматриваемых методов. В то время как $\overline{u'u'}^+$ хорошо согласуются между собой и с результатом DNS [224] на всех рассматриваемых расстояниях от стенки, наблюдается небольшое расхождение в распределениях $\overline{v'v'}^+$ при $y^+ < 3$. Пересчитав $\overline{u'u'}^+$ и $\overline{u'v'}^+$ в [пикс] и выразив соответствующие среднеквадратические значения u_{rms} и v_{rms} для обоих составляющих вектора скорости, можно заметить, что $v_{\text{rms}} \approx 0,03, 0,015$ и $0,006$ пикс при $y^+ \approx 0,3$ соответственно для методов PIV и PIV-GF с учетом и без учета «виртуальных» точек. Оценим величину погрешности измерения, которая в рассматриваемом эксперименте главным образом определяется величиной градиента смещения. Учитывая, что в вязком подслое $U^+ = y^+$, $ds_x/dy = u_\tau^2/\nu \approx 256 \text{ c}^{-1}$ ($u_\tau = 0,062 \text{ м/с}$), поделив эту величину на частоту съемки, получим $ds_x/dy = 0,064 \text{ мм/мм}$ (пикс/пикс). Согласно рис. 2.3.38,а, при таком значении градиента смещения полная погрешность измерения составляет порядка $0,01$ пикс, что согласуется со значениями v_{rms} . Таким образом, нормальные к стенке пульсации скорости имеют порядок случайной погрешности измерения рассматриваемых методов PIV. Тем не менее, из рис. 2.3.43,б и в видно, что применение бессеточного метода PIV-GF приводит к значительному повышению точности измерения вблизи стенки ($y^+ < 3$), особенно при добавлении «виртуальных» точек на границе со стенкой. Интересно отметить, что применение метода PIV-GF в несколько раз снижает количество ошибочных векторов скорости практически на всех рассматриваемых расстояниях от стенки (рис. 2.3.43,в).

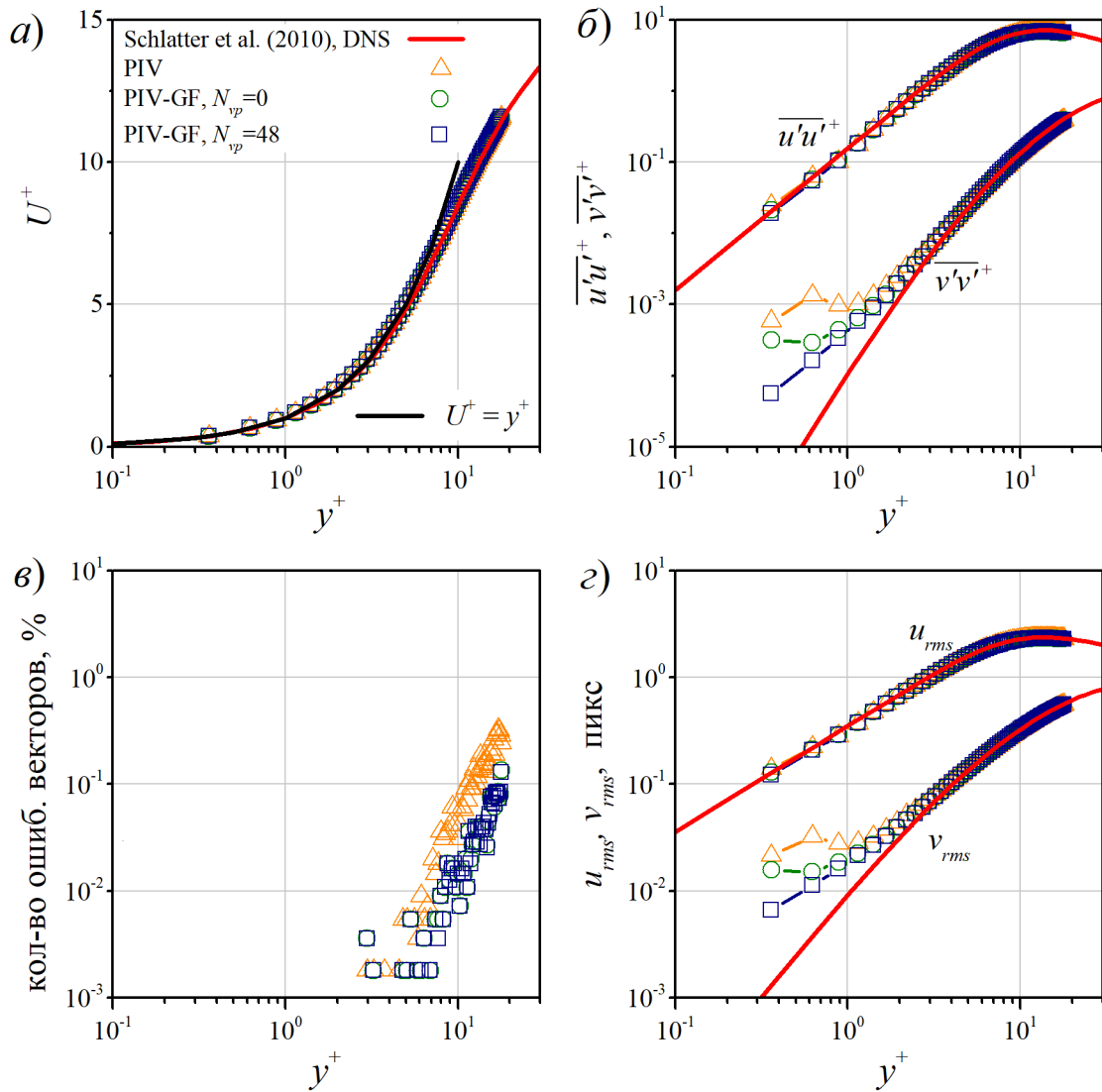


Рисунок 2.3.43. Профили продольной составляющей вектора средней скорости (а), турбулентных пульсаций скорости в координатах закона стенки (б) и в пикселях (г) и количества ошибочных векторов скорости (в), полученные с использованием многопроходных методов PIV и PIV-GF.

Бессеточный подход, используемый в методе PIV-GF, был успешно применен при восстановлении трехмерных полей скорости, ускорения и статического давления, а также их производных. Изложение результатов этой работы выходит за рамки диссертации, однако с ними можно ознакомиться в работе [42,225].

Итак, на примере модельного сдвигового течения показано, что применение многопроходного бессеточного метода PIV-GF позволяет значительно увеличить диапазон измеряемых градиентов скорости (например, до 0,45 и 0,4 пикс/пикс при использовании расчетных областей со сторонами 32×32 и 64×64 пикс, соответственно, вместо 0,25 и 0,2 пикс/пикс) с одновременным снижением количества ошибочных векторов скорости и полной погрешности измерения скорости, а также ее первой и второй производных по пространству. Результаты измерения в ТПС продемонстрировали преимущества бессеточного многопроходного метода PIV-GF перед стандартным многопроходным методом PIV, особенно при добавлении в расчет «виртуальных» точек на границе со стенкой. В этом случае повышена точность измерения в пристеночной области ТПС, где величина скорости того же порядка, что и погрешность измерения. Качественное сравнение результатов синтетического теста A4 (PIV Challenge 2008 [18]) показало преимущества метода PIV-GF перед методом PIV с точки зрения минимизации погрешности измерения и повышения пространственного разрешения.

Глава 3

Результаты измерения скорости диссипации КЭТ панорамными методами

3.1. Проблема измерения скорости диссипации КЭТ

При исследовании процессов, протекающих в турбулентных потоках, важно понимать их природу, в частности, передачу энергии от крупномасштабной к мелкомасштабной турбулентности и диссипации под действием вязких сил. Наряду с уравнениями Навье-Стокса и неразрывности, одним из важнейших инструментов такого исследования является анализ членов уравнения переноса КЭТ $k = \overline{u'_i u'_i}$, записываемого для вязкой несжимаемой ньютоновской сплошной среды с постоянными теплофизическими свойствами в следующем виде [226]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \overline{U_i} \frac{\partial k}{\partial x_i} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{u'_i p'} + \nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}} \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_i u'_j} - \\ & - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} - \nu \left(\overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}} \right) \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}, \end{aligned} \quad (3.1.1)$$

где ν – кинематическая вязкость жидкости, u' – флуктуирующая составляющая вектора скорости, $i, j = 1, 2, 3$ для продольного, x_1 , нормального к стенке, x_2 , и поперечного, x_3 , направлений, соответственно, U_1 , U_2 и U_3 – средние значения продольной, нормальной к стенке и поперечной составляющих вектора скорости. Первые три члена, стоящие в правой части уравнения, отвечают за перенос кинетической энергии турбулентности за счет давления, вязких напряжений и напряжений Рейнольдса, соответственно, четвертый член – за диссипацию КЭТ, и последний член – за генерацию КЭТ. Первые три члена уравнения (3.1.1) отвечают за перераспределение КЭТ между различными слоями ТПС, а их пространственные интегралы равны нулю при развитом турбулентном течении в канале [227]. Как следует из всестороннего анализа численных и экспериментальных данных, проведенного в работе [227], в полностью развитом

турбулентном потоке в канале интегралы генерации и скорости диссипации КЭТ, т.е. последних двух членов уравнения (3.1.1), по поперечному сечению канала равны по величине, но противоположны по знаку. Итак, скорость диссипации КЭТ

$$\varepsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}} \quad (3.1.2)$$

и генерация КЭТ

$$P = -\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (3.1.3)$$

являются определяющими членами в уравнении переноса КЭТ. Информация об их пространственно-временной эволюции имеет решающее значение для понимания процессов, протекающих в турбулентных потоках, и их математического описания с помощью полуэмпирических моделей турбулентности.

Проблеме экспериментального определения скорости диссипации и генерации КЭТ посвящено множество работ, всестороннее обсуждение которых выходит за рамки этого раздела диссертации и будет проведено по мере изложения материала. Однако следует отметить, что проблема их определения, как правило, связана с наличием погрешности измерения скорости и недостатком пространственного разрешения используемого метода измерения. Из определений (3.1.2) и (3.1.3) следует, что скорость диссипации КЭТ определяется произведениями пространственных производных от флуктуирующей составляющей скорости, а генерации КЭТ – произведением компонент тензора напряжений Рейнольдса на пространственные производные средней скорости. Поскольку величина напряжений Рейнольдса в основном определяется крупномасштабными вихревыми структурами, а средняя скорость не подвержена влиянию случайной погрешности измерения скорости, ее определение не вызывает больших затруднений. Это не относится к скорости диссипации КЭТ, достоверность определения которой существенно зависит от пространственного

разрешения и величины погрешности измерения относительно величины флуктуирующей составляющей скорости. Ниже кратко обсуждаются экспериментальные методы измерения скорости диссипации КЭТ, а также ключевые параметры и факторы, напрямую влияющие на достоверность ее оценки панорамными методами измерения.

Роль методов измерения и особенности их применения

Экспериментальные инструменты исследования, такие как термоанемометрия, ЛДА, PIV и PTV, широко применяются для измерения различных характеристик турбулентного потока [228]. Каждый инструмент имеет свои сильные и слабые стороны и выбирается в соответствии с ограничениями, связанными с объектом исследования и экспериментальными условиями. Следует учитывать, что для прямого определения скорости диссипации КЭТ необходимо измерить градиенты всех трех флуктуирующих составляющих вектора скоростей в трех направлениях, что для многих экспериментальных методов измерения является принципиальной проблемой.

Термоанемометрия уже давно традиционно используется для локальных измерений осциллограмм скорости в точке. Принцип ее работы основан на измерении теплопотерь проволоки, нагретой электрическим током. С критическими обзорами по измерениям скорости диссипации КЭТ этим методом можно ознакомиться в работах [229–234]. Согласно гипотезе Колмогорова о локальной изотропной турбулентности [235,236], в случае односточных датчиков, часто используемых в термоанемометрии, выражение (3.1.2) можно упростить до выражения

$$\varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2}, \quad (3.1.4)$$

которое с учетом гипотезы Тейлора о «замороженной» турбулентности [237,238] можно записать в виде

$$\varepsilon = \frac{15\nu}{U^2} \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2}, \quad (3.1.5)$$

где U – среднее значение продольной составляющей скорости. Скорость диссипации КЭТ также можно оценить по энергетическому спектру осциллограмм продольной составляющей вектора скорости [239]

$$\varepsilon = 15\nu \int k_1^2 E_{11}(k_1) dk_1 \quad (3.1.6)$$

или путем аппроксимации инерционного диапазона этого спектра [240] согласно выражению

$$E_{11}(k_1) = C_1 \varepsilon^{2/3} k_1^{-5/3}, \quad (3.1.7)$$

где $C_1 = 0,53$ – универсальная эмпирическая константа [241]. С помощью двух- и многониточных датчиков появляется возможность прямого измерения производных скорости [232,242,243], стоящих в выражении (3.1.2). Однако их использование на практике затруднено из-за взаимного влияния соседних нитей на выходной сигнал [230] и помех от нескольких датчиков, представляющих очевидную проблему для надежного измерения скорости. Среди других контактных методов можно выделить электродиффузионный метод [244–246]. Бесконтактный метод ЛДА [247–249] не меняет мелкомасштабную структуру потока, однако он также является локальным.

Несмотря на высокое временное разрешение методов термоанемометрии и ЛДА, они все же являются точечными, требующими предположений, например, об изотропности и гипотезе Тейлора о «замороженной» турбулентности для оценки скорости диссипации КЭТ (3.1.4) и (3.1.5), которые во многих случаях неприменимы. При одновременных измерениях скоростей в двух или более точках пространства появляется возможность прямого расчета всех или хотя бы некоторых членов выражения (3.1.2). В случае, когда все же нет возможности в оценке всех членов выражения (3.1.2), часто прибегают к предположениям о локальной осесимметричности турбулентности [250]

$$\varepsilon = \nu \left[-\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} + 8\overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} \right] \quad (3.1.8)$$

и

$$\varepsilon = \nu \left[\frac{5}{3} \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2} + \frac{8}{3} \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2} \right] \quad (3.1.9)$$

или о локальной изотропности турбулентности [251,252]

$$\varepsilon = \nu \left[2 \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2} + 3 \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2} + 3 \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2} + 2 \overline{\frac{\partial u'}{\partial y} \frac{\partial v'}{\partial x}} \right] \quad (3.1.10)$$

или о двумерности турбулентности [6,253]

$$\varepsilon = \nu \left[2 \overline{\frac{\partial u'}{\partial y} \frac{\partial v'}{\partial x}} + \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2} \right], \quad (3.1.11)$$

где последний член определяется из уравнения неразрывности $\overline{\left(\partial w' / \partial z \right)^2} = \overline{\left(\partial u' / \partial x + \partial v' / \partial y \right)^2}$ для пульсационных составляющих скорости.

На сегодняшний день большая часть работ, посвященных определению скорости диссипации КЭТ, связана с применением панорамных методов диагностики потока, поскольку они, во-первых, являются бесконтактными и, во-вторых, позволяют измерять мгновенные пространственно-временные характеристики течения в отличие от методов, упомянутых выше. Задача измерения скорости диссипации КЭТ панорамными методами была поставлена в работах [3,5–9,68,251–280].

Как и для других методов измерения, прямое вычисление скорости диссипации КЭТ из определения (3.1.2) требует знания всех трех компонент вектора скорости в трехмерном пространстве. Их одновременное измерение можно выполнить только с помощью трехмерных (3D – tree-dimensional) панорамных методов, среди которых выделяют Holographic PIV [270,281,282], Tomo PIV [8,141,271,272,283,284] и 3D PTV [9,125,275,285], включая Tomo PTV [9] и Shake-The-Box [143]. Однако 3D-измерения часто ограничены пространственным разрешением из-за низкой плотности засева частицами-трассерами, необходимой для достижения высокого качества реконструкции 3D-изображений [141]. Для достижения более высокого пространственного

разрешения можно воспользоваться более высокой плотностью засева, как в случае планарного [253,254] или стереоскопического [6,286,287] PIV. Однако в этом случае известны не все компоненты вектора скорости и их пространственные производные, поэтому необходимо использовать некоторые допущения и модели турбулентности [3,5,7,253–255,288], например, представленные выражениями (3.1.4) – (3.1.11). В этом случае результаты, полученные с использованием той или иной модели турбулентности, должны быть верифицированы для каждого отдельного типа течения.

Tokgoz *et al.* [8] показал, что метод Томо PIV имеет такой же порядок точности, как и планарный метод PIV, однако роль погрешности измерения ими не анализировалась. Они применили пространственный фильтр к трехмерным векторным полям скорости, который, возможно, сыграл решающую роль. Аналогичным образом в недавнем исследовании Schneiders *et al.* [9] была применена процедура пространственно-временной фильтрации, основанная на полиномиальной регрессии второго порядка по времени и пространству, что позволило достигнуть более или менее удовлетворительных результатов в ТПС с использованием Томо PIV. Несмотря на примененную сложную процедуру фильтрации, скорость диссипации КЭТ по-прежнему была заниженной вдвое на всех рассматриваемых расстояниях от стенки. Применение метода PTV-VIC+ позволило Schneiders *et al.* [9] улучшить результаты во внешней области ТПС, однако скорость диссипации КЭТ все еще оставалась недооцененной примерно на 20 % в пристеночной области.

Mikheev *et al.* [3] предложили использовать более плотный засев потока частицами глицеринового аэрозоля, чтобы улучшить пространственное разрешение. На примере ТПС они показали, что скорость диссипации КЭТ может быть оценена с использованием довольно небольшого размера расчетной области (16×10 пикс). По сравнению с другими авторами, Mikheev *et al.* [3] использовали процедуру локальной временной фильтрации с постоянным значением пороговой частоты, что стало возможным благодаря использованию высокоскоростной техники визуализации (H-S PIV – high-speed PIV). Таким образом, возникает

вопрос, является ли этот положительный результат следствием использования другого алгоритма обработки изображений или соответствующей процедуры фильтрации? Несмотря на то, что Mikheev *et al.* [3] смогли правильно оценить скорость диссипации КЭТ во внешней области ТПС, их результаты по-прежнему подвержены влиянию погрешности измерения в пристеночной области ТПС ($y^+ < 20$), что приводило к завышенной оценке скорости диссипации КЭТ в этой области.

Чтобы напрямую оценить скорость диссипации КЭТ из спектров продольной компоненты вектора скорости, Djenidi and Antonia [288] предложили метод спектральных диаграмм (spectral chart method), который опирается на справедливость гипотезы подобия Колмогорова. Lavoie *et al.* [289] рассмотрел похожую идею при минимизации ошибок, связанных с недостатком пространственного разрешения. Ключевая идея обоих методов состоит в том, чтобы оценить требуемую скорость диссипации КЭТ путем «подгонки» экспериментального спектра пульсаций скорости к эталонному. В качестве эталонного спектра можно использовать спектр, полученный из DNS, или использовать известные аналитические выражения [290]. В последнем случае конечный результат зависит от констант, входящих в модель. Djenidi and Antonia [288] использовали константы, в несколько раз отличающиеся от представленных в [290], демонстрируя, в свою очередь, что использованные модели также должны быть тщательно протестированы. Эти методы можно применять, если в соответствующих экспериментах не удастся разрешить колмогоровский масштаб, например, в случае рассмотрения более высокого числа Рейнольдса или плохой оптической системы. Неразрешенные мелкие масштабы турбулентности часто моделируют с использованием вихреразрешающих методов LES (Large Eddy Simulation) [5,7,252,263,264,276,280,291,292]. С различными подходами к LES можно ознакомиться в работе [5]. Однако следует помнить, что такой подход может быть использован только при достижении динамического равновесия между энергиями, передаваемыми от самых больших масштабов к самым мелким [5,248]. Предлагаемая ниже процедура фильтрации осциллограмм скорости,

направленная на снижение влияния случайной погрешности измерения, может применяться вместе со всеми рассмотренными подходами к оценке скорости диссипации КЭТ, как было предложено Hearst *et al.* [293] при работе с высокоскоростным методом PIV.

Роль погрешности измерения, расстояния между векторами скорости и степени перекрытия расчетных областей

В отличие от других членов уравнения переноса КЭТ (3.1.1), для скорости диссипации необходимо вычислять пространственные производные для мгновенного векторного поля скорости. Таким образом, погрешность измерения, включенная в измеренные вектора скорости, напрямую влияет на точность определения этих производных. Измеренная мгновенная составляющая скорости $\tilde{u}$ может быть выражена в виде суммы трех слагаемых: истинного значения измеренной составляющей скорости, состоящей, в свою очередь, из ее средней по времени $\bar{u}$ и флуктуирующей составляющей u , связанной с турбулентностью; систематического и случайного, e , отклонений от истинного значения скорости. Если используются многопроходные алгоритмы PIV с дискретным смещением расчетных областей, систематическое отклонение можно считать достаточно малым по сравнению со случайным (см. раздел 2.3.2) [6,88,115]. Таким образом, можно записать следующее выражение:

$$\hat{u}_{i;k} = u_{i;k} + e_{i;k}, \quad (3.1.12)$$

для $k = 1 \dots K$ случайных величин измеренной скорости $\hat{u}_i = \tilde{u}_i - \bar{u}$. Согласно Saarenrinne and Piirto [254], для конечно-разностной схемы первого порядка точности влияние случайной погрешности измерения на скорость диссипации КЭТ можно оценить следующим образом:

$$\overline{\left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} \right)^2} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \left[\left(\frac{\Delta u_{i;k}}{\Delta x_j} + \Re + \frac{\Delta e_{i;k}}{\Delta x_j} \right) \right]^2, \quad (3.1.13)$$

где $\mathfrak{R}$ – ошибка аппроксимации, связанная с конечно-разностной схемой, Δx_j – расстояние между двумя соседними векторами скорости, $\Delta u_{i;k} = u_k(x+\Delta x) - u_k(x)$ и $\Delta e_{i;k} = e_k(x+\Delta x) - e_k(x)$.

Выражение (3.1.13) учитывает как расстояние Δx между двумя соседними векторами скорости, так и случайное отклонение e измеренной скорости от истинной. Однако опыт показывает, что достоверность оценки скорости диссипации КЭТ в методе PIV также зависит от размера расчетной области [6,8,253] и степени перекрытия двух соседних расчетных областей [6,253]. Покажем, как эти параметры взаимосвязаны. Поскольку случайное отклонение любой компоненты скорости зависит только от индивидуальной расчетной области, используемой для ее расчета, отклонения, заложенные в измеренные составляющие скорости и вычисленные по двум непересекающимся соседним расчетным областям, не коррелируют друг с другом. Однако, если две соседние расчетные области перекрываются, соответствующие отклонения могут коррелировать, что можно выразить следующим образом:

$$\frac{\sum_{k=1}^K e_k(x+\Delta x) \cdot e_k(x)}{K \sigma_e(x+\Delta x) \sigma_e(x)} = F_e(\overline{\Delta x}), \quad (3.1.14)$$

где $\sigma_e(x+\Delta x) = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K [e_k(x+\Delta x)]^2}$ и $\sigma_e(x) = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K [e_k(x)]^2}$ – случайные

погрешности измерения скорости (2.2.2) в двух соседних узлах расчетной сетки,

$F_e(\overline{\Delta x})$ – некоторая функция, зависящая от степени перекрытия расчетных

областей $\overline{\Delta x} = \Delta x / I$, I – размер расчетной области. Вид функции $F_e(\overline{\Delta x})$ не столь

очевиден, однако ясно, что $F_e(\overline{\Delta x}) \rightarrow 1$ при $\overline{\Delta x} \rightarrow 0$, т.е. когда соседние расчетные

области полностью перекрываются, и $F_e(\overline{\Delta x}) \rightarrow 0$ при $\overline{\Delta x} \geq 1$, т.е. когда

расстояние между соседними расчетными областями больше размера самой расчетной области. Для удобства дальнейших рассуждений предположим, что

случайная погрешность измерения скорости не зависит от местоположения

расчетной области в пространстве, т.е. $\sigma_e(x + \Delta x) = \sigma_e(x) = \sigma_e$. Учитывая это предположение и подставляя (3.1.14) в (3.1.13), выражение (3.1.13) можно представить в виде:

$$\overline{\left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j}\right)^2} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \left[\left(\frac{\Delta u_{i;k}}{\Delta x_j} + \mathfrak{R} \right) \right]^2 + \frac{2\sigma_e^2}{\Delta x_j^2} [1 - F_e(\overline{\Delta x})]. \quad (3.1.15)$$

Таким образом, есть три ключевых параметра, напрямую влияющих на точность измерения скорости диссипации КЭТ: случайная погрешность измерения σ_e , расстояние между соседними векторами скорости Δx и степень перекрытия между соседними расчетными областями. С уменьшением расстояния между векторами скорости первый член, стоящий в сумме выражения (3.1.15), стремится к постоянному значению, а второй член этой суммы, т.е. ошибка аппроксимации $\mathfrak{R}$, стремится к нулю. Изменение последнего члена выражения (3.1.15) с уменьшением $\Delta x/I$ не так очевидно из-за неизвестной формы функции $F_e(\overline{\Delta x})$ в окрестности $\overline{\Delta x} = 0$. Оба члена в правой части (3.1.15) могут иметь величину одного порядка в зависимости от типа течения и методики проведения измерения. Более того, величина последнего члена выражения (3.1.15) может в несколько раз превышать величину первого члена, что приведет к значительной переоценке скорости диссипации КЭТ по сравнению с ее истинным значением. Влияние последнего члена в (3.1.5) на оценку скорости диссипации КЭТ может быть уменьшено путем уменьшения величины случайной погрешности измерения σ_e . Поэтому применение эффективной процедуры фильтрации полей скорости может сыграть решающую роль в точной оценке скорости диссипации КЭТ.

Роль пространственного разрешения

Следует отличать пространственное разрешение, связанное с относительным размером расчетной области I/λ_K , от пространственного разрешения, связанного с относительным расстоянием между векторами скорости, $\Delta x/\lambda_K$, где $\lambda_K = (v^3/\varepsilon)^{0,25}$ – колмогоровский масштаб длины. Оба

параметра важны для разрешения мельчайших пространственных масштабов турбулентности и, соответственно, точного определения градиентов скорости. Теоретически, чтобы разрешить наименьшие пространственные масштабы турбулентности, оба этих параметра не должны превышать колмогоровский масштаб, т.е. должны выполняться условия $I/\lambda_K < 1$ и $\Delta x/\lambda_K < 1$ [8,252]. На практике надежные результаты могут быть получены при выполнении критериев $1,5 < \Delta x/\lambda_K < 2$ [8] и $1,5 < \Delta x/\lambda_K < 3$ [254]. Для PIV-изображений различных размеров Saarenrinne and Piirto [254] обнаружили быстрое нелинейное увеличение скорости диссипации КЭТ при $\Delta x/\lambda_K < 10$. К сожалению, им не удалось найти объяснение такому характеру изменения скорости диссипации КЭТ, и они связали его с большим количеством явно ошибочных векторов скорости и полной погрешностью измерения скорости. Поскольку оптимальное значение расстояния между соседними векторами скорости все же неизвестно, Saarenrinne and Piirto [254] рекомендовали соблюдать баланс между расстоянием между соседними векторами скорости и полной погрешностью измерения. Однако, по сути, данная рекомендация просто подгоняет полученные данные к эталонным.

Согласно формуле (3.1.15), переоценка скорости диссипации КЭТ связана как с уменьшением расстояния между соседними векторами скорости, так и с увеличением уровня случайной погрешности измерения. Теоретически, расстояние между соседними векторами скорости должно быть как можно большим, чтобы уменьшить влияние последнего члена выражения (3.1.15), однако в реальных экспериментах расстояние между векторами скорости должно быть порядка колмогоровского масштаба длины [8,252], чтобы разрешить самые мелкие масштабы турбулентности. Таким образом, на практике следует использовать расстояние между соседними векторами скорости, равное колмогоровскому масштабу длины. Тем не менее, как показали Tokgoz *et al.* [8], при уменьшении расстояния между соседними векторами скорости до $\Delta x/\lambda_K \approx 1$, скорость диссипации КЭТ может быть как недооцененной, так и переоцененной. Этот результат, вероятно, связан с процедурой пространственной фильтрации, применяемой к векторным полям скорости. Тем не менее, влияние процедуры

фильтрации на результат оценки скорости диссипации КЭТ все еще не было должным образом проанализировано и требует дополнительных исследований.

Постановка проблемы измерения скорости диссипации КЭТ

На рис. 3.1.1 представлены результаты оценки скорости диссипации КЭТ в ТПС, полученные с использованием различных панорамных методов диагностики потоков. Видно, что многие авторы столкнулись с проблемой либо недооценки, либо переоценки скорости диссипации КЭТ в пристеночной области ТПС. Различные авторы связывают эти противоречивые результаты с такими параметрами, как размер расчетной области [6,8,253], степень перекрытия соседних расчетных областей [6,253], расстояние между соседними векторами скорости [8,254], численная (например, конечно-разностная) схема, используемая для вычисления градиента скорости [3,293–295], алгоритм обработки PIV-изображений и, наконец, параметры эксперимента (концентрация и диаметр изображений частиц, фоновый шум и т.д.). Однако анализ выражения (3.1.15) позволил установить, что, по сути, существуют всего две фундаментальные проблемы точной оценки скорости диссипации КЭТ – недостаток пространственного разрешения и влияние погрешности измерения.

Итак, планарный метод PIV более предпочтительный по сравнению с трехмерными с точки зрения пространственного разрешения. Однако, в этом случае возникает проблема выбора адекватной модели турбулентности. К счастью, в ряде случаев некоторые модели турбулентности дают довольно хорошие результаты, например, модель изотропной турбулентности для турбулентного течения за сеткой [288] и модель локальной осесимметричности турбулентности для ТПС [255]. Таким образом, при достижении высокого пространственного разрешения и правильном выборе модели турбулентности единственной проблемой является снижение погрешности измерения.

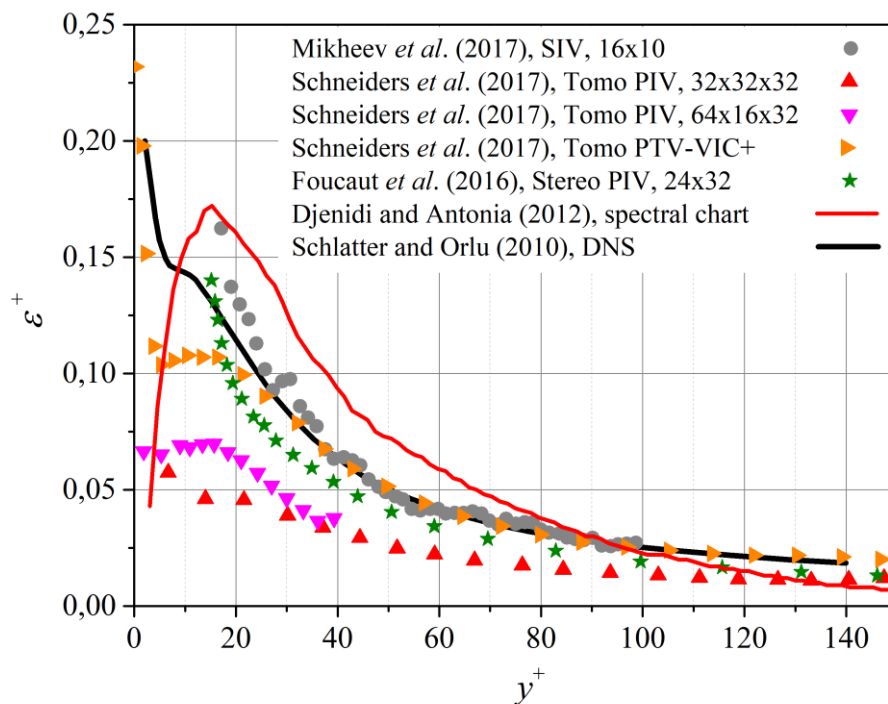


Рисунок 3.1.1. Сравнение нормальных к стенке профилей скорости диссипации КЭТ в ТПС с литературными данными.

3.2. Процедура снижения влияния погрешности измерения на оценку скорости диссипации КЭТ

Представим процедуру фильтрации, реализованную в настоящей диссертации. Возведя выражение (3.1.12) в квадрат и затем интегрируя его в интервале времени измерения T , его можно записать в виде:

$$\int_0^T [\hat{u}(t)]^2 dt = \int_0^T [u(t)]^2 dt + 2 \int_0^T u(t)e(t)dt + \int_0^T [e(t)]^2 dt. \quad (3.2.1)$$

Согласно Hearst *et al.* [293] и Foucaut *et al.* [296], случайная погрешность измерения, накладываемая на осциллограмму скорости, является «белым шумом», т.е. стационарным шумом, спектральные составляющие которого равномерно распределены по всему диапазону задействованных частот. Тогда, если продолжительность измерения T достаточно велика для обеспечения статистической сходимости, второе слагаемое в выражении (3.2.1) стремится к нулю. Воспользовавшись теоремой Парсеваля, выражение (3.2.1) можно представить в виде:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\hat{U}(f)|^2 df = \int_{-\infty}^{\infty} |U(f)|^2 df + \int_{-\infty}^{\infty} |E(f)|^2 df, \quad (3.2.2)$$

где $\hat{U}(f) = \mathcal{A}[\hat{u}(t)]$, $U(f) = \mathcal{A}[u(t)]$ и $E(f) = \mathcal{A}[e(t)]$ – непрерывные Фурье-преобразования $\hat{u}(t)$, $u(t)$ и $e(t)$ соответственно, f – частота. Поскольку «белый шум» характеризуется одинаковой амплитудой колебаний для всех рассматриваемых гармоник, подынтегральное выражение в последнем члене выражения (3.2.2) постоянно и равно $|E|^2$. Таким образом, для любой гармоники с частотой f можно записать следующее:

$$\frac{|\hat{U}(f)|^2}{|E|^2} = \frac{|U(f)|^2}{|E|^2} + 1, \quad (3.2.3)$$

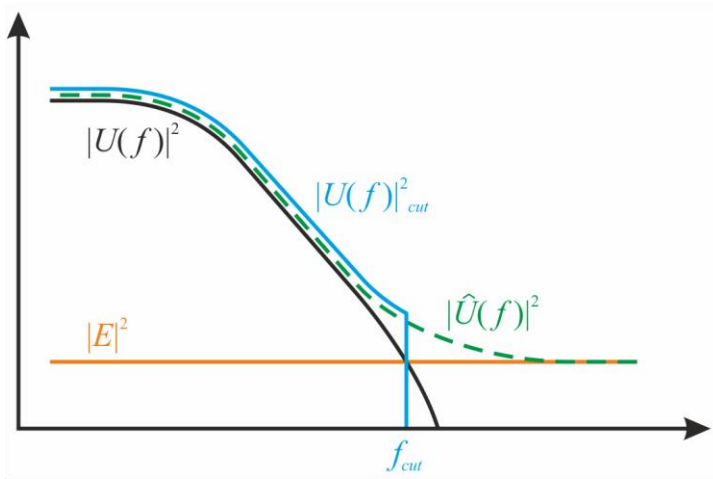


Рисунок 3.2.1.

Принципиальная схема работы процедуры локальной временной фильтрации.

Для частичного исключения влияния случайной погрешности измерения определим пороговую частоту среза f_{cut} , при которой величина погрешности измерения $|E|^2$ начинает преобладать над истинным значением пульсации скорости $|U(f)|^2$. Другими словами, определим пороговую частоту среза таким образом, чтобы выполнялось равенство $|U(f_{cut})|^2 = |E|^2$. Тогда выражение (3.2.3) примет вид:

$$\frac{|\hat{U}(f_{cut})|^2}{|E|^2} = 2, \quad (3.2.4)$$

который может быть использован на практике в качестве критерия при определении пороговой частоты f_{cut} . На рис. 3.2.1 схематично показан принцип

работы этого критерия. Штриховой (зеленой) кривой показан измеренный спектр с явно выраженным отклонением от истинного (черного) спектра в высокочастотной области, горизонтальной (оранжевой) линией – спектр «белого шума», обрезанной (синей) кривой – результирующий спектр.

3.3. Результаты измерения скорости диссипации КЭТ планарным методом PIV

3.3.1. Модельное сдвиговое течение

Описание методики генерации PIV-изображений

Для демонстрации роли пространственного разрешения и погрешности измерения в оценке скорости диссипации КЭТ, а также эффективности критерия (3.2.4) при фильтрации осциллограмм скорости рассматривается модельное сдвиговое течение (рис. 2.2.1). Методика генерации PIV-изображений аналогична представленной в разделе 2.2 диссертации, однако с некоторыми особенностями. В этом случае генерировались 2049 последовательных PIV-изображений размером 192×272 пикс. Такой размер изображений позволяет использовать 5×5 неперекрывающихся между собой расчетных областей со сторонами до 32×32 пикс. С целью изучения влияния степени перекрытия расчетных областей, общее их количество, размещенное на каждом PIV-изображении, составляло 17×17 , что соответствует максимальному значению степени перекрытия, равному 75 %. Как и ранее (см. раздел 2.2), общее число статистически анализируемых векторов смещения, рассчитанных из 2049 последовательных PIV-изображений, составляло 2048, несмотря на то, что всего рассчитывалось $17 \times 17 \times 2048$ векторов смещения.

Синтетические PIV-изображения генерировались с использованием стандартного подхода [23,297]. Рассматривались PIV-изображения с образами частиц диаметром $d_\tau = 2$ пикс, равномерно распределенными по всей области измерения со средней концентрацией $N_{ppp} = 0,076$ част/пикс² без добавления фонового шума для получения явной зависимости скорости диссипации КЭТ от

рассматриваемых условий потока. При моделировании сдвигового течения для обеспечения статистически независимых значений скорости по времени изображения частиц смещались по закону:

$$s_0 = s_{const} + (x - x_0) \frac{ds_0}{dx}, \quad (3.3.1)$$

где x_0 – координата центральной линии изображений, $s_{const} = 32$ пикс – постоянное значение смещения для всех наборов параметров моделирования. Для простоты рассматриваются два случая, соответствующие низкоградиентным и высокоградиентным сдвиговым течениям, при которых $ds_0/dx = 0,01$ и $0,3$ пикс/пикс.

Описание методики расчета мгновенных векторных полей смещения

Характерными особенностями рассматриваемого модельного сдвигового течения являются высокое значение градиента смещения и достаточно большая величина плоскопараллельного смещения в плоскости светового ножа. Для учета первой особенности применялся многопроходный метод PIV (см. раздел 1.1.7), основанный на деформации изображений [71]. Поскольку начальное поле скорости неизвестно, оно предполагается равным нулю. Для достижения стационарного решения выполнялось десять итераций с использованием алгоритма PIV-ROI (см. раздел 1.1.5) на первой итерации и многопроходного алгоритма PIV – на остальных. На первой итерации шаблонная расчетная область f (на изображении k) с центром в точке с координатами (x_0, y_0) сравнивалась с расчетной областью g (на изображении $k + 1$), смещенной относительно (x_0, y_0) в диапазоне от $x_0 - 6$ до $x_0 + 6$ пикс в направлении x и от y_0 до $y_0 + 64$ пикс в направлении y . Такой размер области поиска ROI охватывает весь диапазон измеряемых смещений. В случае многопроходного алгоритма PIV использовалась деформация изображения 1-го порядка. При интерполяции яркости изображений использовалась sinc-функции (1.1.37) с размером ядра 6×6 пикс, в соответствие с рекомендацией [115] для диаметра изображений частиц $d_\tau = 2$ пикс. Полученные

смещения определялись с подпиксельной точностью с использованием трехточечной интерполяции параболой (1.1.23). На первой итерации вычисление ноль-нормированной ККФ выполнялось по формуле (1.1.17), на последующих итерациях – по формуле (1.1.8) с использованием БПФ, реализованной с помощью библиотеки FFTW [92].

Явно ошибочные вектора смещения определялись с помощью медианного критерия (1.1.46) [75] и заменялись локальными средними значениями соседних «корректных» векторов [298]. Никакая дополнительная процедура фильтрации не применялась, за исключением случаев, в которых обсуждается влияние локальной временной фильтрации на оценку скорости диссипации КЭТ. В этих случаях процедура фильтрация осциллограмм скорости применялась после каждой итерации, за исключением последней, результаты которой использовались при оценке скорости диссипации КЭТ.

В двумерном приближении скорость диссипации КЭТ (3.1.2) равна сумме пяти слагаемых: $\overline{(\partial \hat{u}' / \partial x)^2}$, $\overline{(\partial \hat{v}' / \partial x)^2}$, $\overline{(\partial \hat{u}' / \partial y)^2}$, $\overline{(\partial \hat{v}' / \partial y)^2}$ и $\overline{(\partial \hat{u}' / \partial y)(\partial \hat{v}' / \partial x)}$, где $\hat{(\)}$ обозначает измеренные значения смещений. Поскольку слагаемое $\overline{(\partial \hat{v}' / \partial x)^2}$ в большей степени подвержено влиянию погрешности измерения по сравнению с другими четырьмя слагаемыми, оно рассматривалось при дальнейшем анализе влияния погрешности измерения, расстояния между соседними векторами и степени перекрытия соседних расчетных областей на оценку скорости диссипации КЭТ. Поскольку рассматривается одномерное линейное сдвиговое течение без каких-либо флуктуаций, истинное значение этого слагаемого, как и других, равно нулю, т.е. $\overline{(\partial \hat{v}' / \partial x)^2} = 0$. Соответственно, сумма, стоящая в правой части (3.1.5), равна нулю, так что можно записать следующее:

$$\overline{\left(\frac{\partial \hat{v}'}{\partial x}\right)^2} = \frac{2\sigma_e^2}{\Delta x^2} \left[1 - F_e(\Delta x)\right]. \quad (3.3.2)$$

где $\hat{v}'$, x и σ_e выражены в пикселях, σ_e и F_e относятся к нормальной к стенке составляющей вектора скорости $\hat{v}'$. Ниже, при обсуждении результатов текущего раздела диссертации, приводятся две величины скорости диссипации КЭТ: $\hat{\varepsilon}_{vv}$ –

рассчитанная численно из измеренных векторных полей смещения; ε_{vv} – оцененная по формуле (3.3.2) с использованием тех же векторных полей скорости.

Следует отметить одну важную особенность, касающуюся процедуры фильтрации осциллограмм скорости, применяемой к модельному сдвиговому течению. Поскольку мы рассматриваем идеальное линейное сдвиговое течение без каких-либо дополнительных наложенных колебаний, истинные значения измеряемых смещений для статистически анализируемых векторов равны 32 пикс, т.е. $v = s_0 = 32$ пикс, так что измеренные колеблющиеся составляющие скорости главным образом содержат только случайные отклонения от истинного значения смещения. Как показано ниже, это приводит к энергетическим спектрам флуктуаций скорости, близким к спектру «белого» шума. В этом случае применение предложенной процедуры фильтрации отсекает все гармоники, оставляя только среднее значение рассматриваемой компоненты скорости и, как следствие, приводит к нулевому значению скорости диссипации КЭТ. С этой точки зрения предложенная процедура фильтрации является идеальной по сравнению с другими, так или иначе фильтрующими только в определенном частотном диапазоне. По этой причине для демонстрации эффективности предложенной процедуры фильтрации скорость диссипации КЭТ вычисляется до применения процедуры фильтрации по времени, несмотря на то, что она применяется после каждой итерации.

Результаты измерения скорости диссипации КЭТ для модельного сдвигового течения

На рис. 3.3.1 показана зависимость скорости диссипации КЭТ от некоторых варьируемых параметров рассматриваемого модельного течения. На рис. 3.3.1 приведены результаты, полученные как без использования процедуры фильтрации осциллограмм скорости, так и с ее использованием. Имеется в виду, что также рассматривается случай, не предусматривающий использование фильтрации осциллограмм скорости между итерациями. Первое, что следует отметить, это очень хорошее согласие между измеренными и оцененными

значениями скоростей диссипации КЭТ для всех рассмотренных случаев. Это свидетельствует о справедливости предположений, сделанных при выводе выражения (3.1.15). В частности, все линии и символы для фиксированных размеров расчетной области и величин градиента смещения практически эквидистантны, что демонстрирует обратно пропорциональную зависимость скорости диссипации от квадрата расстояния между соседними векторами скорости, т.е. чем больше расстояние между векторами скорости или чем меньше степень перекрытия, тем точнее оценка скорости диссипации КЭТ. Однако следует отметить, что в реальных экспериментах расстояние между соседними векторами скорости не должно превышать колмогоровский масштаб длины, в противном случае скорость диссипации может быть недооценена.

В отличие от расстояния между векторами скорости, роль размера расчетной области в точной оценке скорости диссипации КЭТ связана с погрешностью измерения, вызванной различными размерами расчетной области. Из рис. 3.3.1 видно, что чем больше размер расчетной области, тем точнее оценка скорости диссипации КЭТ. Однако при выборе размера расчетной области также необходимо помнить об ограничении на максимальный размер: он должен быть порядка колмогоровского масштаба длины.

Как видно из рис. 3.3.1, значение скорости диссипации КЭТ достаточно сильно зависит от величины градиента смещения. Как было показано в разделе 2.3.1 диссертации, более высокое значение градиента смещения приводит к более высоким значениям случайной погрешности измерения, что также согласуется с известными литературными данными [23,110]. Влияние градиента смещения значительно снижается благодаря применению многопроходного метода PIV. Из рис. 3.3.1 также видно, что применение процедуры локальной фильтрации осциллограмм скорости также позволяет значительно уменьшить влияние случайной погрешности измерения и приводит к хорошей оценке скорости диссипации КЭТ уже на ранних итерациях. Важно напомнить, что результаты, приведенные на рис. 3.3.1 пунктирными линиями и светлыми символами, получены до фильтрации соответствующих осциллограмм скорости. Если рассчитать скорость диссипации КЭТ после применения процедуры фильтрации,

как измеренные, так и оцененные коэффициенты рассеяния были равны нулю, что в точности соответствует их теоретическим значениям.

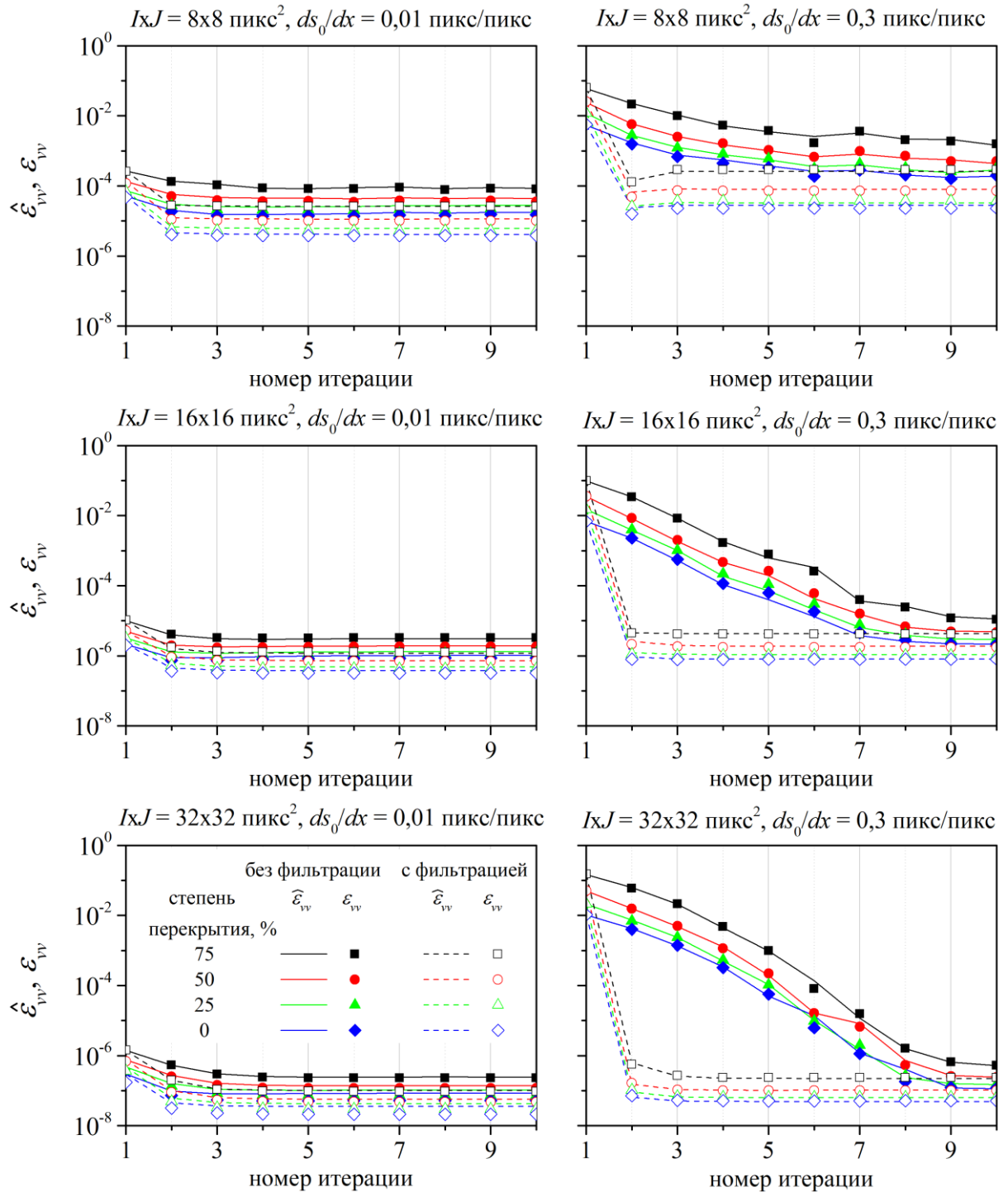


Рисунок 3.3.1. Измеренные $\hat{\varepsilon}_{vv}$ (линии) и оцененные ε_{vv} (символы) значения скорости диссипации КЭТ в зависимости от параметров течения (градиент смещения) и обработки (размер расчетной области, степень перекрытия соседних расчетных областей и количество итераций), а также применения процедуры фильтрации.

Чтобы оценить уровень случайной погрешности при различных параметрах обработки и течения, на рис. 3.3.2 представлены энергетические спектры пульсаций скорости v для первой и последней (10-й) итераций. Для простоты спектры для других итераций не приводятся, но следует отметить, что все они постепенно приближаются к своему стационарному состоянию. Из рис. 3.3.2 видно, что спектры очень близки к спектру «белого» шума, и что значение амплитуды пульсаций при различных n и, следовательно, погрешность измерения уменьшается при увеличении размера расчетной области. Можно также увидеть положительный эффект от применения итерационного алгоритма PIV и процедуры фильтрации с точки зрения уменьшения величины случайной погрешности измерения.

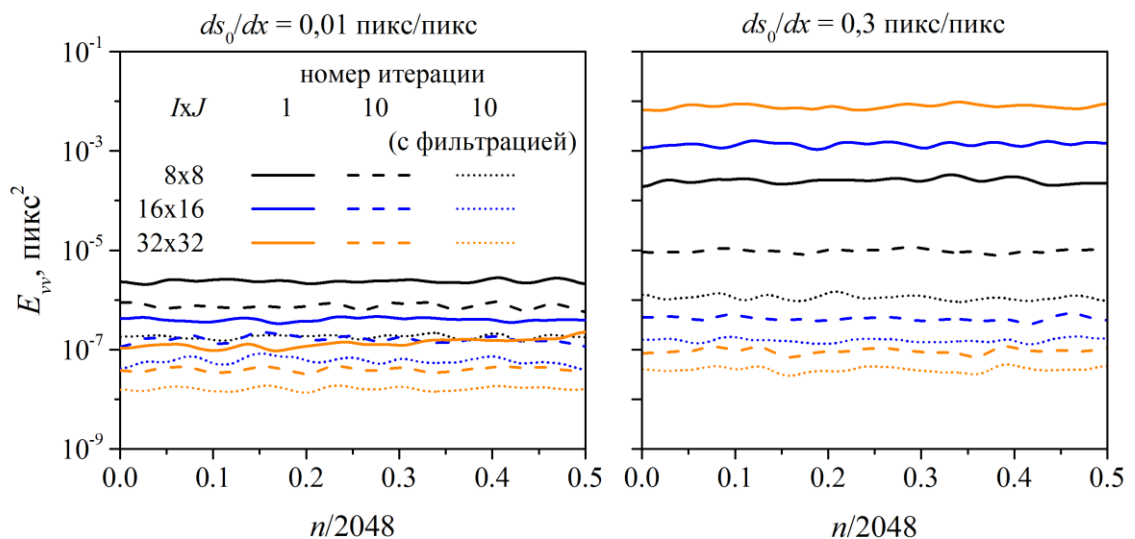


Рисунок 3.3.2. Энергетические спектры пульсаций y -компоненты вектора скорости для модельного сдвигового течения. n – номер гармоники.

Итак, для достоверной оценки скорости диссипации КЭТ необходимо увеличивать как расстояние между двумя соседними векторами скорости, так и размер расчетной области, однако они не должны превышать колмогоровский масштаб длины. 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.

3.3.2. Турбулентный пограничный слой

Экспериментальное оборудование

Подробное описание экспериментального оборудования, средств и методики проведения измерения можно найти в работе [3]. Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.3.3. Измерения были выполнены в оптически прозрачном рабочем участке длиной 1,2 м прямоугольного поперечного сечения ($W \times H = 0,15 \times 0,075 \text{ м}^2$) на расстоянии 0,8 м от входа. Для обеспечения равномерного засева глицеринового аэрозоля по объему рабочей среды на входе в рабочий участок была установлена специальная камера ($0,6 \times 0,6 \times 2,4 \text{ м}^3$). На входе в рабочий участок было установлено сужающее устройство в форме лемнискаты Бернулли и специальная турбулизирующая решетка, выполненная из металлических стержней диаметром 1,4 мм с шагом 6 мм. Эксперименты проводились при числе Рейнольдса $Re_\delta = U_{99}\delta_{99}/\nu = 4230$, где $\delta_{99} = 15,88 \text{ мм}$ – толщина пограничного слоя, $U_{99} = 0,99U_c$ – скорость на границе пограничного слоя, $U_c = 4,06 \text{ м/с}$ – скорость на оси канала.

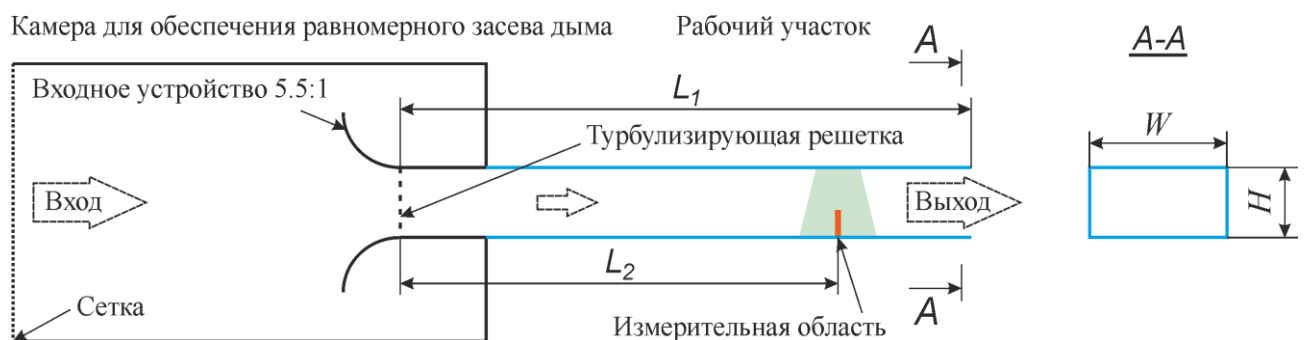


Рисунок 3.3.3. Схема экспериментальной установки, используемой при оценке погрешности измерения скорости диссипации КЭТ в ТПС.

Видеофильмы снимались на высокоскоростную камеру Fastec HiSpec 1 с частотой съемки 7083 Гц, разрешением 654×110 пикс и длительностью 3,53 с

(пространственное разрешение ПЗС-матрицы камеры – 14×14 мкм²/пикс²). Время экспозиции камеры 37 мкс. Камера оснащалась объективом Nikon Micro-Nikkor 60mm/f2.8. Масштабный коэффициент $M = 16,8$ пикс/мм. Изображения записываются в 8-битном формате. Во время эксперимента камера для обеспечения равномерного засева дыма заполнялась аэрозолем, состоящем из капель глицерина со средним диаметром около 1 мкм. Аэрозоль создавался генератором тумана Safex F2010 Plus. Световой нож формировался с помощью DPSS-лазера KLM-532\h-5000 с регулируемой мощностью от 1 до 5 Вт. На выходе из лазера устанавливалась рассеивающая линза с углом раствора луча 12°. В результате в измерительной области создавался лазерный нож мощностью 2,5 Вт со световым пятном шириной около 25 мм и толщиной около 1 мм, что соответствовало плотности энергии 0,1 Вт/мм², что в 33 раза меньше, чем в работе [67], в которой также проводились измерения с использованием лазера непрерывного действия. Следует отметить, что такая низкая плотность энергии достигнута благодаря большей концентрации частиц-трассеров, приводящей к большей отражательной способности глицеринового аэрозоля. Наряду с уменьшением мощности лазера, использование аэрозоля с высокой концентрацией частиц позволяет сократить время экспозиции камеры, тем самым уменьшая размытость изображения. На рис. 3.3.4 показано одно из полученных PIV-изображений. Для удобства основные параметры эксперимента приведены в табл. 3.3.1.

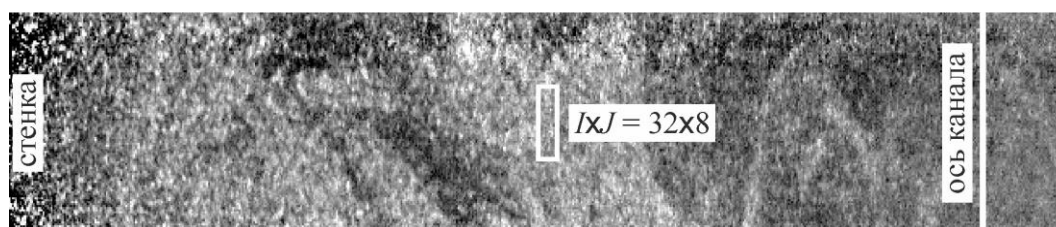


Рисунок 3.3.4. Типичное PIV-изображение, полученное при оценке погрешности измерения скорости диссипации КЭТ в ТПС.

Таблица 3.3.1. Основные параметры эксперимента в ТПС, используемые при оценке скорости диссипации КЭТ.

Экспериментальная установка				Характеристики потока			
Параметр	Обозн.	Знач.	Ед.	Параметр	Обозн.	Знач.	Ед.
Сечение рабочего участка	$W \times H$	150×75	мм ²	Число Рейнольдса	$Re_{\delta} = U_{99} \delta_{99} / \nu$	4230	–
Длина рабочего участка	L_1	1200	мм	Число Рейнольдса	$Re_{\tau} = u_{\tau} \delta_{99} / \nu$	204	–
Расстояние до измерительной области	L_2	800	мм	Средняя скорость, $y = \delta_{99}$	U_{99}	4.02	м·с ⁻¹
Решетка, шаг/диаметр стержней	Δ_{rod}/d_{rod}	6/1,4	мм	Толщина пограничного слоя	δ_{99}	15,88/204	мм / y^+
Предвключенная камера	–	0,6×0,6×2,4	м ³	Динамическая скорость	u_{τ}	0,194	м·с ⁻¹
Входное устройство	–	5.5:1	–	Кин. вязкость (возд.)	ν	0,151	мм ² ·с ⁻¹
Параметры измерения							
Параметр	Знач.		Ед.	Параметр	Знач.		Ед.
Частота съемки	7083		с ⁻¹	Масштабный коэффициент	16,8 0,76		пикс·мм ⁻¹ y^+ ·пикс ⁻¹
Продолжительность съемки	3,53		с	Высота изображений	39/654		мм/пикс
Время экспозиции	37		мкс	Размер расчетной области	8×8/16×8/32×8 6×6/12×6/24×6		пикс×пикс $y^+ \times y^+$

Описание методики проведения эксперимента и оценка скорости диссипации КЭТ

При обработке полученных PIV-изображений применялась та же методика, что и при рассмотрении модельного сдвигового течения, но со следующими настройками. Для достижения стационарного решения выполнялись пять итераций с использованием алгоритма PIV-ROI на первой итерации и многопроходного алгоритма PIV – на остальных. На первой итерации шаблонная расчетная область f (на изображении k) с центром в точке с координатами (x_0, y_0) сравнивается с расчетной областью g (на изображении $k + 1$), смещенной относительно (x_0, y_0) в диапазоне от $x_0 - 3$ до $x_0 + 15$ пикс в направлении x и от $y_0 -$

4 до $y_0 + 4$ пикс в направлении y . Поскольку ожидаемые максимальные значения смещения изображений частиц в направлениях x и y составляют около 10 и 2 пикс, соответственно, такой размер области поиска ROI охватывает весь диапазон измеряемых смещений изображений частиц (скоростей).

Для достижения высокого пространственного разрешения PIV-изображения обрабатывались с использованием удлинённых в продольном направлении расчетных областей с размерами $I \times J = 8 \times 8$, 16×8 и 32×8 пикс. Полезно оценить отношение размера расчетной области к масштабу ν/u_τ и масштабу Колмогорова λ_K , который, в общем случае, варьируется в пространстве. В рассматриваемом примере высота расчетной области, равной 8 пикс, соответствовала $J^+ = 6,12$ и $J/\lambda_K = 3,66$ в пристеночной области ($y^+ = 15$) и $J/\lambda_K = 2,38$ на внешней границе пограничного слоя ($y^+ = 100$), где $y^+ = yu_\tau/\nu$, $u_\tau = 0,194$ м/с – динамическая скорость, оцененная по профилю средней продольной скорости в вязком подслое

$$u_\tau = \sqrt{\nu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0}}, \quad (3.3.3)$$

U – локальное среднее значение продольной составляющей вектора скорости. Как отмечалось выше, чтобы разрешить самые мелкие масштабы турбулентности, размер расчетной области не должен превышать колмогоровский масштаб длины, т.е. должно выполняться условие $J/\lambda_K \leq 1$. Однако это имеет место только для недеформированных расчетных областей. Если расчетная область деформируется в соответствии с движением потока, этот критерий смягчается, одновременно улучшая пространственное разрешение [15,16,18] (PIV Challenge 2001, 2003, 2005). Таким образом, несмотря на то что среднее значение J/λ_K примерно в четыре раза выше в направлении нормали к стенке, предполагается, что в рассматриваемом случае ТПС используемый многопроходный алгоритм PIV, основанный на деформации изображений первого порядка, позволяет разрешить мельчайшие турбулентные структуры.

На практике определение динамической скорости u_τ не является тривиальной задачей. Согласно определению (3.3.3), она может быть вычислена напрямую только в том случае, если имеется распределение профиля средней

скорости U в вязком подслое ТПС, т.е. в пределах $y^+ < 5$, как, например, в работе [121,299] или в настоящей диссертации. В противном случае, часто используют метод Клаузера [300], согласно которому

$$u_\tau = U_b \sqrt{\frac{\lambda}{8}}, \quad (3.3.4)$$

где коэффициент сопротивления λ подбирается путем аппроксимации выражения [301]

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,0 \lg \left(\frac{U_b D}{\nu} \sqrt{\lambda} \right) - 0,8, \quad (3.3.5)$$

в котором D – гидравлический диаметр канала. Однако, как отмечается в [302,303], даже для классического случая обтекания плоской пластины остается открытым вопрос об универсальности констант, входящих в выражение (3.3.5). Ситуация становится более неоднозначной при рассмотрении более сложных течений, например при наличии градиента давления или изогнутых стенок.

Поскольку планарный метод PIV позволяет измерять только две компоненты вектора скорости, скорость диссипации КЭТ оценивалась с использованием гипотезы о локальной осесимметричной турбулентности (3.1.8). Согласно сравнительному анализу, проведенному Foucault *et al.* [255], эта гипотеза приводит к наиболее достоверным результатам в ТПС, по сравнению, например, с гипотезой изотропной турбулентности (3.1.4).

Вычисление производных, входящих в выражение (3.1.8), выполнялось численно с использованием центрально-разностной схемы, как наиболее предпочтительной, по сравнению с другими численными схемами [3,293–295]. Векторы скорости вычислялись на регулярной сетке с шагом $\Delta x_{1,2} = 2 \times 2$ пикс, что соответствует 75 % перекрытию соседних расчетных областей в направлении, перпендикулярном к стенке. Это позволило использовать различное расстояние между векторами скорости $2\Delta x_{1,2} = 4, 8$ и 16 пикс при вычислении производных, входящих в выражение (3.1.8). В идеале для достоверной оценки скорости диссипации КЭТ должно выполняться условие $2\Delta x_{1,2}/\lambda_K < 1$ [8,252]. В рассматриваемом случае наилучшее пространственное разрешение составляет $2\Delta x_{1,2}/\lambda_K = 1,83$ в пристеночной области ($y^+ = 15$) и $2\Delta x_{1,2}/\lambda_K = 1,19$ на внешней

границе пограничного слоя ($y^+ = 100$), что согласуется с рекомендациями Tokgoz *et al.* [8] и Saarenrinne и Piirto [254], которые получили надежные результаты, удовлетворив критериям $1,5 < 2\Delta x/\lambda_K < 2$ и $1,5 < 2\Delta x/\lambda_K < 3$, соответственно.

Результаты измерения скорости диссипации КЭТ в ТПС

На рис 3.3.5 показаны распределения продольной составляющей средней скорости U^+ (рис. 3.3.5,а) и турбулентных пульсаций скорости $\overline{u'u'}^+$, $\overline{u'v'}^+$ и $\overline{v'v'}^+$ (рис. 3.3.5,б) вдоль y^+ , полученные с использованием различных размеров расчетных областей 8×8 , 16×8 и 32×8 пикс. Там же приводится сравнение с соответствующими профилями, полученными численно с помощью DNS [224,304] ($Re_\tau = 252$) и экспериментально с помощью PIV [67] ($Re_\tau = 241$; $I \times J = 64 \times 6$ пикс) и SIV [3] ($Re_\tau = 214$; $I \times J = 16 \times 10$ пикс) для чисел Рейнольдса, близких к рассматриваемому случаю. Сплошные черные линии на рис. 3.3.5,а описывают теоретические профили $U^+ = y^+$ и $U^+ = 5,5 + 5,75 \cdot \lg(y^+)$, соответствующие вязкому подслою и пограничному слою. Рис. 3.3.5 демонстрирует разницу в профилях средней продольной скорости и турбулентных пульсаций для разных размеров расчетных областей: использование размера 8×8 пикс приводит к их более высоким значениям, по сравнению с размерами 16×8 и 32×8 пикс. Это отклонение связано с различными динамическими скоростями $u_\tau = 0,188$, $0,194$ и $0,194$ м/с, рассчитанными с использованием различных размеров расчетных областей 8×8 , 16×8 и 32×8 пикс, соответственно. Малый размер расчетной области переоценивает значение средней продольной скорости в области стенки, что приводит к более низкому значению динамической скорости, как схематично показано на рис. 2.3.9.

Примечательно, что при использовании одного и того же значения динамической скорости ($u_\tau = 0,194$ м/с) для всех случаев все профили практически полностью совпадают друг с другом на всех рассматриваемых расстояниях от стенки, кроме пристеночной области. Большой наклон профилей средней скорости в логарифмической области объясняется небольшим отрицательным значением продольного градиента статического давления $dp/dx \approx -2$ Па/м. Этот градиент соответствует параметру ускорения $K = -(\nu/\rho u_\infty^3)(dp/dx) \approx 0,38 \cdot 10^{-6}$, который, согласно [305], довольно мал, чтобы вызвать реламинаризацию

турбулентного пограничного слоя. В целом профили скорости и пульсаций, приведенные на рис. 3.3.5, хорошо согласуются с литературными данными, указывая на то, что течение является турбулентным.

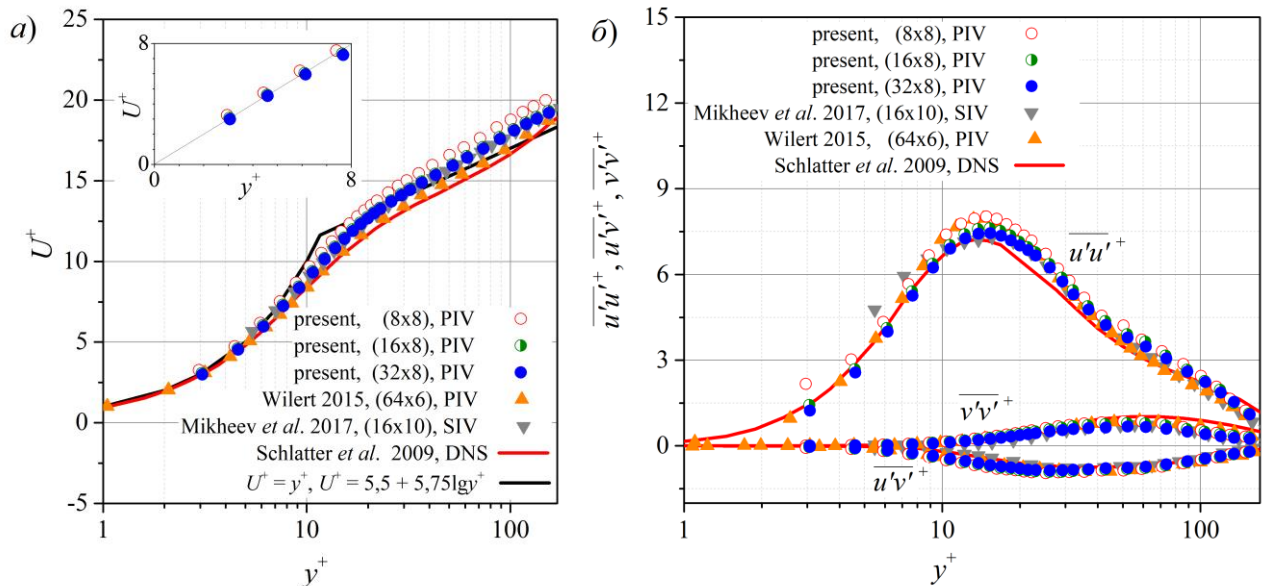


Рисунок 3.3.5. Профили продольной составляющей вектора средней скорости (а) и турбулентных пульсаций скорости (б).

Как было показано в разделе 3.1 диссертации, достоверность оценки скорости диссипации КЭТ зависит от расстояния между соседними векторами скорости, величины случайной погрешности измерения и степени перекрытия между соседними расчетными областями. На рис. 3.3.6 показаны результаты оценки скорости диссипации КЭТ, измеренные с использованием различных размеров расчетных областей и степеней перекрытия между ними. Видно, что чем меньше расстояние $2\Delta x_{1,2}$ между соседними векторами скорости, тем выше значение скорости диссипации КЭТ. Это согласуется с результатами модельного сдвигового течения (см. предыдущий подраздел диссертации) и литературными данными [8,254]. Однако, как и ожидалось, его уменьшение до 4 пикс, что порядка колмогоровского масштаба длины, не приводит к истинному значению скорости диссипации КЭТ, а значительно завышает ее по сравнению с результатами DNS [224,304]. Как видно из рис. 3.3.6, это завышение тем больше, чем меньше размер расчетной области, что согласуется с выводами Piirto et al. [6], Shah et al. [253] и Tokgoz et al. [8]. Очевидно, что это связано с тем, что

использование меньшего размера расчетной области приводит к более высокой случайной погрешности измерения по сравнению с более крупными расчетными областями, как было показано в предыдущем подразделе диссертации при рассмотрении модельного сдвигового течения. Это также можно наблюдать на рис. 3.3.7, на котором представлены энергетические спектры пульсаций скорости, рассчитанные по 25000 последовательным измерениям с использованием оконной функции Хеннинга [306]. Из анализа высокочастотной области спектров видно, что, чем меньше размер расчетной области, тем выше расположена их пологая часть, а, значит, выше уровень случайной погрешности измерения. Это особенно заметно на рис. 3.3.7,б, на котором представлены энергетические спектры пульсаций поперечной составляющей вектора скорости, амплитуда которых на порядок меньше амплитуды пульсаций продольной составляющей. Спектры, представленные на рис. 3.3.7, нормированы масштабами Колмогорова и сравниваются с хорошо известным степенным спектром с показателем $-5/3$ [238,307], а также со спектрами, полученными экспериментально Willert [67] при аналогичных условиях течения и параметрах измерения ($Re_\tau = 241$; $I \times J = 64 \times 6$ пикс) на тех же расстояниях y^+ от стенки. Willert [67], в свою очередь, верифицировал свои результаты, используя результаты DNS [308]. Резкое снижение амплитуды пульсации скорости с увеличением волнового числа (рис. 3.3.7), т.е. в диссипативной области, объясняется применением в работе [67] процедуры гауссовой фильтрации к осциллограммам скорости.

Из-за диссипации КЭТ энергетические спектры должны убывать и стремиться к нулю с увеличением волнового числа или частоты. Однако из рис. 3.3.7 видно, что спектры имеют пологую форму в высокочастотной области, что объясняется влиянием случайной погрешности измерения, проявляющейся в виде «белого шума» [293,296,309]. Чтобы частично исключить влияние «белого шума» на результаты измерения, Mikheev *et al.* [3] применили низкочастотную фильтрацию осциллограмм скорости. Они определили пороговую частоту среза, равную частоте, при которой амплитуда колебаний скорости имеет примерно постоянное значение в высокочастотной области спектра. Другими словами, для определения пороговой частоты в [3] был использован критерий $|\hat{U}(f_{cut})|^2 / |E|^2 = 1$ вместо (3.2.4), так что величина «шума», т.е. погрешности

измерения, все еще может преобладать над амплитудой пульсации скорости в высокочастотной области спектра, где в основном протекают процессы диссипации КЭТ. Более того, в работе [3] использовалось постоянное значение пороговой частоты для обеих составляющих вектора скорости во всех точках пространства. Хотя в общем случае пороговую частоту следует определять в соответствии с величиной погрешности измерения для каждой отдельной составляющей вектора скорости, и она должна меняться в пространстве. Это видно из рис. 3.3.8, на котором показано распределение пороговой частоты среза f_{cut} , определённой согласно критерию (3.2.4). Подобно профилям турбулентных пульсаций скорости, показанным на рис. 3.3.5,б, пороговая частота среза сначала растет с увеличением расстояния от стенки, а затем уменьшается для обеих составляющих вектора скорости. Таким образом, частота среза зависит не только от величины случайной погрешности измерения, но и от уровня турбулентных пульсаций скорости, т.е. чем ниже случайная погрешность измерения и чем выше реальные значения турбулентных пульсаций скорости, тем выше пороговая частота среза.

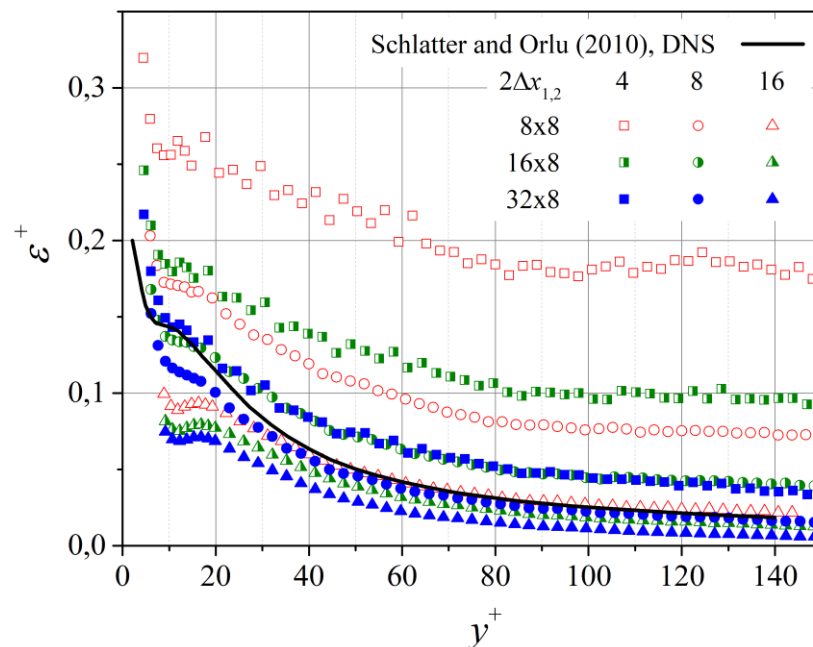


Рисунок 3.3.6. Профили скорости диссипации КЭТ, измеренные с использованием различных размеров расчетных областей и степеней перекрытия между ними.

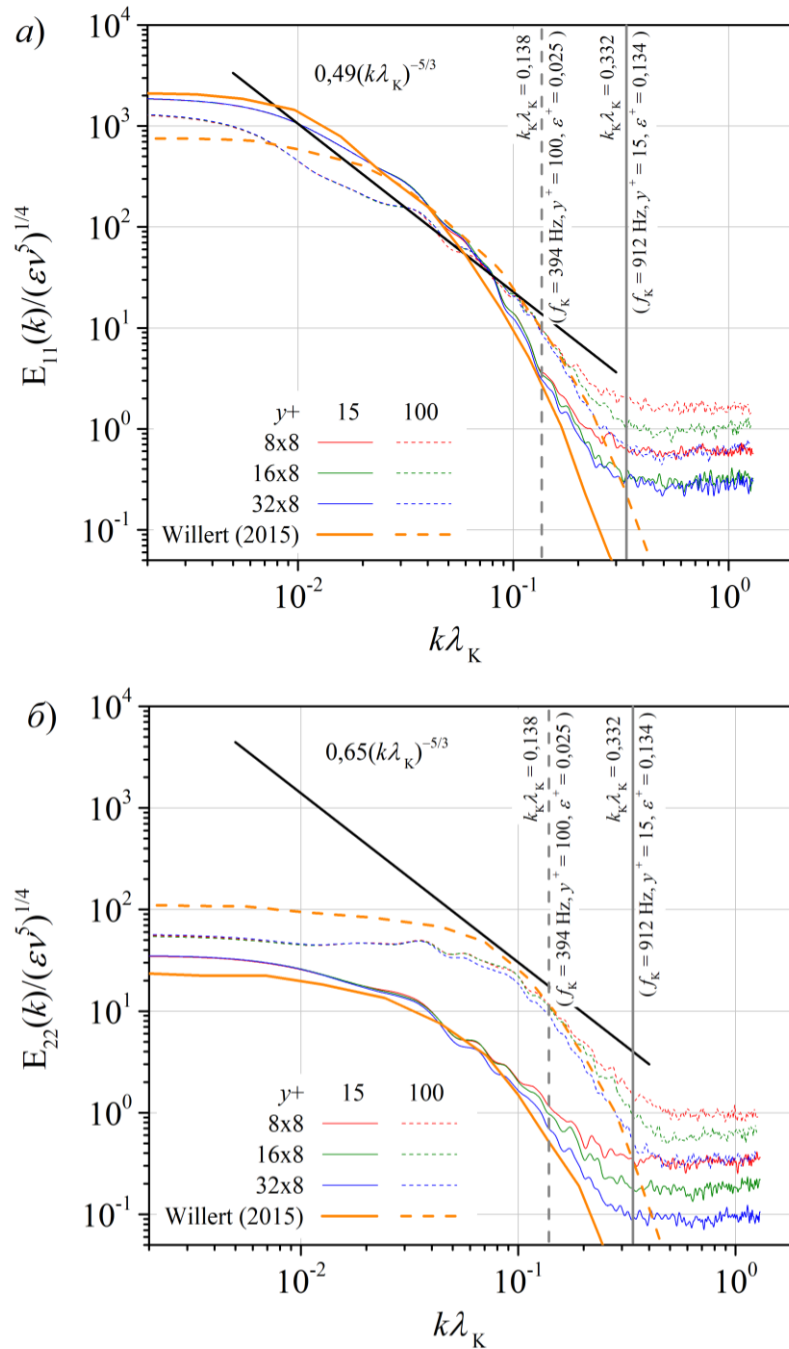


Рисунок 3.3.7. Нормированные энергетические спектры пульсаций продольной (а) и нормальной к стенке (б) флуктуирующих составляющих вектора скорости.

Скорость диссипации КЭТ, рассчитанная после применения разработанной процедуры фильтрации осциллограмм скорости, показана на рис. 3.3.9. Как и ранее (сравнить с рис. 3.3.6), наблюдается та же тенденция к уменьшению величины скорости диссипации КЭТ с увеличением расстояния $2\Delta x_{1,2}$ между

соседними векторами скорости. Однако результаты, полученные с использованием расчетных областей с размерами 8×8 и 16×8 пикс при наилучшем пространственном разрешении ($2\Delta x_{1,2} = 4$ пикс), все еще подвержены влиянию случайной погрешности измерения, присутствующей в высокочастотной области $f < f_{cut}$ (рис. 3.3.7), и несколько искажены из-за других значений динамической скорости для малых расчетных областей. Поскольку результаты, полученные с использованием большей расчетной области (32×8 пикс), подвержены меньшему влиянию случайной погрешности измерения (рис. 3.3.7), это приводит к достаточно хорошей оценке скорости диссипации КЭТ, согласующейся с результатами DNS [224] без применения дополнительных процедур коррекции [256,288,289].

Наряду с пространственным разрешением, следует также оценить временное разрешение того или иного панорамного метода. Время $T_{cut} = 1/f_{cut}$ не должно превышать колмогоровский масштаб времени, $\tau_K = (\nu/\varepsilon)^{0,5}$, т.е. должны выполняться следующие условия: $T_{cut}/\tau_K < 1$ или $f_{cut}/f_K > 1$, что то же самое. Соответствующие значения колмогоровского масштаба времени ($k_K \lambda_K = 2\pi f_K \lambda_K / U$) показаны на рис. 3.3.7 вертикальными сплошными и пунктирными линиями для $y^+ = 15$ и 100 , соответственно. В табл. 3.3.2 приведены f_{cut}/f_K для двух значений y^+ . Видно, что в рассматриваемом случае $f_{cut}/f_K < 1$ в буферной области ТПС ($y^+ = 15$) и $f_{cut}/f_K > 1$ на внешней границе ТПС ($y^+ = 100$) для всех рассматриваемых размеров расчетной области и обеих составляющих вектора скорости. Несмотря на то, что $f_{cut}/f_K < 1$ в пристеночной области ТПС ($y^+ = 15$), скорость диссипации КЭТ оценивается достаточно точно при использовании больших размеров расчетных областей (рис. 3.3.9). Это связано с тем, что больший размер расчетной области дает меньшее значение случайной погрешности измерения, что приводит к более высокому значению пороговой частоты среза. Это, в свою очередь, позволяет разрешить мелкомасштабную турбулентность, что необходимо для достоверной оценки скорости диссипации КЭТ. С другой стороны, следует отметить, что даже при удовлетворении условия $f_{cut}/f_K > 1$, например, при $y^+ = 100$ скорость диссипации КЭТ все же может быть завышенной при меньших размерах расчетных областей (8×8 и 16×8 пикс). Это объясняется низким уровнем турбулентных пульсаций скорости в этой области потока по сравнению с

относительно высоким значением случайной погрешности измерения (рис. 3.3.7), которая, как отмечалось выше, напрямую влияет на определение пороговой частоты среза f_{cut} . Примечательно, что более низкая частота среза в этой области потока приводит к более точной оценке скорости диссипации КЭТ. Однако это не может быть выполнено автоматически в рамках предложенной процедуры фильтрации.

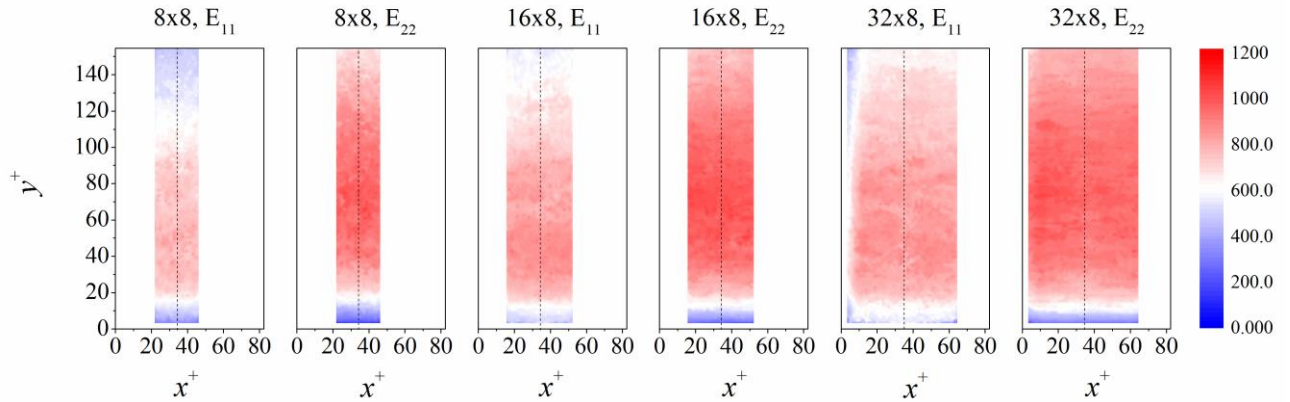


Рисунок 3.3.8. Распределение пороговой частоты среза f_{cut} для различных размеров расчетной области и составляющих вектора скорости. Пунктирными вертикальными линиями обозначены сечения, вдоль которых рассчитывалась скорость диссипации КЭТ.

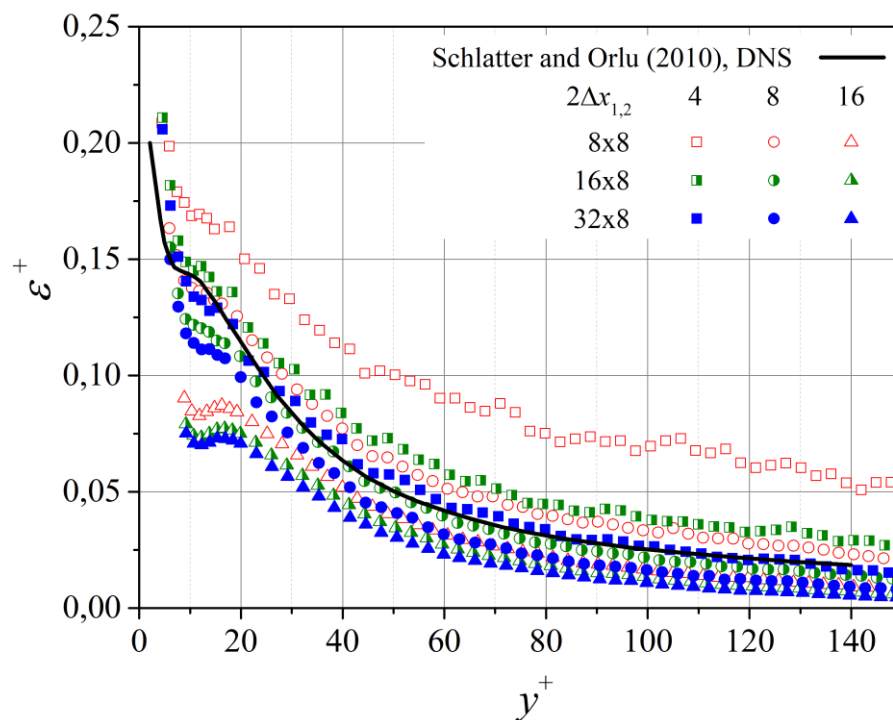


Рисунок 3.3.9. Профили скорости диссипации КЭТ, рассчитанные после применения процедуры фильтрации осциллограмм скорости.

Таблица 3.3.2. f_{cut}/f_K и соответствующие значения f_{cut} .

$I \times J$	$y^+ = 15, E_{11}$	$y^+ = 100, E_{11}$	$y^+ = 15, E_{22}$	$y^+ = 100, E_{22}$
8×8	$f_{cut}/f_K = 0,66$ ($f_{cut} = 600$ Гц)	1,66 (655 Гц)	0,64 (580 Гц)	2,36 (930 Гц)
16×8	0,76 (690 Гц)	1,85 (730 Гц)	0,71 (650 Гц)	2,42 (955 Гц)
32×8	0,79 (720 Гц)	1,93 (760 Гц)	0,77 (700 Гц)	2,44 (960 Гц)

При оценке колмогоровского масштаба частоты $f_K = 912$ Гц ($y^+ = 15$) и 394 Гц ($y^+ = 100$) использовались $\epsilon^+ = 0,134$ и $0,025$, соответственно.

На рис. 3.3.10 показано влияние частоты среза f_{cut} на результат оценки скорости диссипации КЭТ. Можно убедиться, что во всех рассматриваемых случаях скорость диссипации КЭТ увеличивается с увеличением f_{cut} , причем она увеличивается тем быстрее, чем меньше размер расчетной области и величина турбулентных пульсаций, т.е. на расстоянии $y^+ = 100$. Как видно из рис. 3.3.10, для небольшой расчетной области ($I \times J = 8 \times 8$ пикс²) частоту среза следует выбирать довольно маленькой ($f_{cut} \approx 370$ Гц) для достоверной оценки скорости диссипации КЭТ. Однако в этом случае она будет ниже колмогоровского масштаба частоты $f_K = 912$ Гц в пристеночной области ТПС ($y^+ = 15$), а значит в этой области не будут учтены мелкомасштабные турбулентные структуры при оценке скорости диссипации КЭТ. С увеличением расчетной области (например, $I \times J = 32 \times 8$ пикс²) достоверная оценка скорости диссипации КЭТ обеспечивается при большем значении частоты среза, которое на обоих рассматриваемых расстояниях от стенки выше колмогоровского масштаба частоты $f_K = 394$ Гц. Это ещё раз демонстрирует преимущество больших расчетных областей по отношению к малым, приводящим к большему уровню погрешности измерения.

На рис. 3.3.11 представлено сравнение результатов оценки скорости диссипации КЭТ в ТПС, полученных с использованием различных методов, в том числе SIV [3], Tomo PIV [9], Tomo PTV-VIC+ [9], Stereo PIV [255] и DNS [224]. Mikheev *et al.* [3] удалось получить достаточно хорошие результаты при использовании расчетной области размером 16×10 пикс, однако они использовали постоянное значение пороговой частоты среза $f_{cut} = 800$ Гц исходя из критерия $|\hat{U}(f_{cut})|^2 / |E|^2 = 1$. Это означает, что на истинное значение скорости по-прежнему

может влиять случайная погрешность измерения в высокочастотной области спектра пульсаций скорости, где протекают наиболее интенсивные диссипативные процессы.

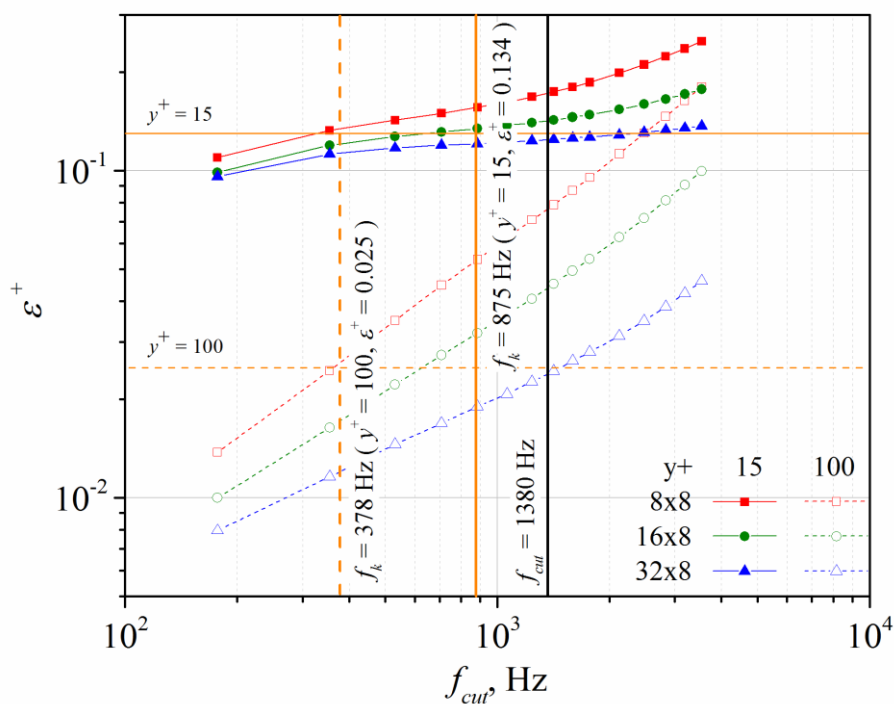


Рисунок 3.3.10. Скорость диссипации КЭТ в зависимости от пороговой частоты среза f_{cut} на различных расстояниях от стенки ($y^+ = 15$ и 100) и при различных размерах расчетной области. Сплошные оранжевые горизонтальная и вертикальная линии соответствуют скорости диссипации и колмогоровскому масштабу частоты на расстоянии $y^+ = 15$ от стенки, а пунктирные – на расстоянии $y^+ = 100$.

Используя метод Tomo PIV, Schneiders *et al.* [9] применили сложную процедуру фильтрации пространственно-временных полей скорости, основанную на полиномиальной регрессии второго порядка за период времени, соответствующий $f_k/f_{cut} \approx 0,7$ у стенки и $0,27$ на внешней границе ТПС, с окном фильтра, содержащим $7 \times 7 \times 7$ векторов скорости, что соответствует объему $\Delta x_1/\lambda_K \times \Delta x_2/\lambda_K \times \Delta x_3/\lambda_K = 29 \times 7 \times 15$ у стенки и $9 \times 9 \times 9$ на внешней границе ТПС. Поэтому, несмотря на то, что было выдержано условие $f_{cut}/f_k > 1$, Schneiders *et al.* [9] использовали довольно большое окно пространственного фильтра, которое не

удовлетворяет рекомендациям $1,5 < \Delta x/\lambda_K < 2$ [8] или $1,5 < \Delta x/\lambda_K < 3$ [254], чтобы полностью разрешить мельчайшие диссипативные турбулентные структуры. Это объясняет заниженное значение скорости диссипации КЭТ во всем рассматриваемом диапазоне изменения y^+ . Интересно, что результаты, полученные в работе [9] с помощью удлиненной формы расчетной области ($64 \times 16 \times 32$ пикс), совпадают с результатами, полученными при $2\Delta x_{1,2} = 16$ пикс, что соответствует примерно $7\lambda_K$ (сравнить рис. 3.3.9 и 3.3.11). Использование метода Томо PTV-VIC+ [9] позволило значительно улучшить результаты при $y^+ > 25$. Однако, как видно из рис. 3.3.11, скорость диссипации КЭТ в пристеночной области ТПС все еще недооценена. К сожалению, Foucaut *et al.* [255] привели свои результаты только для диапазона $y^+ > 16$, поэтому производительность метода Stereo PIV, которую они использовали, с точки зрения достоверности оценки скорости диссипации КЭТ остается неизвестной. Тем не менее их результаты хорошо согласуются с результатами DNS с небольшой недооценкой в области $y^+ > 16$, что объясняется фильтрацией мелкомасштабных турбулентных структур.

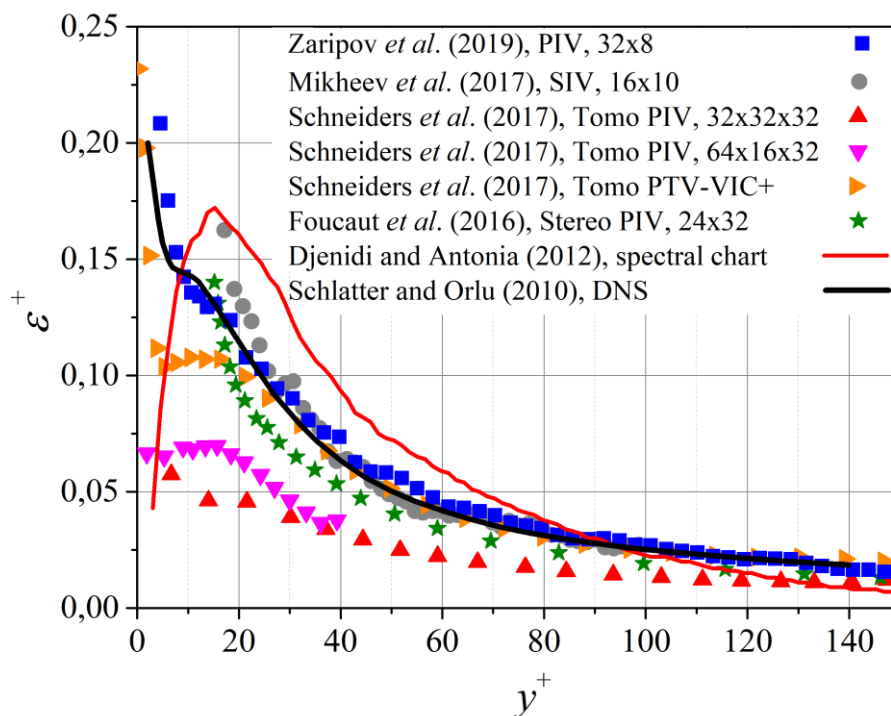


Рисунок 3.3.11. Сравнение профилей скорости диссипации КЭТ, полученных с использованием различных стратегий их оценки.

На рис. 3.3.11 также приведены результаты расчета методом спектральных диаграмм [288], при использовании которого принималось во внимание, что диапазон низких волновых чисел энергетического спектра не влияет на величину скорости диссипации КЭТ, а диапазон высоких волновых чисел подвержен влиянию «белого шума». Таким образом, скорость диссипации КЭТ оценивалась путем аппроксимации экспериментального спектра спектром модели изотропной турбулентности $E_{11}(k_1) = C_1 \varepsilon^{2/3} k_1^{-5/3}$ (3.1.7) в инерционном поддиапазоне $0,01 < k\lambda_K < 0,1$ с использованием константы $C_1 = 0,49$ [290] для всех рассматриваемых расстояний y^+ от стенки. Как видно из рис. 3.3.11, метод спектральных диаграмм дает относительно удовлетворительные результаты при $y^+ > 70$ и принципиально неверные результаты в пристеночной области ТПС, что связано с большой анизотропией турбулентности в этой области, как и предсказывали авторы этого метода [288]. На рис. 3.3.12 видно, что распределение энергетического спектра в диапазоне частот $0,01 < k\lambda_K < 0,1$ действительно отличается от универсального распределения $C_1 = 0,49$ в пристеночной области ТПС.

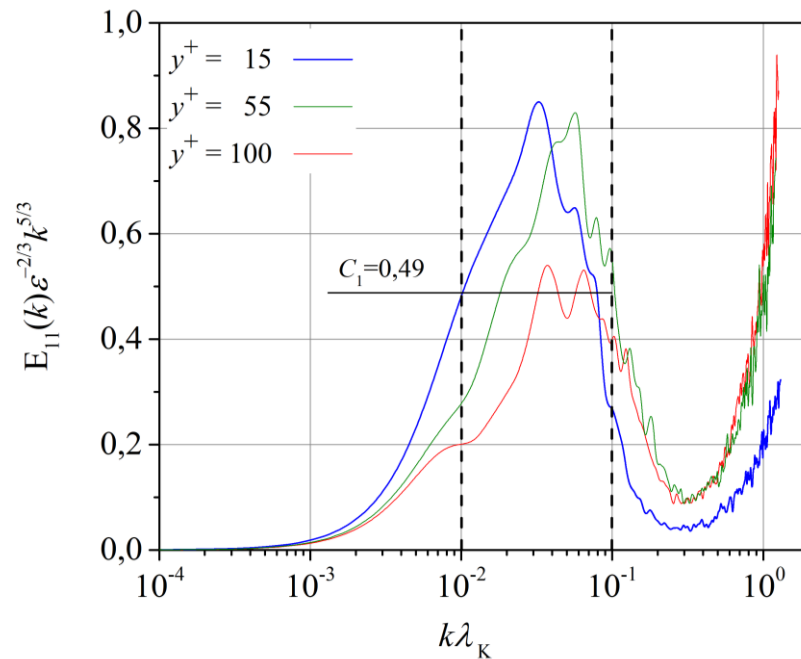


Рисунок 3.3.12. Нормированные энергетические спектры пульсаций продольной флуктуирующей составляющей вектора скорости.

Нельзя не отметить важность применения многопроходного метода PIV. На рис. 3.3.13 представлены профили скорости диссипации КЭТ, рассчитанные после первых трех итераций. Приведено сравнение с результатом DNS [224]. Поскольку результаты, полученные на третьей и последующих итерациях, отличались незначительно, последние на рис. 3.3.13 не приведены. Видно, что применение многопроходного метода PIV способствует достоверной оценке скорости диссипации КЭТ в пристеночной области ТПС. Завышенные значения скорости диссипации КЭТ, оцененные после первой итерации, объясняются повышенным уровнем случайной погрешности измерения из-за наличия большого градиента скорости в этой области, а ее снижение на последующих итерациях – снижением уровня случайной погрешности измерения благодаря процедуре деформации изображений, заложенной в многопроходных методах PIV с этой целью. Для рассматриваемого режима течения градиент скорости $dU/dy = u_\tau^2/\nu \approx 256 \text{ с}^{-1}$ ($u_\tau = 0,062 \text{ м/с}$), что соответствует градиенту смещения частиц $ds_x/dy = 0,064 \text{ мм/мм}$ (пикс/пикс), при котором его влияние на результаты измерения становится уже существенным (рис. 2.3.10).

Итак, большинство сравниваемых на рис. 3.3.11 экспериментальных данных хорошо согласуются между собой и с результатами DNS при $y^+ > 25$ и противоречивы при $y^+ < 25$. Применение высокоскоростного планарного многопроходного метода PIV с высоким пространственно-временным разрешением совместно с предложенной процедурой фильтрации осциллограмм скорости позволяет достоверно оценить скорость диссипации КЭТ во всем рассматриваемом диапазоне y^+ , включая пристеночную область ТПС, даже при использовании гипотезы о локальной осесимметричной турбулентности (3.1.8). Кроме того, реализованная методика позволяет правильно определять точку перегиба на профиле скорости диссипации КЭТ при $y^+ \approx 12$, прогнозируемую DNS. Эта особенность также была обнаружена методом PTV-VIC+, однако значение скорости диссипации в окрестности $y^+ \approx 12$ было занижено примерно на 20 %.

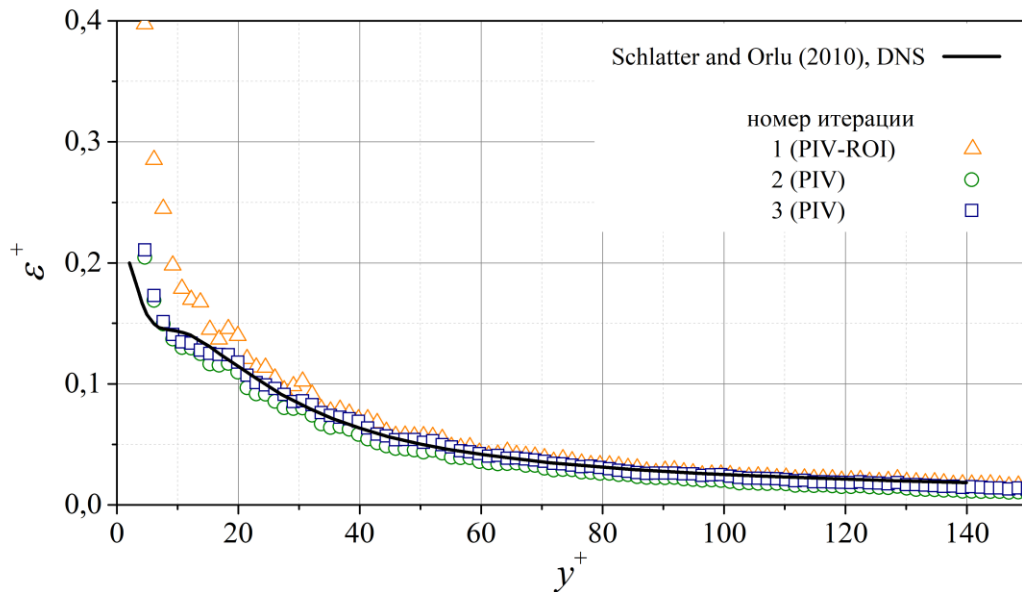


Рисунок 3.3.13. Профили скорости диссипации КЭТ, рассчитанные после применения процедуры фильтрации осциллограмм скорости на первых трех итерациях многопроходного метода PIV с использованием расчетных областей со сторонами $I \times J = 32 \times 32$ пикс².

3.4. Интенсивные события скорости диссипации и генерации КЭТ в турбулентном пограничном слое

Краткое описание проблемы

Большинство статистических описаний и моделей турбулентности игнорируют наличие квазипериодического когерентного движения в ТПС, хотя очевидно, что именно когерентные вихревые структуры ответственны за поддержание (генерацию и диссипацию) турбулентности в ТПС [310]. Поэтому изучение структуры турбулентности имеет фундаментальное значение для дальнейшего более глубокого понимания динамики пограничного слоя.

Тонкая пристеночная область ТПС, включая вязкий подслой и буферную область, играет исключительно важную роль в генерации и диссипации КЭТ [10,238,311,312]. Конечно, другие члены уравнения переноса КЭТ (3.1.1), такие как конвекция, вязкая диффузия, турбулентный перенос и корреляция скорости и давления, также имеют значение, однако они только перераспределяют КЭТ между различными слоями ТПС, а их пространственные интегралы равны нулю

при развитом турбулентном течении в каналах [227,290]. Установлено, что скорость диссипации КЭТ контролируется в пристеночной области ТПС наиболее сильными сдвиговыми слоями, индуцируемыми наиболее энергосодержащими вихревыми структурами [313,314]. С другой стороны, пристеночная область ТПС является источником генерации почти всей КЭТ в ТПС [238,310]. Структурная сложность пристеночной турбулентности связана с взаимодействием мелкомасштабных и крупномасштабных турбулентных структур в вязком подслое и буферной области ТПС, где, вообще говоря, наблюдаются наибольшие значения скорости диссипации и генерации КЭТ, соответственно. Это, в свою очередь, приводит к зависимости скорости диссипации КЭТ от числа Рейнольдса в этих областях [315–317]. С физическими моделями образования пристеночной турбулентности можно ознакомиться в обзорной работе [310].

Как следует из всестороннего анализа численных и экспериментальных данных, проведенного в работе [227], при полностью развитом турбулентном течении в канале интегралы членов генерации (3.1.3) и скорости диссипации (3.1.2) КЭТ по поперечному сечению канала равны по величине, но противоположны по знаку. Это указывает на установление равновесного состояния в процессах генерации и диссипации КЭТ и предполагает существование единого механизма, ответственного за генерацию и диссипацию КЭТ. Используемый в диссертации термин «развитое турбулентное течение» следует понимать, как турбулентное течение с автомоделными профилями средней продольной скорости и турбулентных пульсаций по длине канала. Строго говоря, такое определение не вполне корректно. Согласно новейшим исследованиям в области ламинарно-турбулентного перехода [318–321], в турбулентных потоках всегда, т.е. при любых числах Рейнольдса, имеет место конкуренция тенденций к «гибели» и «размножению» так называемых турбулентных порывов. В случае, когда продолжительность жизни характерных турбулентных структур до их гибели больше, чем до их деления, вероятность обратного процесса реламинаризации стремительно снижается. Таким образом, чисто теоретически даже при очень больших числах Рейнольдса возможно

спонтанное затухание турбулентности, что приведет к изменению статистических характеристик турбулентности, хотя это очень маловероятное событие. Изложение теории возникновения и развития турбулентности выходит за рамки настоящей диссертации, однако с ней можно ознакомиться в монографии [322].

В литературе можно найти большое количество работ, в которых приложено много усилий к изучению механизма генерации КЭТ и оценке члена (3.1.3), характеризующего его количественно [179,310,323–336]. Вероятно, впервые некоторые механизмы генерации КЭТ были предложены в работах [331,333]. Основываясь на результатах квадрантного анализа напряжений Рейнольдса, Corino and Brodkey [333] пришли к выводу, что доминирующий механизм, ответственный за производство КЭТ, связан с так называемыми процессами эжекции (ejections), для которых $u' < 0$ и $v' > 0$, возникающими в основном в буферной области ТПС ($7 \leq y^+ \leq 30$) и с их последующим взаимодействием с областью высоких сдвигов. Wallace *et al.* [331] затем установили, что так называемые свипы (sweeps), для которых $u' > 0$ и $v' < 0$, наблюдаемые в основном в буферной области ТПС, в той же степени ответственны за генерацию КЭТ, что и события эжекции (рис. 3.4.1). Принимая во внимание, что свипы и события эжекции соответствуют вытянутым в продольном направлении высокоскоростным и низкоскоростным областям течения соответственно, которые на самом деле являются двумя сторонами одной квазипродольной (Q-S – Quasi-Streamwise) вихревой структуры, находящейся в буферной области ТПС, становится ясно, что свипы и события эжекции всегда должны возникать в паре, приводя к генерации КЭТ на нисходящей и восходящей сторонах Q-S вихревой структуры. Это частично подтверждается наблюдениями Xu *et al.* [334], исследовавших влияние интенсивных свипов на коэффициент эксцесса флуктуаций скорости и распределение напряжения Рейнольдса у стенки канала. Они обнаружили, что интенсивные события свипов всегда наблюдаются в паре с событиями эжекции, расположенными бок о бок в плоскости, параллельной стенке канала. Однако они показали, что, в отличие от свипов, события эжекции не вносят значительного вклада в напряжения Рейнольдса и,

следовательно, в производство КЭТ, если принять во внимание, что член генерации КЭТ выражается через произведение компонент тензора напряжения Рейнольдса на градиент средней скорости. Это согласуется с результатами работ [331,335], в которых было показано, что наибольший вклад в общее значение производства КЭТ вносят свипы, возникающие в области $y^+ < 12$. Lenaers *et al.* [179] подтвердили, что экстремально высокие значения флуктуаций нормальной к стенке составляющей скорости вызваны именно Q-S вихревыми структурами, возникающими в буферной области ТПС. Таким образом, основной вклад в член генерации КЭТ (3.1.3) связан с нисходящим движением потока, вызванным Q-S вихревыми структурами, возникающими в буферной области ТПС.

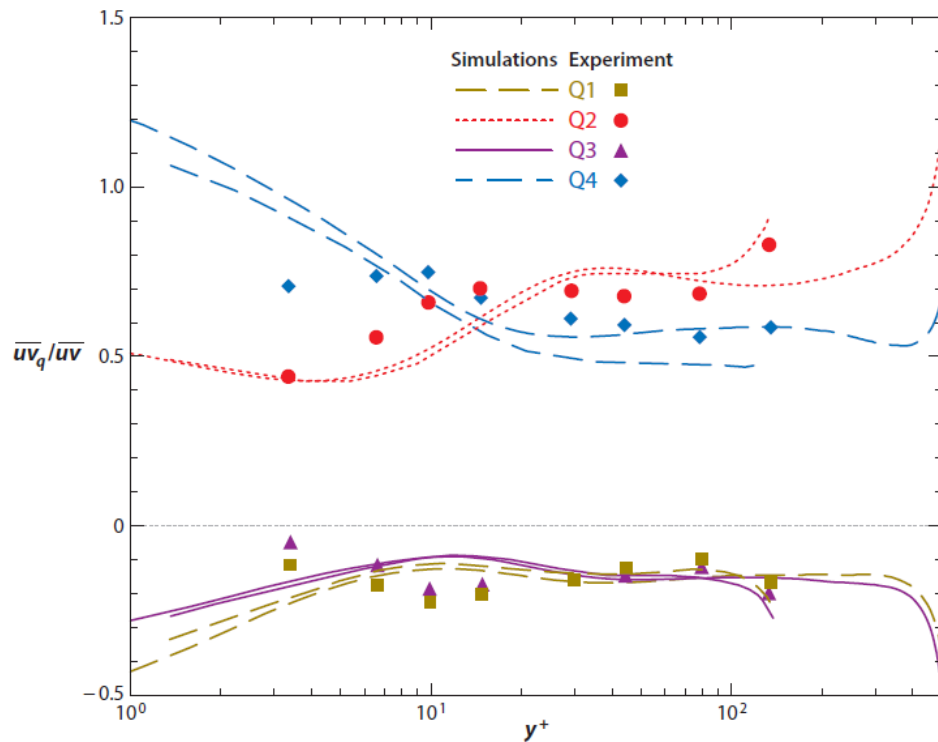


Рисунок 3.4.1. Результат декомпозиции напряжения Рейнольдса в плоском канале [335]: Q1 – внешнее взаимодействие; Q2 – эжекция; Q3 – взаимодействие с стенкой; Q4 – свип. Символы взяты из экспериментальной работы [331] для $Re_\tau = 187$, линии – из численных работ [337] и [338] для $Re_\tau = 180$ и 590, соответственно.

Что касается диссипации КЭТ, Robinson [328] обнаружил, что она главным образом возникает в ядре растягивающихся под действием сдвигового течения Q-S вихревых структур, расположенных в буферной области ТПС, а также в сильных сдвиговых слоях непосредственно у стенки. При этом за диссипацию КЭТ в логарифмической области ТПС отвечают крупномасштабные поперечные вихревые структуры. Wallace *et al.* [331] связали места возникновения диссипации КЭТ с Q-S структурами, а именно с событиями эжекции и свипами. Подобный механизм был недавно представлен в работе [54], в которой было показано, что диссипативные области потока расположены непосредственно под Q-S структурами. Tardu [54] пришел к такому выводу, основываясь на том, что основной вклад в среднее значение скорости диссипации КЭТ наблюдается, когда нормальная к стенке флуктуирующая составляющая вектора скорости равна нулю, т.е. при $v' \approx 0$. В то же время они наблюдали два ярко выраженных пика на распределении функции плотности вероятности $PDF(u')$, указывающие на то, что наибольший вклад в скорость диссипации КЭТ вносят события, характеризующиеся положительными и отрицательными флуктуациями продольной составляющей вектора скорости. Учитывая, что процесс диссипации КЭТ связан с Q-S структурами, можно предположить, что области потока с наиболее интенсивными диссипативными событиями расположены непосредственно под низкоскоростными и высокоскоростными областями потока, которые, как отмечалось ранее, являются половинными частями Q-S структур.

Таким образом, имеются противоречивые результаты относительно расположения областей потока с наиболее диссипативными событиями. Исторически анализ членов скорости диссипации (3.1.2) и генерации (3.1.3) КЭТ проводился отдельно друг от друга из-за необходимости только их локального определения, так что механизм, ответственный за оба этих процесса, не был изучен. Чтобы заполнить этот пробел, в настоящем разделе диссертации рассматривается развитое турбулентное течение воздуха в канале квадратного поперечного сечения при $Re = 6300$, уделяя особое внимание структуре потока в пристеночной области ТПС, где наблюдаются наиболее интенсивные события

генерации и скорости диссипации КЭТ. Ограничение низким числом Рейнольдса обосновывается тем, что распределения членов генерации и скорости диссипации КЭТ по пространству существенно не меняются с изменением числа Рейнольдса [224,227], так что полагается, что доминирующие процессы, связанные с этими явлениями, примерно одинаковы.

Получение надежной оценки скорости диссипации КЭТ с помощью панорамных методов – известная проблема, детально раскрытая в разделах 3.1, 3.2 и 3.3 диссертации. Не вдаваясь в подробности, можно отметить, что она связана с наличием случайной погрешности измерения скорости и недостатком пространственного разрешения. Более того, если некоторые компоненты вектора скорости и их пространственные производные неизвестны, что имеет место для планарного и стереоскопического методов PIV, возникает необходимость использования адекватной модели турбулентности.

Сравнительный анализ некоторых моделей турбулентности, сделанный Foucaut *et al.* [255], показал, что использование гипотезы о локальной осесимметричной турбулентности (3.1.8) [250] при оценке скорости диссипации КЭТ в ТПС приводит к наиболее надежным результатам по сравнению, например, с гипотезами о гомогенной [339] и изотропной [235,236] турбулентности. В работах [3,68,255] продемонстрирована справедливость этой гипотезы в ТПС на расстояниях $y^+ > 20$ от стенки канала. Однако эта модель турбулентности существенно переоценивает скорость диссипации КЭТ в пристеночной области ТПС ($y^+ < 20$), где, как известно, наблюдаются наиболее интенсивные диссипативные события (рис. 3.3.11). Tardu [54] недавно показал, что модель локальной осесимметричной турбулентности переоценивает скорость диссипации КЭТ в 1,6 раза в вязком подслое. Основываясь на результатах работ [312,340], Tardu в [54] предложил следующее приближение для оценки скорости диссипации КЭТ, приводящее к надежным оценкам в вязком подслое ТПС:

$$\varepsilon = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \varepsilon_k, \text{ где } \varepsilon_k = \frac{5}{4} \nu \left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2, \quad (3.4.1)$$

u' – мгновенное значение флуктуирующей составляющей продольной компоненты вектора скорости, $k = 1 \dots K$, $K = 335106$ в настоящих экспериментах. Представление полного значения скорости диссипации КЭТ ε в виде суммы ее мгновенных значений ε_k необходимо для дальнейших рассуждений, связанных с механизмом возникновения интенсивных событий скорости диссипации КЭТ. Что касается члена P производства КЭТ, то в настоящей диссертации он определялся следующим образом:

$$P = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K P_k, \text{ где } P_k = -u'v' \frac{\partial U}{\partial y}, \quad (3.4.2)$$

u' и v' – мгновенные значения флуктуирующих составляющих продольной и нормальной к стенке компонент вектора скорости, U – среднее значение продольной составляющей вектора скорости. Приближение (3.4.2) справедливо при рассмотрении полностью развитого турбулентного пограничного слоя в канале, в котором все компоненты вектора скорости равномерно распределены в нормальном и поперечном направлениях к стенке канала без наличия закрутки потока и среднего потока в направлении к стенке и от нее.

Описание экспериментального оборудования и методики проведения экспериментов

Подробное описание рабочего участка и экспериментального оборудования приведено выше в разделе 3.3.2 диссертации. Тем не менее, в связи с особенностями настоящего исследования, связанными с обеспечением высокого пространственно-временного разрешения для исследования процессов, протекающих на уровне колмогоровского масштаба, рабочий участок экспериментальной установки и некоторые параметры PIV-измерений были изменены. Рассматривалось развитое турбулентное течение воздуха в оптически прозрачном канале длиной 6 м с квадратным поперечным сечением $2H \times 2H = 0,1 \times 0,1 \text{ м}^2$. Область измерения располагалась в плоскости симметрии канала на расстоянии 5 м (50 калибров), от входа в рабочий участок. Принципиальная схема экспериментальной установки показана на рис. 3.3.3.

Стабильный расход воздуха в канале обеспечивался комплектом поверенных критических сопел, установленным между компрессором и рабочим участком канала. При рассматриваемом расходе компрессор обеспечивал критический перепад давления на соплах. Погрешность измерения расхода через критические сопла не превышала 0,25 % относительно среднего расхода. Для равномерного засева дыма на входе в рабочий участок была установлена камера предварительной подготовки потока ($1,1 \times 1,4 \times 0,65 \text{ м}^3$). Равномерность профиля скорости набегающего потока и соответствующие параметры турбулентного потока обеспечивались турбулизирующей решеткой, выполненной из металлических стержней диаметром 1,3 мм и шагом 10 мм, установленной на входе в рабочий участок. Эти действия приводили к смыканию пограничных слоев на расстоянии около 4 м (40 калибров) ниже по потоку от входа в рабочий участок (распределения профилей средней скорости вдоль рабочего участка приведены в разделе 4.2.2 на рис. 4.2.8). Измерения проводились в вертикальной плоскости симметрии канала на расстоянии 5 м от входа, где турбулентное течение было полностью развитым. Объемная скорость воздушного потока в канале составляла $U_b = 0,95 \text{ м/с}$, что соответствовало числу Рейнольдса $Re = U_b H / \nu = 3100$ или $Re_\tau = u_\tau H / \nu = 207$, где $u_\tau = 0,062 \text{ м/с}$. Динамическая скорость оценивалась по профилю средней продольной скорости в вязком подслое: $u_\tau = [\nu(\partial U / \partial y)_{y=0}]^{0,5}$. Некоторые недостающие параметры эксперимента приведены в разделе 4.2.2 диссертации, в котором обсуждаются особенности экспериментального исследования явления обратного пристеночного течения в ТПС.

Видеофильмы снимались высокоскоростной камерой Fastec HiSpec с частотой кадров 4000 Гц, разрешением 400×288 пикс и длительностью одного видеофрагмента 4,65 с. Время экспозиции камеры составляло 150 мкс, что соответствовало смещению изображения частицы примерно 0,7 и 5,2 пикс на расстояниях $y^+ = 1,2$ и 12, соответственно, за время межкадровой задержки $\Delta t = 1/4000 \text{ с}$. Общее количество видеофрагментов составляло 39, что соответствует общей длительности 182 с. Световой нож создавался с помощью

непрерывного DPSS-лазера KLM-532. Используемая оптическая система обеспечивала масштабный коэффициент $M = 60$ пикс/мм. Таким образом, разрешение камеры 400×288 пикс позволяло охватить физическую область измерения, равную $6,67 \times 4,8$ мм², соответствующую $27,6 \times 19,8$ в координатах закона стенки (v/u_τ) в продольном и нормальном к стене направлениях. Длительность видео $T_m = 182$ с соответствует $T_m^+ = 4,66 \cdot 10^4$ в координатах закона стенки (v/u_τ^2).

Алгоритм обработки PIV-изображений был таким же, как в разделе 4.2.2 диссертации, а именно: выполнялись пять итераций с использованием алгоритма PIV-ROI на первой итерации и многопроходного алгоритма PIV – на остальных. Изображения обрабатывались с использованием удлиненных в продольном направлении расчетных областей размером $I \times J = 64 \times 16$ пикс² с расстоянием между узлами расчетной сетки $\Delta x \times \Delta y = 8 \times 2$ пикс² в направлениях x и y , соответственно. Если положить $\varepsilon^+ = 0,2$ в качестве максимального значения скорости диссипации КЭТ, достигаемого в пристеночной области ТПС, минимальное значение колмогоровского масштаба длины, равное $v/u_\tau(\varepsilon^+)^{-1/4}$, будет составлять примерно 0,36 мм (~ 22 пикс). Соответственно, размеры расчетной области $I/\lambda_K \times J/\lambda_K = 2,9 \times 0,7$, что удовлетворяет рекомендациям Tokgoz *et al.* [8] и Saarenrinne и Piirto [254] для разрешения мельчайших масштабов турбулентности.

Согласно [68], для достоверной оценки скорости диссипации КЭТ расстояние между соседними векторами скорости должно быть порядка колмогоровского масштаба длины. Большее расстояние приводит к недооценке скорости диссипации КЭТ, а меньшее – к ее переоценке. Поэтому, расстояние $\Delta x_{1,2}$ выбрано равным 20 пикс ($\Delta x_{1,2}/\lambda_K = 0,9$), которое, кроме того, больше размера расчетной области в направлении y , что позволяет избежать перекрывания соседних расчетных областей, т.е. корреляции случайной погрешности измерения скорости.

С целью частичного исключения влияния случайной погрешности измерения скорости, использовалась процедура фильтрации, изложенная в разделе 3.2 диссертации. При определении пороговой частоты среза f_{cut}

использовался критерий (3.2.4), согласно которому f_{cut} зависит как от величины случайной погрешности измерения, так и от уровня турбулентных пульсаций скорости, т.е. чем меньше погрешность измерения и чем выше величина турбулентных пульсаций, тем выше f_{cut} . Следует напомнить, что, поскольку оба они меняются в пространстве, значение пороговой частоты f_{cut} также должно меняться в пространстве. Однако, чтобы разрешить наименьшие временные масштабы наряду с высоким пространственным разрешением, максимальный период $T_{cut} = 1/f_{cut}$ не должен превышать колмогоровский масштаб времени $\tau_K = (\nu/\varepsilon)^{0,5}$, т.е. должны выполняться следующие критерии:

$$\frac{T_{cut}}{\tau_K} < 1 \quad \text{или} \quad \frac{f_{cut}}{f_K} > 1, \quad (3.4.3)$$

где $f_K = 1/\tau_K$ – масштаб частоты, называемый далее колмогоровским масштабом частоты.

На рис. 3.4.2 представлено распределение пороговой частоты среза f_{cut} для обеих составляющих вектора скорости. Также представлен колмогоровский масштаб частоты f_K , оцененный по распределению скорости диссипации КЭТ [224] по формуле $f_K = (\varepsilon/\nu)^{0,5}$. Видно, что f_{cut} как минимум вдвое превышает f_K во всем рассматриваемом диапазоне y^+ , включая вязкий подслой. Это означает, что используемая процедура фильтрации не исключает частотный диапазон, в котором протекают процессы диссипации КЭТ.

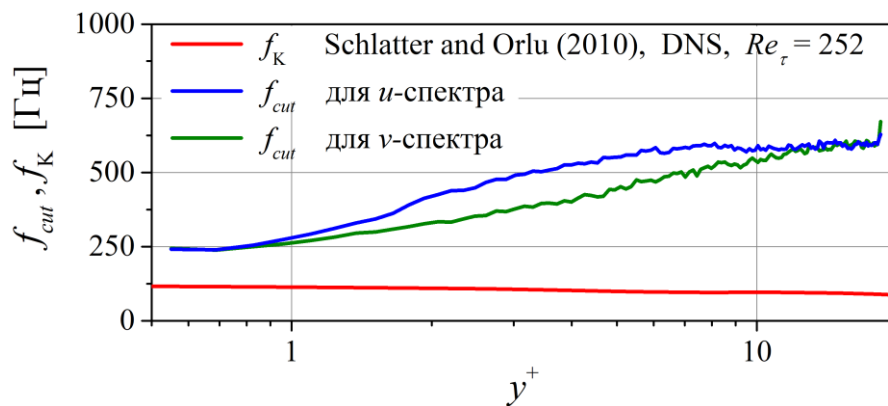


Рисунок 3.4.2. Распределение пороговой частоты среза f_{cut} для продольной u' и нормальной к стенке v' флуктуирующих составляющих вектора скорости по сравнению с колмогоровским масштабом частоты f_K .

Проверка достоверности получаемых данных

На рис. 3.4.3 представлены распределения средней продольной составляющей вектора скорости U^+ (рис. 3.4.3,а) и турбулентных пульсаций скорости $\overline{u'u'^+}$, $\overline{u'v'^+}$ и $\overline{v'v'^+}$ (рис. 3.4.3,б) вдоль y^+ , которые хорошо согласуются с результатами DNS [224], полученными при $Re_\tau = 252$. Чтобы продемонстрировать точность применяемого метода PIV, те же профили турбулентных пульсаций представлены на рис. 3.4.3,в в логарифмических координатах. Несмотря на хорошее совпадение экспериментальных и численных профилей $\overline{u'u'^+}$, все же есть некоторое расхождение профилей $\overline{u'v'^+}$ и $\overline{v'v'^+}$ при $y^+ < 4$. Если пересчитать $\overline{u'u'^+}$ и $\overline{v'v'^+}$ в [пикс] и получить соответственно среднеквадратические значения пульсаций u_{rms} и v_{rms} (см. зеленые сплошные линии в нижней части рис. 3.4.3,в), то можно обнаружить, что $0,01 < v_{rms} < 0,1$ пикс в области $y^+ < 4$. Это указывает на то, что значения пульсаций, перпендикулярной к стенке составляющей вектора скорости v , имеют тот же порядок, что и случайная погрешность измерения ($\sigma_e \approx 0,1$ пикс [15–18]). Тем не менее, это обстоятельство не повлияет на дальнейшие результаты и выводы, поскольку они в основном будут основаны на результатах измерения продольной составляющей вектора скорости.

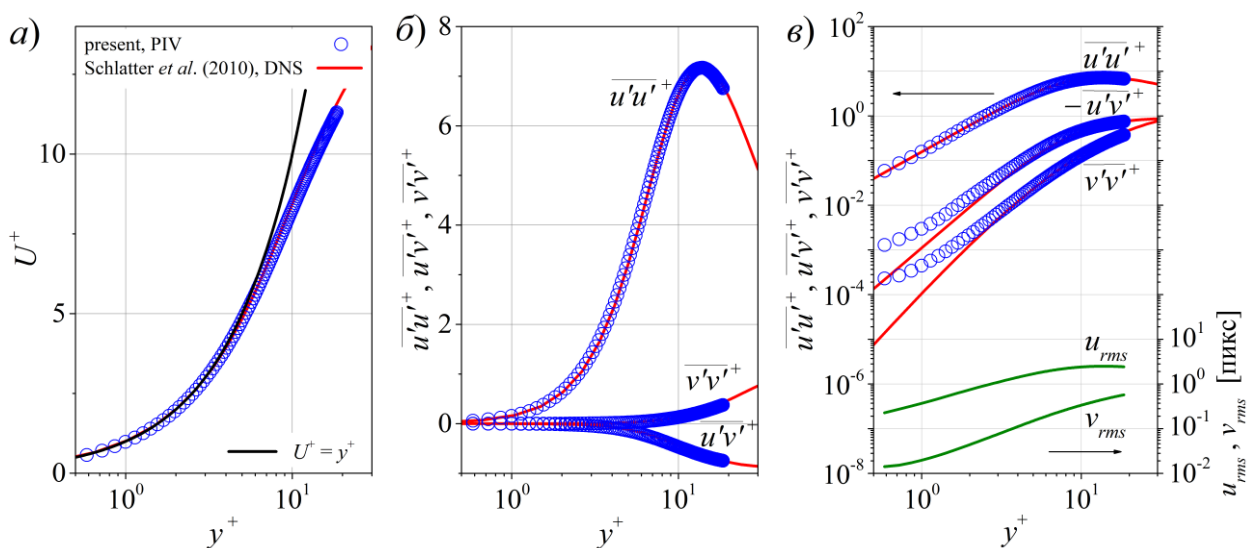


Рисунок 3.4.3. Профили продольной составляющей вектора средней скорости (а) и турбулентных пульсаций скорости (б, в).

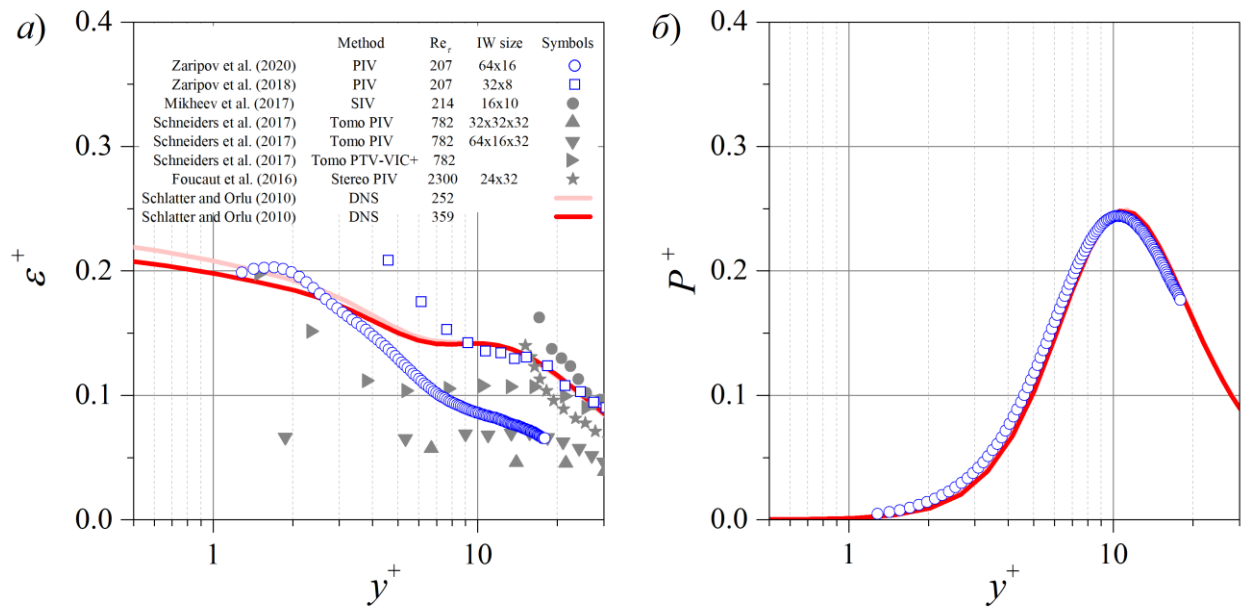


Рисунок 3.4.4. Сравнение профилей скорости диссипации (а) и генерации (б) КЭТ.

На рис. 3.4.4,а приведено сравнение профиля скорости диссипации КЭТ, рассчитанного с использованием выражений (3.4.1) и (3.1.8), с результатами других авторов, использующих другие методы диагностики (SIV [3], Томо PIV [9], Томо PTV-VIC+ [9], Stereo PIV [255]), и результатами DNS [224]. Видно, что выбранная стратегия, т.е. использование планарного многопроходного метода PIV совместно со специальной процедурой фильтрации осциллограмм скорости и моделью турбулентности (3.4.1), обеспечивает достаточно высокую степень достоверности скорости диссипации КЭТ в вязком подслое ТПС (отмечены на рис. 3.4.4,а круглыми открытыми маркерами), тогда как результаты использования других подходов расходятся в этой области. Справедливости ради, следует отметить, что они не претендовали на высокую точность в пристеночной области из-за заведомо недостаточно высокого пространственного разрешения как, например, в случае Томо PIV/PTV и неподходящих моделей турбулентности в других случаях. Недооценка скорости диссипации КЭТ при $y^+ > 5$ согласуется с результатами работы [54]. Это расхождение не повлияет на дальнейшие рассуждения, поскольку они будут основаны на оценках скорости диссипации КЭТ в вязком подслое, где она достигает своего максимального значения. На рис. 3.4.4,а также представлены результаты применения осесимметричной модели

турбулентности (3.1.8) [68], которая дает более точные результаты в буферной и логарифмической областях ТПС, однако завышает скорость диссипации КЭТ в вязком подслое, что также согласуется с результатами работы [54]. В отличие от скорости диссипации КЭТ, профиль генерации КЭТ хорошо согласуется с результатами DNS во всем рассматриваемом диапазоне y^+ , включая вязкий подслой и буферную область ТПС (рис. 3.4.4,б).

Результаты измерения интенсивных событий скорости диссипации и генерации КЭТ

Поскольку пространственные производные по u , входящие в выражения (3.4.1) и (3.4.2), вычисляются с использованием конечно-разностной схемы с центральной разностью, как наиболее оптимальной среди других схем [293–295], размер расчетной области $J = 16$ пикс и расстояние между соседними векторами скорости $\Delta u = 10$ пикс (т.е. $2\Delta x_{1,2} = 20$ пикс) в направлении нормали к стенке позволяют начать измерение скорости диссипации КЭТ на расстоянии $(J/2 + 2\Delta x_{1,2}/2) = 18$ пикс от стенки, что соответствует $y^+ \approx 1,2$. Также ниже представлены результаты, полученные на расстоянии $y^+ = 12$ от стенки, где наблюдается максимум в профиле генерации КЭТ (рис. 3.4.4,б).

На рис. 3.4.5 показаны совместные плотности распределения вероятности (JPDF – Joint Probability Density Function) флуктуирующих составляющих скорости и скорости диссипации и генерации КЭТ. Из распределения $\text{JPDF}(\varepsilon^+, v^+)$ при $y^+ = 1,2$ (рис. 3.4.5,в) видно, что наиболее частые диссипативные события наблюдаются при $v^{++} \approx 0$, что подтверждает наблюдения Tardu [54]. Однако, основываясь только на этом факте, нельзя утверждать, что эти диссипативные события возникают под Q-S вихревыми структурами, где значения нормальной к стенке составляющей вектора скорости действительно малы. Если бы это было так, можно было бы ожидать два пика на плотности распределения вероятности поперечной составляющей вектора скорости $\text{PDF}(w)$, связанных с двумя вращающимися в противоположных направлениях Q-S структурами. Однако Tardu [54] показал, что распределение $\text{PDF}(w)$ аналогично $\text{PDF}(v)$, а именно оно

имеет только один пик при $w' \approx 0$. Это указывает на то, что, в действительности, области диссипации КЭТ расположены не под Q-S структурами.

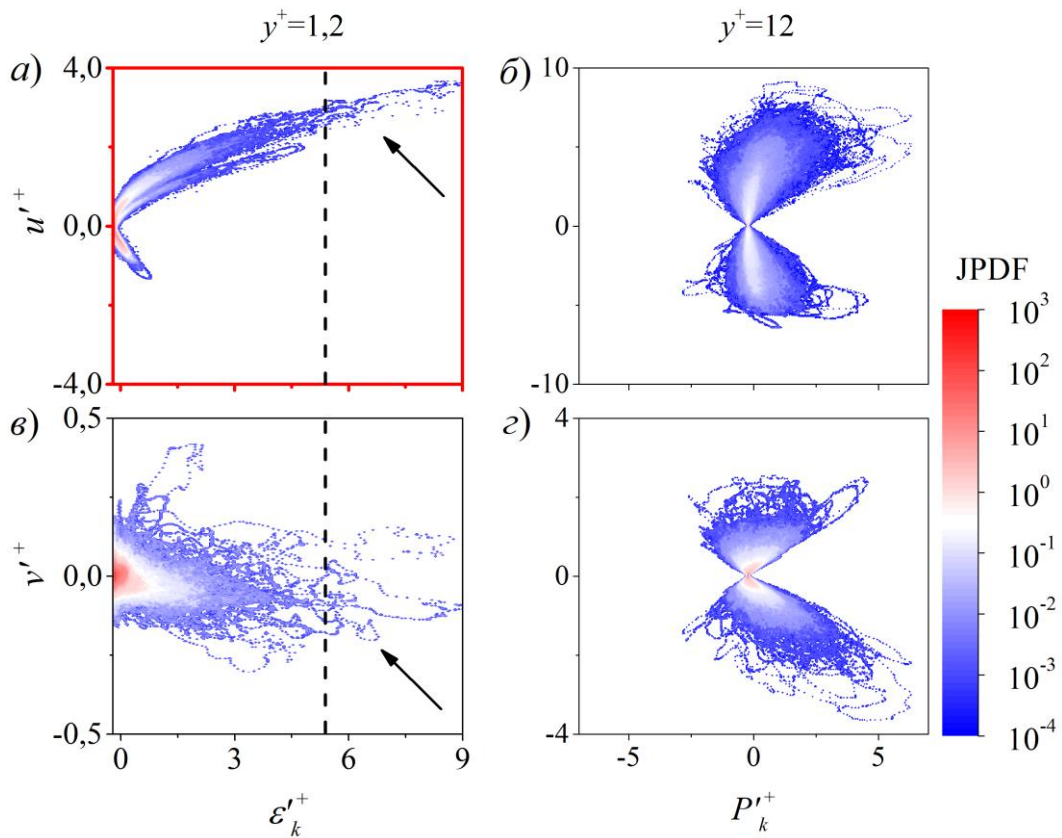


Рисунок 3.4.5. Совместные плотности распределения вероятности $\text{JPDF}(\varepsilon^+, u^+)$ (a) и $\text{JPDF}(\varepsilon^+, v^+)$ (в) при $y^+ = 1,2$, и $\text{JPDF}(P_k^+, u^+)$ (б) и $\text{JPDF}(P_k^+, v^+)$ (г) при $y^+ = 12$ пульсаций соответствующих величин. Стрелки указывают на области JPDF, связанные с наиболее интенсивными диссипативными событиями. JPDF (a) и вертикальные штриховые линии, соответствующие пороговому значению $\varepsilon_k'^+$, используются при обнаружении наиболее интенсивных диссипативных событий.

Если обратить внимание на два ярко выраженных «хвоста» на распределении $\text{JPDF}(\varepsilon^+, u^+)$ (рис. 3.4.5,a), становится понятным, что диссипативные события, наблюдаемые в вязком подслое, связаны с низкоскоростными и высокоскоростными областями потока, которые, как было отмечено выше, являются двумя половинными частями Q-S вихревой структуры. Кроме того, на распределении $\text{JPDF}(\varepsilon^+, v^+)$ при $y^+ = 1,2$ (рис. 3.4.5,в) виден

небольшой перекося в сторону отрицательных значений нормальной к стенке составляющей вектора скорости для наиболее интенсивных диссипативных событий, которые, в свою очередь, наблюдаются только в фазе положительных значений продольной составляющей вектора скорости (обе области отмечены на рис. 3.4.5, *a* и *b* стрелками). Другими словами, наиболее интенсивные события скорости диссипации КЭТ связаны со свипами, для которых $u' > 0$ и $v' < 0$.

По аналогии с Xu *et al.* [334], можно определить экстремальные события скорости диссипации КЭТ, удовлетворяющие условию $\varepsilon/\varepsilon_{\text{rms}} > 10$. Согласно этому условию, на расстоянии $y^+ = 1,2$ от стенки канала было обнаружено 18 экстремальных событий скорости диссипации КЭТ, средняя продолжительность которых $\Delta T_{\varepsilon}^+ \approx 8,2$. На рис. 3.4.6, *a* представлены осциллограммы скорости диссипации КЭТ, соответствующие обнаруженным событиям, условно центрированные в точке $t^+ = 0$. Вклад этих экстремальных диссипативных событий в общее значение скорости диссипации КЭТ на расстоянии $y^+ = 1,2$ составляет

$$\frac{18\Delta T_{\varepsilon}^+ \varepsilon_{\Delta T}^+}{T_m^+ \varepsilon^+} \cdot 100\% = \frac{18 \cdot 8,2 \cdot 5,3}{4,66 \cdot 10^4 \cdot 0,205} \cdot 100\% \approx 8,2\%, \quad (3.4.4)$$

при их продолжительности всего $(18\Delta T_{\varepsilon}^+/T_m^+) \cdot 100\% = (18 \cdot 8,2/4,66 \cdot 10^4) \cdot 100\% \approx 0,3\%$ от общего времени наблюдения. Чтобы выяснить, как обнаруженные экстремальные диссипативные события связаны с событиями, характеризующими генерацию КЭТ в буферной области ТПС, на рис. 3.4.6, *b* представлены осциллограммы генерации КЭТ P_k^+ , соответствующие тем же 18 экстремальным диссипативным событиям, но обнаруженным на расстоянии $y^+ = 12$, где значение генерации КЭТ достигает своего максимального значения (рис. 3.4.4, *b*). Интересно, что эти осциллограммы характеризуются высокими значениями генерации КЭТ с интегральным масштабом времени $\Delta T_P^+ = 7$, что составляет

$$\frac{18\Delta T_P^+ P_{\Delta T}^+}{T_m^+ P^+} \cdot 100\% = \frac{18 \cdot 7,2 \cdot 3,1}{4,66 \cdot 10^4 \cdot 0,239} \cdot 100\% \approx 3,6\%, \quad (3.4.5)$$

от общего значения генерации КЭТ, при их продолжительности всего $(18\Delta T_P^+/T_m^+)\cdot 100\% = (18\cdot 7,2/4,66\cdot 10^4)\cdot 100\% \approx 0,3\%$ от общего времени наблюдения.

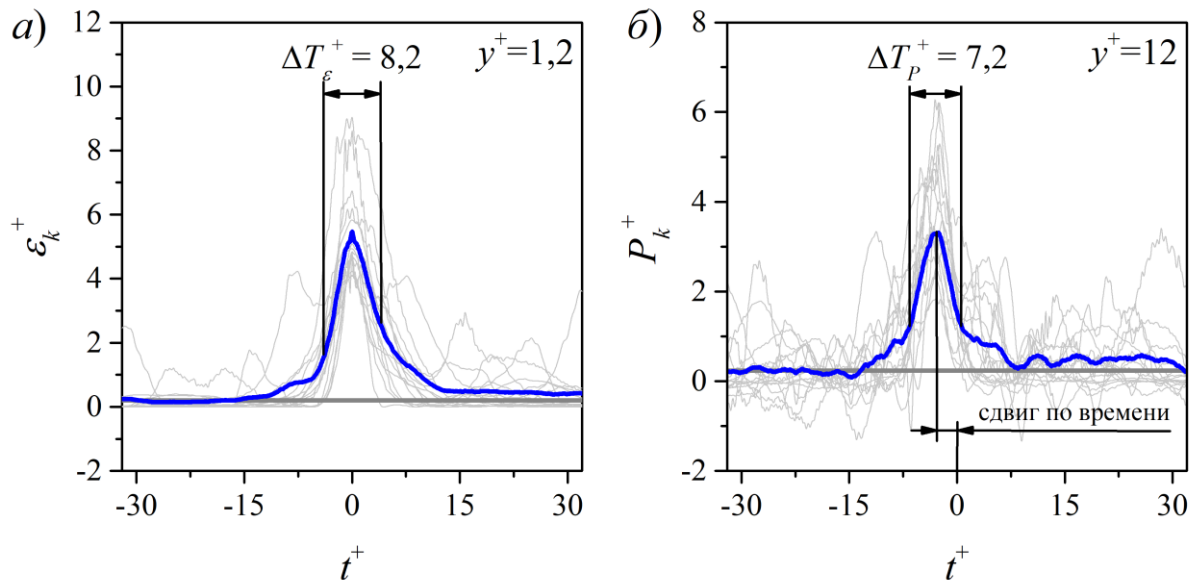


Рисунок 3.4.6. Мгновенные (светло-серые) и условно-осредненные (синие жирные) осциллограммы скорости диссипации (а) и генерации (б) КЭТ при $y^+ = 1,2$ и 12 , соответственно. Темно-серые горизонтальные линии указывают на соответствующие средние значения.

Из рис. 3.4.6 следует, что высокие значения генерации КЭТ возникают с некоторым опережением по времени наиболее интенсивных диссипативных событий. Это указывает на то, что наиболее интенсивные диссипативные события, наблюдаемые в вязком подслое, каким-то образом связаны с экстремальными событиями генерации КЭТ, наблюдаемыми в буферной области ТПС. Более того, наличие сдвига по времени между их усредненными осциллограммами позволяет предположить о наличии некоторых когерентных вихревых структур, вызывающих сначала события генерации КЭТ в буферной области ТПС ($y^+ = 12$), а затем события диссипации КЭТ непосредственно у стенки, т.е. в вязком подслое ТПС ($y^+ = 1,2$).

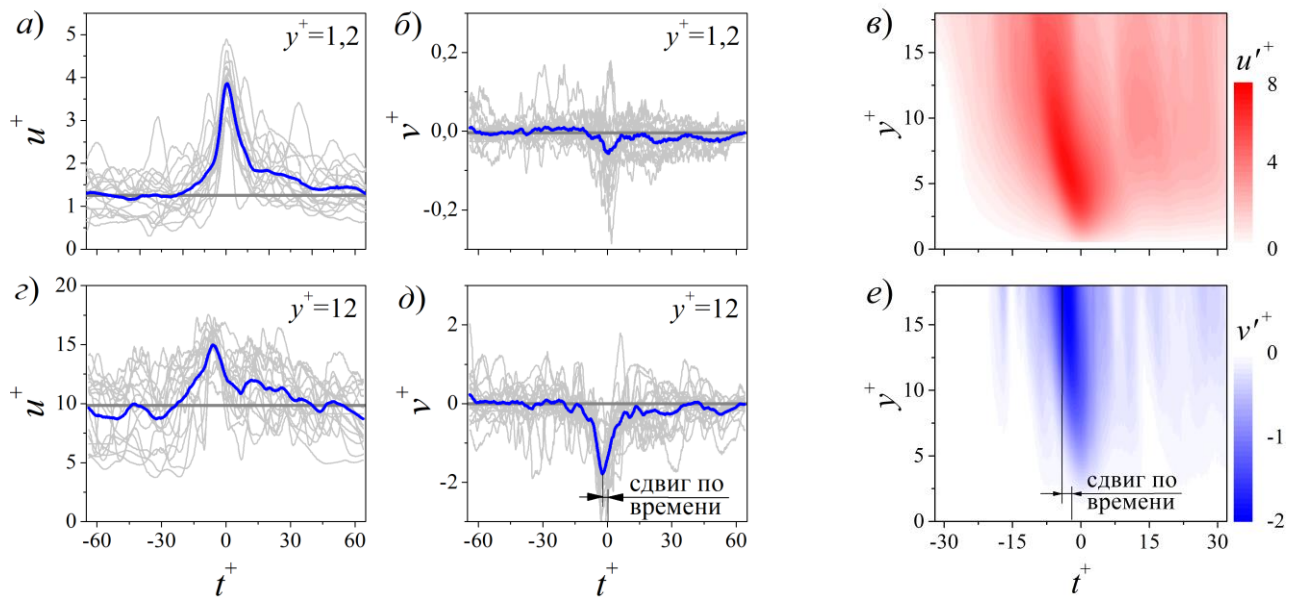


Рисунок 3.4.7. (а, б, г, д) Мгновенные (светло-серые кривые) и условно-осредненные (синие жирные кривые) осциллограммы продольной (а, г) и нормальной к стенке (б, д) составляющих вектора скорости, связанные с наиболее интенсивными диссипативными событиями. Темно-серые горизонтальные линии указывают на соответствующие средние значения. Условно-осредненные пространственно-временные осциллограммы продольной (е) и нормальной к стенке (е) флуктуирующих составляющих вектора скорости, усредненных по 18 событиям, соответствующих обнаруженным экстремальным событиям скорости диссипации КЭТ. Значения сдвига по времени такое же, как на рис. 3.4.6.

Из рис. 3.4.5,а видно, что наиболее сильные диссипативные события, обнаруженные в вязком подслое, наблюдаются только в фазе ускоренного течения, и что интенсивность скорости диссипации во много раз ниже в фазе торможения. Это позволяет достаточно легко выделить участки осциллограмм скорости, связанные с этими экстремальными диссипативными событиями. Соответствующие осциллограммы скорости представлены на рис. 3.4.7. Можно убедиться, что в среднем эти события действительно вызваны дольно сильным движением потока к стенке, которое вдобавок характеризуется повышенным значением продольной составляющей вектора скорости. На рис. 3.4.7,в и е представлены осциллограммы флуктуирующих составляющих вектора скорости

на различных расстояниях от стенки канала. Наблюдаемая картина течения может быть интерпретирована как нисходящая сторона Q-S вихревой структуры, ориентированной вдоль среднего направления потока или под небольшим углом к нему. Это согласуется с результатами работы [179], в которой наблюдались экстремально высокие значения флуктуаций нормальной к стенке составляющей вектора скорости, вызванные слегка наклоненными Q-S структурами. Если бы Q-S структуры, обнаруженные в настоящих экспериментах, были наклонены под значительным углом, то наблюдалось бы чередующееся изменение как продольных, так и нормальных к стенке составляющих скорости, соответствующих нисходящей и восходящей сторонам Q-S вихрей. Однако на рис. 3.4.7 наблюдается только нисходящая область, характеризующаяся $u' > 0$ и $v' < 0$, что демонстрирует, что Q-S структуры, ответственные за формирование экстремальных событий скорости диссипации и генерации КЭТ в среднем ориентированы в продольном направлении.

Рис. 3.4.8 поясняет форму осциллограмм скорости, представленных на рис. 3.4.7. Под действием вращательного движения Q-S вихревых структур объемы жидкости с более высокими значениями продольного импульса ($u' > 0$) движутся по направлению к стенке, инициируя более высокие значения КЭТ в буферной области ТПС. Через некоторый промежуток времени, соответствующему сдвигу, изображенному на рис. 3.4.6 и 3.4.7, т.е. при $t^+ = 0$, эти возмущения потока достигают вязкого подслоя, где они быстро затухают и, в конечном итоге, уменьшаются до нуля на стенке ($y^+ = 0$), вызывая при этом высокие значения скорости диссипации КЭТ в вязком подслое ТПС. Одновременно с этим объемы жидкости с меньшими значениями продольного импульса ($u' < 0$) движутся по направлению от стенки к ядру потока, генерируя КЭТ по другую сторону от Q-S структур, но такое движение не претерпевает значительное торможение и, следовательно, не вызывает интенсивные диссипативные события. Таким образом, можно сделать вывод, что как наиболее интенсивные события генерации КЭТ, возникающие в буферной области ТПС, так и наиболее интенсивные события диссипации КЭТ, возникающие в вязком

подслое ТПС, связаны между собой и объясняются вращательным движением одних и тех же Q-S структур. Более того, наиболее интенсивные диссипативные события сосредоточены в области нисходящего движения Q-S структур, а не под ними, где флуктуации нормальной к стенке составляющей вектора скорости почти равны нулю, как считалось ранее [54].

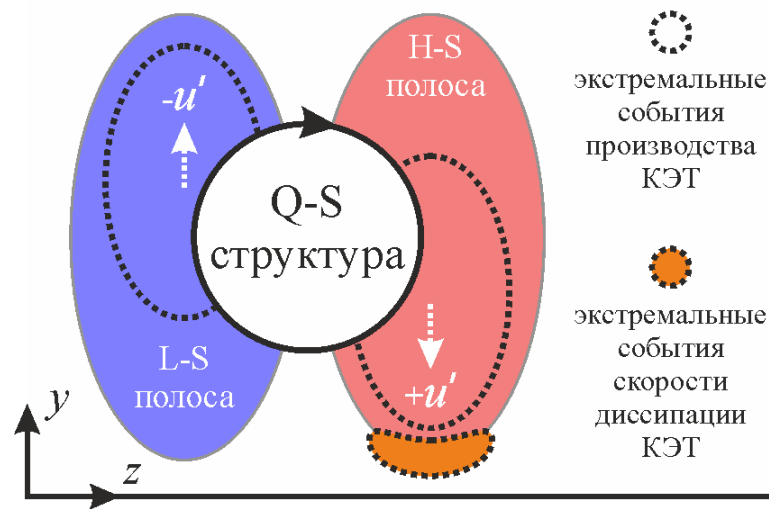


Рисунок 3.4.8. Иллюстрация когерентной вихревой структуры, ответственной за формирование экстремально высоких значений скорости диссипации и производства КЭТ.

Итак, с использованием высокоскоростного планарного метода PIV изучен механизм возникновения наиболее интенсивных событий скорости диссипации и генерации КЭТ в ТПС. Обнаружено, что наиболее интенсивные события скорости диссипации КЭТ возникают в вязком подслое ТПС в результате сильного вращательного движения квазипродольных вихревых структур, которые, в свою очередь, вызывают наиболее интенсивные события генерации КЭТ в буферной области ТПС. Обнаруженные наиболее интенсивные события составляют 8,2 % и 3,6 % от общего значения скорости диссипации и генерации КЭТ, соответственно, при их продолжительности всего $\sim 0,3$ % от общего времени наблюдения.

Глава 4

Явление обратного пристеночного течения в турбулентном пограничном слое

4.1. История исследования и механизм возникновения явления обратного пристеночного течения

Явление обратного течения, характеризующееся отрицательным мгновенным локальным значением составляющей вектора скорости в направлении основного потока, привлекает своей парадоксальностью и большим практическим интересом к этой области. Это явление, например, встречается в турбулентных пограничных слоях [341,342], импактных струях [246] и пленках [343–345].

Рассмотрим явление обратного пристеночного течения (ОПТ), т.е. мгновенного локального отрыва потока, в ТПС с нулевым продольным градиентом давления (далее, безградиентный ТПС). Одно из таких событий показано на рис. 4.1.1, на котором видно, что речь идёт о довольно небольшой области – высотой $\sim 0,5$ мм и длиной ~ 3 мм. Вообще говоря, долгое время возникновение ОПТ в безградиентном ТПС казалось невозможным. На эту точку зрения, в первую очередь, повлияла экспериментальная работа [11], в которой при изучении структуры турбулентного потока в вязком подслое автор пришел к выводу, что «it can be stated with certainty, therefore, that there are no negative velocities near the wall» (перев. «поэтому можно с уверенностью утверждать, что у стенки нет отрицательных скоростей»). Дальнейшее экспериментальное исследование [12], проведенное относительно недавно, косвенно подтвердило это утверждение, показав, что «the probability density of wall shear stress fluctuations ... exhibits no flow reversals at the wall» (перев. «плотность вероятности флуктуаций напряжения сдвига на стенке ... не проявляет обратных потоков на стенке»). С тех пор Spalart and Coleman [346], Hu *et al.* [347], Lenaers *et al.* [179], Chong *et al.* [348], Cardesa *et al.* [180,349], Brücker [13], Vinuesa *et al.* [350], Diaz-Daniel *et al.* [351],

Yao *et al.* [352], Jalalabadi and Sung [181], Pan and Kwon [353], Chin *et al.* [354,355], Bross *et al.* [184,356], Willert *et al.* [182], Liu *et al.* [357], Wu *et al.* [358], Wang *et al.* [359], Guerrero *et al.* [360] и Zaripov *et al.* [341,342] продемонстрировали существование явления ОПТ численно и экспериментально, так что сегодня его существование широко признано. Однако механизм его возникновения в безградиентном ТПС все еще не установлен и требует дальнейших исследований.

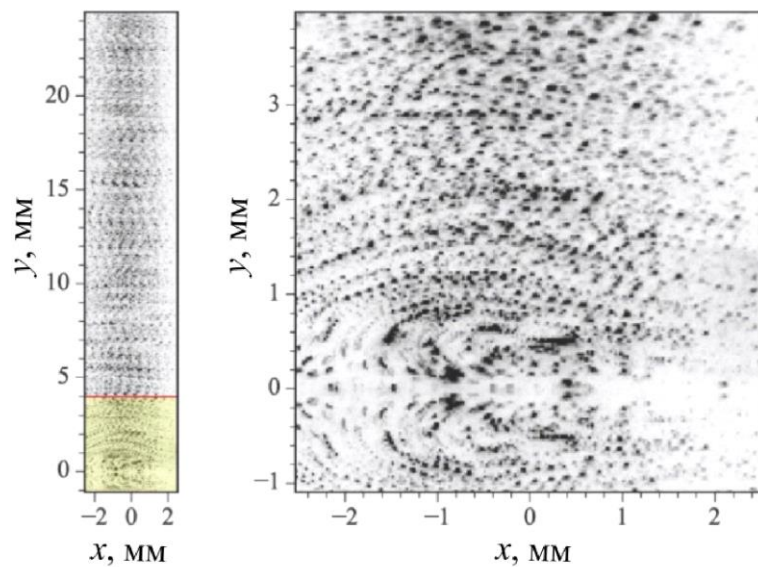


Рисунок 4.1.1. Визуализация ОПТ (течение слева направо) вблизи стенки для безградиентного турбулентного течения воздуха в канале при $Re_\tau = 1477$ [182]. Слева показано полное изображение, справа – детализированное. Стенка канала расположена в точке $y = 0$. Изображения частиц при $y < 0$ являются отражениями от стеклянной стенки канала. В данном случае $y = 1$ мм соответствует $y^+ = 13,5$.

Изучению явления ОПТ посвящено не так много работ. Все они упомянуты в предыдущем абзаце. На рис. 4.1.2 приведено обобщение некоторых статистических характеристик пространственной области, занимаемой ОПТ. Значения Δy^+ для данных Lenaers *et al.* [179] были получены из распределения вероятности ОПТ (см. рис. 4.2.7,в) с использованием выражения (1.1.53). Следует заметить, что в среднем высота области ОПТ примерно в 5 раз меньше толщины вязкого подслоя, т.е. $\Delta y^+ = 1$, что демонстрирует нетривиальность

экспериментального исследования явления ОПТ. Также следует обратить внимание на то, что среди представленных на рис. 4.1.2 работ всего две экспериментальные, в которых приведено либо ограниченное количество информации [13], либо результаты, заметно выбивающиеся из общего тренда [182].

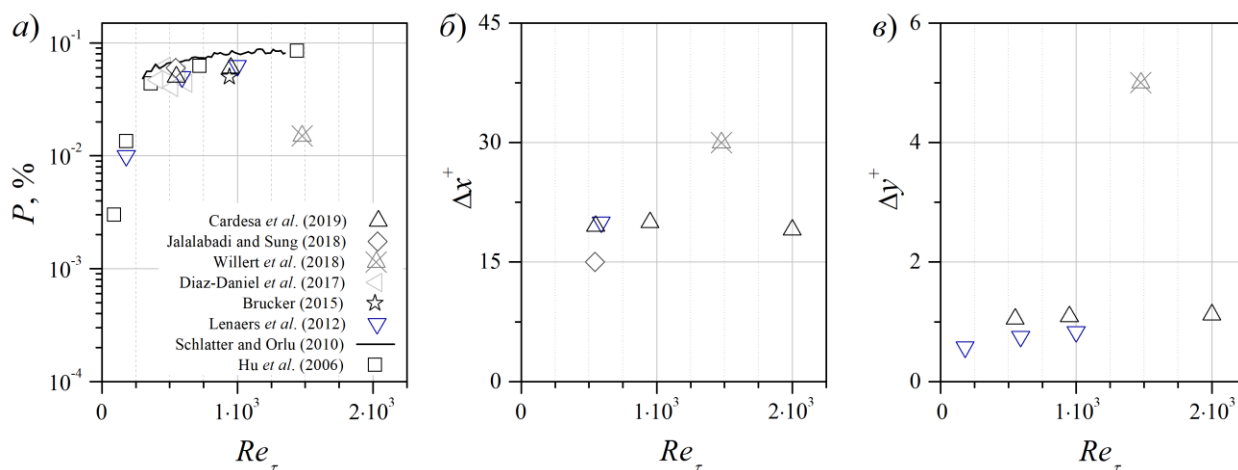


Рисунок 4.1.2. Вероятность ОПТ¹⁵ (а) и средняя протяженность области ОПТ в продольном (б) и нормальном к стенке (в) направлениях для случая развитого турбулентного течения в плоских каналах.

Механизм возникновения явления обратного пристеночного течения

Spalart and Coleman [346] с помощью DNS обнаружили отрицательные значения продольной составляющей вектора касательного напряжения на стенке в безградиентном ТПС. Существование ОПТ было также численно показано Hu et al. [347], которые обнаружили увеличение вероятности P возникновения ОПТ, т.е. отношения времени, в течение которого наблюдаются отрицательные значения продольной составляющей вектора касательного напряжения на стенке, к общему времени наблюдения, с увеличением числа Рейнольдса Re_τ (от $P = 0,003 \%$ при

¹⁵ Под вероятностью ОПТ следует понимать долю времени, в течение которой наблюдается отрицательное значение продольной составляющей вектора касательного напряжения на стенке, от времени наблюдения.

$Re_\tau = 90$ до $P = 0,0854\%$ при $Re_\tau = 1440$). В то время явление ОПТ рассматривалось только статистически, и никаких попыток объяснить лежащие в его основе механизмы или подробно охарактеризовать его предпринято не было. Изучая механизм формирования события ОПТ, *Lenaers et al.* [179] пришли к выводу, что оно вызвано чрезвычайно интенсивными вихревыми структурами, «живущими» в буферной области ТПС и имеющими вытянутую форму, наклоненную относительно продольного направления. Большинство событий ОПТ (69 %) наблюдались в области потока, расположенной непосредственно под крупномасштабными когерентными вихревыми структурами, характеризующимися положительным значением пульсации продольной составляющей вектора скорости (Н-М – High-Momentum), т.е. $u' > 0$, расположенными, в свою очередь, в логарифмической области ТПС. Эти наблюдения противоречат выводам недавно проведенного исследования в ТПС с положительным продольным градиентом давления ($Re_\tau = 5000$, параметр давления Клаузера $\beta = (\delta^*/\tau_w)(dp/dx) = 13,5 - 14$, где δ^* – толщина вытеснения, τ_w – среднее касательное напряжение на стенке, dp/dx – продольный градиент статического давления) с использованием планарного метода PIV и 3D PTV с высоким пространственно-временным разрешением [356]. Авторы работы [356] пришли к выводу, что необходимым условием формирования ОПТ является взаимодействие крупномасштабных когерентных вихревых структур, характеризующихся отрицательными значениями пульсации продольной составляющей вектора скорости (L-М – Low-Momentum), т.е. $u' < 0$, с низкоскоростными пристеночными вихревыми структурами, расположенными в буферной области ТПС. Кроме того, они показали, что пристеночная вихревая структура должна быть расположена либо поперек потока, либо немного наклонена относительно продольного направления (рис. 4.1.3). Такое сложное взаимодействие вихревых структур объясняет довольно редкое возникновение событий ОПТ. Так или иначе, авторы работ [179,356] связывают возникновение явления ОПТ с вихревыми структурами, расположенными в буферной области ТПС, наблюдая при этом

различные корреляции с крупномасштабными L-M и H-M вихревыми структурами потока, существующими в логарифмической области ТПС.

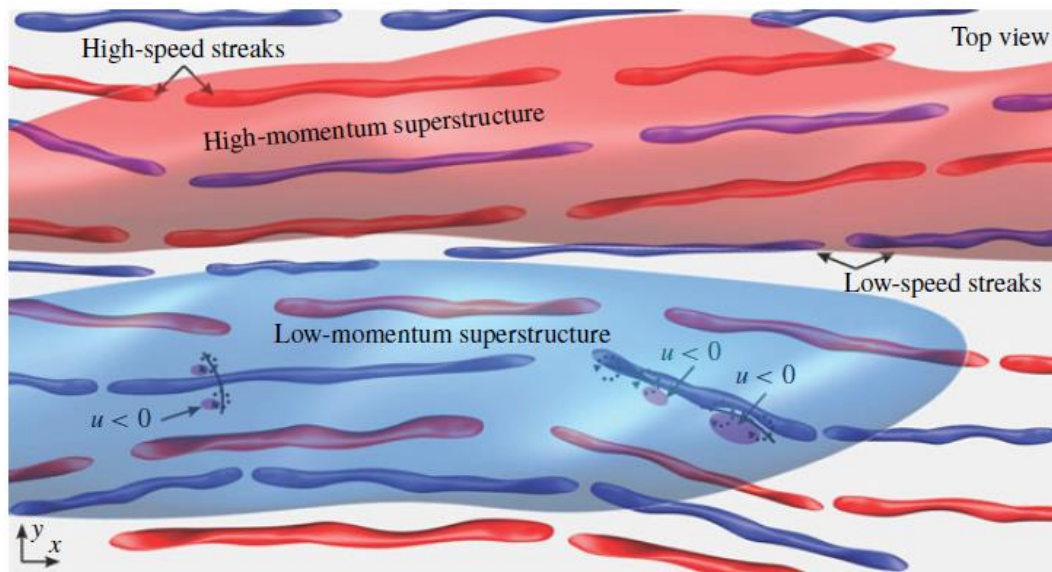


Рисунок 4.1.3. Иллюстрация, демонстрирующая взаимодействие когерентных вихревых структур, приводящее к событиям ОПТ в ТПС с положительным продольным градиентом давления [356].

Vinuesa *et al.* [350] обнаружили два разных механизма формирования ОПТ при низких ($\beta \approx 0,6$) и высоких ($\beta > 4,1$) значениях положительного продольного градиента давления. Рассматривая обтекание крыла с профилем NASA4412, они подтвердили существование механизма, связанного с пристеночными наклонными вихревыми структурами при низких и умеренных значениях положительного продольного градиента давления ($\beta < 4,1$). Однако при $\beta > 4,1$ результаты визуализации не подтвердили корреляцию ОПТ с пристеночными когерентными вихревыми структурами, в отличие от наблюдений, сделанных Bross *et al.* [356]. Поэтому в [350] предположили, что явление ОПТ при высоких значениях положительного продольного градиента давления может быть связано с внешней областью ТПС, а не с пристеночной областью. В работе [350] было показано, что возникновение ОПТ учащается с увеличением положительного продольного градиента давления, достигая вероятности их возникновения 30 % для больших значений β . В этом случае начинают проявляться свойства

отрывного течения, при котором области ОПТ характеризуются меньшими значениями поперечной составляющей вектора поверхностного трения. Тем не менее, для умеренного значения $\beta = 12$ в работе [350] была получена очень высокая вероятность $P \approx 10\%$ при $Re_\tau = 336$ по сравнению с результатами работы [356], в которой было получено $P = 1,7\%$ при $Re_\tau = 5000$ и $\beta = 14$. Это не соответствует общей тенденции увеличения вероятности ОПТ с увеличением числа Рейнольдса [179,347]. Однако при сравнении результатов исследования градиентных потоков следует также учитывать влияние параметров течения выше по потоку, поскольку они могут привести к значительным изменениям в распределении некоторых статистических характеристик потока, например, напряжений Рейнольдса [361]. При изучении градиентных турбулентных течений чрезвычайно важно придерживаться концепции равновесного пограничного слоя, согласно которой необходимо поддержание автомодельного профиля средней скорости и тензора напряжений Рейнольдса вдоль канала [305,361–365]. Итак, результат статистической обработки данных может зависеть от механизма формирования ОПТ, который в свою очередь зависит от конфигурации канала. Пространственно-временные характеристики области ОПТ также могут зависеть от конфигурации канала, например, от наличия продольного градиента давления.

Практически одновременно с Lenaers *et al.* [179], Chong *et al.* [348], изучая критические точки вектора поверхностного трения и завихренности, которые, вообще говоря, тесно связаны с областями ОПТ, показали, что причиной формирования ОПТ является наличие трехмерных вихревых структур непосредственно у стенки. Используя результаты DNS, взятые из работы [366], они показали, что область ОПТ всегда сопровождается парой критических точек седло-узел, что указывает на существование сложного трехмерного отрывного течения у стенки, приводящего к отрицательным значениям продольной составляющей вектора поверхностного трения. Это исследование является продолжением более ранней работы этих авторов [367], в которой, пожалуй, впервые была теоретически показана возможность существования ОПТ в безградиентном ТПС. Экспериментально наличие критических точек

поверхностного трения было подтверждено в работе [13] при исследовании безградиентного ТПС при $Re_\tau = 940$ путем визуализации потока в пристеночной области ТПС ($y^+ < 10$). Авторы работы [13] наблюдали вихревую структуру, наклоненную в плоскости, параллельной стенке, что указывает на то, что область ОПТ характеризуется как отрицательным значением продольной составляющей вектора касательного напряжения на стенке, так и наличием поперечной составляющей этого вектора. Это полностью согласуется с результатами работ [179,351,356]. PIV-эксперименты [182], проведенные в пристеночной области безградиентного ТПС при $Re_\tau = 1000$ и 2700 , также подтвердили существование ОПТ.

В работах [180,349] подробно изучалось пространственное поле течения вокруг критических точек касательного напряжения на стенке. Оказалось, что они наблюдались в хвостовой части крупномасштабных L-М структур, которые простирались от стенки до внешнего края логарифмической области ТПС на расстоянии $x^+ \approx 800$ ниже по потоку от критических точек (рис. 4.1.4). Также в этих работах показано существование поперечной вихревой структуры непосредственно над областью ОПТ, прижимаемой к стенке под действием другой крупномасштабной вихревой структуры, т.е. H-М структуры, характеризующейся положительным значением продольной составляющей вектора скорости. Описанная картина течения аналогична той, которую наблюдали Bross *et al.* [356] в ТПС с положительным продольным градиентом давления, но имеет два концептуальных отличия. Во-первых, события ОПТ, наблюдаемые в безградиентном ТПС и ТПС с небольшим отрицательным продольным градиентом давления, возникают в хвостовой части крупномасштабных L-М структур (рис. 4.1.4), а не по всей площади, занимаемой L-М структурой, как в случае с ТПС с положительным продольным градиентом давления (рис. 4.1.3). Это, вероятно, связано с тем, что поток жидкости в ТПС с положительным продольным градиентом давления уже достаточно замедленный для обеспечения формирования события ОПТ по всей длине крупномасштабной L-М структуры. Во-вторых, необходимо дополнительное уточнение того, что

событие ОПТ вызвано некоторой пристеночной вихревой структурой, а не свипами, как изображено на рис. 4.1.3, т.к. последние лишь являются нисходящими сторонами Q-S или каких-либо других поперечных вихревых структур.

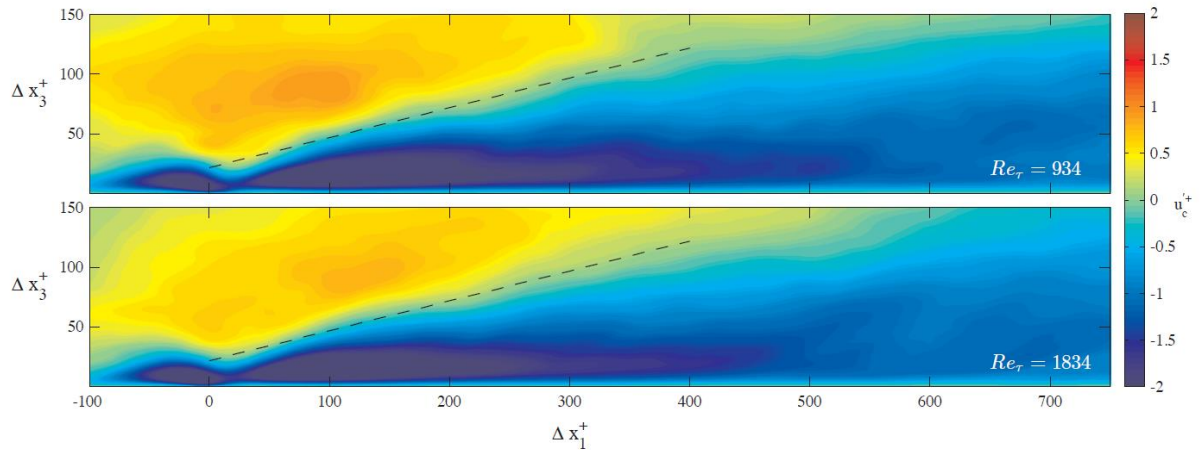


Рисунок 4.1.4. Условно-усредненные поля продольной флуктуирующей составляющей вектора скорости при малых и больших числах Рейнольдса [349]. Пунктирная линия наклонена на 14° . Здесь Δx_1^+ и Δx_3^+ – координаты в продольном и нормальном к стенке направлениях, соответственно.

Итак, возникновение явления ОПТ в безградиентном ТПС связано с некоторыми сильными пристеночными вихревыми структурами, расположенными в буферной области ТПС, однако в литературе существуют противоречия относительно их взаимодействия с крупномасштабными вихревыми структурами, существующими в логарифмической области ТПС. Поэтому необходимо проведение дополнительных исследований, направленных на выявление механизма формирования ОПТ, включая роль дальней области течения.

4.2. Описание методики исследования явления обратного пристеночного течения

Ниже приведено описание численного (DNS) и экспериментального (PIV) методов, используемых в настоящей диссертации для исследования явления ОПТ. В обоих случаях рассматривалось развитое турбулентное течение в канале квадратного поперечного сечения шириной $2H$. В экспериментах число Рейнольдса $Re = U_b H / \nu$ составляло 3100, 6200 и 12400 ($Re_\tau = u_\tau H / \nu = 207, 357$ и 672), в DNS – $Re = 3150$ ($Re_\tau = 204$), где U_b и ν – среднерасходная скорость и кинематическая вязкость. Несмотря на то, что при таких числах Рейнольдса достижение требуемого пространственного разрешения не является серьезной проблемой, вероятность ОПТ значительно снижается с уменьшением числа Рейнольдса ($P \sim 0,01\%$ при $Re_\tau = 200$ против $P \sim 0,1\%$ при $Re_\tau = 1000$), как было отмечено выше (рис. 4.1.2). Это, в свою очередь, требует как больших вычислительных ресурсов в DNS, так и трудоемких процедур в PIV-измерениях. Из-за конечных размеров чувствительного элемента ПЗС-матрицы камеры, используемой в PIV-измерениях с соответствующей оптической системой, физическая область измерения достаточно мала, чтобы можно было исследовать дальнюю область ТПС. Однако небольшой области измерения достаточно для верификации результатов DNS. Кроме того, насколько известно, в литературе отсутствует экспериментальное доказательство существования явления ОПТ при $Re_\tau < 1000$, за исключением работы [13], в которой определена лишь вероятность возникновения ОПТ при $Re_\tau = 940$. К тому же, механизм формирования ОПТ может отличаться для потоков с низкими и высокими числами Рейнольдса из-за различных масштабов структур потока в логарифмической области ТПС, то есть крупномасштабных структур при низких числах Рейнольдса и так называемых «суперструктур» при высоких числах Рейнольдса.

4.2.1. Особенности численного исследования

При проведении численных исследований очень важно правильно выбрать метод моделирования и степень дискретизации исходных уравнений. На

сегодняшний день одним из наиболее распространенных методов моделирования является метод RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes), основанный на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса. Метод широко применяется в промышленности, где важно получить осредненные по ансамблю параметры течения, такие как осредненное поле скорости или уровень турбулентных пульсаций. В то же время метод RANS не требует значительных вычислительных ресурсов из-за существенно меньших требований к пространственно-временному разрешению расчетной сетки. Существует огромное многообразие RANS-моделей турбулентности [290], обсуждение которых выходит за рамки диссертации. Стоит, однако, на примере $k-\omega$ модели [368] отметить важность исследования процессов, протекающих в пристеночной области пограничного слоя. Различные модификации этой модели [369], учитывающие особенности течения в пристеночной области, позволяют с высокой степенью достоверности описать среднее поле скорости и, в результате, силы, действующие на обтекаемые тела. Тем не менее, используемые в RANS модели турбулентности не являются универсальными и зачастую сильно зависят от типа задачи. Альтернативным методом является метод моделирования крупных вихрей LES (Large Eddy Simulation), который, несмотря на необходимость больших вычислительных ресурсов, позволяет получить качественно и количественно более точную информацию о течении. В рамках диссертационной работы использовался метод прямого численного моделирования DNS (Direct Numerical Simulation) [370,371], как наиболее точный метод, позволяющий получить пространственно-временные поля скорости и давления в рамках сплошной среды без каких-либо приближений, допущений и моделей, хотя в этом случае требуются значительно большие вычислительные ресурсы. В DNS, с целью разрешения самых мелких турбулентных структур (порядка колмогоровского масштаба), важно использовать довольно подробную расчетную сетку, так что необходимое общее число узлов сетки $N \sim Re^{9/4}$ [290], т.е. растет с увеличением числа Рейнольдса. Таким образом, для проведения DNS расчетов турбулентного течения в канале при числе Рейнольдса $Re = 5000$

потребуется порядка 210 млн. узлов расчетной сетки. В ряде случаев число узлов расчетной сетки можно снизить с помощью локального сгущения и разрежения сетки.

Решались трехмерные уравнения неразрывности и Навье – Стокса для несжимаемой изотермической сплошной среды с постоянными теплофизическими свойствами в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \bar{x}_i} = 0, \quad \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \bar{x}_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial \bar{x}_j^2}, \quad (4.2.1)$$

где $i = 1, 2, 3$, $\bar{u} = u / U_b$, $\bar{p} = p / (\rho U_b^2)$, $\bar{x} = x / H$, $\bar{t} = t U_b / H$ и $Re = H U_b / \nu$ с граничными условиями прилипания на боковых стенках:

$$y / H = \pm 1 \text{ и } z / H = \pm 1: \bar{u}_i = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (4.2.2)$$

условиями периодичности в продольном направлении:

$$\begin{aligned} x / H = 0 \text{ и } x / H = 2\pi: \\ \bar{u}_i(x / H = 0) = \bar{u}_i(x / H = 2\pi), \\ p(x / H = 0) = p(x / H = 2\pi). \end{aligned} \quad (4.2.3)$$

и начальными условиями в виде параболического профиля продольной составляющей вектора скорости со случайно распределенным шумом по расчетной области. Далее черта над безразмерными величинами опущена.

При численном решении уравнений (4.2.1) с граничными условиями (4.2.2) – (4.2.3) использовался вычислительный код Nek5000, разработанный командой под руководством Пола Фишера [372,373]. В основе кода лежит метод спектральных элементов SEM (Spectral Element Method), схожий по принципу работы с широко известным методом конечных элементов, но в котором решение представлено в виде разложения по многочленам N -го порядка в каждом из деформируемых гексагональных элементов [374]. Обычно N варьируется от 8 до 16. Использование меньшего числа N не демонстрирует преимущество метода SEM перед его аналогами, а большего – затратно с точки зрения вычислительных ресурсов. Метод SEM отличается малой величиной численной диссипации и дисперсии, а также обладает спектральной точностью, что является важным

преимуществом при расчете турбулентных течений при высоких числах Рейнольдса¹⁶. Дискретизация по времени проводится «разностью назад» 3-го порядка точности и методом расщепления (splitting scheme), который детально описан в работе [375]. В рамках дискретизации по пространству в каждом из спектральных элементов переменные задачи раскладываются по базису ψ_i , состоящему из интерполяционных полиномов Лагранжа:

$$\psi_i(x) = \prod_{j \neq i} \frac{x - \xi_j}{\xi_i - \xi_j}, \quad (4.2.4)$$

где ξ_i – координаты узлов сетки, являющиеся корнями уравнения:

$$(1 - \xi^2) \frac{d}{d\xi} P_N(\xi) = 0, \quad (4.2.5)$$

в котором P_N – полиномы Лежандра порядка N . Другими словами, ξ_i определяют положения узлов расчетной сетки внутри спектрального элемента (рис. 4.2.1).

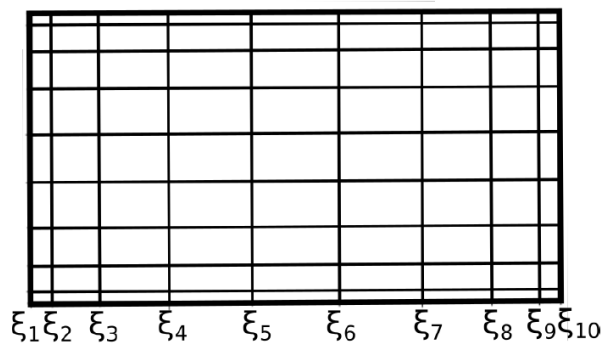


Рисунок 4.2.1. Иллюстрация распределения узлов расчетной сетки внутри одного спектрального элемента при $N = 10$.

Известно, что результат численного моделирования зависит от конкретного используемого численного метода даже при решении относительно простых задач [376–378]. Поэтому стандартной практикой является проведение предварительных исследований по сеточной независимости решения, т.е. верификации используемого кода, а также валидации полученных результатов

¹⁶ Спектральная точность означает экспоненциальное уменьшение погрешности вычисления с ростом количества узлов расчетной сетки.

путем их сравнения с результатами эксперимента. Верификация кода Nek5000 и валидация полученных данных была проведена при DNS исследованиях импульсных [379] и стационарных [380] турбулентных струй переменной плотности и турбулентного течения в щелевом канале [374,381,382], а также LES-исследованиях стационарных турбулентных струй [383] и турбулентного течения жидкости переменной плотности в щелевом канале [382,384].

Подробно остановимся на верификации кода Nek5000 при DNS-расчетах развитого турбулентного течения в канале с квадратным поперечным сечением. В качестве расчетной области рассматривался прямоугольный параллелепипед со сторонами $L_x \times L_y \times L_z = 2\pi H \times 2H \times 2H$ в продольном, нормальном к стенке и поперечном направлениях, соответственно, с $18 \times 32 \times 32$ спектральными элементами, соответствующими $N_{tot} = 9,4 \cdot 10^6$ узлам расчетной сетки. Распределение результирующего пространственного разрешения сетки показано на рис. 4.2.2.

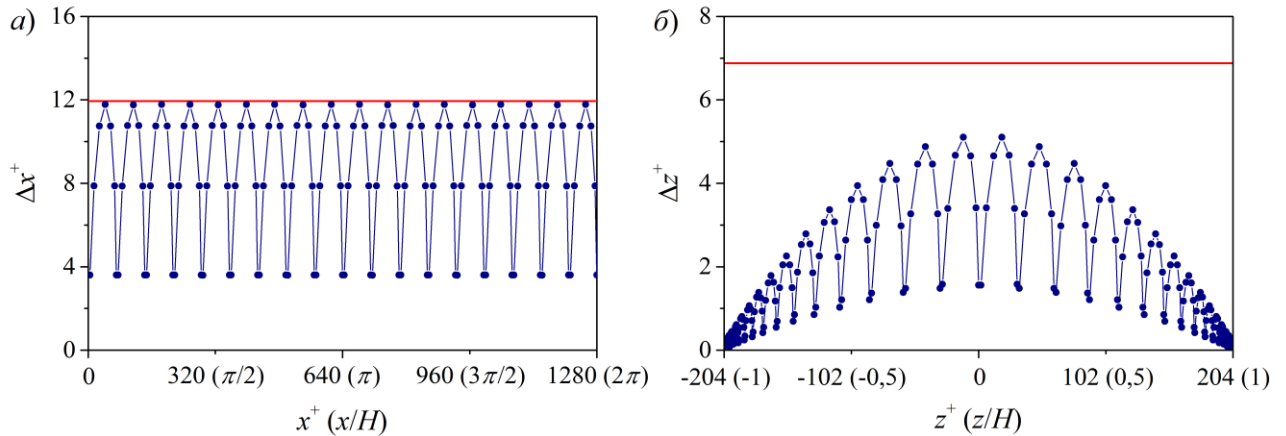


Рисунок 4.2.2. Распределение пространственного разрешения расчетной сетки в x - (а) и z - (б) направлениях. Разрешение сетки в y - и z - направлениях одинаково из-за геометрической симметрии канала с квадратным поперечным сечением. Красные горизонтальные линии соответствуют классическому «стандартному» пространственному разрешению, необходимому для разрешения 99 % событий касательного напряжения на стенке [387].

Начиная с работ [337,385,386], DNS-расчеты широко использовались при изучении ограниченных стенками течений. При этом в качестве «стандартного» пространственного разрешения принято считать $\Delta x^+ \approx 12$ в продольном направлении, $\Delta z^+ \approx 7$ в поперечном направлении и $\Delta y^+ \approx 4,5$ в ядре потока и $\Delta y^+ \leq 0,1$ у стенки канала в нормальном к стенке направлении. Поскольку рассматриваемое число Рейнольдса $Re_\tau = 204$ является относительно малым, большинство событий касательного напряжения на стенке можно разрешить с использованием «стандартного» пространственного разрешения [387]. Однако в работе [387] было показано, что величина пространственного разрешения может влиять на количественные характеристики экстремальных событий касательного напряжения на стенке, например, явления ОПТ, и что более редкие события могут быть обнаружены только при увеличении пространственного разрешения, т.е. увеличении степени дискретизации расчетной области. Вообще говоря, из-за недостаточного пространственного разрешения всегда может оставаться некоторое количество неразрешенных редких событий [387,388]. Таким образом, следует предположить, что эти неразрешенные события настолько редкие по сравнению с разрешенными, что они не будут оказывать заметного влияния на статистические характеристики изучаемых объектов.

Тем не менее, согласно результатам работы [387], выбранное пространственное разрешение (рис. 4.2.2) выше, чем разрешение, необходимое для обнаружения 99 % событий касательного напряжения на стенке при $Re_\tau = 204$. Более того, из-за геометрической симметрии канала квадратного поперечного сечения достигнуто многократное увеличение пространственного разрешения по мере приближения к углам канала (рис. 4.2.2), что позволяет обнаруживать более редкие события, в том числе ОПТ, в этих областях. Безразмерный шаг по времени $\Delta t U_b/H = 0,0025$, соответствующий $\Delta t^+ = 0,033$, при этом обеспечивается выполнение локального условия Куранта-Фридрихса-Леви $u\Delta t/\Delta x_{\min} < 0,6$ для всех точек расчетной сетки. После достижения установившегося турбулентного режима течения, проводился сбор данных за период времени $T_m U_b/H = 250$, соответствующему $T_m^+ = T_m u_\tau^2/\nu = 3308$, где u_τ – в данном случае осредненная по

периметру динамическая скорость. Для дальнейшего сравнения с результатами экспериментов также удобно ввести динамическую скорость $u_{\tau,c}$, определенную в плоскости симметрии канала. В этом случае число Рейнольдса $Re_{\tau,c} = 211$. Основные параметры DNS-моделирования по сравнению с аналогичными литературными данными приведены в табл. 4.2.1.

Таблица 4.2.1. Параметры DNS-моделирования.

	Число Рейнольдса	Расчетная область	Число узлов сетки	Время расчета
	$Re_{\tau} = u_{\tau} H / \nu$	$L_x \times L_y \times L_z$	N_{tot}	T_m^+
Настоящий расчет	204	$2\pi H \times 2H \times 2H$	$9,4 \cdot 10^6$	3308
Vinuesa <i>et al.</i> [389]	165	$25H \times 2H \times 2H$	$27,4 \cdot 10^6$	510
Pirozzoli <i>et al.</i> [390]	227	$6\pi H \times 2H \times 2H$	$13,2 \cdot 10^6$	1607
	Минимальный шаг сетки по y	Максимальный шаг сетки по y	Минимальный шаг сетки по x	Максимальный шаг сетки по x
	y_{min}^+	y_{max}^+	x_{min}^+	x_{max}^+
Настоящий расчет	0,047	5,1	2,86	11,77
Vinuesa <i>et al.</i> [389]	0,09	4,74	1,98	9,8
Pirozzoli <i>et al.</i> [390]	0,51	6,6	4,8	4,8

Во многих случаях, чтобы показать универсальность процессов, протекающих в пристеночной области ТПС или в ядре потока, те или иные пространственно-временные характеристики изучаемого явления удобно представлять в безразмерном виде с использованием либо так называемых «внутренних» переменных (u_{τ} и ν), либо «внешних» переменных (U_b , H и ν). Например, пространственное разрешение, показанное на рис. 4.2.2, удобно представить отнесенными ко «внутренним» переменным, чтобы подчеркнуть высокое пространственное разрешение по сравнению с толщиной вязкого подслоя. С другой стороны, распределение пространственного разрешения вдоль стенок удобно представлять путем нормирования расстояния с использованием «внешних» переменных. Такие безразмерные расстояния приведены на рис. 4.2.2 в скобках. Таким образом, в дальнейшем для удобства изложения материала при

необходимости будут использованы оба способа нормирования тех или иных величин.

Одним из основных инструментов исследования событий ОПТ является анализ их треков. Для этого применяется методология трекинга, подробно изложенная, например, в работах [180,391–395]. Согласно этой методологии, поверхность всех четырех стенок сначала разбивается на регулярные ячейки с разрешением, соответствующим «стандартному» DNS-расчету. Далее, ячейки с отрицательными значениями продольной составляющей вектора касательного напряжения ($\tau_x < 0$) группируются (кластеризуются) в некоторые объекты ОПТ, при этом алгоритм кластеризации использует маску из 8 соседних соединенных между собой ячеек расчетной сетки [396]. В результате каждый кластеризованный таким образом объект состоит из связанных между собой ячеек, удовлетворяющих условию $\tau_x < 0$, и окруженных со всех сторон ячейками, удовлетворяющими условию $\tau_x > 0$.

Далее, с целью трекинга идентифицированных таким образом объектов ОПТ, в окрестности их «центров масс» выделяется небольшая квадратная область стенки, как показано на рис. 4.2.3, которую в дальнейшем будем называть расчетной областью, по аналогии с терминологией, используемой в методе PIV. Однако вместо распределения яркости пикселя в пределах расчетной области в PIV, в данном случае рассматривается распределение продольной составляющей вектора касательного напряжения τ_x на стенке. Для трекинга, т.е. отслеживания, областей ОПТ в пространстве и во времени с высокой степенью достоверности размер выбранной расчетной области должен учитывать характерную пространственную протяженность этих областей. В рассматриваемом случае он равен 50 в координатах закона стенки в продольном и поперечном направлениях, что примерно в 3 раза больше, чем средний размер области ОПТ [180] (рис. 4.1.2). Затем расчетные области, выделенные на двух последовательных шагах по времени t_1 и t_2 , сопоставляются друг с другом с использованием ноль-нормированной ККФ C^{ZN} (1.1.8), вычисленной с использованием БПФ. Процедура трекинга основана на предположении, что поле τ_x не сильно меняется за период

времени $\Delta t = t_2 - t_1$. Следовательно, если сравниваемые расчетные области соответствуют одному и тому же событию ОПТ, процедура кросскорреляции возвращает значение C^{ZN} , которое очень близко к единице в центре ККФ, как показано в нижнем правом углу рис. 4.2.3,б.

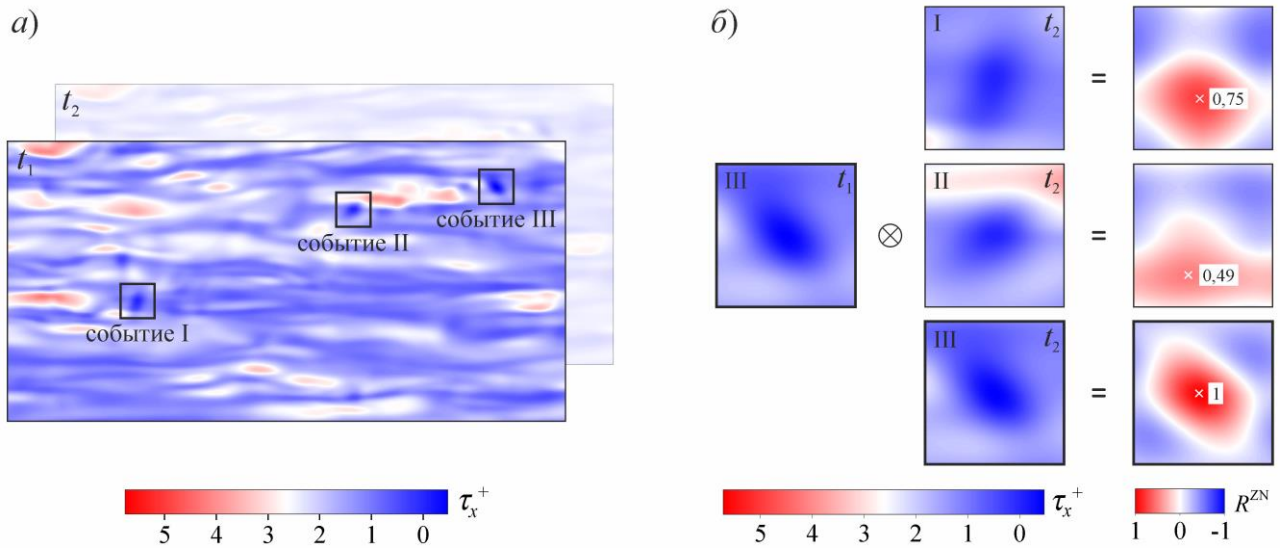


Рисунок 4.2.3. Принципиальная схема работы алгоритма трекинга событий ОПТ. Слева (а) показаны три независимых события, обнаруженные на одной из стенок канала в момент времени t_1 , и соответствующие им расчетные области. Справа (б) представлена шаблонная расчетная область, соответствующая событию III в момент времени t_1 , которая сопоставляется путем кросскорреляции с тремя сравниваемыми расчетными областями, обнаруженными на той же стенке в момент времени $t_2 = t_1 + \Delta t$, где Δt – шаг по времени. Расчетные области и соответствующая ККФ, выделенные черными жирными рамками, соответствуют одному и тому же событию ОПТ.

Можно представить ситуацию, когда событие ОПТ, обнаруженное в момент времени t_1 , исчезает в момент времени t_2 . В этом случае, если в качестве критерия достоверности выбрать максимальное значение C^{ZN} , то любое другое событие, обнаруженное в момент времени t_2 , может быть идентифицировано как наилучшее совпадение с тем, которое рассматривается в момент времени t_1 . Такая ситуация, очевидно, приведет к некорректному определению следующего

положения рассматриваемого события ОПТ и, как следствие, скачку координат и значения τ_x вдоль трека. На рис. 4.2.4 приведена гистограмма максимальных значений ККФ, т.е. $\max(C^{ZN})$, полученных в результате кросскорреляции всех сравниваемых расчётных областей. Видно наличие некоторого числа совпадений, для которых $\max(C^{ZN}) < 1$. Интересно, что есть пара наилучших совпадений, для которых $\max(C^{ZN}) \approx 0,29$, что, очевидно, приведет к некорректному определению следующего положения области ОПТ и, как следствие, трека. Во избежание такой нежелательной ситуации, в качестве критерия достоверности рассматривалось условие $\max(C^{ZN}) > 0,99$.

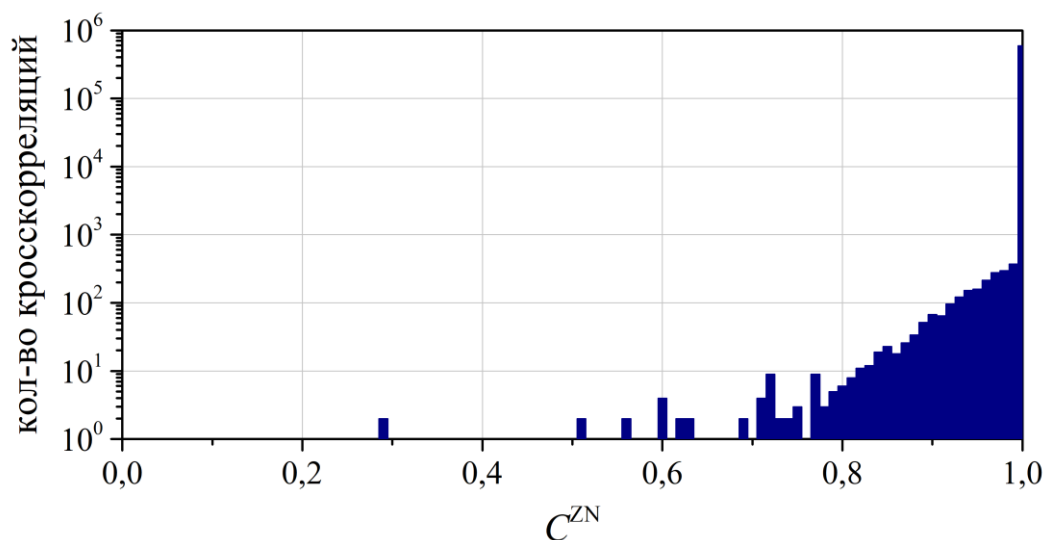


Рисунок 4.2.4. Гистограмма C^{ZN} для всех сравниваемых расчетных областей.

Следует отметить, что количество правильно определенных треков уменьшается с уменьшением порога по следующей причине. Как объяснялось выше, при меньшем пороге трек может быть определен неверно. В этом случае на треке будет скачок по пространству. В результате, если идентифицировать такой трек и исключить его из дальнейшего статистического анализа, то количество корректных треков будет уменьшаться по мере уменьшения порогового значения C_{thresh} критерия $\max(C^{ZN}) > C_{\text{thresh}}$. Например, в рассматриваемом случае количество корректных треков, определенных в углах канала, равно 1308, 1308, 1032, 906 и 854 при использовании критериев $\max(C^{ZN}) > 0,99, 0,97, 0,95, 0,9$ и $0,8$, соответственно. Тот факт, что количество треков начинает уменьшаться при

пороговых значениях ниже 0,97, позволил установить значение 0,97 в качестве порогового значения. Тем не менее, все определенные таким образом треки проверялись на наличие скачка координат вдоль этих треков. Обнаруженные таким образом треки были отмечены в качестве некорректных и не учитывались в дальнейшем анализе. Кроме того, из дальнейшего анализа были исключены области ОПТ, обнаруженные только в один момент времени, а также те треки, которые либо начинались на одной границе стенки, т.е. при $x/H = 0$, либо обрывались на другой границе, т.е. при $x/H = 2\pi$. Последнее позволяет исключать треки, обрывающиеся на границах расчетной области.

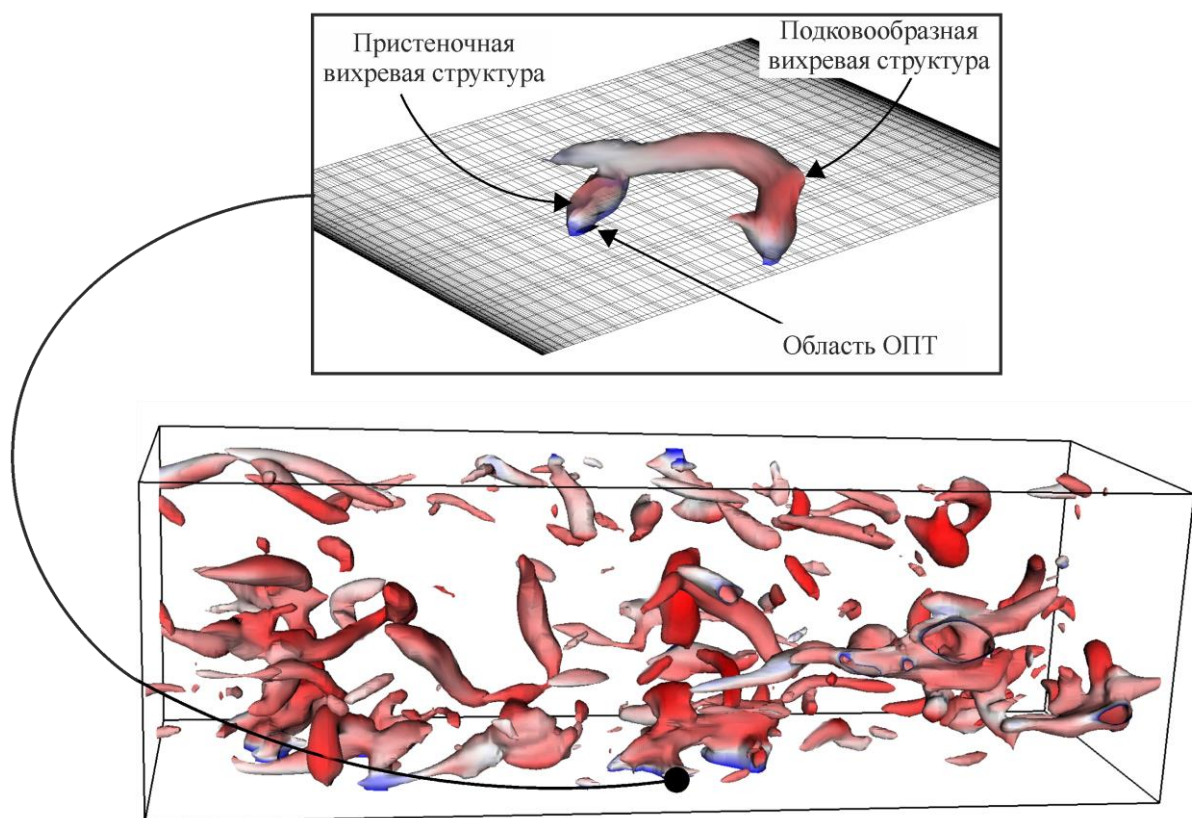


Рисунок 4.2.5. Визуализация когерентных вихревых структур с использованием изоповерхности давления, окрашенной по величине продольной составляющей вектора скорости. Течение слева направо.

На рис. 4.2.5 представлена визуализация общего поля течения. Изоповерхность давления демонстрирует совокупность когерентных вихревых структур, характерных для турбулентного течения, во всем объеме расчетной области, в том числе вокруг области ОПТ. На рис. 4.2.6 показаны осредненные

поля скорости, завихренности и статического давления, иллюстрирующие формирование вторичных течений в углах канала. Представленные поля хорошо согласуются с литературными данными [390,397]. Детальное сравнение полученных данных приведено на рис. 4.2.7, на котором результаты DNS-моделирования сравниваются с литературными данными, полученными с использованием аналогичных методов и параметров расчета (табл. 4.2.1). Видно довольно хорошее согласие сравниваемых величин с соответствующими литературными данными. При этом наблюдается тенденция к изменению этих величин с увеличением Re_τ , в том числе тенденция к увеличению вероятности ОПТ (рис. 4.2.7,в). Небольшая разница в $\overline{u'u'}^+$ может быть связана с различным пространственным разрешением [381,387] и численными методами [381], используемыми в DNS.

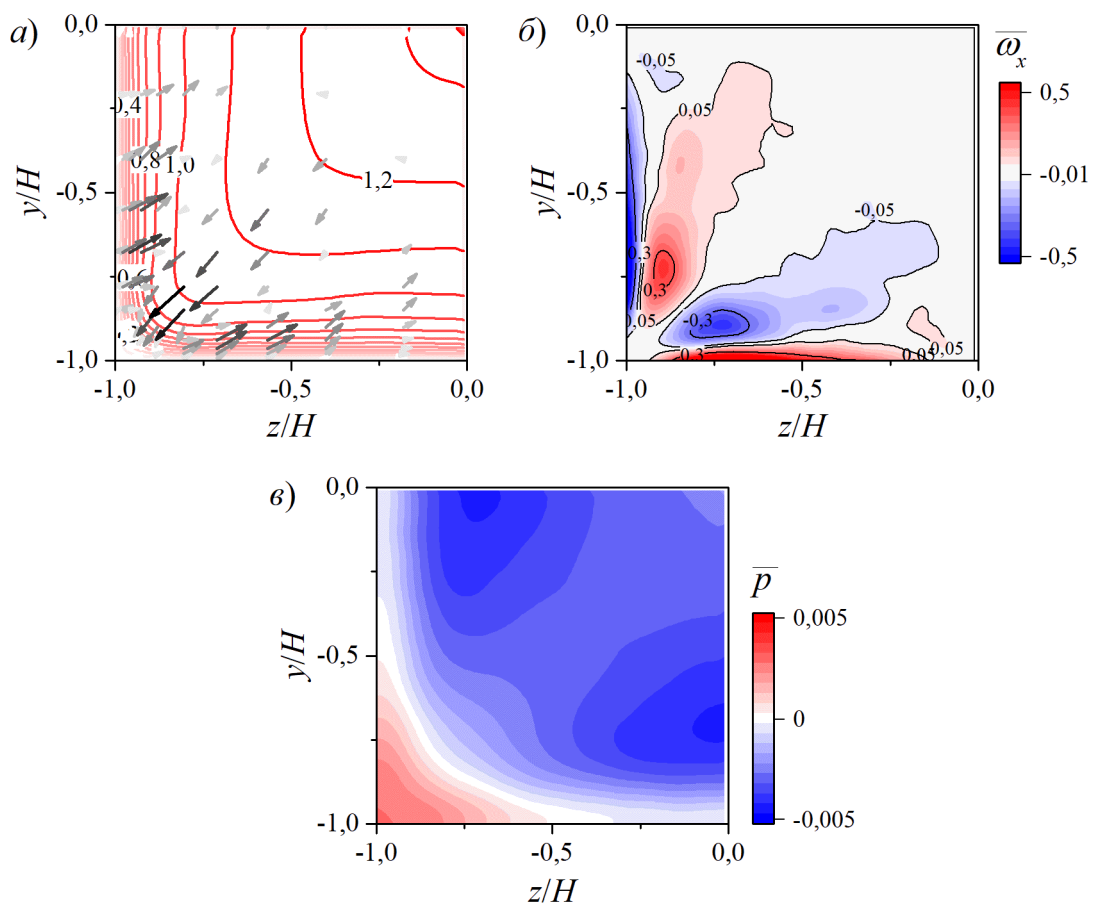


Рисунок 4.2.6. Осредненные поля скорости (а) (красные контуры соответствуют изолиниям продольной скорости, окрашенные векторы — направление течения в поперечном сечении канала), продольной составляющей вектора завихренности (б) и статического давления (в).

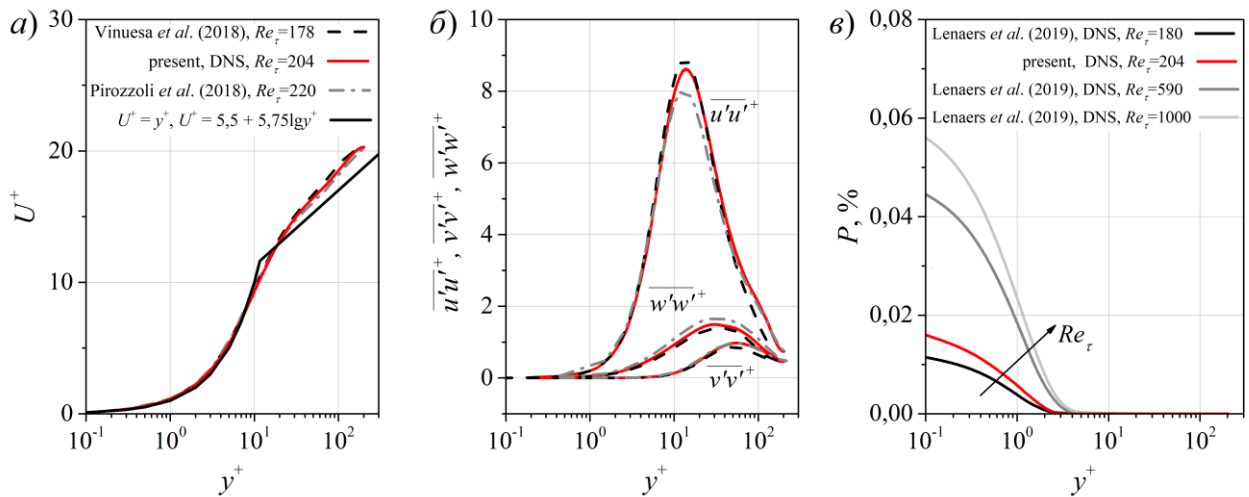


Рисунок 4.2.7. Профили продольной составляющей средней скорости (а) и турбулентных пульсаций скорости (б) в вертикальной плоскости симметрии канала в сравнении с результатами работ Vinuesa *et al.* [389] и Pirozzoli *et al.* [390]; (в) распределение вероятности ОПТ в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_\tau = 180 - 1000$ в сравнение с результатами работы Lenaers *et al.* [179].

4.2.2. Особенности экспериментального исследования

В настоящих экспериментах использовалась та же экспериментальная установка и средства измерения, которые были использованы в разделе 3.4 диссертации при исследовании интенсивных событий скорости диссипации и генерации КЭТ в ТПС. Однако, в связи с особенностями настоящего исследования, некоторые параметры PIV-измерений были адаптированы.

В экспериментах рассматривались три числа Рейнольдса $Re = 3100/6200/12400$. Перед основными экспериментами были выполнены предварительные измерения, чтобы убедиться в формировании турбулентного, установившегося и симметричного профиля скорости в измерительном сечении рабочего участка. В этом случае нет необходимости выдерживать высокое пространственно-временное разрешение и поэтому требования к параметрам измерения были снижены. Видеофильмы снимались высокоскоростной камерой Fastec HiSpec 1 с частотой кадров 1020/1920/1020 Гц, разрешением 160×704 пикс, длительностью одного видео $T_m = 18,7/9,9/4,9$ с ($T_m^+ = 4800/7560/13330$) и масштабным коэффициентом $M = 6,5$ пикс/мм для всех рассматриваемых чисел

Рейнольдса. При обработке полученных PIV-изображений применялся алгоритм PIV-ROI с использованием неперекрывающихся удлиненных в продольном направлении расчетных областей с размерами $I \times J = 64 \times 8$ пикс. Такой размер расчетной области соответствует $I^+ \times J^+ = 40,8 \times 5,1 / 70,2 \times 8,8 / 132,6 \times 16,6$ для трех рассматриваемых чисел Рейнольдса $Re = 3100/6200/12400$.

На рис. 4.2.8 представлены изменения профилей средней скорости вдоль рабочего участка. Видно, что течение действительно является турбулентным, симметричным и устанавливается уже на расстоянии $\sim 80H$ (40 калибров) от входного сечения рабочего участка для всех рассматриваемых чисел Рейнольдса. Напомним, что основные измерения были выполнены на расстоянии $100H$ от входного сечения рабочего участка.

В основных экспериментах видеофильмы снимались высокоскоростной камерой Fastec HiSpec 1 с частотой кадров 4000/4900/3400 Гц, разрешением $400 \times 288 / 160 \times 1280 / 640 \times 240$ пикс и длительностью одного видео 4,65/4,08/7,35 с. Разрешение камеры позволило покрыть область потока размером $6,67 \times 4,8 / 2 \times 16 / 4,47 \times 1,78$ мм², соответствующую $27,6 \times 19,8 / 14,3 \times 114,1 / 63,5 \times 23,9$ в координатах закона стенки. При этом для обеспечения высокого пространственного разрешения для всех рассматриваемых чисел Рейнольдса масштабный коэффициент $M = 60/80/135$ пикс/мм, т.е. менялся в зависимости от используемой оптической системы.

Поскольку ОПТ является довольно редким событием, для фиксации нескольких независимых событий ОПТ было записано 96/63/30 видеофрагментов, соответствующих общему времени наблюдения $T_m = 446/257/221$ с или $T_m^+ = 114295/196160/595240$ в координатах закона стенки. Такие параметры измерения (время наблюдения и область измерения) охватывали ожидаемый диапазон пространственно-временной протяженности области ОПТ (рис. 4.1.2). Основные параметры эксперимента приведены в табл. 4.2.2, а типичные PIV-изображения – на рис. 4.2.9.

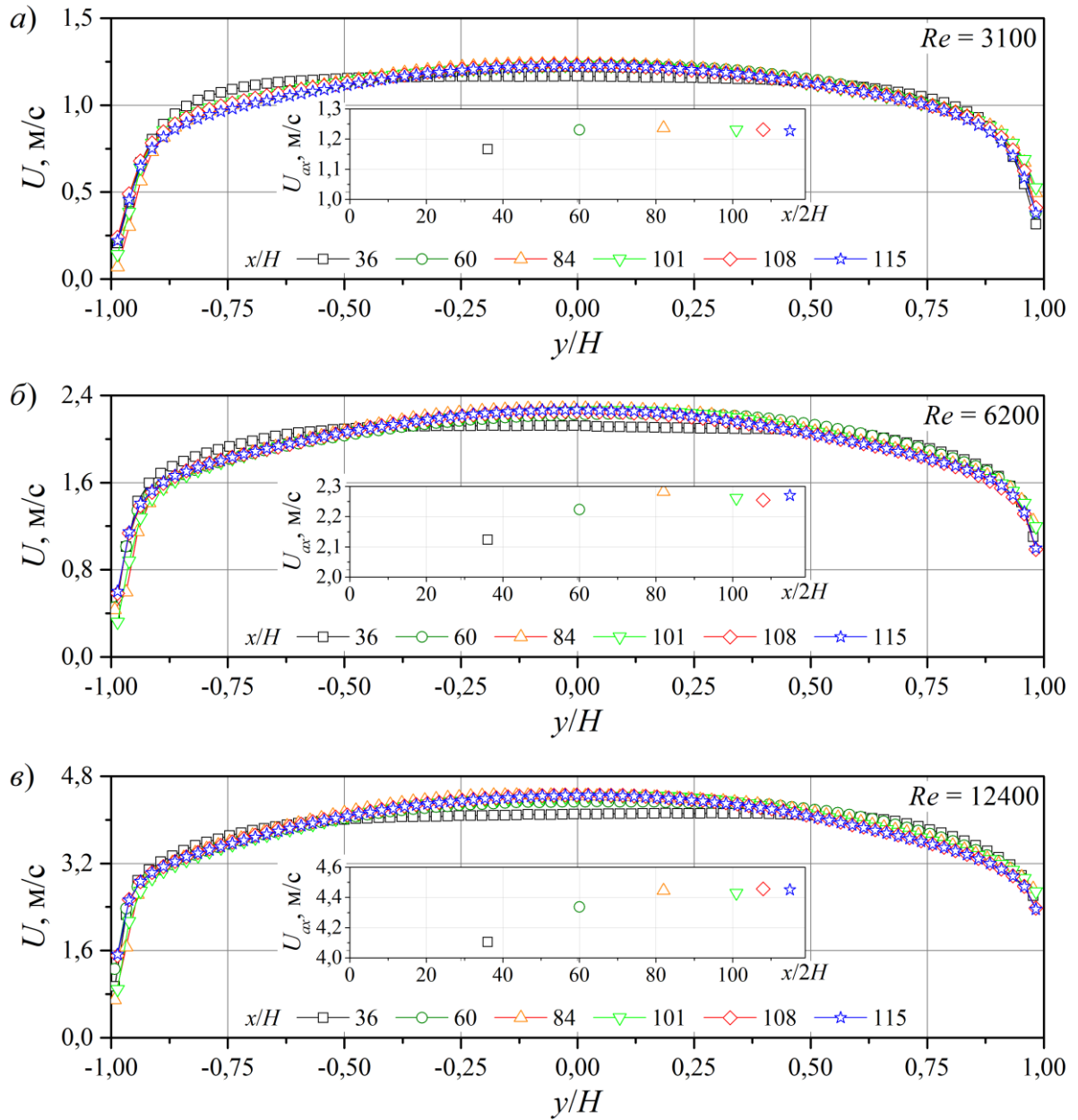


Рисунок 4.2.8. Распределение профилей продольной составляющей средней скорости вдоль рабочего участка при числах Рейнольдса $Re = 3100$ (а), 6200 (б) и 12400 (в). Измерения выполнены в вертикальной плоскости симметрии канала. Во вложенных графиках показаны распределения продольной составляющей средней скорости на оси вдоль рабочего участка.

Таблица 4.2.2. Основные параметры эксперимента для исследования явления
ОПТ.

Параметры экспериментальной установки					
Параметр	Обозн.	Значение			Ед.
Сечение рабочего участка	$2H \times 2H$	100×100			мм ²
Длина рабочего участка	L_1	6000			мм
Расстояние до измерительной области	L_2	5000			мм
Решетка, шаг/диаметр стержней	Δ_{rod}/d_{rod}	6/1,4			мм
Предвключенная камера	—	1,1×1,4×0,65			м ³
Характеристики потока					
Число Рейнольдса	$Re=U_b H/\nu$	3100	6200	12400	—
Число Рейнольдса	$Re_\tau=u_\tau H/\nu$	207	357	672	—
Среднерасходная скорость	U_b	0,93	1,86	3,72	м·с ⁻¹
Кин. вязкость (возд.)	ν	0,151			мм ² ·с ⁻¹
Динамическая скорость	u_τ	0,062	0,107	0,202	м·с ⁻¹
Масштаб Колмогорова у стенки ($\varepsilon^+ = 0,2$)	λ_K	0,36	0,21	0,11	мм
		22	17	15	пикс
Параметры измерения					
Частота съемки	f	4000	4900	3400	с ⁻¹
Общ. продолж. съемки	T_m	4,65×96 = 446	4,08×63 = 257	7,35×30 = 221	с
		114295	196160	595240	t^+
Время экспозиции	-	150	40	33	мкс
Масштабный коэффициент	M	60	80	135	пикс·мм ⁻¹
		0,07	0,09	0,1	$y^+ \cdot \text{пикс}^{-1}$
Размер изображений	-	400×288	160×1280	640×240	пикс×пикс
		6,67×4,8	2×16	4,74×1,78	мм×мм
		27,6×19,8	14,3×114,1	63,5×23,9	$x^+ \times y^+$
Размер расчетной области	$I \times J$	64×8	64×8	64×8	пикс×пикс
		4,4×0,55	5,6×0,7	6,4×0,8	$x^+ \times y^+$
Ближайший к стенке узел расчетной сетки	y_1	0,075	0,056	0,033	мм
		0,27	0,4	0,44	y^+

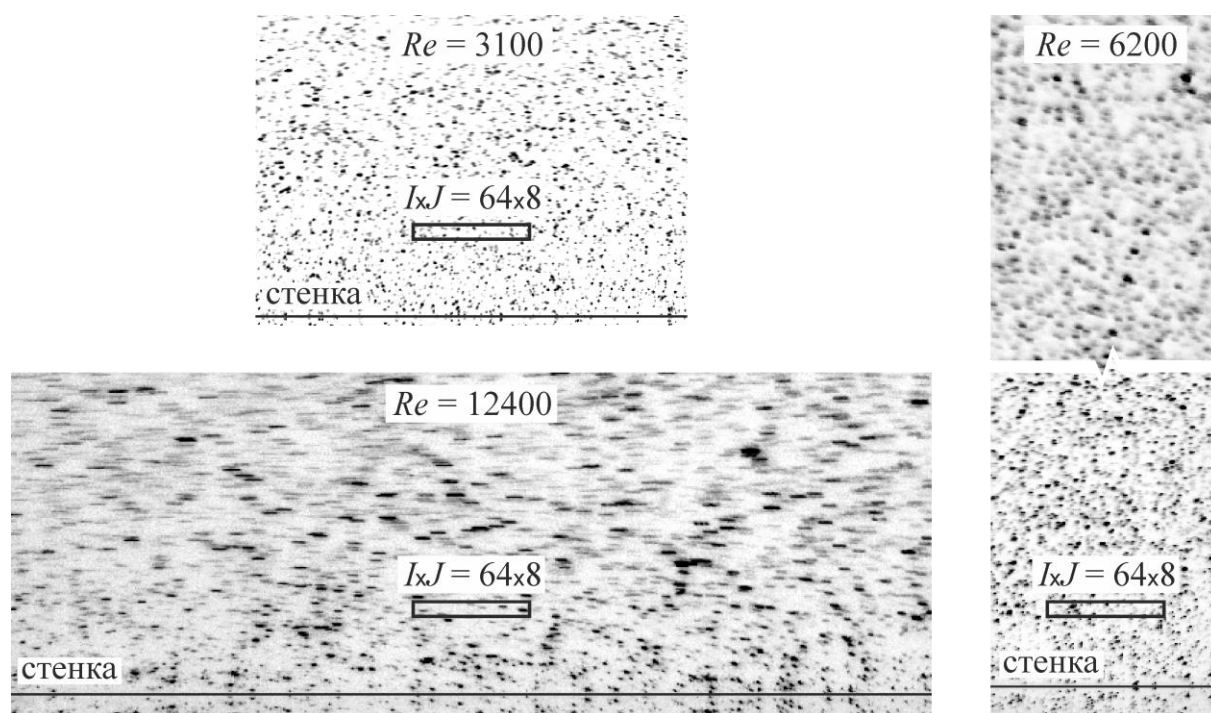


Рисунок 4.2.9. Типичные PIV-изображения (инвертированные), полученные при различных числах Рейнольдса $Re_\tau = 207, 357$ и 672 .

Следует обратить внимание, что время наблюдения T_m^+ в экспериментах существенно (на два порядка) выше, чем при прямом численном моделировании (сравнить табл. 4.2.1 и 4.2.2). Это связано с тем, что при моделировании имеется информация на всей боковой поверхности канала, т.е. на всех четырех стенках канала, а в экспериментах измерения проводятся только в фиксированной области измерения в плоскости светового ножа, причем только на одной (нижней) из стенок канала. Поэтому в последнем случае малая вероятность попадания области ОПТ в область светового ножа компенсируется большим временем наблюдения.

Световой нож создавался непрерывным DPSS-лазером KLM-532 с регулируемой мощностью от 1 до 5 Вт. В данном случае имеет место нагрев стенок канала в области измерения. Однако он не оказывает заметного влияния на результаты экспериментов, поскольку стенки канала были изготовлены из стекла толщиной 5 мм, с поглощением всего около 1 % падающей на стенку энергии лазерного излучения. Тем не менее, чтобы убедиться в справедливости этого вывода, были проведены тестовые эксперименты по изучению влияния нагрева стенки лазерным ножом на результаты экспериментов. Были выполнены два

абсолютно идентичных измерения, но с той разницей, что мощность лазера была равна 1 и 5 Вт, в то время как все остальные настройки измерительного оборудования оставались неизменными и были выбраны как можно ближе к тем, которые использовались в рамках исследования явления ОПТ. Рассматривалось турбулентное течение при числе Рейнольдса $Re = 6200$. При этом в обоих случаях было обработано по 5 видеофрагментов, соответствующих общей продолжительности измерения $T^+ = 16500$, в пределах пристеночной области ТПС ($y^+ < 10$). Следует подчеркнуть, что при получении основных результатов настоящего раздела диссертации использовалась мощность лазера 3 Вт, достаточная для обеспечения требуемой яркости изображений частиц.

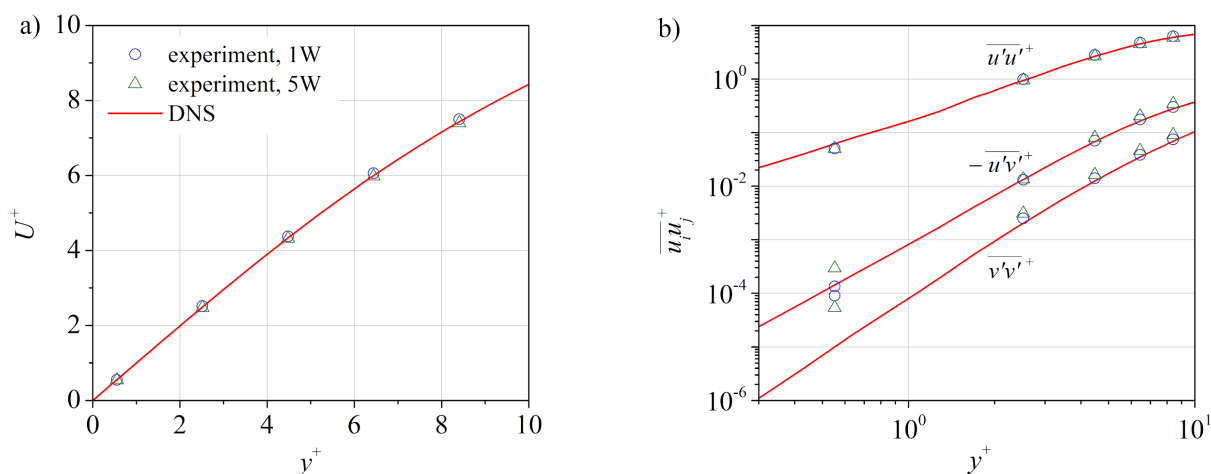


Рисунок 4.2.10. Профили продольной составляющей вектора средней скорости (а) и турбулентных пульсаций скорости (б) в вертикальной плоскости симметрии канала по сравнению с результатами DNS.

Как видно из рис. 4.2.10, нет значимой разницы между профилями средней скорости и турбулентных пульсаций скорости для двух значений мощности лазера. Это свидетельствует о том, что нагрев стенки от лазерного ножа не оказывает значимого влияния на результаты измерений. Небольшая разница в величинах $\overline{u'v'^+}$ и $\overline{v'v'^+}$, уменьшающаяся по мере удаления от стенки, объясняется разницей в уровнях погрешности измерения, возникающей в результате обработки PIV-изображений с разной яркостью (рис 4.2.11). Этот источник

погрешности измерения хорошо известен и возникает из-за квантования изображений частиц [2]. Не углубляясь в детали, можно отметить, что чем ниже яркость изображения частицы по отношению к фоновой яркости (рис. 4.2.11,*а*), тем ниже отношение сигнал/шум на ККФ, и, следовательно, выше величина случайной погрешности измерения. Наибольший эффект от квантования изображений частиц заметен при приближении к стене, где уровень погрешности измерения того же порядка, что и уровень пульсаций скорости. Такого рода отклонения видны на рис. 4.2.10,*б*.

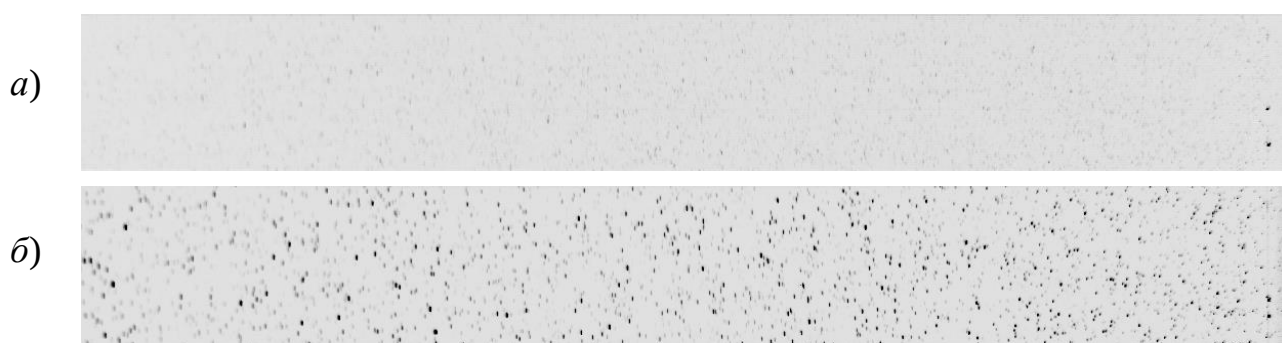


Рисунок 4.2.11. Типичные PIV-изображения (инвертированные), соответствующие мощностям лазера 1 Вт (*а*) и 5 Вт (*б*). Яркость PIV-изображения (*а*) увеличена в 3 раза для лучшей репрезентативности.

При обработке полученных PIV-изображений применялась та же методика, что и при исследовании интенсивных событий скорости диссипации и генерации КЭТ (см. раздел 3.4), но со следующими настройками. Для достижения стационарного решения выполнялись пять итераций с использованием алгоритма PIV-ROI на первой итерации и многопроходного алгоритма PIV – на остальных. Полученные изображения обрабатывались с использованием неперекрывающихся удлиненных в продольном направлении расчетных областей с размерами $I \times J = 64 \times 8$ пикс. При выборе размера расчетной области достигался компромисс между погрешностью измерения и пространственным разрешением. Такой размер расчетной области соответствует $I^+ \times J^+ = 4,4 \times 0,55 / 5,6 \times 0,7 / 6,4 \times 0,8$ для трех рассматриваемых чисел Рейнольдса $Re = 3100/6200/12400$ (табл. 4.2.2). Согласно результатам работы [179], в которой проводилась оценка влияния размера

чувствительного элемента экспериментального зонда, такой размер расчетной области достаточен, чтобы разрешить области ОПТ в обоих направлениях (рис. 4.1.2,б и в). Ближайшая к стенке расчетная область расположена на расстоянии $y_1 = 4,5$ пикс, что соответствует $y_1^+ = 0,27/0,4/0,44$ в координатах закона стенки. Таким образом, выбранная конфигурация расчетной сетки и пространственного разрешения покрывает в среднем по 2 и 4 узла расчетной сетки в продольном и нормальном к стене направлениях в пределах области ОПТ.

На рис. 4.2.12 представлены распределения продольной составляющей средней скорости, ее пульсаций и вероятности ОПТ вдоль расстояния от стенки. Видно, что эти распределения достаточно хорошо согласуются с результатами DNS. На рис. 4.2.12,б показаны профили турбулентных пульсаций скорости в логарифмических координатах для демонстрации точности используемых алгоритмов метода PIV. В то время, как $\overline{u'u'}^+$ хорошо согласуются между собой на всех рассматриваемых расстояниях от стенки, наблюдается небольшое расхождение в распределениях $\overline{v'v'}^+$ и $\overline{u'v'}^+$ при $y^+ < 4$. Пересчитав $\overline{u'u'}^+$ и $\overline{u'v'}^+$ в [пикс] и выразив соответствующие среднеквадратические значения u_{rms} и v_{rms} для обеих составляющих вектора скорости, можно заметить, что $v_{rms} < 0,1$ пикс при $y^+ < 4$ (пунктирные кривые на рис. 4.2.12,б). Таким образом, нормальные к стенке пульсации скорости имеют порядок случайной погрешности измерения современных методов PIV [15–18]. Тем не менее, это обстоятельство не повлияет на дальнейшие результаты и выводы, поскольку они в основном будут основаны на результатах измерения продольной составляющей вектора скорости.

Как отмечалось в разделе 1.1.11 диссертации при обсуждении проблем экспериментального исследования явления ОПТ, случайная погрешность измерения может оказывать существенное влияние на пространственно-временные характеристики ОПТ. Продемонстрируем это для простоты рассуждений на примере двух крайних чисел Рейнольдса $Re_\tau = 207$ и 672 . На рис. 4.2.13 представлено распределение вероятности ОПТ на различных расстояниях от стенки. Приводится сравнение с литературными данными [179]. Видно, что профили, полученные до и после применения процедуры фильтрации

осциллограмм скорости, расходятся. При фильтрации использовалась процедура, описанная в разделе 3.2 диссертации. В случае меньшего числа Рейнольдса $Re_\tau = 207$ расхождения наблюдаются непосредственно у стенки ($y^+ = 0,3$), а в случае большего числа Рейнольдса $Re_\tau = 672$ – на удалении от стенки. Эти отклонения связаны с совместным влиянием пространственного разрешения и случайной погрешности измерения.

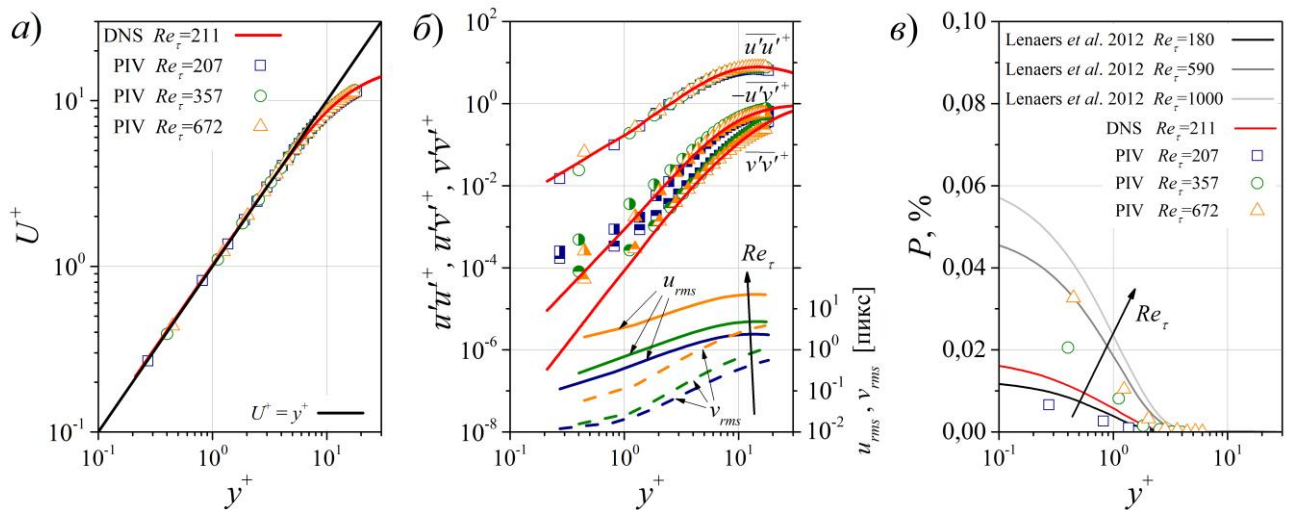


Рисунок 4.2.12. Профили продольной составляющей средней скорости (а) и турбулентных пульсаций скорости (б) в вертикальной плоскости симметрии канала по сравнению с результатами DNS; (в) распределение вероятности ОПТ в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_\tau = 180 - 1000$ в сравнение с результатами работы Lenaers *et al.* [179]. Жирные стрелки указывают на увеличение числа Рейнольдса.

Поскольку измерения при меньшем числе Рейнольдса $Re_\tau = 207$ проведены при более высоком пространственном разрешении, т.е. при меньшем относительном размере расчетной области ($I^+ \times J^+ = 4,4 \times 0,55$), влияние случайной погрешности на результаты измерения тоже выше. Как видно из рис. 4.2.13, это на порядок завышает значение вероятности ОПТ на расстоянии $y^+ \approx 0,3$, где влияние случайной погрешности измерения наибольшее. Видно, что применение процедуры фильтрации позволяет значительно повысить надежность определения вероятности ОПТ в этой области. В результате, количество независимых событий ОПТ уменьшилось с 1163 до 8. Детальный анализ осциллограмм скорости на

различных расстояниях от стенки канала показал, что все 8 обнаруженных событий действительно относились к явлению ОПТ (см., например, рис. 4.3.2), в то время как остальные события оказались ложными. В случае большего числа Рейнольдса $Re_\tau = 672$ применение процедуры фильтрации не приводит к значительному уменьшению вероятности ОПТ у стенки ($y^+ \approx 0,4$). Это объясняется меньшим влиянием случайной погрешности измерения. Влияние погрешности измерения становится более заметным на удалении от стенки. Например, наличие ОПТ на расстоянии $y^+ \approx 10$ явно ошибочно. Однако процедура фильтрации позволяет несколько снизить этот эффект.

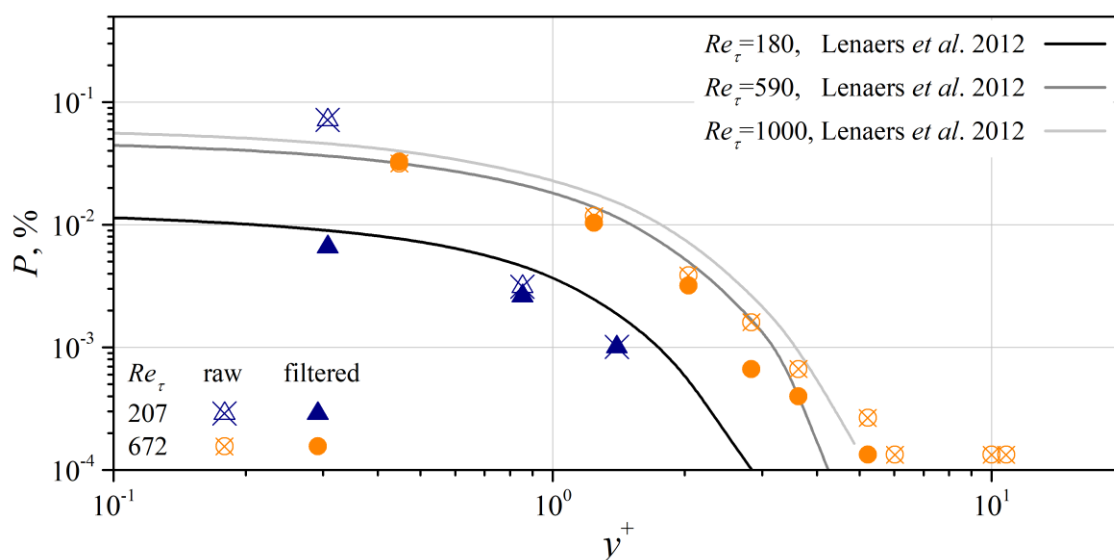


Рисунок 4.2.13. Распределение вероятности ОПТ вдоль нормали к стенке, полученные до и после применения процедуры фильтрации осциллограмм скорости.

Профили, приведенные на рис. 4.2.13, были использованы при расчете вероятности ОПТ непосредственно на стенке и средней высоты области ОПТ, согласно определению (1.1.53). Вероятность ОПТ получена путем экстраполяции соответствующих профилей (рис. 4.2.13) кубическим сплайном. Соответствующие результаты приведены на рис. 4.2.14, на котором также приведены аналогичные литературные данные. Видно, что в случае меньшего числа Рейнольдса $Re_\tau = 207$, при котором наблюдается большое влияние

погрешности измерения в окрестности стенки, вероятность ОПТ непосредственно на стенке может оказаться значительно выше, а значение средней высоты области ОПТ – в несколько раз ниже. Напротив, в случае большего числа Рейнольдса $Re_\tau = 672$, при котором наблюдается большое влияние погрешности измерения на расстоянии от стенки, вероятность ОПТ непосредственно на стенке оказывается заниженной, а значение средней высоты области ОПТ – завышенной. При этом, применение процедуры фильтрации в обоих случаях позволяет надежно оценить эти интегральные величины. С результатами этих исследований можно ознакомиться в [398].

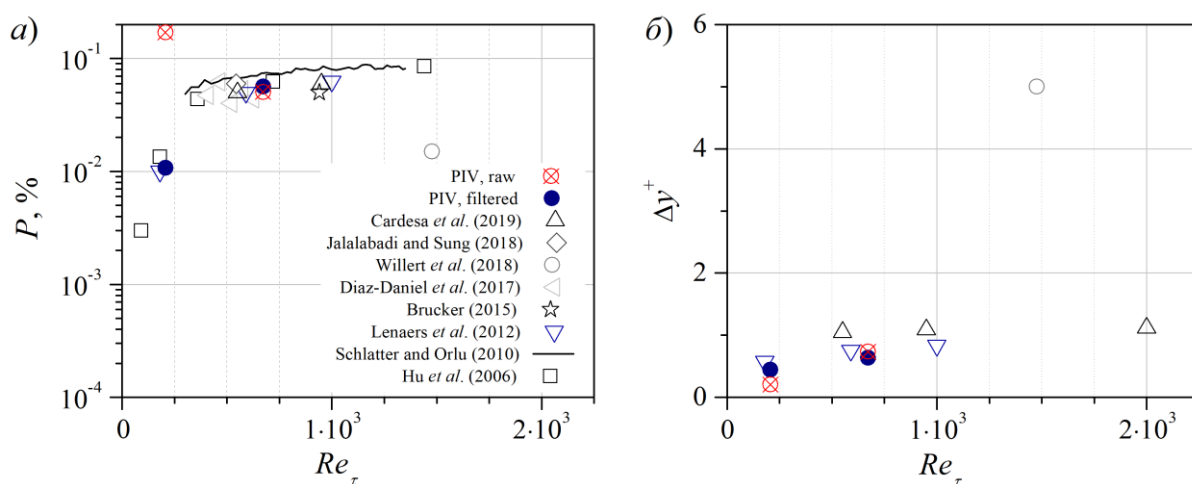


Рисунок 4.2.14. Вероятность ОПТ на стенке канала (а) и средняя протяженность ОПТ в нормальном к стенке направлении (б), полученные до и после применения процедуры фильтрации осциллограмм скорости.

4.3. Механизм формирования обратного пристеночного течения

Всего 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 DNS. В текущем разделе диссертации в DNS рассматриваются только те события ОПТ, которые возникают в центральной области стенки канала, т.е. в диапазоне $|z/H| < 0,8$ или $|y/H| < 0,8$ в зависимости от рассматриваемой стенки. Здесь, забежая вперед, следует отметить, что это связано с различными механизмами возникновения ОПТ в угловой и центральной областях стенки (см. раздел 4.4.).

Из рис. 4.3.1,*а* видно, что вероятности ОПТ на стенке, полученные численно и экспериментально, в целом хорошо согласуются с результатами других авторов, однако экспериментальные значения немного занижены, главным образом, из-за недостаточного пространственного разрешения. Средняя протяженность области ОПТ Δy^+ также немного меньше, чем ожидалось (рис. 4.3.1,*в*). Как уже отмечалось выше, это может быть результатом влияния случайной погрешности измерения и пространственного разрешения. Другой возможной причиной, влияющей на средние экспериментальные величины, является проблема недостаточного объема выборки для статистической сходимости, особенно при малых числах Рейнольдса (например, $Re_\tau = 207$). Согласно [180], Δx^+ колеблется примерно от 10 до 30, а Δy^+ в основном сконцентрировано в окрестности 1. Следовательно, недостаточная выборка статистически обрабатываемых данных, как в случае настоящих экспериментов, приведет к большей неопределенности при оценке Δx^+ , чем Δy^+ .

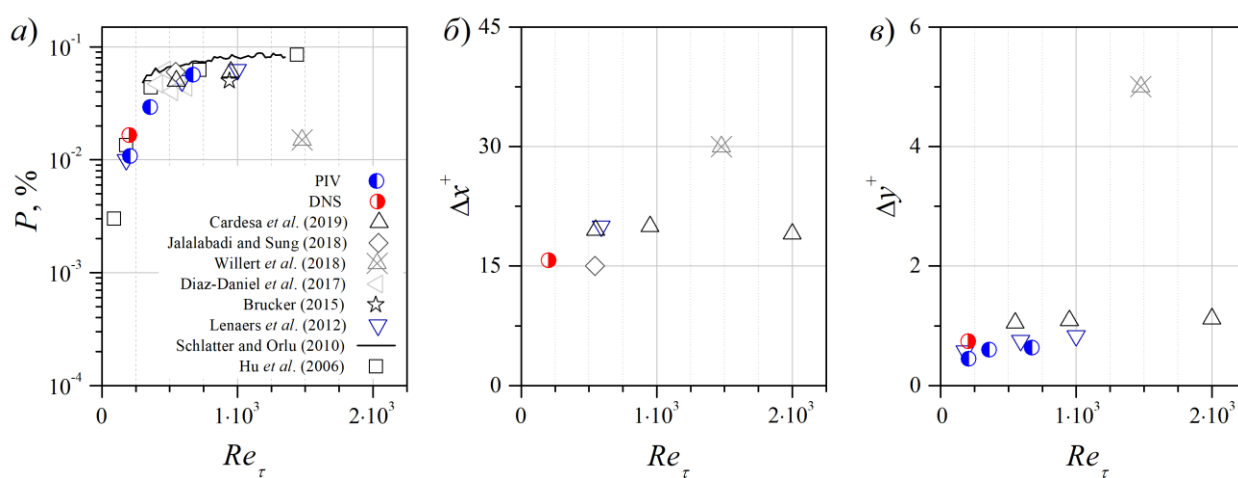


Рисунок 4.3.1. Вероятность возникновения (а) и средняя протяженность области ОПТ в продольном (б) и нормальной к стенке (в) направлениях для случая развитого турбулентного течения в щелевых каналах.

Использование высокоскоростного метода PIV позволяет анализировать осциллограммы скорости за достаточно длительный период времени. Однако из-за конечного размера ПЗС-матрицы размер изображения (измерительная область) ограничен (табл. 4.2.2). Например, для наименьшего числа Рейнольдса $Re_\tau = 207$

измерительная область составляет $27,6 \times 19,8$ в координатах закона стенки в продольном и нормальном к стенке направлениях, соответственно. Такой размер измерительной области позволяет детально изучить пристеночную область ТПС, оставляя дальнюю область ТПС за рамками наблюдений. Поэтому на примере малого числа Рейнольдса экспериментальные результаты будут дополнены данными DNS.

На рис. 4.3.2 представлены осциллограммы продольной u^+ и нормальной к стенке v^+ составляющих вектора скорости, полученные с использованием как PIV ($Re_\tau = 207$), так и DNS ($Re_\tau = 211$) на различных расстояниях от стенки для типичных событий ОПТ. В обоих случаях, т.е. в экспериментах и расчетах, продольная составляющая вектора скорости демонстрирует наличие ярко выраженных зон торможения на всех рассматриваемых расстояниях от стенки в вязком подслое. 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 является естественным результатом какого-то сложного взаимодействия вихревых структур, а не результатом влияния погрешности измерения или расчета.

Чтобы получить статистическую картину течения в окрестности области ОПТ, была применена процедура условного усреднения:

$$\langle \varphi \rangle = \left\langle \varphi(t - t_i, x - x_i, y - y_i, z - z_i) \middle| t = t_i, x = x_i, y = y_i, z = z_i \right\rangle, \quad (4.3.1)$$

где φ – какая-либо физическая величина (например, продольная составляющая вектора скорости или вектора касательного напряжения на стенке), $\langle \varphi \rangle = \langle \varphi(t', x', y', z') \rangle$, (t, x, y, z) – координаты в измерительной или расчетной области, (t', x', y', z') – координаты в новой системе координат (штрихи в дальнейшем для простоты будут опущены). Таким образом, в новой системе координат области ОПТ условно центрированы в точке с координатами $(0, 0, 0, 0)$. Аналогичный подход также был использован в работах [180,349,355], в которых в основном рассматривалась область течения в непосредственной

близости от области ОПТ и ниже по потоку, хотя область течения выше по потоку от области ОПТ представляется не менее важной с точки зрения понимания механизма формирования ОПТ. Стоит отметить, что при условном осреднении результатов DNS-моделирования рассматривались данные со всех четырех стенок канала.

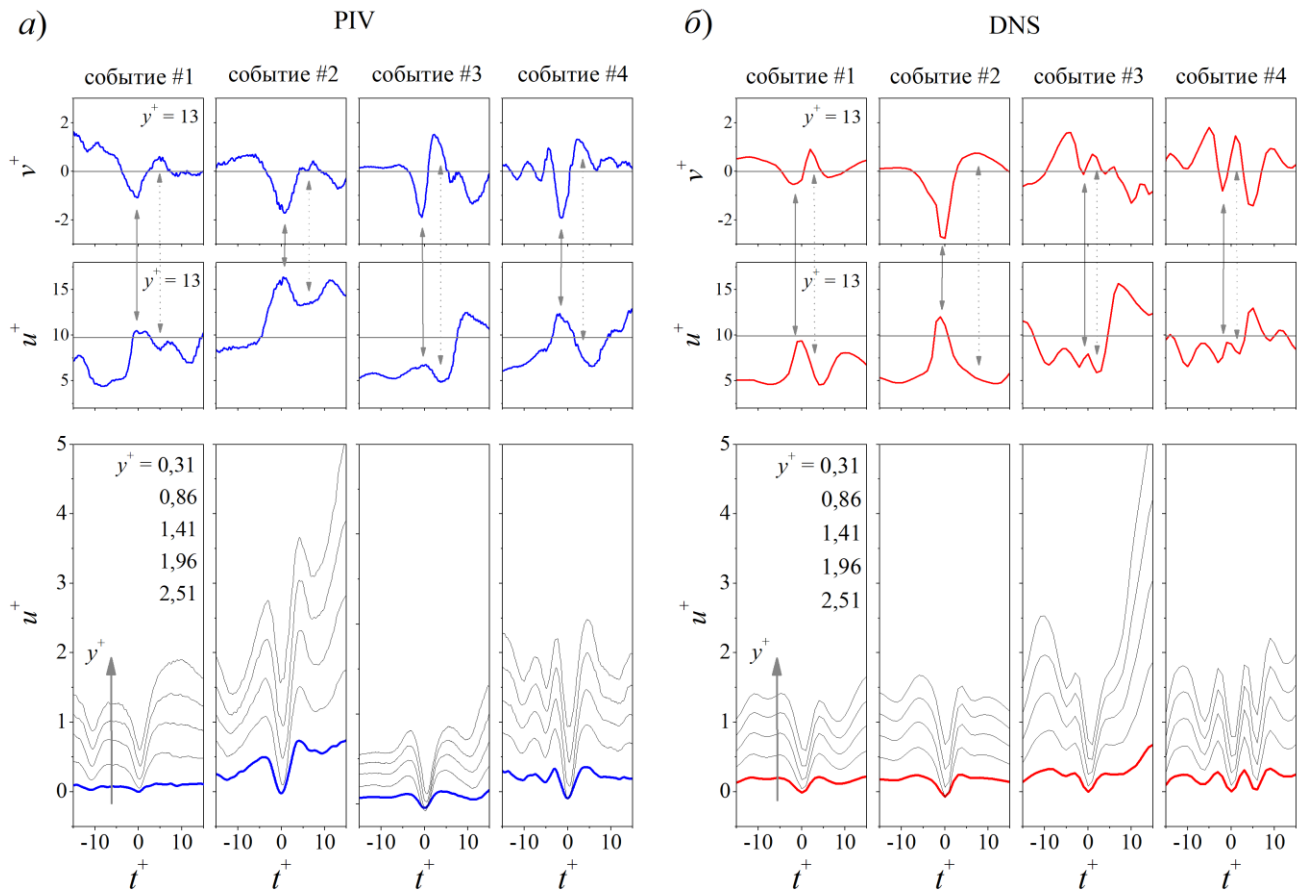


Рисунок 4.3.2. Осциллограммы мгновенных значений продольной u^+ и нормальной к стенке v^+ составляющих вектора скорости на различных расстояниях от стенки для четырех типичных случайно выбранных событий ОПТ, полученных методами PIV (а) и DNS (б). Темно-серые горизонтальные линии на верхних рисунках обозначают осредненные по времени значения соответствующих составляющих скорости. Сплошные вертикальные стрелки указывают на нисходящую сторону Q-S структур, а пунктирные вертикальные стрелки – на восходящую. Осциллограммы на нижних рисунках приведены для вязкого подслоя для различных расстояний $y^+ = 0,31, 0,86, 1,41, 1,96$ и $2,51$ от стенки, соответствующих 4,5, 12,5, 20,5, 28,5 и 36,5 пикс, на которых расположены центры расчетных областей в PIV-экспериментах.

На рис. 4.3.3 представлены условно-осредненные осциллограммы $\langle u \rangle^+$ и $\langle v \rangle^+$ на расстояниях $y^+ = 0,3$ и 13 от стенки. Сравнение экспериментальных (PIV) и расчетных (DNS) осциллограмм скорости демонстрирует сходство друг с другом. В окрестности $t^+ = 0$ можно выделить чередующиеся области нисходящего ($-10 < t^+ < 0$) и восходящего ($0 < t^+ < 10$) движения потока, являющихся половинными частями либо квазипродольных (Q-S), либо поперечных вихревых структур, обычно расположенных в буферной области ТПС. Заметим, что в этих областях значения $\langle u \rangle^+$ немного ниже на расстоянии $y^+ = 13$, а $\langle v \rangle^+$ – немного выше, чем соответствующие средние значения. Это указывает на то, что события ОПТ в среднем возникают в области заторможенного течения, а именно, в хвостовой части крупномасштабной L-M структуры, наблюдаемой в интервале времени $-50 < t^+ < 0$, что примерно соответствует интервалу $-500 < x^+ < 0$ при конвективной скорости $U^+ \approx 10$ в буферной области ТПС ($y^+ = 13$). Этот факт несколько противоречит данным Bross *et al.* [184] (рис. 4.1.3), которые наблюдали возникновение событий ОПТ по всей области L-M структуры. Результаты работы [184] были получены для конфигурации канала с положительным продольным градиентом давления. В этом случае имеет место общее торможение потока, при котором пристеночные когерентные вихревые структуры способны вызывать более сильные события ОПТ. В случае безградиентного течения или течения в канале торможение потока вследствие взаимодействия пристеночных вихревых структур с крупномасштабными L-M структурами недостаточно велико, поэтому требуется дополнительное усилие, вызывающее событие ОПТ. Cardesa *et al.* [349] и Chin *et al.* [355] показали, что в качестве такого усилия может быть сильное движение жидкости к стенке, возникающее непосредственно над областью ОПТ. Как будет показано ниже, такое движение, прижимающее пристеночную вихревую структуру к стенке, вызвано крупномасштабной H-M структурой, которая, как оказалось, генерирует саму пристеночную вихревую структуру, вызывающую событие ОПТ (см. рис. 4.3.4 и 4.3.5, а также соответствующее обсуждение).

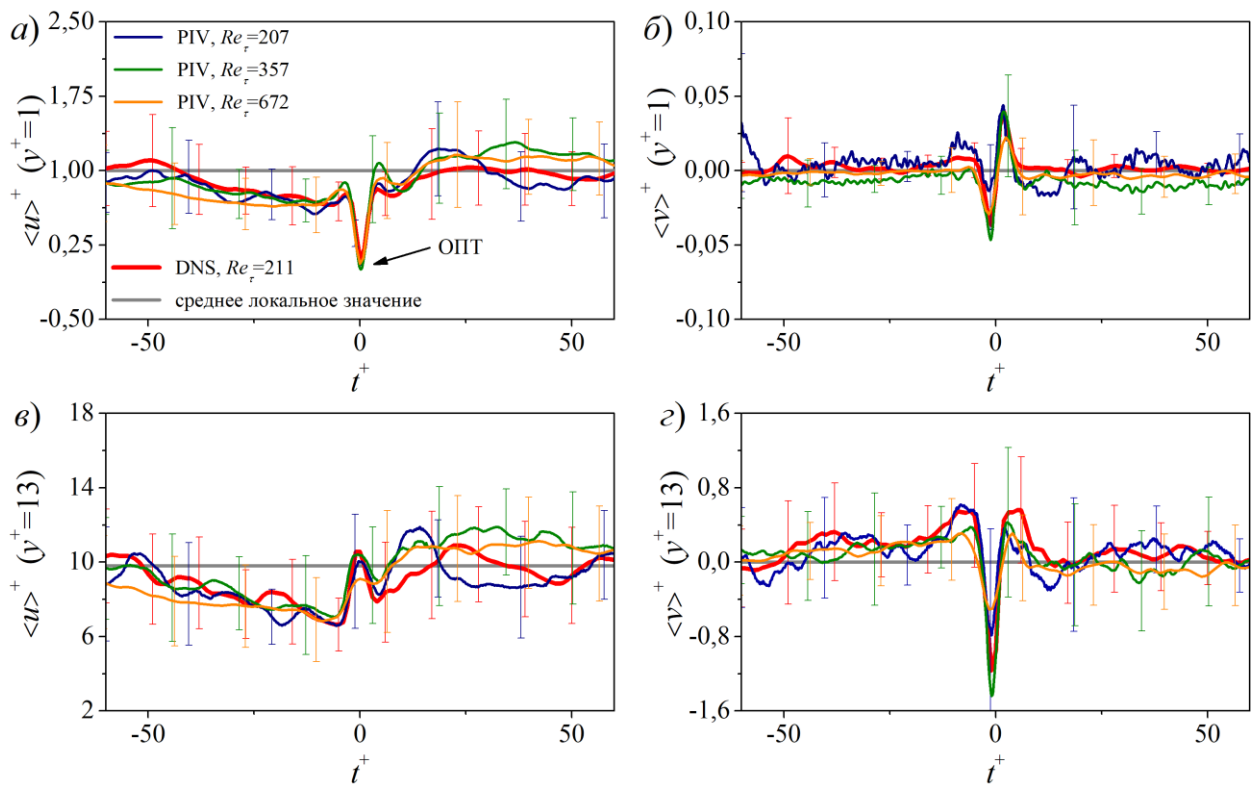


Рисунок 4.3.3. Условно-осредненные осциллограммы продольной $\langle u \rangle^+$ (а, в) и нормальной к стенке $\langle v \rangle^+$ (б, г) составляющих вектора скорости на расстояниях $y^+ = 1$ (а, б) и 13 (в, г), полученных методами PIV ($Re_\tau = 207, 357$ и 672) и DNS ($Re_\tau = 211$), а также их среднеквадратические отклонения.

На рис. 4.3.4 показаны условно-осредненные поля пульсационных составляющих скорости и касательного напряжения на стенке в плоскостях x - y и x - z , соответственно. Поля в вертикальной плоскости x - y , показанные на рис. 4.3.4, а и б, демонстрируют, что события ОПТ сопровождаются зоной сильного движения потока к стенке, расположенной в буферной области ТПС и характеризующейся более высоким значением продольной составляющей вектора скорости, за которым следует восходящее движение с меньшим значением продольной составляющей скорости. Это типичная картина как для косых Q-S, так и для поперечных вихревых структур. Однако средний размер наблюдаемых структур в координатах закона стенки составляет ~ 50 , что ближе к характеристикам поперечных (~ 50), а не Q-S (~ 25) структур [328], что косвенно указывает на то, что события ОПТ, вероятно, образованы поперечными

вихревыми структурами. Тем не менее, не следует исключать роль Q-S вихрей в формировании ОПТ, и ее можно будет в дальнейшем пересмотреть в свете публикаций [13,179,184,349,350].

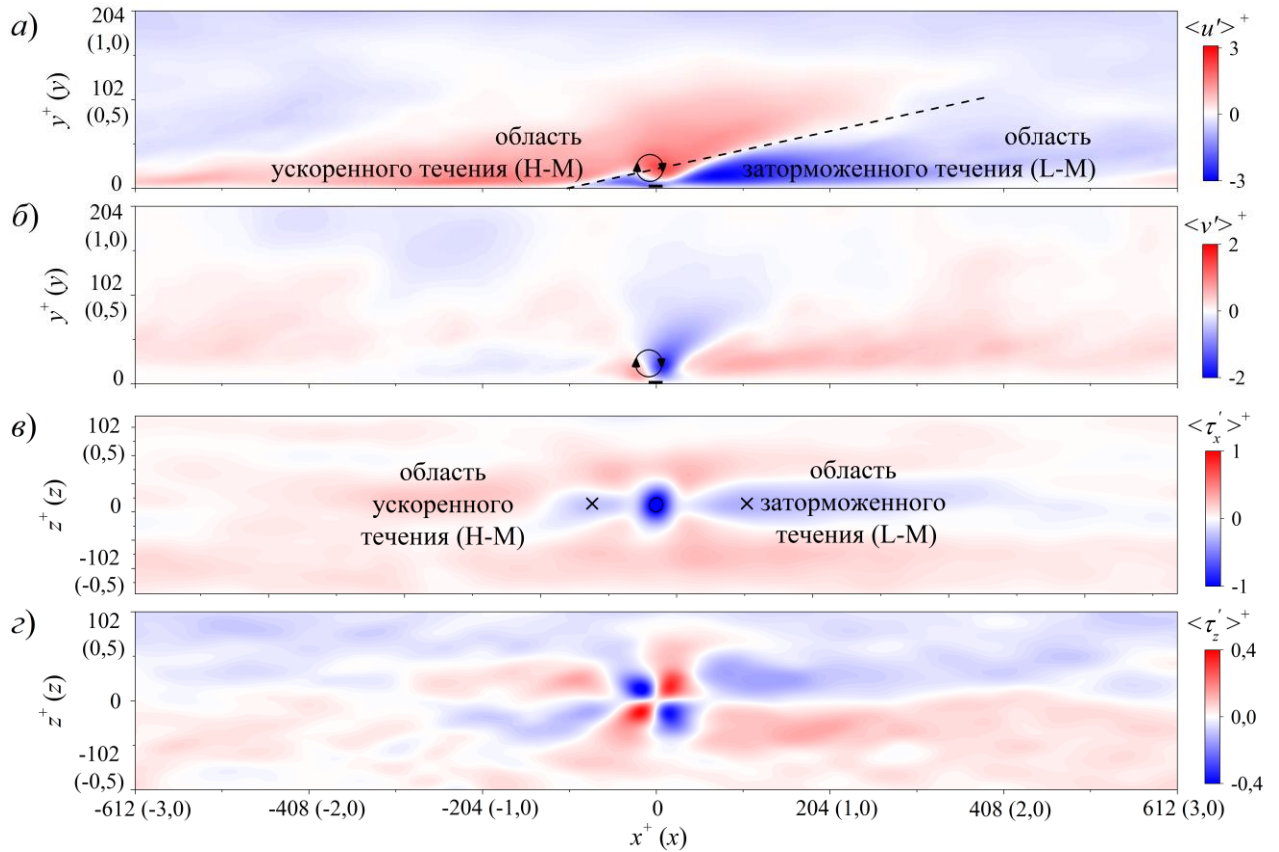


Рисунок 4.3.4. Условно-осредненные поля продольной (а) и нормальной к стенке (б) флуктуирующих составляющих вектора скорости и продольной (в) и поперечной (з) составляющих вектора касательного напряжения за вычетом соответствующих локальных средних значений. При осреднении все области ОПТ условно центрированы своими максимальными отрицательными значениями в положении $(x, y) = (0, 0)$. Черные прямоугольники, расположенные в начале координат, условно ограничивают области ОПТ. Черный контур на рисунке (в) указывает на границу области ОПТ. Штриховая линия на поле (а) с углом наклона 13° обозначает границу раздела между областями ускоренного и заторможенного течений.

Подобно наблюдениям Chin *et al.* [355] и Cardesa *et al.* [180,349], ниже по течению от области ОПТ находится крупномасштабная область заторможенного потока (L-M структура) (рис. 4.3.4,*а* и *в*). Пространственная протяженность этой области хорошо согласуется со значением, наблюдаемым на рис. 4.3.3 для условно-осредненных осциллограмм скорости. Однако, насколько известно, в литературе не встречается упоминание о крупномасштабной области ускоренного течения (Н-M структуры), расположенной за областью ОПТ и занимающей большую часть потока, берущей начало в пристеночной области ТПС на расстоянии $x^+ \approx 700$ выше по потоку и простирающейся на расстояние $x^+ \approx 500$ ниже по течению от области ОПТ. Этот факт объясняет наблюдения авторов работы [179], касающиеся того, что большинство событий ОПТ возникают под крупномасштабными Н-M структурами. В то же время над областью ОПТ также могут наблюдаться крупномасштабные L-M структуры, хотя и реже, что также подтверждает результаты работы [179].

Итак, наблюдается взаимодействие крупномасштабных областей течения (L-M и Н-M) через некоторую границу раздела между ними. Согласно широко принятому механизму образования пристеночной турбулентности [310,328,399–401], такой вид взаимодействия приводит к сильному сдвиговому слою на границе раздела, развивающемуся сначала в пристеночные поперечные вихри, а затем в подковообразные вихри из-за потери устойчивости этого сдвигового слоя, как схематично показано на рис. 4.3.5. На рис. 4.3.4,*а* и *б* можно увидеть пристеночную вихревую структуру, вызывающую событие ОПТ на границе между L-M и Н-M структурами. Однако, согласно работе [310], можно было бы ожидать цепочку подковообразных вихревых структур вдоль границы раздела, как схематично показано на рис. 4.3.5, которых не удастся обнаружить на усредненных полях скорости из-за эффекта размытия вихревых структур с различными пространственно-временными масштабами, растущими по мере удаления от стенки.

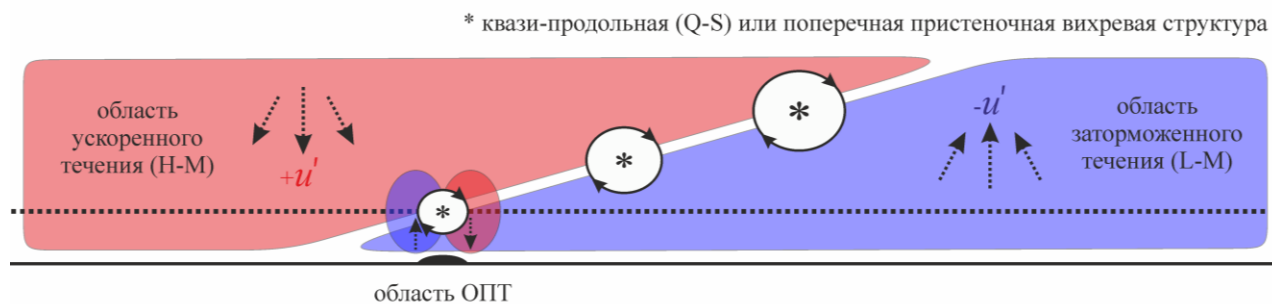


Рисунок 4.3.5. Иллюстрация механизма формирования события ОПТ в центральной области стенки канала.

На рис. 4.3.6 показано мгновенное поле завихренности ω_z^+ в плоскости x - y , на котором видно образование сразу двух событий ОПТ, сформированных двумя пристеночными вихревыми структурами, расположенными непосредственно над областями ОПТ. Как видно из рис. 4.3.6, эти вихревые структуры включены в цепочку следующих друг за другом подковообразных вихревых структур. Такая картина течения, когда формируется сразу несколько областей ОПТ, следующих друг за другом, не является уникальной и представляет собой довольно частое событие. Подтверждением этому служит тот факт, что на рис. 4.3.4,в, на котором изображено условно-осредненное поле продольной составляющей вектора касательного напряжения, наблюдаются два дополнительных локальных минимума в точках с координатами $(x^+, z^+) \approx (-75, 0)$ и $(x^+, z^+) \approx (100, 0)$. Другим подтверждением этому являются осциллограммы скорости, представленные на рис. 4.3.2, на которых можно увидеть волнообразный характер изменения u^+ и v^+ на различных расстояниях от стенки с множественным чередованием зон заторможенного потока в вязком подслое, что как численно, так и экспериментально подтверждает существование такого сценария. Временной интервал между локальными минимумами продольной составляющей вектора скорости в вязком подслое (рис. 4.3.2) варьируется в диапазоне $5 < t^+ < 10$. С учетом конвективной скорости $U^+ \approx 10$ вихревых структур, «живущих» в буферной области ТПС и являющихся причиной замедления пристеночной области потока, в том числе возникновения событий ОПТ, эти вихревые структуры расположены друг от друга на расстоянии x^+ от 50 до 100, что

соответствует положениям локальных минимумов, изображенных на рис. 4.3.4,в. Таким образом, основная идея описанного сценария состоит в том, что типичная цепочка следующих друг за другом вихревых структур, как показано на рис. 4.3.6, не приводит к систематическому формированию последовательных событий ОПТ, однако они вносят вклад в условно-осредненные поля, что объясняет, например, наличие локальных минимумов, наблюдаемых на рис. 4.3.4,в.

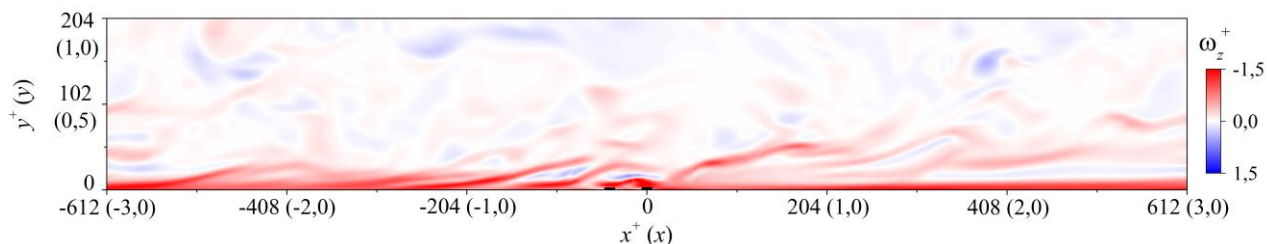


Рисунок 4.3.6. Мгновенное поле поперечной составляющей вектора завихренности. Течение слева направо. Черные прямоугольники, расположенные в точках с координатами $(x^+, y^+) = (0, 0)$ и $(-60, 0)$, условно ограничивают области ОПТ.

Итак, на примере полностью развитого турбулентного течения в канале квадратного поперечного сечения, экспериментально с использованием PIV с высоким пространственно-временным разрешением и численно с использованием DNS было исследовано явление ОПТ при относительно низких числах Рейнольдса $204 < Re_\tau < 672$. Обнаружено сходство между условно-осредненными осциллограммами скорости, полученными экспериментально и численно. Насколько известно, это первое экспериментальное наблюдение явления ОПТ при таких низких числах Рейнольдса. В дополнение к механизму формирования ОПТ, предложенному в работе [356], согласно которому он связан с крупномасштабными L-M структурами, расположенными ниже по потоку относительно области ОПТ, была обнаружена крупномасштабная H-M структура, расположенная выше по потоку относительно области ОПТ, с формированием некоторой границы между этими крупномасштабными областями потока. В результате взаимодействия этих областей потока формируется сильный сдвиговой

слой на границе их раздела, развивающийся из-за потери устойчивости сначала в пристеночные поперечные вихревые структуры, а затем в цепочку подковообразных вихревых структур, из которых наиболее близкие к стенке индуцируют событие ОПТ. Причем зарождающаяся подковообразная вихревая структура и событие ОПТ имеют тенденцию возникать в хвостовой части крупномасштабной L-M структуры. Сходство картины течения ниже по потоку от области ОПТ, полученной при числе Рейнольдса $Re_\tau = 204$ (рис. 4.3.4) с аналогичными полями, полученными Chin *et al.* [355] при $Re_\tau = 1000$ и Cardesa *et al.* [180] при $550 \leq Re_\tau \leq 2000$, предполагает общность предлагаемого механизма. При этом не удалось обнаружить механизмы, описанные в работе [356], что, возможно, связано с влиянием других параметров потока, например, положительного продольного градиента давления.

Показана возможность формирования двух идущих друг за другом событий ОПТ. Визуализация мгновенного поля течения, связанного с этими событиями, демонстрирует вовлечение двух последовательных вихревых структур, расположенных непосредственно над областями ОПТ и включенных в цепочку идущих друг за другом вихревых структур, напоминающих подковообразные структуры. Такая картина течения объясняет модуляцию продольной и нормальной к стенке составляющих вектора скорости и, следовательно, многократное чередование областей заторможенного и ускоренного течения в вязком подслое ТПС. Однако в большинстве случаев, в которых наблюдается торможение потока в пристеночной области, формирование событий ОПТ не наблюдается. Это объясняется тем, что области потока, которые потенциально могут привести к формированию событий ОПТ, недостаточно сильно заторможены в буферной и логарифмической областях ТПС [402]. Предлагаемый механизм формирования ОПТ объясняет два локальных минимума, наблюдаемых в осредненном поле продольной составляющей вектора касательного напряжения на стенке ниже и выше по потоку относительно области ОПТ.

4.4. Явление обратного пристеночного течения в углах канала квадратного поперечного сечения

До сих пор исследование явления ОПТ ограничивалось каноническими течениями, такими как течение в круглых [181,355,358,360], щелевых [179,180,347,348,358] и квадратных [342] каналах, а также ТПС с нулевым [13,182,351] и положительным [350,356] продольным градиентом давления. Подробный анализ литературных данных показывает, что даже для таких простых случаев течения механизм возникновения ОПТ и их пространственно-временные характеристики сильно зависят от числа Рейнольдса и продольного градиента давления, оказываясь в некоторых случаях разными и даже противоречивыми. В данном разделе диссертации внимание сосредоточено на турбулентном течении сплошной среды в канале квадратного поперечного течения, который принципиальным образом отличается от других случаев наличием боковых стенок. Особенностью течения в канале квадратного поперечного сечения является формирование вторичных течений 2-го рода по Прандтлю [403] в углах канала, характеризующихся наличием ненулевых значений средних поперечных составляющих скорости V и W поперек основного течения. Такое течение является результатом анизотропности турбулентности, точнее, нормальных напряжений Рейнольдса $\overline{v'v'}$, $\overline{w'w'}$ и $\overline{v'w'}$, которые, в свою очередь, уравниваются поперечным градиентом давления, приводящими к возникновению осредненного течения от ядра потока к углу канала [397,404–407]. Подробный анализ исследований вторичных течений в угловых конфигурациях можно найти в работах [408,409].

В качестве инструмента исследования рассматривается DNS-моделирование турбулентного течения при числе Рейнольдса $Re_\tau = 204$, описанного в разделе 4.2.1 диссертации. Наряду с хорошим согласованием профилей продольной составляющей средней скорости и ее турбулентных пульсаций в вертикальной плоскости симметрии канала с результатами других авторов (рис. 4.2.7), на рис. 4.4.1,*a* также можно увидеть хорошее согласие распределения касательного напряжения на стенке с данными работы [389], полученными при аналогичных

вычислениях с близкими значениями Re_τ . На рис. 4.4.1,б показано распределение вероятности ОПТ вдоль поперечного направления стенки по сравнению с аналогичными данными, полученными в щелевом канале в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_\tau = 180 - 1000$ [179]. Как и ожидалось, вероятность сохраняет примерно постоянное значение в центральной области стенки ($0 < z/H < 0,5$). Затем вероятность неожиданно уменьшается больше чем на порядок по мере удаления от центральной линии стенки в поперечном направлении и резко возрастает до $\sim 12\%$ при приближении к углу канала.

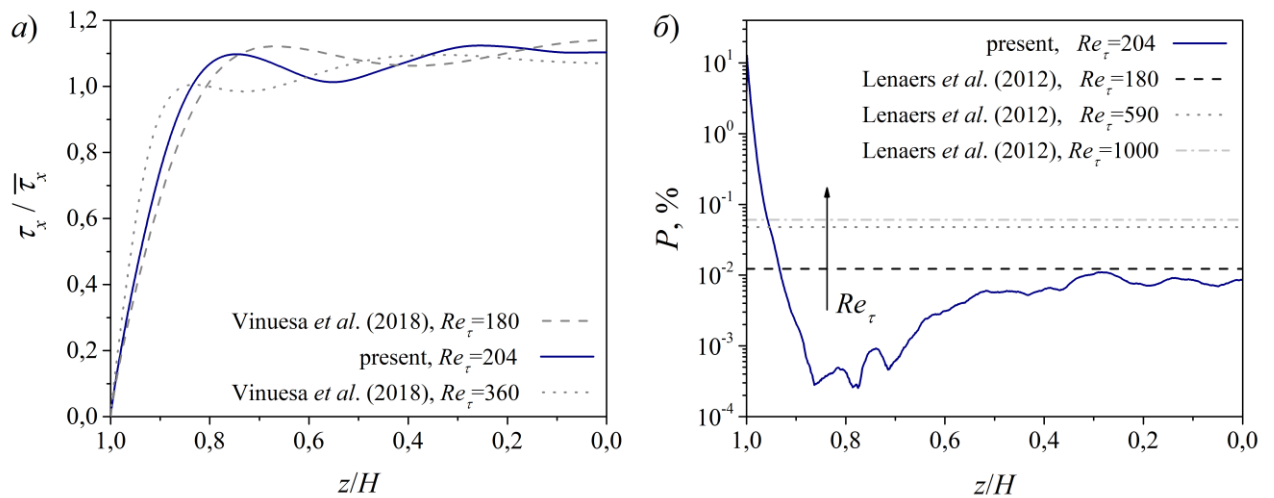


Рисунок 4.4.1. (а) Распределение продольной составляющей вектора касательного напряжения на стенке, нормированной к усредненному по периметру канала значению, и (б) вероятности ОПТ вдоль поперечного направления z по сравнению с данными Vinuesa *et al.* [389] и Lenaers *et al.* [179], полученными для квадратного и щелевого каналов соответственно. Стрелка указывает на увеличение числа Рейнольдса.

Хотя при рассматриваемом числе Рейнольдса ($Re_\tau = 204$) достижение высокого пространственного разрешения при DNS-моделировании не является проблемой по сравнению с более высокими числами Рейнольдса, возникновение областей ОПТ является довольно редким событием ($P \sim 10^{-2}\%$), требуя вычислений в течение большого периода времени T_m для набора соответствующей статистики. Проблема становится более выраженной при рассмотрении потока в

канале квадратного поперечного сечения. В этом случае вероятность ОПТ не может быть проинтегрирована по поперечному направлению z к стенке из-за неравномерного распределения вероятности ОПТ вдоль этого направления. Несмотря на довольно большой рассматриваемый период времени $T_m^+ = 3308$ (табл. 4.2.1), на рис. 4.4.1,б всё же наблюдается неравномерное распределение вероятности в пристеночной области ($0 < z/H < 0,5$), что указывает на недостаточную выборку в этой области. Тем не менее, это не повлияет на дальнейшие результаты и рассуждения, поскольку внимание в основном будет сосредоточено на событиях ОПТ, возникающих в углах канала, где вероятность ОПТ достигает своего стационарного значения.

Таблица 4.4.1. Коэффициенты асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2 пульсаций продольной составляющей вектора касательного напряжения в разных местах вдоль стенки.

z/H	0	0,5	0,7	0,8	0,9	0,95	1
γ_1	1,04	1,14	0,67	0,69	1,23	0,61	– 0,15
γ_2	4,55	5,00	3,74	4,09	7,49	5,87	9,10

Согласно результатам предыдущего раздела диссертации, события ОПТ генерируются сильными поперечными вихревыми структурами, расположенными в буферной области ТПС. Разумно предположить, что, если бы такой же механизм существовал по всей области стенки канала, интенсивность этих структур и, следовательно, вероятность ОПТ снижалась бы под действием боковых стенок при приближении к углам канала, как показано на рис. 4.4.1,б в диапазоне $0,5 < z/H < 0,85$. Однако при приближении к углу канала ($0,85 < z/H < 1$) наблюдается противоположный эффект, характеризующийся возрастанием вероятности ОПТ на несколько порядков. Это позволяет предположить о существовании другого механизма, ответственного за формирование ОПТ в углах канала.

На рис. 4.4.2 представлены плотности вероятности (PDF – Probability Density Function) продольной составляющей вектора касательного напряжения τ_x' в различных положениях на стенке вдоль поперечного направления z . PDF в центральной части стенки ($z/H = 0$) согласуется с результатами работы [179], полученными для щелевого канала, с небольшим отклонением в области отрицательных значений τ_x' , возможно из-за влияния стенок. В табл. 4.4.1 представлены коэффициенты асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2 , определяемые согласно выражениям:

$$\gamma_1 = \frac{\mu_3}{\tau_{x, rms}^3} \text{ и } \gamma_2 = \frac{\mu_4}{\tau_{x, rms}^4}. \quad (4.4.1)$$

где μ_3 и μ_4 – третий и четвертый центральные моменты, $\tau_{x, rms}$ – среднеквадратическое отклонение продольной составляющей вектора касательного напряжения от ее среднего значения. Положительное значение коэффициента асимметрии ($\gamma_1 = 1,04$) указывает на то, что события τ_x' являются преимущественно положительными, а высокое значение коэффициента эксцесса ($\gamma_2 = 4,55$) указывает на повышенную вероятность как отрицательных, так и положительных экстремальных, т.е. наиболее интенсивных, событий τ_x' . В работах [179,351] было показано, что вероятность этих экстремальных событий становится выше с увеличением числа Рейнольдса, что согласуется с увеличением вероятности ОПТ при увеличении числа Рейнольдса (рис. 4.3.1,а). Тем не менее, вклад этих экстремальных событий в среднее значение касательного напряжения на стенке пренебрежимо мал из-за малой вероятности их возникновения. Очевидно, что основной вклад в среднее значение касательного напряжения на стенке вносят другие, более частые, но менее интенсивные события.

Хотя связь между отрицательными значениями τ_x и событиями ОПТ хорошо установлена для турбулентных течений в круглых [360] и щелевых [179] каналах, а также ТПС [353], ожидается, что эта связь будет другой для турбулентного течения в канале квадратного поперечного сечения. Распределение плотности вероятности τ_x' (рис. 4.4.2) остается примерно таким же в диапазоне $0 < z/H < 0,5$ наряду с почти такой же вероятностью ОПТ в той же области стенки (рис. 4.4.1,б).

Это указывает на сходство механизма формирования ОПТ в центральной области стенки при течении в квадратных каналах с механизмом, наблюдаемым в щелевых каналах. Однако доля как положительных, так и отрицательных высоких значений τ_x' изменяется по мере приближения к углам канала (рис. 4.4.2). Вероятность возникновения событий $\tau_x' < 0$ становится выше по мере приближения к углу канала, достигая в окрестности угла приблизительно такого же значения, как вероятность возникновения событий $\tau_x' > 0$. На это указывает отрицательное значение коэффициента асимметрии ($\gamma_1 = -0,15$) при $z/H = 1$ (табл. 4.4.1). В два раза большее значение коэффициента эксцесса ($\gamma_2 = 9,1$) при $z/H = 1$ (табл. 4.4.1) указывает на повышенную вероятность возникновения событий как $\tau_x' < 0$, так и $\tau_x' > 0$. Это становится наиболее заметным для событий $\tau_x' < 0$, максимальное отрицательное значение которых увеличивается почти в 3 раза с -5 до -15 при почти неизменном значении вероятности их возникновения.

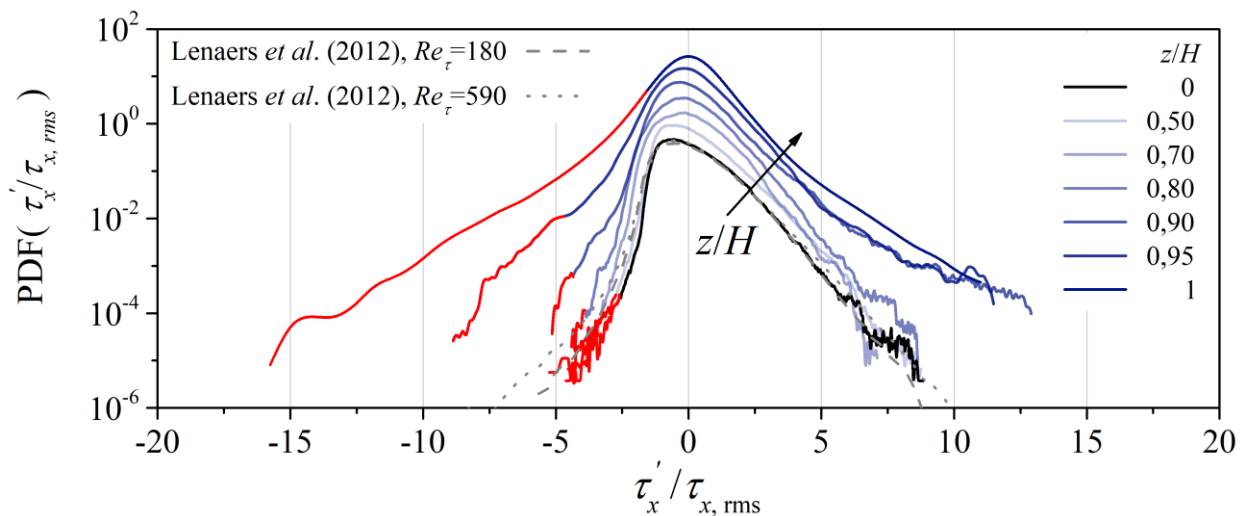


Рисунок 4.4.2. Плотность вероятности продольной составляющей вектора касательного напряжения, нормированная по локальному среднеквадратическому значению соответствующих флуктуаций в различных положениях вдоль z . Кривые смещены вверх по вертикали для репрезентативности. Плотность вероятности при $z/H = 0$ сравнивается с аналогичными данными Lenaers *et al.* [179] для щелевого канала. Участки кривых, соответствующих событиям ОПТ, окрашены в красный цвет.

На рис. 4.4.3,а показаны треки областей ОПТ, полученные на одной из стенок ($y = -1$) канала за весь период времени T_m . Алгоритм трекинга подробно описан в разделе 4.2.1 диссертации. Интересно, что все треки наблюдаются либо в центральной области стенки ($-0,8 < z/H < 0,8$), либо в непосредственной близости к углам канала, в то время как в диапазонах $0,8 < z/H < 0,95$ и $-0,8 > z/H > -0,95$ треки не наблюдаются. Вероятно, этот эффект связан со вторичным течением, возникающим в угловой конфигурации канала, наблюдаемым на рис. 4.4.3,б в виде повышенного значения поперечной составляющей вектора касательного напряжения на стенке ($z/H = \pm 0,7$). Однако следует отметить, что в этих областях на других стенках канала всё же были обнаружены некоторые «слабые» треки, что объясняет ненулевое значение вероятности в этой области (рис. 4.4.1,б). Предполагая, что механизмы формирования ОПТ различные в этих областях, разделим всю область стенки $-1 < z/H < 1$ на две подобласти, которые в дальнейшем будем называть «центральной областью» для $-0,8 < z/H < 0,8$ и «угловой областью» для $0,8 < z/H < 1$ и $-0,8 > z/H > -1$, как показано на рис. 4.4.3.

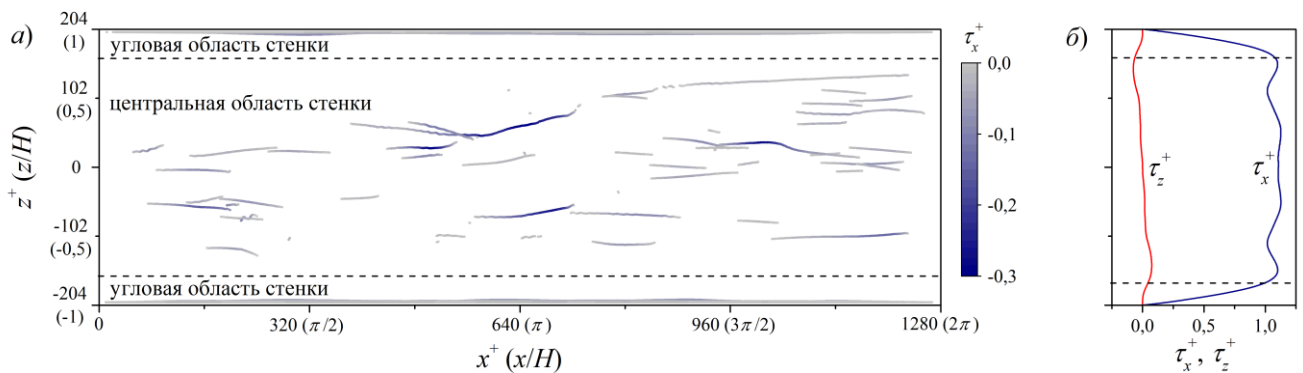


Рисунок 4.4.3. (а) Треки областей ОПТ на нижней стенке канала ($y = -1$). Цветом указана интенсивность ОПТ, то есть значение продольной составляющей вектора касательного напряжения на стенке, осредненное по всей области ОПТ. (б) Распределение продольной τ_x^+ и поперечной τ_z^+ составляющих вектора касательного напряжения на стенке в поперечном направлении z .

Реализованная процедура трекинга областей ОПТ позволяет провести анализ времени жизни T_{life}^+ и длины пройденного пути s_{life}^+ каждого события ОПТ

вдоль соответствующего трека. Гистограмма времени жизни T_{life}^+ по всему набору обнаруженных треков показана на рис. 4.4.4. Видна заметная разница в количестве треков и времени жизни между событиями ОПТ, возникающими в центральной и угловой областях стенки: среднее время жизни 1308 событий ОПТ, обнаруженных в угловой области, $\overline{T_{life}^+} = 17$ по сравнению с $\overline{T_{life}^+} = 6$ для 197 событий, обнаруженных в центральной области стенки. Таким образом, события, наблюдаемые в углах канала, появляются чаще, «живут» дольше и проходят большее расстояние за время их жизни.

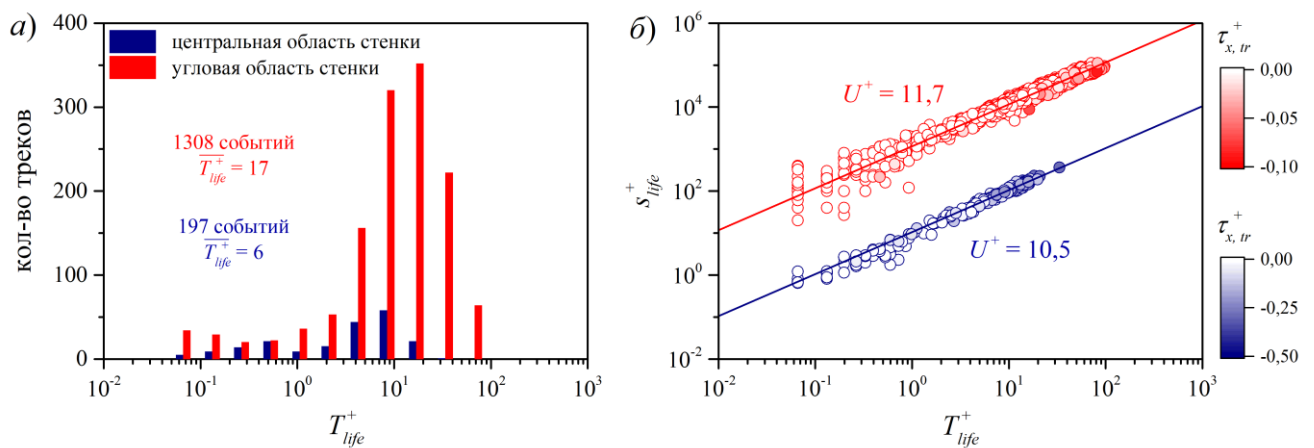


Рисунок 4.4.4. (а) Гистограммы времени жизни T_{life}^+ событий ОПТ в центральной ($-0,8 < z/H < 0,8$) и угловой ($-0,8 > z/H > -1$ и $0,8 < z/H < 1$) областях стенки. (б) Длина пройденного пути s_{life}^+ области ОПТ в зависимости от времени ее жизни T_{life}^+ . Длины треков s_{life}^+ , наблюдаемых 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.

Аналогично наблюдениям Cardesa *et al.* [180], на рис. 4.4.4,а можно увидеть более высокую вероятность ОПТ для треков, возникающих в центральной области стенки. При этом время жизни областей ОПТ в основном варьируется в

диапазоне $3 < T_{life}^+ < 20$. Cardesa *et al.* [180] также наблюдали резкое увеличение количества треков, характеризующихся меньшим временем жизни ОПТ ($T_{life}^+ < 1$) и возникающих в несколько раз чаще, чем ОПТ с временем жизни $T_{life}^+ \approx 10$. Они предположили, что это увеличение является нефизическим и связано с низким временным разрешением их данных. В отличие от наблюдений Cardesa *et al.* [180], на рис. 4.4.4,а такое увеличение количества мало живущих треков не наблюдается, что можно объяснить следующим образом. Для этого сначала следует обратить внимание на то, что первая точка на гистограмме соответствует трекам с временем жизни $T_{life}^+ = 0,066$, которое равно двум безразмерным шагам по времени ($2\Delta t^+ = 0,066$) в DNS. Это время жизни примерно в 3 раза меньше, чем в работе [180] и, если ограничить гистограмму временем жизни на отметке $T_{life}^+ = 0,3$, как в работе [180], то можно было бы увидеть аналогичное увеличение количества треков с более коротким временем жизни, хотя и меньшим, чем в работе [180]. Тем не менее, это не объясняет большое количество коротких треков на гистограмме.

Чтобы выяснить, откуда берется такое большое количество коротких треков, необходимо вспомнить, что события ОПТ вызваны вихревыми структурами, существующими в буферной области ТПС (см. предыдущий раздел диссертации). Интуитивно понятно, что, чем больше интенсивность этих вихрей и чем ближе они к стенке, тем больше интенсивность вызванного ОПТ и тем больше его время жизни и длина пути. И, наоборот, интенсивность ОПТ ниже, а время жизни и длина пройденного пути короче для более слабых вихрей, вызывающих события ОПТ. На рисунке 4.4.4,б видна корреляция времени жизни треков с длиной их пути. Более того, на рис. 4.4.4,б видно, что в среднем интенсивность событий ОПТ имеет тенденцию к увеличению с увеличением их времени жизни и, следовательно, длины пути. Далее представим, что одна из вихревых структур вызывает событие ОПТ, характеризующееся очень маленьким отрицательным значением τ_x , так что через некоторый короткий промежуток времени это отрицательное значение может по какой-либо причине измениться на положительное, а затем оно может снова измениться на отрицательное и т.д. по

аналогии с игрой «блинчики». Таким образом, одна и та же вихревая структура может вызвать несколько событий ОПТ подряд с различными временами их жизни, так что в течение короткого периода времени может быть индуцировано сразу несколько коротких треков, характеризующихся низкой интенсивностью. Таким образом, можно заключить, что увеличение количества коротких треков является скорее физической закономерностью, чем нефизическим.

Тангенс угла наклона линий, показанных на рис. 4.4.4,б, соответствует средней конвективной скорости вихревых структур, вызывающих события ОПТ. То, что они равны 10,5 и 11,7 в координатах закона стенки для событий, возникающих в центральной и угловой областях, соответственно, позволяет предположить, что в обоих случаях эти вихревые структуры расположены в буферной области ТПС. На рис. 4.4.5,б и 4.4.5,г представлены условно-осредненные поля $\langle \tau_x' \rangle^+$ и $\langle \tau_z' \rangle^+$, соответственно, полученные для событий, возникающих в угловой области стенки. Для удобства сравнения на рис. 4.4.5,а и 4.4.5,в представлены аналогичные поля, полученные для событий, возникающих в центральной области стенки. Процедура условного усреднения проводилась согласно выражению (4.3.1).

Поля $\langle \tau_x' \rangle^+$, показанные на рис. 4.4.5,а и 4.4.5,б для событий ОПТ, возникающих в центральной и угловой областях стенки, соответственно, принципиальным образом отличаются друг от друга, а именно, крупномасштабная L-М структура, наблюдаемая на рис. 4.4.5,а ниже по потоку относительно области ОПТ, не наблюдается на рис. 4.4.5,б. Вместо этого в среднем события ОПТ преимущественно наблюдаются в области потока, характеризующейся движением жидкости от угла канала к центральной области стенки, как показано на рис. 4.4.5,г. Поле $\langle \tau_z' \rangle^+$, показанное на рис. 4.4.5,г, в целом похоже на поле, показанное на рис. 4.4.5,в, с той разницей, что оно имеет несимметричную форму и более низкую интенсивность в окрестности угла канала, что можно объяснить влиянием боковых стенок. Однако детальный анализ процессов, формирующих такие поля, показывает, что механизмы их образования различны. Согласно работам [179,360], причудливая форма поля

$\langle \tau_z' \rangle^+$, наблюдаемая на рис. 4.4.5, в, является результатом наложения двух полей, образованных пристеночными вихревыми структурами, наклоненными под положительным и отрицательным углами к продольному направлению x в плоскости, параллельной стенке (в рассматриваемом случае x - z). Важно отметить, что в случае щелевого канала или центральной области стенки канала квадратного поперечного сечения эти противоположно вращающиеся вихревые структуры равновероятны. Это также относится к угловой области стенки в квадратном канале, но с той разницей, что в этом случае вихри, вращающиеся в противоположных направлениях, движутся к углу канала с двух прилегающих друг к другу стенок канала.

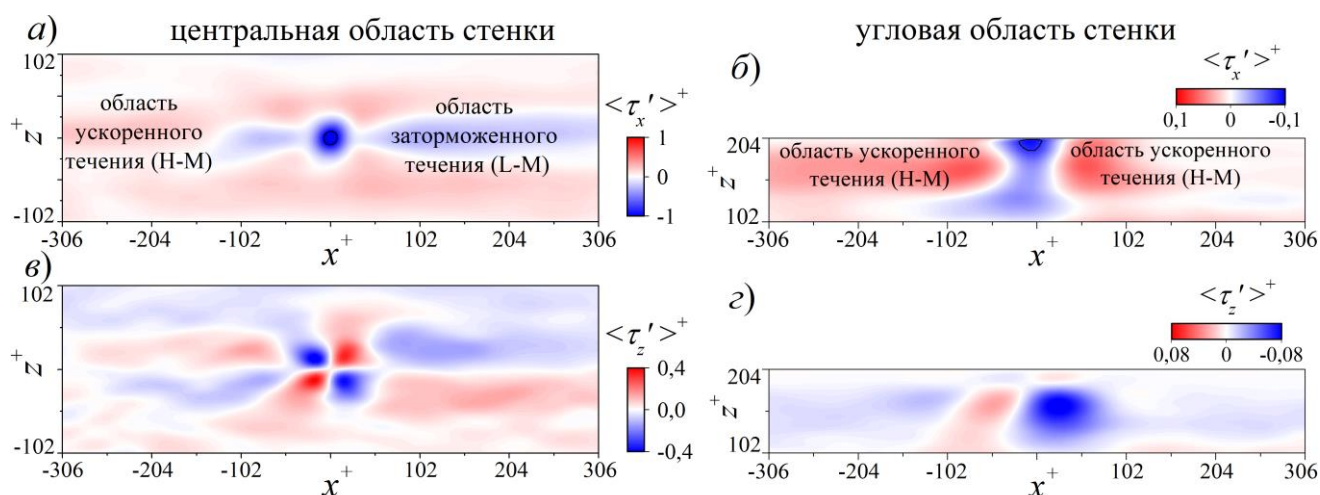


Рисунок 4.4.5. Условно-осредненные поля продольной (а, б) и поперечной (в, г) составляющих вектора касательного напряжения на стенке за вычетом соответствующих локальных средних значений. При осреднении все области ОПТ условно центрированы своими максимальными отрицательными значениями в точке с координатами $(x, y) = (0, 0)$. Черные контуры на рисунках (а) и (б) указывают на границы области ОПТ.

Чтобы исследовать структуру потока, связанную с событиями ОПТ, возникающими в углах канала, были вычислены, согласно условию (4.3.1), условно-осредненные поля средней скорости. При этом с целью определения значимой картины течения накладывалось дополнительное условие,

учитывающее направление вращения когерентной вихревой структуры, расположенной в окрестности угла канала. Для этого при необходимости соответствующее мгновенное поле скорости зеркально отображалось относительно биссектрисы угла канала, обеспечивая вращение этих вихревых структур в одном и том же направлении. Направление вращения вихря определялось интегрированием продольной составляющей вектора завихренности по одной шестнадцатой части поперечного сечения канала, проходящей через область ОПТ. Определенные таким образом условно-осредненные поля скорости затем использовались при расчете продольной составляющей вектора завихренности и λ_2 -критерия [410]. Результаты этой процедуры усреднения по 1308 независимым событиям ОПТ показаны на рис. 4.4.6, на котором видно наличие ориентированной в продольном направлении вихревой структуры в окрестности области ОПТ. Примечательно, что ее положение в пространстве несимметрично относительно биссектрисы угла канала (в данном случае $y/H \approx 0,2$ и $z/H \approx 0,12$ от области ОПТ), что указывает на то, что она исходит с одной из двух стенок, примыкающих к углу, а не со стороны ядра потока. Если сравнить векторные поля скорости при $x/H = 0$ и $x/H = \pm 1$, то можно увидеть, что в среднем эта вихревая структура прижимается к углу канала в области ОПТ ($x/H = 0$) под действием какого-то движения потока со стороны ядра потока к углу канала. Как и в предыдущем разделе, источник такого движения не может быть четко определен из усредненных полей из-за эффекта размытия, возникающего в результате процедуры усреднения, и поэтому необходим дополнительный анализ мгновенных полей.

На рис. 4.4.7 показана эволюция пространственной структуры течения, возникающей при формировании одного из событий ОПТ в одном из углов канала, на котором можно увидеть его взаимодействие с дальней областью потока. На рис. 4.4.7 слева представлены пять полей течения с равным интервалом по времени, причем момент времени $t_1^+ = 0$ соответствует моменту «зарождения» одного из событий ОПТ. Следующие три поля демонстрируют дальнейшую эволюцию поля течения. Отслеживаемое событие ОПТ «умирает» в

момент времени $t_4^+ < t^+ < t_5^+$. После этого генерируется еще одно событие ОПТ, которое можно увидеть в момент времени $t_5^+ = 46,56$. В целом картины течения, показанные на рис. 4.4.7, подтверждают существование вихревой структуры вблизи угла канала. В данном конкретном случае эта вихревая структура прижимается к углу канала другой ориентированной в продольном направлении вихревой структурой, расположенной немного дальше от угла канала. Впоследствии объем жидкости, сосредоточенный у угла канала, вытесняется ближайшей вихревой структурой, индуцируя при этом событие ОПТ в углу канала.

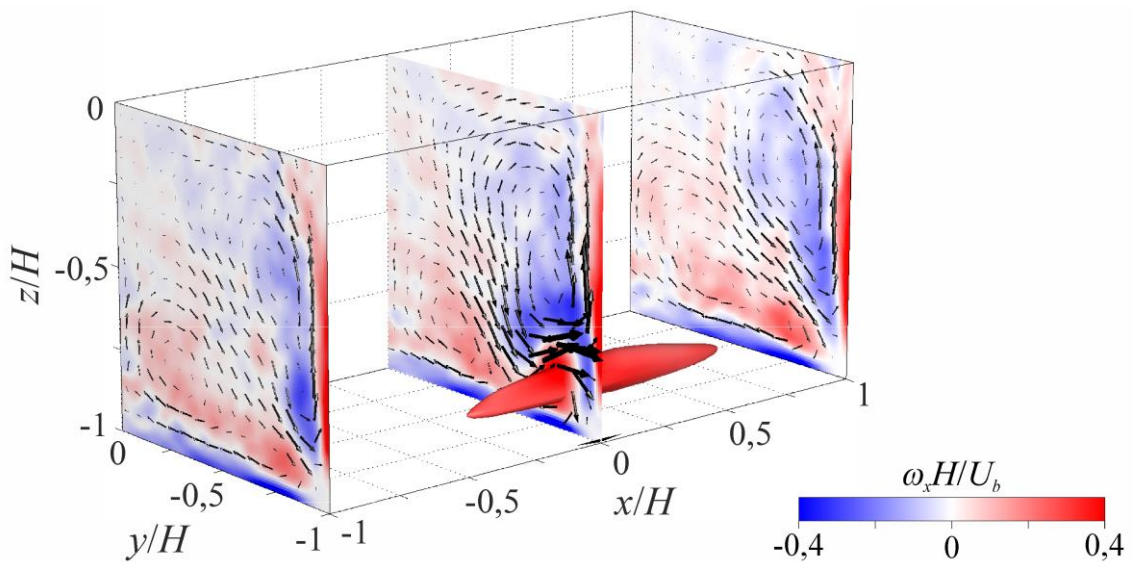


Рисунок 4.4.6. Визуализация условно-осредненного поля течения, иллюстрирующая формирование ОПТ в углах канала квадратного поперечного сечения. Изоповерхность $\lambda_2 = -0,06$ окрашена по величине продольной составляющей вектора завихренности ω_x . Черная изоповерхность в окрестности $(0, -1, -1)$ обозначает область ОПТ ($u < 0$). В плоскостях $x/H = 0$ и $x/H = \pm 1$ приведены векторные поля скорости (желтого и серого цвета) и распределения продольной составляющей вектора завихренности ω_x . Течение слева направо.

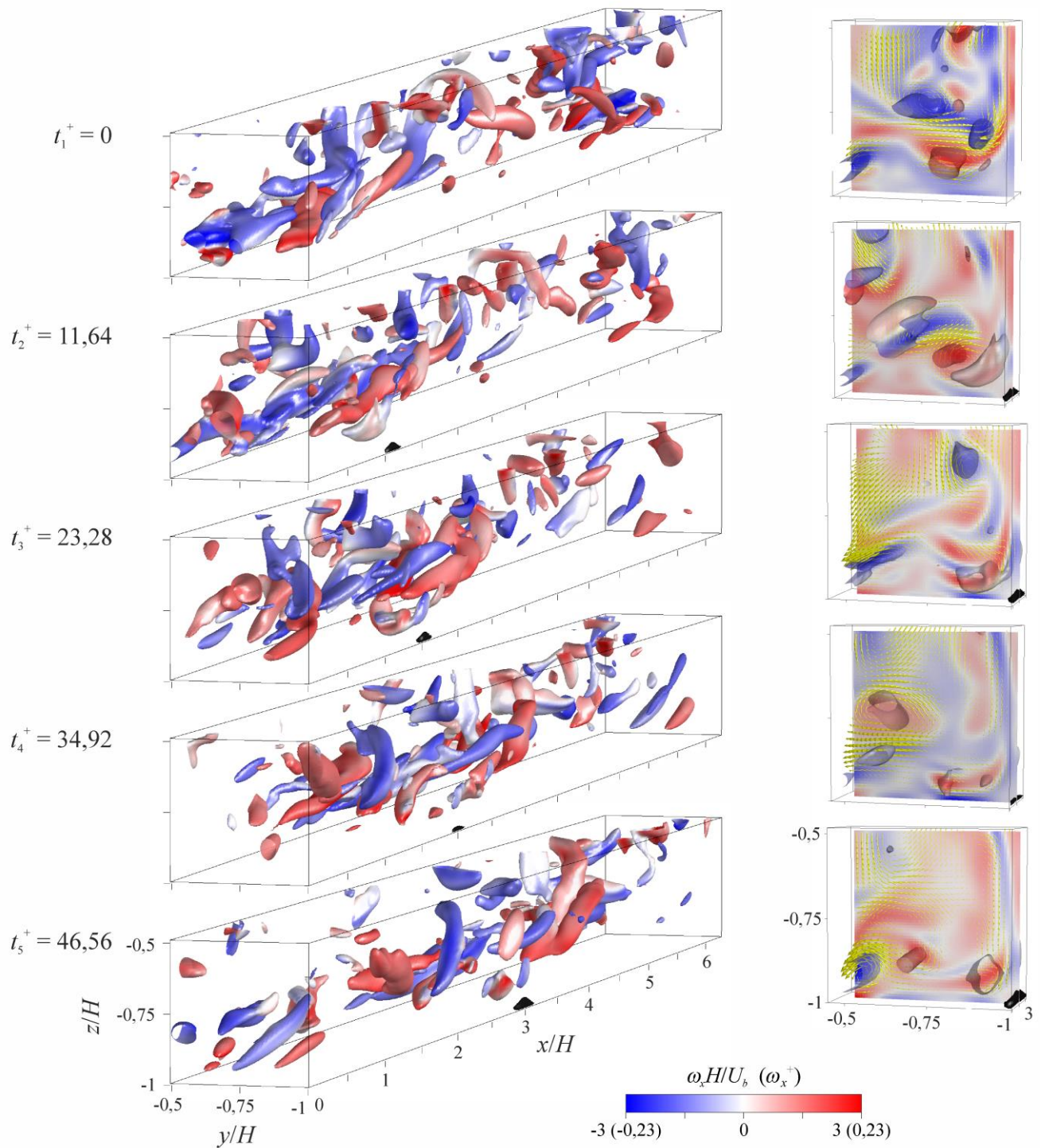


Рисунок 4.4.7. Эволюция пространственной структуры течения, иллюстрирующая механизм формирования ОПТ в одном из углов канала. Цветом изоповерхности λ_2 -критерия ($\lambda_2 = -3$) показана продольная составляющая вектора завихренности ω_x . Черная изоповерхность обозначает области ОПТ ($u < 0$). В сечениях y - z , проходящих через области ОПТ, желтым цветом показаны векторные поля скорости и распределения продольной составляющей вектора завихренности ω_x . Течение слева направо.

Для демонстрации статистической повторяемости такого рода взаимодействия на рис. 4.4.8 представлены шестнадцать выбранных случайным образом полей течения, т.е. по четыре поля для каждого из четырех углов канала, относящихся к событиям ОПТ. На этих рисунках можно наблюдать взаимодействие вихревых структур различных масштабов и ориентации. В некоторых случаях можно увидеть взаимодействие сразу нескольких вихревых структур в окрестности области ОПТ (например, рис. 4.4.8,б). В других случаях событие ОПТ сопровождается одной ориентированной в продольном направлении вихревой структурой (например, рис. 4.4.8,р). Следует, однако, отметить, что наблюдаемые структуры потока могут изменяться вдоль одного и того же трека. Тогда, например, вместо одной вихревой структуры, в другой момент времени, но вдоль того же трека, могут наблюдаться несколько взаимодействующих друг с другом вихревых структур, как показано на рис. 4.4.7. Так или иначе, общим для представленных на рис. 4.4.8 вихревых структур является то, что событие ОПТ, возникающее в углу канала, формируется в результате вращательного движения продольно ориентированной вихревой структуры. Ее положение относительно области ОПТ сильно различается по поперечному сечению канала по сравнению с ее средним местоположением (рис. 4.4.6). Интересной деталью является то, что область ОПТ, наблюдаемая в углу канала, имеет вытянутую в продольном направлении форму, а не форму эллипсоида вращения, сплюсненного в направлении нормали к стенке, наблюдаемого при исследовании явления ОПТ в щелевых каналах [179,180].

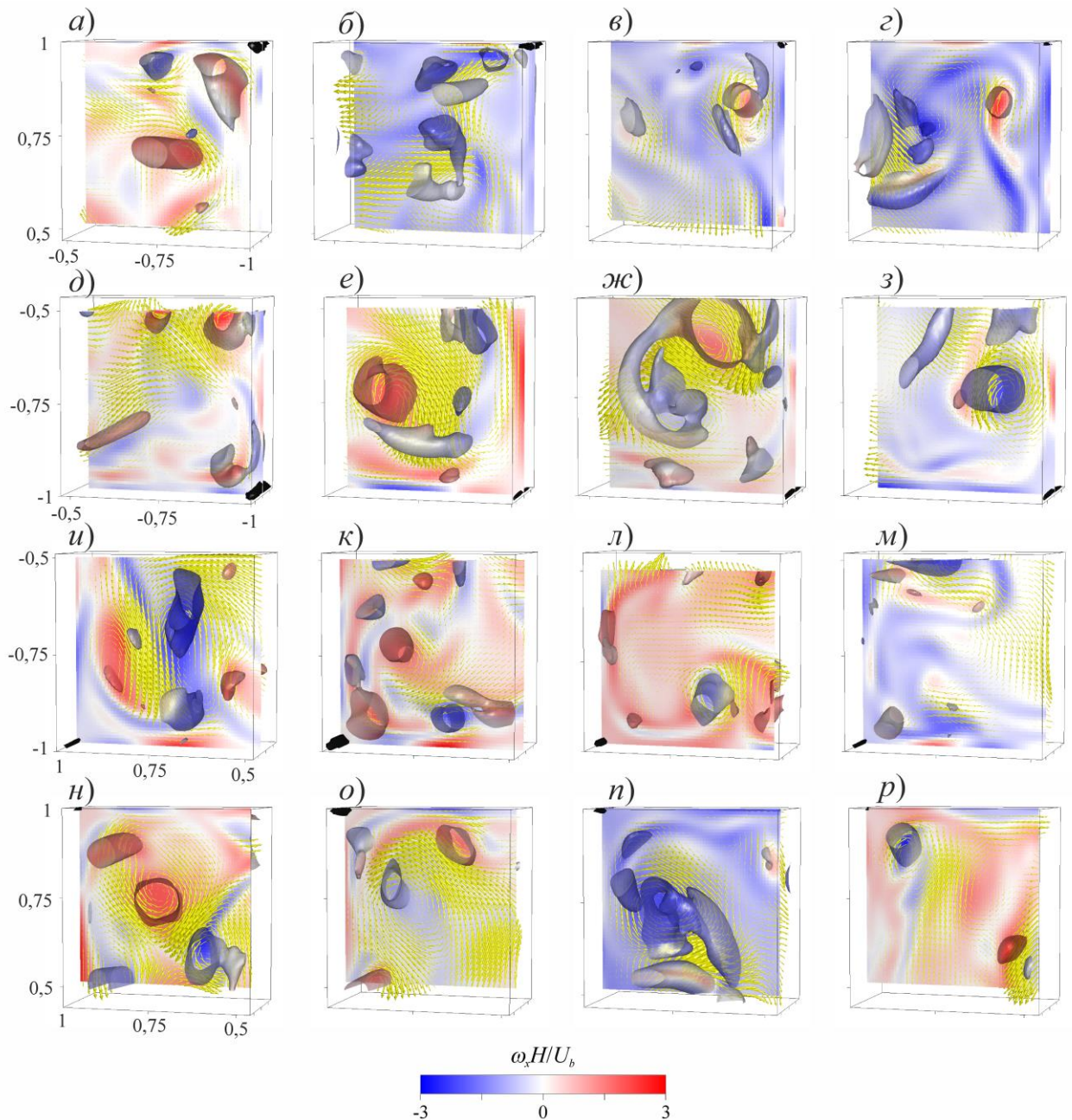


Рисунок 4.4.8. Пространственная структура течения, иллюстрирующая механизм формирования ОПТ в четырех различных углах канала для случайно выбранных событий ОПТ. Иллюстрации и обозначения организованы так, как показано на рис. 4.4.7.

Таким образом, существует концептуальная разница в механизмах формирования ОПТ в центральной и угловой областях стенки канала квадратного поперечного сечения. Согласно работам [179,180,184,342,349,354,360], события ОПТ, возникающие в центральной области стенки, вызваны сильными пристеночными вихревыми структурами, расположенными в буферной области

ТПС и представляющими собой ориентированные в поперечном направлении вихревые структуры. Что касается событий ОПТ, наблюдаемых в угловой области стенки, то они вызваны ориентированными в продольном направлении вихревыми структурами. Судя по тому, что частота появления событий ОПТ в углах канала примерно в тысячу раз выше для рассматриваемого числа Рейнольдса, чем частота их появления в центральной области канала (рис. 4.4.1,б), интенсивность этих вихревых структур не обязательно должна быть такой же высокой, как в случае ориентированных в поперечном направлении вихрей. Кроме того, на высокую вероятность ОПТ в углах канала влияет тот факт, что в среднем объем жидкости в этой области течения является более замедленным под действием вязкого трения. Следовательно, для формирования ОПТ в углу канала дополнительного усилия не требуется, в отличие от центральной области стенки, где в качестве такого усилия выступает крупномасштабная Н-М область потока (рис. 4.3.4). На рис. 4.4.9 показана принципиальная схема организации потока, иллюстрирующая механизм формирования ОПТ в центральной и угловой областях стенки канала.

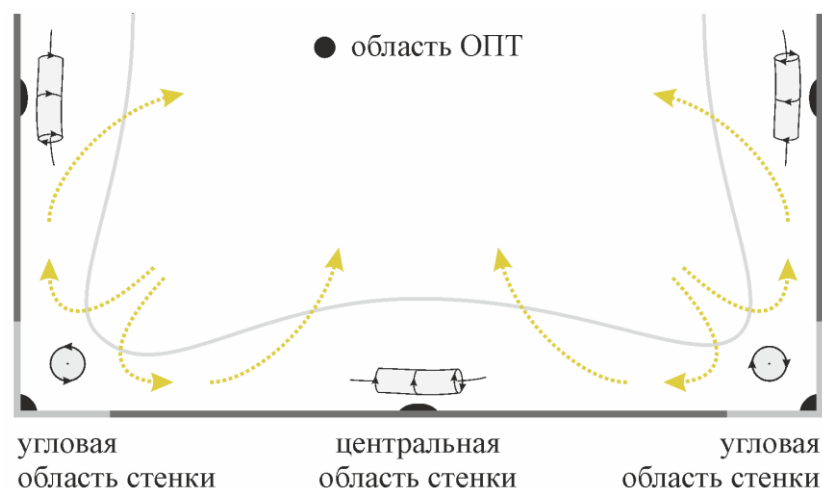


Рисунок 4.4.9. Принципиальная схема организации потока, иллюстрирующая механизм формирования ОПТ в центральной и угловой областях стенки канала квадратного поперечного сечения. Серые и желтые линии иллюстрируют организацию среднего потока, демонстрируя вторичное движение в канале [307,390].

Также было рассмотрено влияние числа Рейнольдса на события ОПТ, возникающие в углах канала. Для этого было проведено DNS-моделирование турбулентного течения в канале той же конфигурации, но при числе Рейнольдса $Re = 6300$ ($Re_\tau = 378$). Пространственная дискретизация расчетной области была той же, что использовалась при $Re = 3150$. Как можно оценить из рис. 4.2.2, умножив Δx^+ и Δz^+ на $378/204$, такая степень дискретизации остается выше «стандартной» [387], особенно при приближении к углам канала. Общее количество узлов сети превысило 10^8 . После достижения установившегося турбулентного режима течения, проводился сбор данных за период времени $T_m U_b/H = 10$, соответствующий $T_m^+ = T_m u_\tau^2/\nu = 227$.

Из рис. 4.4.10,а видно, что распределения нормированной продольной составляющей вектора касательного напряжения на стенке τ_x хорошо согласуются с данными работ [341,389]. Распределение вероятности ОПТ вдоль поперечного направления показано на рис. 4.4.10,б. В центральной области стенки ($0 < z/H < 0,8$) наблюдается увеличение вероятности ОПТ с увеличением числа Рейнольдса. Это согласуется с общей тенденцией, наблюдаемой в работах [347,350] для щелевого канала. Для угловой области стенки канала ($z/H = 1$) вероятность ОПТ увеличивается с 12,5 % для $Re_\tau = 204$ до 15,6 % для $Re_\tau = 378$, что предполагает более быстрое достижение инвариантности вероятности ОПТ от числа Рейнольдса для событий ОПТ, наблюдаемых в углах канала. Несмотря на очевидный недостаток данных для достижения статистической сходимости рассматриваемых величин, на рис. 4.4.10,б можно увидеть уменьшение вероятности ОПТ при $z/H \approx 0,9$. Эта область стенки расположена немного ближе к углу канала по сравнению с той же областью для более низкого числа Рейнольдса ($z/H \approx 0,8$ при $Re_\tau = 204$), что можно объяснить другим распределением τ_x в окрестности угла канала ($0,8 < z/H < 1$), как можно увидеть на рис. 4.4.10,а. Так или иначе, уменьшение вероятности ОПТ на расстоянии $z/H \approx 0,9$ предполагает наличие двух различных механизмов формирования ОПТ для центральной и угловой областей стенки канала.

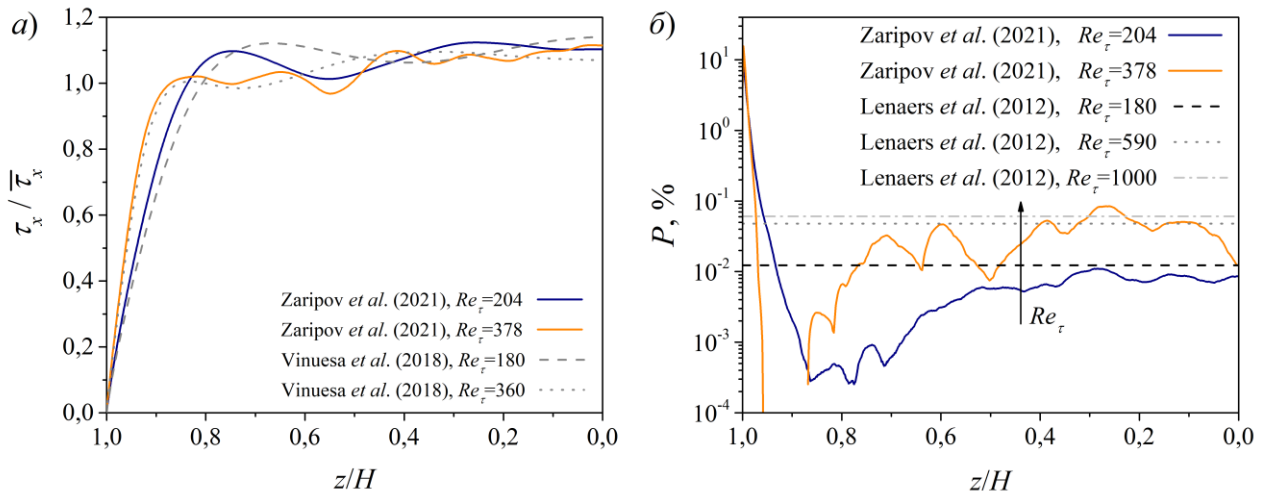


Рисунок 4.4.10. (а) Распределение продольной составляющей вектора касательного напряжения на стенке, нормированной к усредненному по периметру канала значению, и (б) вероятности ОПТ вдоль поперечного направления z по сравнению с данными работ [179,341,389]. Стрелка указывает на увеличение числа Рейнольдса.

Идентификация и трекинг областей ОПТ проводились в соответствии с подходами, изложенными в разделе 4.2.1 диссертации. На рис. 4.4.11 приводится сравнение гистограмм времени жизни T_{life}^+ событий ОПТ, возникающих в центральной и угловой областях стенки при двух числах Рейнольдса $Re_\tau = 204$ и 378. Следует отметить, что данные, полученные для течения с более низким числом Рейнольдса, были собраны за период времени $T_m^+ = 3308$ (табл. 4.2.1), что примерно в 14,6 раз больше, чем $T_m^+ = 227$ для случая $Re_\tau = 378$. Поэтому в целях сравнительного анализа гистограмм, представленных на рис. 4.4.11, количество треков, полученное для случая $Re_\tau = 378$, было предварительно умножено на 14,6.

Интересно отметить, что в течение периода времени T_m всего был обнаружен 141 независимый трек в центральной области всех четырех стенок канала и 247 треков – во всех четырех угловых областях, в то время как количество треков, обнаруженных в тех же областях стенки, значительно отличалось при $Re_\tau = 204$, то есть 197 треков было обнаружено в центральной области стенки и 1308 треков – в угловой области. Среднее время жизни обнаруженных событий также различается: $T_{life}^+ = 6$ и 17 для событий,

возникающих в центральной и угловой областях стенки при $Re_\tau = 204$ соответственно, против $T_{life}^+ = 9$ и 19 для соответствующих событий, наблюдаемых при $Re_\tau = 378$. Тангенс угла наклона линий, показанных на рис. 4.4.11,б, становится ниже с увеличением числа Рейнольдса для событий, возникающих в обеих областях стенки. Это указывает на то, что при больших числах Рейнольдса вихревые структуры, вызывающие формирование ОПТ, расположены ближе к стенке как в абсолютных, так и в относительных координатах.

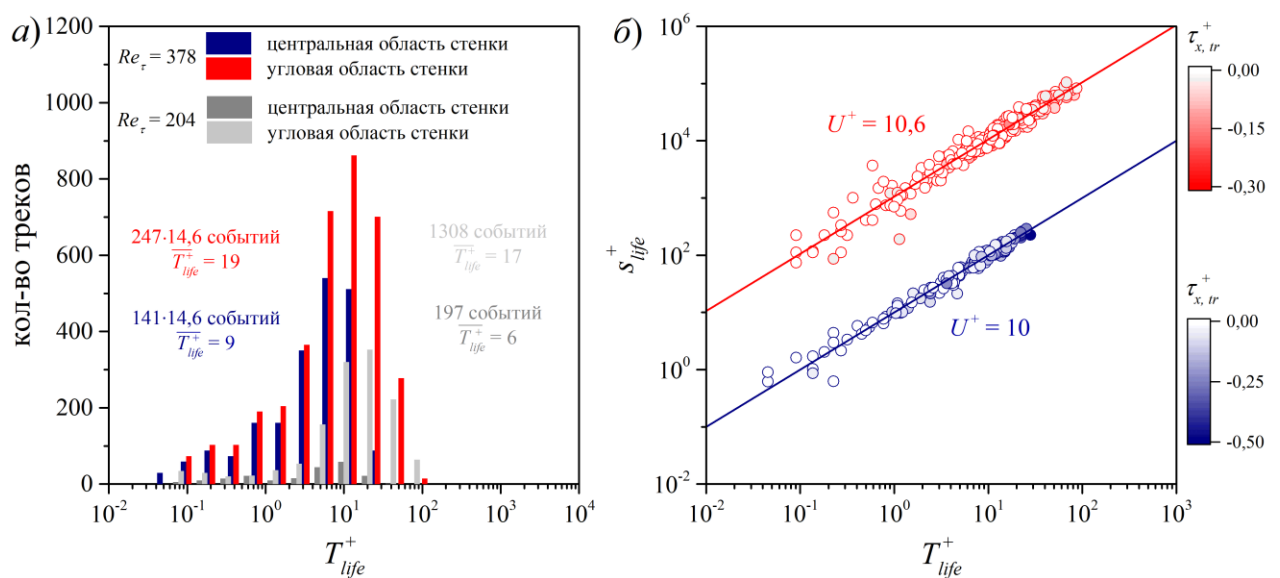


Рисунок 4.4.11. (а) Сравнение гистограмм времени жизни T_{life}^+ событий ОПТ, возникающих в центральной и угловой областях стенки при $Re_\tau = 204$ и 378. (б) Длина пройденного пути s_{life}^+ области ОПТ в зависимости от времени ее жизни T_{life}^+ . Длины треков s_{life}^+ , наблюдаемых в угловой 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.

Итак, с помощью DNS-моделирования изучено явление ОПТ, наблюдаемое в углах канала квадратного поперечного сечения при развитом турбулентном

течении сплошной среды при относительно низком числе Рейнольдса $Re_\tau = 204$. Как оказалось, вероятность возникновения ОПТ возрастает с $\sim 0,01\%$ до $\sim 12,5\%$ при приближении от центральной к угловой области стенки канала.

Анализ треков областей ОПТ показал, что события, обнаруженные в угловой области стенки, появляются чаще, «живут» дольше и проходят большее расстояние за время их жизни, чем события, обнаруженные в центральной области стенки: в рассматриваемом случае 1308 событий ОПТ со средним временем жизни $T_{life}^+ = 17$ по сравнению с 197 событиями ОПТ со средним временем жизни $T_{life}^+ = 6$. Показано, что большое количество коротких треков является скорее физическим, чем нефизическим, как считалось ранее, явлением и связано с меньшей интенсивностью вихревых структур, вызывающих ОПТ. Сильная корреляция между временем жизни области ОПТ и длиной ее пути указывает на вовлечение пристеночных вихревых структур, движущихся со средними конвективными скоростями $U^+ = 10,5$ и $11,7$ в центральной и угловой областях стенки, соответственно. Детальный анализ условно-осредненных и мгновенных полей течения выявил концептуальное различие в механизмах формирования ОПТ в этих областях.

События ОПТ, наблюдаемые в центральной области стенки канала, вызваны ориентированными в поперечном направлении вихревыми структурами, находящимися в буферной области ТПС, в то время как вихревые структуры, наблюдаемые в угловой области стенки канала, вызваны вихревыми структурами, ориентированными в продольном направлении и расположенными в окрестности угла канала. Принимая во внимание высокую частоту появления ОПТ, интенсивность этих вихревых структур не обязательно должна быть такой же высокой, как в случае поперечно ориентированных вихревых структур, вызывающих ОПТ в центральной области канала.

Аналогичное DNS-моделирование турбулентного течения в канале квадратного поперечного сечения при $Re_\tau = 378$ показало увеличение вероятности ОПТ как в центральной, так и в угловой областях стенки канала. 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 $T_{life}^+ = 19/9$. Одинаковая форма распределения вероятности ОПТ в поперечном направлении при различных числах Рейнольдса, а также сходство картин течения в окрестности области ОПТ при числах Рейнольдса $204 \leq Re_\tau \leq 2000$ [180,342,355] свидетельствуют об общности механизма формирования ОПТ как в центральной, так и в угловой областях стенки канала с увеличением числа Рейнольдса.

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 $\sim 10\%$ 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. (BAK) Zaripov D.I., Ivashchenko V.A., Mullyadzhhanov 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. (BAK) Zaripov D.I., Ivashchenko V.A., Mullyadzhhanov 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. (BAK) Bobrov M.S., Hrebtov M.Y., Ivashchenko V.A., Mullyadzhhanov R.I., Serebkin 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. (BAK) 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. (BAK) 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. (BAK) 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. (BAK) 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. (BAK) 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. (BAK) 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., Mullyadzhanov 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., Mullyadzhanov 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.

Список литературы

1. Frisch U. Turbulence: The Legacy of A.N. Kolmogorov. 1st ed. Cambridge University Press, 1996. – 312 p.
2. Raffel M., Willert Ch.E., Scarano F., Kähler Ch.J., Wereley S.T., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry. Cham: Springer International Publishing, 2018. – 668 p.
3. Mikheev N.I., Goltsman A.E., Saushin I.I., Dushina O.A. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // Exp. Fluids. – 2017. – Vol. 58, № 8, Art. 97. – 10 p.
4. Fomin N.A. Speckle Photography for Fluid Mechanics Measurements. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1998. – 258 p.
5. Sheng J., Meng H., Fox R.O. A large eddy PIV method for turbulence dissipation rate estimation // Chem. Eng. Sci. – 2000. – Vol. 55, № 20. – P. 4423–4434.
6. Piirto M., Saarenrinne P., Eloranta H., Karvinen R. Measuring turbulence energy with PIV in a backward-facing step flow // Exp. Fluids. – 2003. – Vol. 35, № 3. – P. 219–236.
7. Alekseenko S.V., Markovich D.M., Dulin V.M. Stereo PIV measurements of fine-scale turbulence statistics in a free jet flow // Proceedings of the Sixth International Symposium On Turbulence, Heat and Mass Transfer. Connecticut: Begellhouse, 2009. – 12 p.
8. Tokgoz S., Elsinga G.E., Delfos R., Westerweel J. Spatial resolution and dissipation rate estimation in Taylor-Couette flow for tomographic PIV // Exp. Fluids. – 2012. – Vol. 53, № 3. – P. 561–583.
9. Schneiders J.F.G., Scarano F., Elsinga G.E. Resolving vorticity and dissipation in a turbulent boundary layer by tomographic PTV and VIC+ // Exp. Fluids. – 2017. – Vol. 58, № 4, Art. 27. – 14 p.
10. Fernholz H.H., Finley P.J. The incompressible zero-pressure-gradient turbulent boundary layer: An assessment of the data // Prog. Aerosp. Sci. 1996. – Vol. 32, № 4. – P. 245–311.
11. Eckelmann H. The structure of the viscous sublayer and the adjacent wall region in

- a turbulent channel flow // J. Fluid Mech. – 1974. – Vol. 65, № 3. – P. 439–459.
12. Colella K.J., Keith W.L. Measurements and scaling of wall shear stress fluctuations // Exp. Fluids. – 2003. – Vol. 34, № 2. – P. 253–260.
 13. Brücker Ch. Evidence of rare backflow and skin-friction critical points in near-wall turbulence using micropillar imaging // Phys. Fluids. – 2015. – Vol. 27, № 3, Art. 031705. – 7 p.
 14. Selected Papers on Particle Image Velocimetry (SPIE Milestone Series) / ed. Grant I. Society of Photo Optical, 1994. – Vol. MS 99. – 689 p.
 15. Stanislas M., Okamoto K., Kähler Ch.J., Westerweel J. Main results of the Second International PIV Challenge // Exp. Fluids. – 2005. – Vol. 39, № 2. – P. 170–191.
 16. Stanislas M., Okamoto K., Kähler Ch. Main results of the First International PIV Challenge // Meas. Sci. Technol. – 2003. – Vol. 14, № 10. – P. R63–R89.
 17. Kähler Ch.J., Astarita T., Vlachos P.P., Sakakibara J., Hain R., Discetti S., La Foy R., Cierpka Ch. Main results of the 4th International PIV Challenge // Exp. Fluids. – 2016. – Vol. 57, № 6, Art. 97. – 71 p.
 18. Stanislas M., Okamoto K., Kähler Ch.J., Westerweel J., Scarano F. Main results of the third international PIV Challenge // Exp. Fluids. – 2008. – Vol. 45, № 1. – P. 27–71.
 19. Dabiri D. Cross-Correlation Digital Particle Image Velocimetry: A Review. Seattle, WA: University of Washington, 2007. – 54 p.
 20. Jahanmiri M. Particle Image Velocimetry: Fundamentals and Its Applications. LAP LAMBERT Academic Publishing, 2012. – 68 p.
 21. Dabiri D. Digital particle image thermometry/velocimetry: a review // Exp. Fluids. – 2009. – Vol. 46, № 2. – P. 191–241.
 22. Adrian R.J. Twenty years of particle image velocimetry // Exp. Fluids. – 2005. – Vol. 39, № 2. – P. 159–169.
 23. Raffel M., Willert C.E., Wereley S.T., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry: A Practical Guide. Particle Image Velocimetry. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2007. – 448 p.
 24. Znamenskaya I.A. Methods for panoramic visualization and digital analysis of

- thermophysical flow fields. A review. // *Sci. Vis.* – 2021. – Vol. 13, № 3. – P. 125–158.
25. Lauterborn W., Vogel A. Modern optical techniques in fluid mechanics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 1984. – Vol. 16, № 1. – P. 223–244.
 26. Westerweel J., Elsinga G.E., Adrian R.J. Particle image velocimetry for complex and turbulent flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 2013–. Vol. 45, № 1. – P. 409–436.
 27. Raffel M., Willert C.E., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1998. – 253 p.
 28. Adrian R.J. Multi-point optical measurements of simultaneous vectors in unsteady flow—a review // *Int. J. Heat Fluid Flow.* – 1986. – Vol. 7, № 2. – P. 127–145.
 29. Buchhave P. Particle Image Velocimetry // *Optical Diagnostics for Flow Processes*. Boston, MA: Springer US, 1994. – P. 247–269.
 30. Токарев М.П., Маркович Д.М., Бильский А.В. Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // *Вычислительные технологии.* – 2007. – Т. 12, № 3. – С. 109–131.
 31. Токарев М.П. Разработка алгоритмов и программного обеспечения для обработки изображений в методах трассерной визуализации: дис. канд. техн. наук: 05.13.18. Новосибирск, Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 2010. – 190 с.
 32. Westerweel J. Digital particle image velocimetry: theory and application. Delft University Press, 1993. – 236 p.
 33. Grant I. Particle image velocimetry: A review // *Proc. Inst. Mech. Eng. Part C J. Mech. Eng. Sci.* – 1997. – Vol. 211, № 1. – P. 55–76.
 34. Adrian R.J. Bibliography of Particle Velocimetry Using Imaging Methods: 1917–1995. DLR, Göttingen Anniversary Edition, 2009. – 160 p.
 35. Хабахпашева Е.М., Перепелица Б.В. Поля скоростей и турбулентных пульсаций при малых добавках к воде высокомолекулярных веществ // *Инженерно-физический журнал.* – 1968. – Т. 14, № 4. – С. 598–601.
 36. Mikheev N.I., Dushin N.S. A method for measuring the dynamics of velocity

- vector fields in a turbulent flow using smoke image-visualization videos // Instruments Exp. Tech. – 2016. – Vol. 59, № 6. – P. 882–889.
37. Zaripov D.I., Renfu L. High-speed technique based on a parallel projection correlation procedure for digital image correlation // Meas. Sci. Technol. – 2018. – Vol. 29, № 5, Art. 055405. – 11 p.
 38. Скляренко М.С., Фрик П.Г., Ястребов А.Г. Реконструкция поля скорости по распределенным трассерам // Вычислительные методы и программирование. – 2006. – Vol. 7, № 1. – С. 41–46.
 39. Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В. Теоретические основы и методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. Новосибирск, 2008. – 410 с.
 40. Базылев Н.Б., Фомин Н.А. Количественная визуализация течений, основанная на спекл-технологиях. Минск: Беларуская навука, 2016. – 392 с.
 41. Фомин Н.А., Мелеева О.В. Корреляционный анализ цифровых изображений течений с субпиксельной точностью // Автометрия. – 2012. – Т. 48, № 3. – С. 82–89.
 42. Bobrov M., Hrebtov M., Ivashchenko V., Mullyadzhyanov R., Seredkin A., Tokarev M., Zaripov D., Dulin V., Markovich D. Pressure evaluation from Lagrangian particle tracking data using a grid-free least-squares method // Meas. Sci. Technol. – 2021. – Vol. 32, № 8, Art. 084014. – 14 p.
 43. Ахметбеков Е.К., Бильский А.В., Ложкин Ю.А., Маркович Д.М., Токарев М.П., Тюрюшкин А.Н. Система управления экспериментом и обработки данных, полученных методами цифровой трассерной визуализации (ActualFlow) // Вычислительные методы и программирование. – 2006. – Т. 7, № 2. – С. 79–85.
 44. Дулин В.М., Маркович Д.М., Токарев М.П., Чикишев Л.М. Применение современных оптических методов для диагностики пространственной структуры турбулентных пламён // Автометрия. – 2012. – Т. 48, № 3. – С. 22–32.
 45. Бильский А.В., Ложкин Ю.А., Маркович Д.М., Токарев М.П., Шестаков М.В.

- Оптимизация и тестирование томографического метода измерения скорости в объеме потока // Теплофизика и аэромеханика. – 2011. – Т. 18, № 4. – С. 555–566.
46. Маркович Д.М., Токарев М.П. Алгоритмы реконструкции трехкомпонентного поля скорости в методе Stereo PIV // Вычислительные методы и программирование. – 2008. – Т. 9, № 1. – С. 311–326.
 47. Mikheev A.V., Zubtsov V.M. Enhanced particle-tracking velocimetry (EPTV) with a combined two-component pair-matching algorithm // Meas. Sci. Technol. – 2008. – Vol. 19, № 8, Art. 085401. – 16 p.
 48. Melling A. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. – 1997. – Vol. 8, № 12. – P. 1406–1416.
 49. Mei R. Velocity fidelity of flow tracer particles // Exp. Fluids. 1996. Vol. 22, № 1. P. 1–13.
 50. Hunter W.W., Nichols C.E. Wind Tunnel Seeding Systems for Laser Velocimeters // Proceedings of NASA Workshop. NASA Conference Publication 2393, 1985. – 264 p.
 51. Kähler Ch., Sammler B., Kompenhans J. Generation and control of tracer particles for optical flow investigations in air // Exp. Fluids. – 2002. – Vol. 33, № 6. – P. 736–742.
 52. Kähler Ch. General design and operating rules for seeding atomizers // Proceedings of the 5th International Symposium on Particle Image Velocimetry. Busan, Korea, 2003.
 53. Meyers J.F. Generation of particles and seeding // von Karman Institute for Fluid Dynamics: Lecture Series 1991–05. Hampton, Virginia, USA, 1991. – 42 p.
 54. Tardu S. Near wall dissipation revisited // Int. J. Heat Fluid Flow. – 2017. – Vol. 67. – P. 104–115.
 55. Balachandar S., Eaton J.K. Turbulent Dispersed Multiphase Flow // Annu. Rev. Fluid Mech. – 2010. – Vol. 42, № 1. – P. 111–133.
 56. Willert C., Stasicki B., Klinner J., Moessner S. Pulsed operation of high-power light emitting diodes for imaging flow velocimetry // Meas. Sci. Technol. – 2010. –

- Vol. 21, № 7, Art. 075402. – 11 p.
57. Bakker W., Hofland B., de Almeida E., Oldenziel G., J Overmars E.F. Pulsed LED line light for large-scale PIV — development and use in wave load measurements // *Meas. Sci. Technol.* – 2021. – Vol. 32, № 11, Art. 115205. – 12 p.
 58. Chételat O., Kim K.C. Miniature particle image velocimetry system with LED in-line illumination // *Meas. Sci. Technol.* – 2002. – Vol. 13, № 7. – P. 1006–1013.
 59. Hagsäter S.M., Westergaard C.H., Bruus H., Kutter J.P. Investigations on LED illumination for micro-PIV including a novel front-lit configuration // *Exp. Fluids.* – 2008. – Vol. 44, № 2. – P. 211–219.
 60. Adrian R.J. Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 1991. – Vol. 23, № 1. – P. 261–304.
 61. Landreth C.C., Adrian R.J. Electrooptical image shifting for particle image velocimetry // *Appl. Opt.* – 1988. – Vol. 27, № 20. – P. 4216–4220.
 62. Landreth C.C., Adrian R.J., Yao C.S. Double pulsed particle image velocimeter with directional resolution for complex flows // *Exp. Fluids.* – 2004. – Vol. 6, № 2. – P. 119–128.
 63. Lourenco L.M. Velocity bias technique for particle image velocimetry measurements of high-speed flows // *Appl. Opt.* – 1993. – Vol. 32, № 12. – P. 2159–2162.
 64. Cierpka C., Hain R., Buchmann N.A. Flow visualization by mobile phone cameras // *Exp. Fluids.* – 2016. – Vol. 57, № 6, Art. 108. – 10 p.
 65. Aguirre-Pablo A.A., Alarfaj M.K., Li E.Q., Hernández-Sánchez J.F., Thoroddsen S.T. Tomographic Particle Image Velocimetry using Smartphones and Colored Shadows // *Sci. Rep.* – 2017. – Vol. 7, № 1, Art. 3714. – 18 p.
 66. Käufer T., König J., Cierpka C. Stereoscopic PIV measurements using low-cost action cameras // *Exp. Fluids.* – 2021. – Vol. 62, № 3, Art. 57. – 16 p.
 67. Willert C.E. High-speed particle image velocimetry for the efficient measurement of turbulence statistics // *Exp. Fluids.* – 2015. – Vol. 56, № 1. – 17 p.
 68. Zaripov D., Li R., Dushin N. Dissipation rate estimation in the turbulent boundary layer using high-speed planar particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* – 2019. –

Vol. 60, № 1, Art. 18. – 16 p.

69. Huang H.T., Fiedler H.E., Wang J.J. Limitation and improvement of PIV - Part II: Particle image distortion, a novel technique // *Exp. Fluids*. – 1993. – Vol. 15, № 4–5. – P. 263–273.
70. Jambunathan K., Ju X.Y., Dobbins B.N., Ashforth-Frost S. An improved cross correlation technique for particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* – 1995. – Vol. 6, № 5. – P. 507–514.
71. Scarano F. Iterative image deformation methods in PIV // *Meas. Sci. Technol.* – 2002. – Vol. 13, № 1. – P. R1–R19.
72. Discetti S., Astarita T. Fast 3D PIV with direct sparse cross-correlations // *Exp. Fluids*. – 2012. – Vol. 53, № 5. – P. 1437–1451.
73. Huang H.T., Fiedler H.E., Wang J.J. Limitation and improvement of PIV - Part I: Limitation of conventional techniques due to deformation of particle image patterns // *Exp. Fluids*. – 1993. – Vol. 15, № 3. – P. 168–174.
74. Keane R.D., Adrian R.J. Theory of cross-correlation analysis of PIV images // *Appl. Sci. Res.* – 1992. – Vol. 49, № 3. – P. 191–215.
75. Westerweel J., Scarano F. Universal outlier detection for PIV data // *Exp. Fluids*. – 2005. – Vol. 39, № 6. – P. 1096–1100.
76. Fincham A.M., Spedding G.R. Low cost, high resolution DPIV for measurement of turbulent fluid flow // *Exp. Fluids*. – 1997. – Vol. 23. – P. 449–462.
77. Barnea D.I., Silverman H.F. A Class of Algorithms for Fast Digital Image Registration // *IEEE Trans. Comput.* – 1972. – Vol. C-21, № 2. – P. 179–186.
78. Huang J., Zhu T., Pan X., Qin L., Peng X., Xiong C., Fang J. A high-efficiency digital image correlation method based on a fast recursive scheme // *Meas. Sci. Technol.* – 2010. – Vol. 21, № 3, Art. 035101. – 12 p.
79. Hii A.J.H., Hann C.E., Chase J.G., Van Houten E.E.W. Fast normalized cross correlation for motion tracking using basis functions // *Comput. Methods Programs Biomed.* – 2006. – Vol. 82, № 2. – P. 144–156.
80. Huang H., Dabiri D., Gharib M. On errors of digital particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* – 1997. – Vol. 8, № 12. – P. 1427–1440.

81. Pan B., Li K., Tong W. Fast, Robust and Accurate Digital Image Correlation Calculation Without Redundant Computations // *Exp. Mech.* – 2013. – Vol. 53, № 7. – P. 1277–1289.
82. Pan B., Qian K., Xie H., Asundi A. Two-dimensional digital image correlation for in-plane displacement and strain measurement: a review // *Meas. Sci. Technol.* – 2009. – Vol. 20, № 6, Art. 062001. – 17 p.
83. Zhou P., Goodson K. Subpixel displacement and deformation gradient measurement using digital image/speckle correlation (DISC) // *Opt. Eng.* – 2001. – Vol. 40, № 8. – P. 1613–1620.
84. Giachetti A. Matching techniques to compute image motion // *Image Vis. Comput.* – 2000. – Vol. 18, № 3. – P. 247–260.
85. 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. – Т. 1. – С. 42–52.
86. 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 // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2017. – Vol. 891, № 1, Art. 012091. – 6 p.
87. Ashforth-Frost S., Dobbins B.N., Jambunathan K., Wu X., Ju X. A comparison of interrogation methods for Particle Image Velocimetry // *SPIE.* – 1993. – Vol. 2005. – P. 478–489.
88. McKenna S.P., McGillis W.R. Performance of digital image velocimetry processing techniques // *Exp. Fluids.* – 2002. – Vol. 32, № 1. – P. 106–115.
89. Pan B., Xie H., Guo Z., Hua T. Full-field strain measurement using a two-dimensional Savitzky-Golay digital differentiator in digital image correlation // *Opt. Eng.* – 2007. – Vol. 46, № 3, Art. 033601. – 10 p.
90. Brigham E.O. The fast Fourier transform. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1974. – 252 p.
91. Jähne B. Digital Image Processing. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. – 607 p.
92. Frigo M., Johnson S.G. The design and implementation of FFTW3 // *Proc. IEEE.* –

2005. – Vol. 93, № 2. – P. 216–231.
93. Nogueira J., Lecuona A., Rodríguez P.A. Local field correction PIV: on the increase of accuracy of digital PIV systems // *Exp. Fluids*. – 1999. – Vol. 27, № 2. – P. 107–116.
 94. Nogueira J., Lecuona A., Rodríguez P. A., Alfaro J.A., Acosta A. Limits on the resolution of correlation PIV iterative methods. Practical implementation and design of weighting functions // *Exp. Fluids*. – 2005. – Vol. 39, № 2. – P. 314–321.
 95. Wieneke B. PIV Uncertainty Quantification and Beyond. PhD thesis, 2017. – 200 p.
 96. Astarita T. Analysis of weighting windows for image deformation methods in PIV // *Exp. Fluids*. – 2007. – Vol. 43, № 6. – P. 859–872.
 97. Nogueira J., Lecuona A., Rodríguez P.A. Local field correction PIV, implemented by means of simple algorithms, and multigrid versions // *Meas. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 12, № 11. – P. 1911–1921.
 98. Scarano F. Theory of non-isotropic spatial resolution in PIV // *Exp. Fluids*. – 2003. – Vol. 35, № 3. – P. 268–277.
 99. Florio D.Di, Felice F.Di, Romano G.P. Windowing, re-shaping and re-orientation interrogation windows in particle image velocimetry for the investigation of shear flows // *Meas. Sci. Technol.* – 2002. – Vol. 13, № 7. – P. 953–962.
 100. Gui L., Merzkirch W., Fei R. A digital mask technique for reducing the bias error of the correlation-based PIV interrogation algorithm // *Exp. Fluids*. – 2000. – Vol. 29, № 1. – P. 30–35.
 101. Prasad A.K., Adrian R.J., Landreth C.C., Offutt P.W. Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation // *Exp. Fluids*. – 1992. – Vol. 13, № 2–3. – P. 105–116.
 102. Nogueira J., Lecuona A., Rodríguez P.A. Identification of a new source of peak locking, analysis and its removal in conventional and super-resolution PIV techniques // *Exp. Fluids*. – 2001. – Vol. 30, № 3. – P. 309–316.
 103. Willert C.E., Gharib M. Digital particle image velocimetry // *Exp. Fluids*. – 1991. – Vol. 10, № 4. – P. 181–193.

104. Fore L.B. Reduction of peak-locking errors produced by Gaussian sub-pixel interpolation in cross-correlation digital particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* – 2010. – Vol. 21, № 3. – 6 p.
105. Sugii Y., Nishio S., Okuno T., Okamoto K. A highly accurate iterative PIV technique using a gradient method // *Meas. Sci. Technol.* – 2000. – Vol. 11, № 12. – P. 1666–1673.
106. Bing P., Hui-min X., Bo-qin X., Fu-long D. Performance of sub-pixel registration algorithms in digital image correlation // *Meas. Sci. Technol.* – 2006. – Vol. 17, № 6. – P. 1615–1621.
107. Wereley S., Gui L. A correlation-based central difference image correction (CDIC) method and application in a four-roll mill flow PIV measurement // *Exp. Fluids.* – 2003. – Vol. 34, № 1. – P. 42–51.
108. Gui L., Seiner J.M. An improvement in the nine-point central difference image correction method for digital particle image velocimetry recording evaluation // *Meas. Sci. Technol.* – 2004. – Vol. 15, № 10. – P. 1958–1964.
109. Scarano F., Riethmuller M.L. Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset // *Exp. Fluids.* – 1999. – Vol. 26, № 6. – P. 513–523.
110. Scarano F., Riethmuller M.L. Advances in iterative multigrid PIV image processing // *Exp. Fluids.* – 2000. – Vol. 29, № 7. – P. S051–S060.
111. Lin H.J., Perlin M. Improved methods for thin, surface boundary layer investigations // *Exp. Fluids.* – 1998. – Vol. 25, № 5–6. – P. 431–444.
112. Wereley S.T., Meinhart C.D. Second-order accurate particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* – 2001. – Vol. 31, № 3. – P. 258–268.
113. Westerweel J., Dabiri D., Gharib M. The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings // *Exp. Fluids.* – 1997. – Vol. 23, № 1. – P. 20–28.
114. Chen J., Katz J. Elimination of peak-locking error in PIV analysis using the correlation mapping method // *Meas. Sci. Technol.* – 2005. – Vol. 16, № 8. – P. 1605–1618.
115. Kim B.J., Sung H.J. A further assessment of interpolation schemes for window

- deformation in PIV // *Exp. Fluids*. – 2006. – Vol. 41, № 3. – P. 499–511.
116. Thevenaz P., Blu T., Unser M. Interpolation revisited [medical images application] // *IEEE Trans. Med. Imaging*. – 2000. – Vol. 19, № 7. – P. 739–758.
 117. Piirto M., Eloranta H., Saarenrinne P., Karvinen R. A comparative study of five different PIV interrogation algorithms // *Exp. Fluids*. – 2005. – Vol. 39, № 3. – P. 573–590.
 118. Astarita T., Cardone G. Analysis of interpolation schemes for image deformation methods in PIV // *Exp. Fluids*. – 2005. – Vol. 38, № 2. – P. 233–243.
 119. Astarita T. Analysis of interpolation schemes for image deformation methods in PIV: effect of noise on the accuracy and spatial resolution // *Exp. Fluids*. – 2006. – Vol. 40, № 6. – P. 977–987.
 120. Baek S.J., Lee S.J. A new two-frame particle tracking algorithm using match probability // *Exp. Fluids*. – 1996. – Vol. 22, № 1. – P. 23–32.
 121. Kähler Ch.J., Scharnowski S., Cierpka C. On the uncertainty of digital PIV and PTV near walls // *Exp. Fluids*. – 2012. – Vol. 52, № 6. – P. 1641–1656.
 122. Fuchs T., Hain R., Kähler Ch.J. Non-iterative double-frame 2D/3D particle tracking velocimetry // *Exp. Fluids*. – 2017. – Vol. 58, № 9. – 5 p.
 123. Keane R.D., Adrian R.J., Zhang Y. Super-resolution particle imaging velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* – 1995. – Vol. 6, № 6. – P. 754–768.
 124. Wereley S.T., Meinhart C.D. Recent Advances in Micro-Particle Image Velocimetry // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 2010. – Vol. 42, № 1. – P. 557–576.
 125. Stitou A., Riethmuller M.L. Extension of PIV to super resolution using PTV // *Meas. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 12, № 12. – P. 1398–1403.
 126. Ахметбеков Е.К., Маркович Д.М., Токарев М.П. Корреляционная коррекция в методе слежения за частицами в потоках // *Вычислительные технологии*. – 2010. – Vol. 15, № 4. – P. 57–72.
 127. Theunissen R., Stitou A., Riethmuller M.L. A novel approach to improve the accuracy of PTV methods // *Proceedings of the 12th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 2004. – 9 p.

128. Quénot G.M., Pakleza J., Kowalewski T.A. Particle image velocimetry with optical flow // *Exp. Fluids*. – 1998. – Vol. 25, № 3. – P. 177–189.
129. Liu T. OpenOpticalFlow: an open source program for extraction of velocity fields from flow visualization images // *J. Open Res. Softw.* – 2017. – Vol. 5, № 1(29) – 8 p.
130. Liu T., Shen L. Fluid flow and optical flow // *J. Fluid Mech.* – 2008. – Vol. 614. – P. 253–291.
131. Seong J.H., Song M.S., Nunez D., Manera A., Kim E.S. Velocity refinement of PIV using global optical flow // *Exp. Fluids*. – 2019. – Vol. 60, № 11, Art. 174. – 13 p.
132. Gaydon M., Raffel M., Willert C., Rosengarten M., Kompenhans J. Hybrid stereoscopic particle image velocimetry // *Exp. Fluids*. – 1997. – Vol. 23, № 4. – P. 331–334.
133. Prasad A.K., Adrian R.J. Stereoscopic particle image velocimetry applied to liquid flows // *Exp. Fluids*. – 1993. – Vol. 15, № 1. – P. 49–60.
134. Prasad A.K., Jensen K. Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows // *Appl. Opt.* – 1995. – Vol. 34, № 30– P. 7092–7099.
135. Willert C. Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows // *Meas. Sci. Technol.* – 1997. – Vol. 8, № 12. – P. 1465–1479.
136. Arroyo M.P., Greated C.A. Stereoscopic particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* – 1991. – Vol. 2, № 12. – P. 1181–1186.
137. Prasad A.K. Stereoscopic particle image velocimetry // *Exp. Fluids*. – 2000. – Vol. 29, № 2. – P. 103–116.
138. Bryanston-Cross P.J., Funes-Gallanzi M., Quan C., Judge T.R. Holographic particle image velocimetry (HPIV) // *Opt. Laser Technol.* – 1992. – Vol. 24, № 5. – P. 251–256.
139. Dadi M., Stanislas M., Rodriguez O., Dymont A. A study by holographic velocimetry of the behaviour of free small particles in a flow // *Exp. Fluids*. – 1991. – Vol. 10, № 5. – P. 285–294.
140. Coupland J.M., Halliwell N.A. Particle image velocimetry: three-dimensional fluid

- velocity measurements using holographic recording and optical correlation // *Appl. Opt.* – 1992. – Vol. 31, № 8. – P. 1005–1007.
141. Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., van Oudheusden B.W. Tomographic particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* – 2006. – Vol. 41, № 6. – P. 933–947.
 142. Maas H.G., Gruen A., Papantoniou D. Particle tracking velocimetry in three-dimensional flows // *Exp. Fluids.* – 1993. – Vol. 15, № 2. – P. 133–146.
 143. Schanz D., Gesemann S., Schröder A. Shake-The-Box: Lagrangian particle tracking at high particle image densities // *Exp. Fluids.* – 2016. – Vol. 57, № 5, Art. 70. – 27 p.
 144. Михеев Н.И., Душин Н.С. Метод измерения динамики векторных полей скорости турбулентного потока по видеосъемке дымовой визуализации // *Приборы и техника эксперимента.* – 2016. – № 6. – С. 114–122.
 145. Gary B., Adrian K. *Learning OpenCV: Computer Vision with the OpenCV Library.* O'Reilly Media, Inc., 2008. – 580 p.
 146. Иванов Д.В., Карпов А.С., Кузьмин Е.П., Лемпицкий В.С., Хропов А.А. Алгоритмические основы растровой машинной графики. Бином, 2007. – 284 с.
 147. Goltsman A., Saushin I. Flow pattern of double-cavity flow at high Reynolds number // *Phys. Fluids.* – 2019. – Vol. 31, № 6, Art. 165101. – 9 p.
 148. Saushin I.I., Goltsman A.E., Salekhova I.G. Estimation of turbulent diffusion transport in the boundary layer by the SIV method // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2018. – Vol. 1128, № 1, Art. 012098. – 4 p.
 149. Mikheev N.I., Goltsman A.E., Salekhova I.G., Saushin I.I. Estimating of higher order velocity moments and their derivatives in boundary layer by Smoke Image Velocimetry // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2017. – Vol. 891, № 1, Art. 012092. – 5 p.
 150. Molochnikov V.M., Mikheev N.I., Mikheev A.N., Saushin I.I. Flow structure and turbulent kinetic energy of velocity fluctuations in a cylinder near wake at $Re = 3900$ // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2020. – Vol. 1565, Art. 012003. – 5 p.
 151. Molochnikov V.M., Mazo A.B., Kalinin E.I., Paereliy A.A., Dushina O.A., Kluev M.A. Tornado-like vortices behind a cylinder in a channel at moderate Reynolds

- numbers // J. Phys. Conf. Ser. – 2020. – Vol. 1675, Art. 012013. – 4 p.
152. Molochnikov V.M., Mikheev N.I., Mikheev A.N., Saushin I.I. Anisotropy of turbulent fluctuations of velocity and third-order moments in the near wake of a circular cylinder // J. Phys. Conf. Ser. – 2019. – Vol. 1359, Art. 012005. – 5 p.
 153. Mikheev N.I., Molochnikov V.M., Mikheev A.N., Dushina O.A. Hydrodynamics and heat transfer of pulsating flow around a cylinder // Int. J. Heat Mass Transf. – 2017. – Vol. 109. – P. 254–265.
 154. 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.
 155. Душин Н.С., Михеев Н.С., 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. – Т. 4. – С. 23–31.
 156. Mikheev N.I., Dushin N.S., Saushin I.I. Technique for velocity vector field dynamics measurement on the basis of smoke visualization of flow // J. Phys. Conf. Ser. – 2017. – Vol. 899, № 6, Art. 062003. – 6 p.
 157. Dushin N.S., Mikheev N.I., Paereliy A.A., Gazizov I.M., Shakirov R.R. Kinematics of pulsating flow in the entry region of the channel with discrete roughness elements // J. Phys. Conf. Ser. – 2017. – Vol. 891, Art. 016147. – 6 p.
 158. Mikheev N.I., Dushin N.S., Saushin I.I. Capabilities of optical SIV technique in measurements of flow velocity vector field dynamics // J. Phys. Conf. Ser. – 2017. – Vol. 891, № 6, Art. 012094. – 6 p.
 159. Dushin N.S., Mikheev N.I., Dushina O.A., Davletshin I.A., Zaripov D.I. Near-wall heat and mass transfer in a channel behind a rib // Russ. Aeronaut. – 2019. – Vol. 62, № 3. – P. 484–488.
 160. Goltsman A.E., Saushin I.I. Air/water turbulent boundary layer // AIP Conference Proceedings. – 2021. – Vol. 2351, Art. 030065. – 6 p.
 161. Mikheev A.N., Molochnikov V.M., Mikheev N.I., Goltsman A.E. Testing of the SIV method for measuring the average flow characteristics in the wake of a

- transverse circular cylinder // IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci. – 2019. – Vol. 288, Art. 012107. – 5 p.
162. Heinz O., Ilyushin B., Markovich D. Application of a PDF method for the statistical processing of experimental data // Int. J. Heat Fluid Flow. – 2004. – Vol. 25, № 5. – P. 864–874.
 163. Hart D.P. PIV error correction // Exp. Fluids. – 2000. – Vol. 29, № 1. – P. 13–22.
 164. Shinneeb A.-M., Bugg J.D., Balachandar R. Variable threshold outlier identification in PIV data // Meas. Sci. Technol. – 2004. – Vol. 15, № 9. – P. 1722–1732.
 165. Westerweel J. Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data // Exp. Fluids. – 1994. – Vol. 16, № 3–4. – P. 236–247.
 166. Nogueira J., Lecuona A., Rodríguez P.A. Data validation, false vectors correction and derived magnitudes calculation on PIV data // Meas. Sci. Technol. – 1997. – Vol. 8, № 12. – P. 1493–1501.
 167. Westerweel J. Theoretical analysis of the measurement precision in particle image velocimetry // Exp. Fluids. – 2000. – Vol. 29, № 7. – P. S003-S012.
 168. Duncan J., Dabiri D., Hove J., Gharib M. Universal outlier detection for particle image velocimetry (PIV) and particle tracking velocimetry (PTV) data // Meas. Sci. Technol. – 2010. – Vol. 21, № 5, Art. 057002. – 5 p.
 169. Masullo A., Theunissen R. Adaptive vector validation in image velocimetry to minimise the influence of outlier clusters // Exp. Fluids. – 2016. – Vol. 57, № 3, Art. 53. – 21 p.
 170. Raben S.G., Charonko J.J., Vlachos P.P. Adaptive gappy proper orthogonal decomposition for particle image velocimetry data reconstruction // Meas. Sci. Technol. – 2012. – Vol. 23, № 2, Art. 025303. – 16 p.
 171. Higham J.E., Brevis W., Keylock C.J. A rapid non-iterative proper orthogonal decomposition based outlier detection and correction for PIV data // Meas. Sci. Technol. – 2016. – Vol. 27, № 12, Art. 125303. – 16 p.
 172. Raiola M., Discetti S., Ianiro A. On PIV random error minimization with optimal POD-based low-order reconstruction // Exp. Fluids. – 2015. – Vol. 56, № 4,

- Art. 75. – 15 p.
173. Wang H., Gao Q., Feng L., Wei R., Wang J. Proper orthogonal decomposition based outlier correction for PIV data // *Exp. Fluids*. – 2015. – Vol. 56, № 2, Art. 43. – 15 p.
 174. Saredi E., Scarano F., Sciacchitano A. Physics-based universal outlier detector for flow statistics // *Proceedings of the 14th International Symposium on Particle Image Velocimetry*. Chicago, IL, USA, 2021. – Vol. 1, № 1 – 11 p.
 175. Liu Z., Jia L., Zheng Y., Zhang Q. Flow-adaptive data validation scheme in PIV // *Chem. Eng. Sci.* – 2008. – Vol. 63, № 1. – P. 1–11.
 176. Fore L.B., Tung A.T., Buchanan J.R., Welch J.W. Nonlinear temporal filtering of time-resolved digital particle image velocimetry data // *Exp. Fluids*. – 2005. – Vol. 39, № 1. – P. 22–31.
 177. Agüí J.C., Jiménez J. On the performance of particle tracking // *J. Fluid Mech.* – 1987. – Vol. 185. – P. 447–468.
 178. Foucaut J.M., Carlier J., Stanislas M. Post-processing of PIV records to allow derivative computation // *Proceedings of the 12th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 2000. – 10 p.
 179. Lenaers P., Li, Q., Brethouwer G., Schlatter P., Örlü R. Rare backflow and extreme wall-normal velocity fluctuations in near-wall turbulence // *Phys. Fluids*. – 2012. – Vol. 24, № 3, Art. 035110. – 19 p.
 180. Cardesa J.I., Monty J.P., Soria J., Chong M.S. The structure and dynamics of backflow in turbulent channels // *J. Fluid Mech.* – 2019. – Vol. 880. – P. R3-1–R3-11.
 181. Jalalabadi R., Sung H.J. Influence of backflow on skin friction in turbulent pipe flow // *Phys. Fluids*. – 2018. – Vol. 30, № 6, Art. 065104. – 9 p.
 182. Willert C.E., Cuvier C., Foucaut J.M., Klinner J., Stanislas M., Laval J.P., Srinath S., Soria J., Amili O., Atkinson C., Kähler Ch.J., Scharnowski S., Hain R., Schröder A., Geisler R., Agocs J., Röse A. Experimental evidence of near-wall reverse flow events in a zero pressure gradient turbulent boundary layer // *Exp.*

- Therm. Fluid Sci. – 2018. – Vol. 91. – P. 320–328.
183. Adrian R.J. Dynamic ranges of velocity and spatial resolution of particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. – 1997. – Vol. 8, № 12. – P. 1393–1398.
 184. Bross M., Fuchs T., Kähler Ch.J. Analysis of an adverse pressure gradient turbulent boundary layer with 2D- and 3D-time-resolved particle tracking // 5th International Conference on Experimental Fluid Mechanics ICEFM 2018. Lisbon, Portugal, 2018. – 20 p.
 185. Kaso A. Computation of the normalized cross-correlation by fast Fourier transform // PLoS One / ed. Li Y. – 2018. – Vol. 13, № 9, Art. e0203434. – 16 p.
 186. Lewis J.P. Fast Template Matching // Canadian Image Processing and Pattern Recognition Society. Quebec, Canada, 1995. – P. 120–123.
 187. Tsai D.M., Lin C.T. Fast normalized cross correlation for defect detection // Pattern Recognit. Lett. – 2003. – Vol. 24, № 15. – P. 2625–2631.
 188. Briechle K., Hanebeck U.D. Template matching using fast normalized cross correlation // Proc. SPIE. – 2001. – Vol. 4387. – P. 95–102.
 189. Yao C.-S., Adrian R.J. Orthogonal compression and 1-D analysis technique for measurement of 2-D particle displacements in pulsed laser velocimetry // Appl. Opt. – 1984. – Vol. 23, № 11. – P. 1687.
 190. Kholmatov A., Akselli B., Nasibov A., Nasibov H. Subpixel centroid position error analysis in particle tracking velocimetry induced by the CCD pixel binning // Proc. of SPIE. – 2010. – Vol. 7723, Art. 77231R. – 8 p.
 191. Bilsky A.V., Dulin V.M., Lozhkin V.A., Markovich D.M., Tokarev M.P. Two-dimensional Correlation Algorithms for Tomographic PIV // 9th Int. Symp. Part. Image Velocim. Kobe, Japan, 2011. – 4 p.
 192. Earl T., Jeon Y., Lecordier B., David L. F2DPR: a fast and robust cross-correlation technique for volumetric PIV // Meas. Sci. Technol. – 2016. – Vol. 27, № 8, Art. 084007. – 15 p.
 193. Zaripov D.I., Li R. High-performance technique for initial velocity field calculation based on PIV images processing // J. Phys. Conf. Ser. – 2017. – Vol. 899, № 6, Art. 062007. – 7 p.

194. Zaripov D., Li R. Speed-up technique for 2D Particle Image Velocimetry // 12th Int. Symp. Part. Image Velocim. Busan, Korea, 2017. – 2 p.
195. Шакиров Р.Р., Душин Н.С., Зарипов Д.И. Алгоритм предварительного определения скорости по результатам дымовой визуализации // X Школа-семинар молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е.Алемасова «Проблемы тепломассообмена и гидродинамики в энергомашиностроении». Казань, Россия, 2016. – С. 283–285.
196. Зарипов Д.И., Душин Н.С., Аслаев А.К. SIV-метод измерения полей скорости турбулентного потока и алгоритм его ускорения // X Школа-семинар молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е.Алемасова «Проблемы тепломассообмена и гидродинамики в энергомашиностроении». Казань, Россия, 2016. – С. 273–276.
197. Зарипов Д.И., Душин Н.С., Михеев Н.И. Высокопроизводительный метод измерения полей скорости турбулентного потока // II Отраслевая конференция по измерительной технике и метрологии для исследований летательных аппаратов (КИМИЛА 2016). Жуковский, Россия, 2016. – С. 444–451.
198. Зарипов Д.И., Михеев Н.И., Душин Н.С., Аслаев А.К., Шакиров Р.Р. Применение метода проекций для ускорения нового алгоритма измерения мгновенных полей скорости потока // Вычислительные технологии. – 2018. – Vol. 23, № 1. – Р. 33–45.
199. 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 Meas. Instrum. – 2018. – Vol. 60. – P. 88–94.
200. Tiwari S., Kuhnert J. Grid free method for solving the Poisson equation // Berichte des Fraunhofer ITWM. – 2001. – № 25. – 12 p.
201. Mishriky F., Walsh P. Towards understanding the influence of gradient reconstruction methods on unstructured flow simulations // Trans. Can. Soc. Mech. Eng. – 2017. – Vol. 41, № 2. – P. 169–179.
202. Sciacchitano A., Wieneke B., Scarano F. PIV uncertainty quantification by image

- matching // Meas. Sci. Technol. – 2013. – Vol. 24, № 4, Art. 045302. – 16 p.
203. Charonko J.J., Vlachos P.P. Estimation of uncertainty bounds for individual particle image velocimetry measurements from cross-correlation peak ratio // Meas. Sci. Technol. – 2013. – Vol. 24, № 6, Art. 065301. – 16 p.
204. Wilson B.M., Smith B.L. Uncertainty on PIV mean and fluctuating velocity due to bias and random errors // Meas. Sci. Technol. – 2013. – Vol. 24, № 3, Art. 035302. – 15 p.
205. Wilson B.M., Smith B.L. Taylor-series and Monte-Carlo-method uncertainty estimation of the width of a probability distribution based on varying bias and random error // Meas. Sci. Technol. – 2013. – Vol. 24, № 3, Art. 035301. – 11 p.
206. Xue Z., Charonko J.J., Vlachos P.P. Particle image velocimetry correlation signal-to-noise ratio metrics and measurement uncertainty quantification // Meas. Sci. Technol. – 2014. – Vol. 25, № 11, Art. 115301. – 15 p.
207. Xue Z., Charonko J.J., Vlachos P.P. Particle image pattern mutual information and uncertainty estimation for particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. – 2015. – Vol. 26, № 7, Art. 074001. – 14 p.
208. Sciacchitano A., Neal D.R., Smith B.L., Warner S.O., Vlachos P.P., Wieneke B., Scarano F. Collaborative framework for PIV uncertainty quantification: comparative assessment of methods // Meas. Sci. Technol. – 2015. – Vol. 26, № 7, Art. 074004. – 16 p.
209. Wieneke B. PIV uncertainty quantification from correlation statistics // Meas. Sci. Technol. – 2015. – Vol. 26, № 7, Art. 074002. – 10 p.
210. Neal D.R., Sciacchitano A., Smith B.L., Scarano F. Collaborative framework for PIV uncertainty quantification: the experimental database // Meas. Sci. Technol. – 2015. – Vol. 26, № 7, Art. 074003. – 17 p.
211. Christensen K.T., Scarano F. Uncertainty quantification in particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. – 2015. – Vol. 26, № 7, Art. 070201. – 2 p.
212. Timmins B.H., Wilson B.W., Smith B.L., Vlachos P.P. A method for automatic estimation of instantaneous local uncertainty in particle image velocimetry measurements // Exp. Fluids. – 2012. – Vol. 53, № 4. – P. 1133–1147.

213. Lecordier B., Westerweel J. The EUROPIV Synthetic Image Generator (S.I.G.) // Particle Image Velocimetry: Recent Improvements / ed. Stanislas M., Westerweel J., Kompenhans J. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2004. – P. 145–161.
214. Cameron S.M. PIV algorithms for open-channel turbulence research: Accuracy, resolution and limitations // J. Hydro-environment Res. – 2011. – Vol. 5, № 4. – P. 247–262.
215. Ronneberger O., Raffel M., Kompenhans J. Advanced evaluation algorithms for standard and dual plane particle image velocimetry // Proceedings of the 9th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon, Portugal, 1998. – 8 p.
216. Kähler Ch.J. The significance of coherent flow structures for the turbulent mixing in wallbounded flows. PhD thesis, 2004. – 185 p.
217. Christensen K.T. The influence of peak-locking errors on turbulence statistics computed from PIV ensembles // Exp. Fluids. – 2004. – Vol. 36, № 3. – P. 484–497.
218. Overmars E.F.J, Warncke N.G.W., Poelma C., Westerweel J. Bias errors in PIV: the pixel locking effect revisited // Proceedings of the 15th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics. 2010. – P. 5–8.
219. Eckstein A.C., Charonko J., Vlachos P. Phase correlation processing for DPIV measurements // Exp. Fluids. – 2008. – Vol. 45, № 3. – P. 485–500.
220. Roth G.I., Katz J. Five techniques for increasing the speed and accuracy of PIV interrogation // Meas. Sci. Technol. – 2001. – Vol. 12, № 3. – P. 238–245.
221. Scharnowski S., Kähler Ch.J. On the loss-of-correlation due to PIV image noise // Exp. Fluids. – 2016. – Vol. 57, № 7, Art. 119. – 12 p.
222. Westerweel J. On velocity gradients in PIV interrogation // Exp. Fluids. – 2008. – Vol. 44, № 5. – P. 831–842.
223. Keane R.D., Adrian R.J. Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems // Meas. Sci. Technol. – 1990. – Vol. 1, № 11. – P. 1202–1215.

224. Schlatter P., Orlu R. Assessment of direct numerical simulation data of turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* – 2010. – Vol. 659. – P. 116–126.
225. Bobrov M., Hrebtov M., Ivashchenko V., Mullyadzhanov R., Seredkin A., Tokarev M., Zaripov D., Dulin V., Markovich D. Grid-free least-squares method for pressure evaluation from LPT data // 14th Int. Symp. Part. Image Velocim. Chicago, IL, USA, 2021. – Vol. 1, № 1. – 3 p.
226. Hinze J. *Turbulence*. 2nd edition. New York: McGraw-Hill, 1975. – 790 p.
227. Wei T. Integral properties of turbulent-kinetic-energy production and dissipation in turbulent wall-bounded flows // *J. Fluid Mech.* – 2018. – Vol. 854. – P. 449–473.
228. Joshi J.B., Tabib M.V., Deshpande S.S., Mathpati Ch.S. Dynamics of Flow Structures and Transport Phenomena, 1. Experimental and Numerical Techniques for Identification and Energy Content of Flow Structures // *Ind. Eng. Chem. Res.* – 2009. – Vol. 48, № 17. – P. 8244–8284.
229. Antonia R.A. On estimating mean and instantaneous turbulent energy dissipation rates with hot wires // *Exp. Therm. Fluid Sci.* – 2003. – Vol. 27, № 2. – P. 151–157.
230. Elsner J.W., Elsner W. On the measurement of turbulence energy dissipation // *Meas. Sci. Technol.* – 1996. – Vol. 7, № 10. – P. 1334–1348.
231. Lekakis I. Calibration and signal interpretation for single and multiple hot-wire/hot-film probes // *Meas. Sci. Technol.* – 1996. – Vol. 7, № 10. – P. 1313–1333.
232. Wallace J.M., Vukoslavčević P. V. Measurement of the Velocity Gradient Tensor in Turbulent Flows // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 2010. – Vol. 42, № 1. – P. 157–181.
233. Zhu Y., Antonia R.A. The spatial resolution of hot-wire arrays for the measurement of small-scale turbulence // *Meas. Sci. Technol.* – 1996. – Vol. 7, № 10. – P. 1349–1359.
234. Козлов А.П., Михеев Н.И., Молочников В.М., Сайкин А.К. Термоанемометрические измерения поверхностного трения в отрывных течениях. Казань: Абак, 1998. – 134 с.

235. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Доклады академии наук СССР. 1941. – Т. 30. – С. 299–303.
236. Kolmogorov A.N. A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number // J. Fluid Mech. – 1962. – Vol. 13, № 1. – P. 82–85.
237. Taylor G.I. The Spectrum of Turbulence // Proc. R. Soc. London. Ser. A - Math. Phys. Sci. – 1938. – Vol. 164, № 919. – P. 476–490.
238. Klebanoff P.S. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient // Natl. Advis. Comm. Aeronaut. Report 1247. – 1955. – 19 p.
239. Ståhl W.E., Trägårdh C. Scale-up of Rushton turbine-agitated tanks // Chem. Eng. Sci. – 1999. – Vol. 54, № 19. – P. 4245–4256.
240. Lawn C.J. The determination of the rate of dissipation in turbulent pipe flow // J. Fluid Mech. – 1971. – Vol. 48, № 3. – P. 477–505.
241. Sreenivasan K.R. On the universality of the Kolmogorov constant // Phys. Fluids. – 1995. – Vol. 7, № 11. – P. 2778–2784.
242. Browne L.W.B., Antonia R.A., Shah D.A. Turbulent energy dissipation in a wake // J. Fluid Mech. – 1987. – Vol. 179. – P. 307–326.
243. Tsinober A., Kit E., Dracos T. Experimental investigation of the field of velocity gradients in turbulent flows // J. Fluid Mech. – 1992. – Vol. 242, № 24. – P. 169–192.
244. Ranz W.E. Electrolytic methods for measuring water velocities // AIChE J. – 1958. – Vol. 4, № 3. – P. 338–342.
245. Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Кашинский А.Н., Гешев П.И. Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений. Новосибирск: Институт теплофизики СО АН СССР, 1986. – 247 с.
246. Alekseenko S. V., Markovich D.M. Electrodiffusion diagnostics of wall shear stresses in impinging jets // J. Appl. Electrochem. – 1994. – Vol. 24, № 7. – P. 626–631.

247. Tropea C. Laser doppler anemometry: recent developments and future challenges // Meas. Sci. Technol. – 1995. – Vol. 6, № 6. – P. 605–619.
248. Ducci A., Yianneskis M. Direct determination of energy dissipation in stirred vessels with two-point LDA // AIChE J. – 2005. – Vol. 51, № 8. – P. 2133–2149.
249. Дубнищев Ю.Н., Ринкевичюс Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М: Наука, 1982. – 304 с.
250. George W.K., Hussein H.J. Locally axisymmetric turbulence // J. Fluid Mech. – 1991. – Vol. 233. – P. 1–23.
251. Sharp K. V., Kim K.C., Adrian R. Dissipation Estimation Around a Rushton Turbine Using Particle Image Velocimetry // Laser Techniques Applied to Fluid Mechanics. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2000. – P. 337–354.
252. Sharp K. V., Adrian R.J. PIV Study of small-scale flow structure around a Rushton turbine // AIChE J. – 2001. – Vol. 47, № 4. – P. 766–778.
253. Shah M.K., Agelinchaab M., Tachie M.F. Influence of PIV interrogation area on turbulent statistics up to 4th order moments in smooth and rough wall turbulent flows // Exp. Therm. Fluid Sci. – 2008. – Vol. 32, № 3. – P. 725–747.
254. Saarenrinne P., Piirto M. Turbulent kinetic energy dissipation rate estimation from PIV velocity vector fields // Exp. Fluids. – 2000. – Vol. 29, № 7. – P. S300–S307.
255. Foucaut J.-M., Cuvier Ch., Stanislas M., George W.K. Quantification of the Full Dissipation Tensor from an L-Shaped SPIV Experiment in the Near Wall Region // Progress in Wall Turbulence 2, 2016. – P. 429–439.
256. Tanaka T., Eaton J.K. A correction method for measuring turbulence kinetic energy dissipation rate by PIV // Exp. Fluids. – 2007. – Vol. 42, № 6. – P. 893–902.
257. Xu D., Chen J. Accurate estimate of turbulent dissipation rate using PIV data // Exp. Therm. Fluid Sci. – 2013. – Vol. 44. – P. 662–672.
258. Miller N.E., Beresh S.J. Using Particle Image Velocimetry to Determine Turbulence Model Parameters // AIAA J. – 2021. – Vol. 59, № 3. – P. 842–854.
259. de Jong J., Cao L., Woodward S.H., Salazar J.P.L.C., Collins L.R., Meng H. Dissipation rate estimation from PIV in zero-mean isotropic turbulence // Exp.

- Fluids. – 2009. – Vol. 46, № 3. – P. 499–515.
260. Baldi S., Yianneskis M. On the direct measurement of turbulence energy dissipation in stirred vessels with PIV // *Ind. Eng. Chem. Res.* – 2003. – Vol. 42, № 26. – P. 7006–7016.
 261. Wang G., Yang F., Wu K., Ma Y., Peng Ch., Liu T., Wang L.-P. Estimation of the dissipation rate of turbulent kinetic energy: A review // *Chem. Eng. Sci.* – 2021. – Vol. 229, Art. 116133. – 17 p.
 262. Gabriele A., Nienow A.W., Simmons M.J.H. Use of angle resolved PIV to estimate local specific energy dissipation rates for up- and down-pumping pitched blade agitators in a stirred tank // *Chem. Eng. Sci.* – 2009. – Vol. 64, № 1. – P. 126–143.
 263. Unadkat H., Rielly C.D., Nagy Z.K. PIV study of the flow field generated by a sawtooth impeller // *Chem. Eng. Sci.* – 2011. – Vol. 66, № 21. – P. 5374–5387.
 264. Mortensen H.H., Innings F., Håkansson A. Local levels of dissipation rate of turbulent kinetic energy in a rotor–stator mixer with different stator slot widths – An experimental investigation // *Chem. Eng. Res. Des.* – 2018. – Vol. 130. – P. 52–62.
 265. Baldi S., Yianneskis M. On the quantification of energy dissipation in the impeller stream of a stirred vessel from fluctuating velocity gradient measurements // *Chem. Eng. Sci.* – 2004. – Vol. 59, № 13. – P. 2659–2671.
 266. Delafosse A., Collignon M.-L., Crine M., Toye D. Estimation of the turbulent kinetic energy dissipation rate from 2D-PIV measurements in a vessel stirred by an axial Mixel TTP impeller // *Chem. Eng. Sci.* – 2011. – Vol. 66, № 8. – P. 1728–1737.
 267. Hoque M.M., Sathe M.J., Mitra S., Joshi J.B., Evans G.M. Comparison of specific energy dissipation rate calculation methodologies utilising 2D PIV velocity measurement // *Chem. Eng. Sci.* – 2015. – Vol. 137. – P. 752–767.
 268. Zeff B.W., Lanterman D.D., McAllister R., Roy R., Kostelich E.J., Lathrop D.P. Measuring intense rotation and dissipation in turbulent flows // *Nature*. – 2003. – Vol. 421, № 6919. – P. 146–149.

269. Huchet F., Liné A., Morchain J. Evaluation of local kinetic energy dissipation rate in the impeller stream of a Rushton turbine by time-resolved PIV // *Chem. Eng. Res. Des.* – 2009. – Vol. 87, № 4. – P. 369–376.
270. Tao B., Katz J., Meneveau C. Statistical geometry of subgrid-scale stresses determined from holographic particle image velocimetry measurements // *J. Fluid Mech.* – 2002. – Vol. 457. – P. 35–78.
271. Worth N.A., Nickels T.B. Time-resolved volumetric measurement of fine-scale coherent structures in turbulence // *Phys. Rev. E.* – 2011. – Vol. 84, № 2, Art. 025301(R). – 4 p.
272. Earl T A., Cochard S., Tremblais B., Thomas L., David L. Evaluation of the energy dissipation from tomographic PIV measurements in an open channel flow behind regular grids // *Proceedings of the 35th IAHR World Congress. Chengdu, China, 2013.* – 8 p.
273. Tanaka T., Eaton J.K. Sub-Kolmogorov resolution particle image velocimetry measurements of particle-laden forced turbulence // *J. Fluid Mech.* – 2010. – Vol. 643. – P. 177–206.
274. Fiscaletti D., Westerweel J., Elsinga G.E. Long-range μ PIV to resolve the small scales in a jet at high Reynolds number // *Exp. Fluids.* – 2014. – Vol. 55, № 9, Art. 1812. – 15 p.
275. Mollet M., Ma N., Zhao Y., Brodkey R., Taticek R., Chalmers J.J. Bioprocess Equipment: Characterization of Energy Dissipation Rate and Its Potential to Damage Cells // *Biotechnol. Prog.* – 2004. – Vol. 20, № 5. – P. 1437–1448.
276. Ikhennicheu M., Druault P., Gaurier B., Germain G. Turbulent kinetic energy budget in a wall-mounted cylinder wake using PIV measurements // *Ocean Eng.* – 2020. – Vol. 210, Art. 107582. – 9 p.
277. Blackman K., Perret L., Calmet I., Rivet C. Turbulent kinetic energy budget in the boundary layer developing over an urban-like rough wall using PIV // *Phys. Fluids.* – 2017. – Vol. 29, № 8, Art. 085113. – 19 p.
278. Hoque M.M., Sathe M.J., Joshi J.B., Evans G.M. Analysis of Turbulence Energy Spectrum by Using Particle Image Velocimetry // *Procedia Eng.* – 2014. – Vol. 90.

- P. 320–326.
279. Li Q., Peng Z., Liu L., Chen S., Liu J., Wang L.-P., Liu T., Wang G. A comparison of different methods for estimating turbulent dissipation rate in under-resolved flow fields from synthetic PIV images // *Chem. Eng. Res. Des.* – 2021. – Vol. 175. – P. 161–170.
 280. Дулин В.М., Козорезов Ю.С., Маркович Д.М. Оценка диссипации кинетической энергии турбулентности в свободной струе методом PIV // *Вестник НГУ. Серия Физика.* – 2012. – Т. 7, № 1. – С. 53–69.
 281. Tao B., Katz J., Meneveau C. Geometry and scale relationships in high Reynolds number turbulence determined from three-dimensional holographic velocimetry // *Phys. Fluids.* – 2000. – Vol. 12, № 5. – P. 941–944.
 282. Zhang J., Tao B., Katz J. Turbulent flow measurement in a square duct with hybrid holographic PIV // *Exp. Fluids.* – 1997. – Vol. 23, № 5. – P. 373–381.
 283. Scarano F. Tomographic PIV: principles and practice // *Meas. Sci. Technol.* – 2013. – Vol. 24, № 1, Art. 012001. – 28 p.
 284. Fisialetti D., Overmars E.F.J., Westerweel J., Elsinga G.E. Tomographic long-range microPIV to resolve the small-scale motions in the turbulent region of a jet at high Reynolds numbers // *Proceedings of the 17th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon, Portugal, 2014.* – 6 p.
 285. Dracos T. Particle Tracking Velocimetry (PTV) // *Three-Dimensional Velocity and Vorticity Measuring and Image Analysis Techniques. ERCOFTAC Series, Vol. 4.* Springer, Dordrecht, 1996. P. 155–160.
 286. Hill D.F., Sharp K.V., Adrian R.J. Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the flow around a Rushton turbine // *Exp. Fluids.* – 2000. – Vol. 29, № 5. – P. 478–485.
 287. Ganapathisubramani B., Lakshminarasimhan K., Clemens N.T. Determination of complete velocity gradient tensor by using cinematographic stereoscopic PIV in a turbulent jet // *Exp. Fluids.* – 2007. – Vol. 42, № 6. – P. 923–939.
 288. Djenidi L., Antonia R.A. A spectral chart method for estimating the mean turbulent

- kinetic energy dissipation rate // *Exp. Fluids*. – 2012. – Vol. 53, № 4. – P. 1005–1013.
289. Lavoie P., Avallone G., De Gregorio F., Romano G.P., Antonia R.A. Spatial resolution of PIV for the measurement of turbulence // *Exp. Fluids*. – 2007. – Vol. 43, № 1. – P. 39–51.
290. Pope S.B. *Turbulent Flows*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. – 771 p.
291. Gabriele A., Tsoiligkas A.N., Kings I.N., Simmons M.J.H. Use of PIV to measure turbulence modulation in a high throughput stirred vessel with the addition of high Stokes number particles for both up- and down-pumping configurations // *Chem. Eng. Sci.* – 2011. – Vol. 66, № 23. – P. 5862–5874.
292. Дулин В.М. Турбулентная структура и динамика струйных течений с закруткой и горением: дис. д-ра физ.-мат. наук: 01.04.14. Новосибирск, Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 2016. – 413 с.
293. Hearst R.J., Buxton O.R.H., Ganapathisubramani B., Lavoie P. Experimental estimation of fluctuating velocity and scalar gradients in turbulence // *Exp. Fluids*. – 2012. – Vol. 53, № 4. – P. 925–942.
294. Foucaut J.M., Stanislas M. Some considerations on the accuracy and frequency response of some derivative filters applied to particle image velocimetry vector fields // *Meas. Sci. Technol.* – 2002. – Vol. 13, № 7. – P. 1058–1071.
295. Fouras A., Soria J. Accuracy of out-of-plane vorticity measurements derived from in-plane velocity field data // *Exp. Fluids*. – 1998. – Vol. 25, № 5. – P. 409–430.
296. Foucaut J.M., Carlier J., Stanislas M. PIV optimization for the study of turbulent flow using spectral analysis // *Meas. Sci. Technol.* – 2004. – Vol. 15, № 6. – P. 1046–1058.
297. Scharnowski S., Kähler Ch.J. Estimation and optimization of loss-of-pair uncertainties based on PIV correlation functions // *Exp. Fluids*. – 2016. – Vol. 57, № 2, Art. 23. – 11 p.
298. Westerweel J., Draad A.A., van der Hoeven J.G.Th., van Oord J. Measurement of fully-developed turbulent pipe flow with digital particle image velocimetry // *Exp.*

- Fluids. – 1996. – Vol. 20, № 3. – P. 165–177.
299. Kähler Ch.J., Scholz U., Ortmanns J. Wall-shear-stress and near-wall turbulence measurements up to single pixel resolution by means of long-distance micro-PIV // *Exp. Fluids*. – 2006. – Vol. 41, № 2. – P. 327–341.
300. Clausert F.H. Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients // *J. Aeronaut. Sci.* – 1954. – Vol. 21, № 2. – P. 91–108.
301. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Москва: Наука, 1969. – 744 с.
302. Barenblatt G.I. Scaling laws for fully developed turbulent shear flows. Part 1. Basic hypotheses and analysis // *J. Fluid Mech.* – 1993. – Vol. 248, № 9. – P. 513–520.
303. Barenblatt G.I., Prostokishin V.M. Scaling laws for fully developed turbulent shear flows. Part 2. Processing of experimental data // *J. Fluid Mech.* – 1993. – Vol. 248, № 9. – P. 521–529.
304. Schlatter P., Örlü R., Li Q., Brethouwer G., Fransson H.M.J., Johansson V.A., Alfredsson H.P., Henningson S.D. Turbulent boundary layers up to $Re_{\theta}=2500$ studied through simulation and experiment // *Phys. Fluids*. – 2009. – Vol. 21, № 5, Art. 051702. – 4 p.
305. Finnicum D.S., Hanratty T.J. Effect of favorable pressure gradients on turbulent boundary layers // *AIChE J.* – 1988. – Vol. 34, № 4. – P. 529–540.
306. Harris F.J. On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform // *Proc. IEEE*. – 1978. – Vol. 66, № 1. – P. 51–83.
307. Schlichting H. Boundary-layer theory. New York: McGraw-Hill, 1979. – 817 p.
308. Wu X., Moin P. Direct numerical simulation of turbulence in a nominally zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer // *J. Fluid Mech.* – 2009. – Vol. 630. – P. 5–41.
309. Oxlade, A.R., Valente, P.C., Ganapathisubramani, B., Morrison, J.F. Denoising of time-resolved PIV for accurate measurement of turbulence spectra and reduced error in derivatives // *Exp. Fluids*. – 2012. – Vol. 53, № 5. – P. 1561–1575.
310. Robinson S. Coherent Motions In The Turbulent Boundary Layer // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 1991. – Vol. 23, № 1. – P. 601–639.

311. Laufer J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow // Natl. Advis. Comm. Aeronaut. Report 1174. – 1952. – 18 p.
312. Antonia R.A., Kim J., Browne L.W.B. Some characteristics of small-scale turbulence in a turbulent duct flow // J. Fluid Mech. – 1991. – Vol. 233, № 369. – P. 369–388.
313. Hunt J.C.R., Carruthers D.J. Rapid distortion theory and the ‘problems’ of turbulence // J. Fluid Mech. – 1990. – Vol. 212. – P. 497–532.
314. Hunt J.C.R., Morrison J.F. Eddy structure in turbulent boundary layers // Eur. J. Mech. - B/Fluids. – 2000. – Vol. 19, № 5. – P. 673–694.
315. Mathis R., Marusic I., Chernyshenko S.I., Hutchins N. Estimating wall-shear-stress fluctuations given an outer region input // J. Fluid Mech. – 2013. – Vol. 715. – P. 163–180.
316. Hoyas S., Jiménez J. Reynolds number effects on the Reynolds-stress budgets in turbulent channels // Phys. Fluids. – 2008. – Vol. 20, № 10, Art. 101511. – 8 p.
317. Bradshaw P. ‘Inactive’ motion and pressure fluctuations in turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. – 1967. – Vol. 30, № 2. – P. 241–258.
318. Hof B., Westerweel J., Schneider T.M., Eckhardt B. Finite lifetime of turbulence in shear flows // Nature. – 2006. – Vol. 443, № 7107. – P. 59–62.
319. Faisst H., Eckhardt B. Sensitive dependence on initial conditions in transition to turbulence in pipe flow // J. Fluid Mech. – 2004. – Vol. 504, № 504. – P. 343–352.
320. Hof B., de Lozar A., Kuik D.J., Westerweel J. Repeller or Attractor? Selecting the Dynamical Model for the Onset of Turbulence in Pipe Flow // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 101, № 21, Art. 214501. – 4 p.
321. Avila K., Moxey D., de Lozar A., Avila M., Barkley D., Hof B. The Onset of Turbulence in Pipe Flow // Science. – 2011. – Vol. 333, № 6039. – P. 192–196.
322. Катасонов М.М., Козлов В.В., Никитин Н.В., Павленко А.М. Возникновение и развитие локализованных возмущений в круглой трубе и пограничном слое. Новосибирск: НГУ, 2019. – 245 с.
323. Kim H.T., Kline S.J., Reynolds W.C. The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. – 1971. – Vol. 50, № 1. –

- P. 133–160.
324. Grass A.J. Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries // *J. Fluid Mech.* – 1971. – Vol. 50, № 2. – P. 233–255.
 325. Blackwelder R.F., Kaplan R.E. On the wall structure of the turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.* – 1976. – Vol. 76, № 1. – P. 89–112.
 326. Kreplin H.-P., Eckelmann H. Propagation of perturbations in the viscous sublayer and adjacent wall region // *J. Fluid Mech.* – 1979. – Vol. 95, № 2. – P. 305–322.
 327. Moin P. Analysis of turbulence data generated by numerical simulations // 25th AIAA Aerospace Sciences Meeting. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1987. – 14 p.
 328. Robinson S.K. The kinematics of turbulent boundary layer structure // NASA Tech. Memo. No. 103859, 1991. – 479 p.
 329. Carlier J., Stanislas M. Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry // *J. Fluid Mech.* – 2005. – Vol. 535. – P. 143–188.
 330. Adrian R.J. Hairpin vortex organization in wall turbulence // *Phys. Fluids.* – 2007. – Vol. 19, № 4, Art. 041301. – 16 p.
 331. Wallace J.M., Eckelmann H., Brodkey R.S. The wall region in turbulent shear flow // *J. Fluid Mech.* – 1972. – Vol. 54, № 1. – P. 39–48.
 332. Jiménez J. Near-wall turbulence // *Phys. Fluids.* – 2013. – Vol. 25, № 10, Art. 101302. – 28 p.
 333. Corino E.R., Brodkey R.S. A visual investigation of the wall region in turbulent flow // *J. Fluid Mech.* – 1969. – Vol. 37, № 1. – P. 1–30.
 334. Xu C., Zhang Z., den Toonder J.M.J., Nieuwstadt F.T.M. Origin of high kurtosis levels in the viscous sublayer. Direct numerical simulation and experiment // *Phys. Fluids.* – 1996. – Vol. 8, № 7. – P. 1938–1944.
 335. Wallace J.M. Quadrant Analysis in Turbulence Research: History and Evolution // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 2016. – Vol. 48, № 1. – P. 131–158.
 336. Kline S.J., Reynolds W.C., Schraub F.A. The structure of turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* – 1967. – Vol. 30, № 4. – P. 741–773.

337. Kim J., Moin P., Moser R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number // *J. Fluid Mech.* – 1987. – Vol. 177, № 1987. – P. 133–166.
338. Moser R.D., Kim J., Mansour N.N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau=590$ // *Phys. Fluids.* – 1999. – Vol. 11, № 4. – P. 943–945.
339. Batchelor G.K. The theory of homogeneous turbulence. Cambridge University Press, 1953. – 197 p.
340. Tardu S., Bauer F. Vorticity transport in low Reynolds number turbulent channel flows // *Eur. J. Mech. - B/Fluids.* – 2016. – Vol. 55. – P. 272–278.
341. Zaripov D., Ivashchenko V., Mullyadzhanov R., Li R., Markovich D., Kähler Ch.J. Reverse flow phenomenon in duct corners at a low Reynolds number // *Phys. Fluids.* – 2021. – Vol. 33, № 8, Art. 085130. – 11 p.
342. Zaripov D., Ivashchenko V., Mullyadzhanov R., Li R., Mikheev N., Kähler Ch.J. On a mechanism of near-wall reverse flow formation in a turbulent duct flow // *J. Fluid Mech.* – 2021. – Vol. 923, Art. A20. – 15 p.
343. Alekseenko S.V., Antipin V.A., Bobylev A.V., Markovich D.M. Application of PIV to velocity measurements in a liquid film flowing down an inclined cylinder // *Exp. Fluids.* – 2007. – Vol. 43, № 2–3. – P. 197–207.
344. Alekseenko S., Antipin V., Cherdantsev A., Kharlamov S., Markovich D. Two-wave structure of liquid film and wave interrelation in annular gas-liquid flow with and without entrainment // *Phys. Fluids.* – 2009. – Vol. 21, № 6, Art. 061701. – 4 p.
345. Dietze G.F., Al-Sibai F., Kneer R. Experimental study of flow separation in laminar falling liquid films // *J. Fluid Mech.* – 2009. – Vol. 637. – P. 73–104.
346. Spalart P., Coleman G. Numerical study of a separation bubble with heat transfer // *Eur. J. Mech. – B/Fluids.* – 1997. – Vol. 16, № 2. – P. 169–189.
347. Hu Z., Morfey C.L., Sandham N.D. Wall Pressure and Shear Stress Spectra from Direct Simulations of Channel Flow // *AIAA J.* – 2006. – Vol. 44, № 7. – P. 1541–1549.
348. Chong M.S., Monty J.P., Chin C., Marusic I. The topology of skin friction and

- surface vorticity fields in wall-bounded flows // J. Turbul. – 2012. – Vol. 13, Art. N6. – 10 p.
349. Cardesa J.I., Monty, J.P., Soria J., Chong M.S. Skin-friction critical points in wall-bounded flows // J. Phys. Conf. Ser. – 2014. – Vol. 506, № 1, Art. 012009. – 15 p.
350. Vinuesa R., Örlü R., Schlatter P. Characterisation of backflow events over a wing section // J. Turbul. – 2017. – Vol. 18, № 2. – P. 170–185.
351. Diaz-Daniel C., Laizet S., Vassilicos J.C. Wall shear stress fluctuations: Mixed scaling and their effects on velocity fluctuations in a turbulent boundary layer // Phys. Fluids. – 2017. – Vol. 29, № 5, Art. 055102. – 14 p.
352. Yao Y.C., Huang W.X., Xu C.X. Amplitude modulation and extreme events in turbulent channel flow // Acta Mech. Sin. – 2018. – Vol. 34, № 1. – P. 1–9.
353. Pan C., Kwon Y. Extremely high wall-shear stress events in a turbulent boundary layer // J. Phys. Conf. Ser. – 2018. – Vol. 1001, № 1, Art. 012004. – 13 p.
354. Chin R.C., Vinuesa R., Örlü R., Cardesa J.I., Noorani A., Chong M.S., Schlatter P. Backflow events under the effect of secondary flow of Prandtl's first kind // Phys. Rev. Fluids. – 2020. – Vol. 5, № 7, Art. 074606. – 14 p.
355. Chin R.C., Monty J.P., Chong M.S., Marusic I. Conditionally averaged flow topology about a critical point pair in the skin friction field of pipe flows using direct numerical simulations // Phys. Rev. Fluids. – 2018. – Vol. 3, № 11, Art. 114607. – 13 p.
356. Bross M., Fuchs T., Kähler Ch.J. Interaction of coherent flow structures in adverse pressure gradient turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. – 2019. – Vol. 873. – P. 287–321.
357. Liu Y., Klaas M., Schröder W. Measurements of the wall-shear stress distribution in turbulent channel flow using the micro-pillar shear stress sensor MPS3 // Exp. Therm. Fluid Sci. – 2019. – Vol. 106. – P. 171–182.
358. Wu X., Cruickshank M., Ghaemi S. Negative skin friction during transition in a zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer and in pipe flows with slip and no-slip boundary conditions // J. Fluid Mech. – 2020. – Vol. 887, Art. A26. – 35 p.
359. Wang R., Jia H., Duan R. Experimental observation of flow reversal in thin liquid

- film flow falling on an inclined plate // *Coatings*. – 2020. – Vol. 10, № 6, Art. 599. – 24 p.
360. Guerrero B., Lambert M.F., Chin R.C. Extreme wall shear stress events in turbulent pipe flows: spatial characteristics of coherent motions // *J. Fluid Mech.* – 2020. – Vol. 904, Art. A18. – 39 p.
 361. Bobke A., Vinuesa R., Örlü R., Schlatter P. History effects and near equilibrium in adverse-pressure-gradient turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* – 2017. – Vol. 820. – P. 667–692.
 362. Harun Z. The structure of adverse and favourable pressure gradient turbulent boundary layers. PhD thesis, 2012. – 186 p.
 363. Townsend A.A.R. The structure of turbulent shear flow. 2nd edition. Cambridge University Press, 1980. – 442 p.
 364. Mellor G.L., Gibson D.M. Equilibrium turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* – 1966. – Vol. 24, № 2. – P. 225–253.
 365. Monty J.P., Harun Z., Marusic I. A parametric study of adverse pressure gradient turbulent boundary layers // *Int. J. Heat Fluid Flow*. – 2011. – Vol. 32, № 3. – P. 575–585.
 366. Del Álamo J.C., Jiménez J., Zandonade P., Moser R.D. Scaling of the energy spectra of turbulent channels // *J. Fluid Mech.* – 2004. – Vol. 500. – P. 135–144.
 367. Perry A.E., Chong M.S. A series-expansion study of the Navier–Stokes equations with applications to three-dimensional separation patterns // *J. Fluid Mech.* – 1986. – Vol. 173. – P. 207–223.
 368. Wilcox D.C. Formulation of the k- ω Turbulence Model Revisited // *AIAA J.* – 2008. – Vol. 46, № 11. – P. 2823–2838.
 369. Zhou L., Li R., Hao Z., Zaripov D.I., Yan C. Improved k- ω - γ model for crossflow-induced transition prediction in hypersonic flow // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 2017. – Vol. 115. – P. 115–130.
 370. Deville M.O., Fischer P.F., Mund E.H. High-order methods for incompressible fluid flow. Cambridge University Press, 2002.
 371. Moin P. Fundamentals of Engineering Numerical Analysis. Cambridge:

Cambridge University Press, 2010.

372. Fischer P., Kruse J., Mullen J., Tufo H., Lottes J., Kerkemeier S. Nek5000—open source spectral element CFD solver, Argonne National Laboratory, Mathematics and Computer Science Division, Argonne, IL [Electronic resource]. 2008. URL: <https://nek5000.mcs.anl.gov/index.php/MainPage>.
373. Kerkemeier S.G., Fischer P.F., Lottes J.W. Nek5000: Open source spectral element cfd solver [Electronic resource]. 2008. URL: <http://nek5000.mcs.anl.gov>.
374. Patera A.T. A spectral element method for fluid dynamics: Laminar flow in a channel expansion // J. Comput. Phys. – 1984. – Vol. 54, № 3. – P. 468–488.
375. Tomboulides A.G., Lee J.C.Y., Orszag S.A. Numerical Simulation of Low Mach Number Reactive Flows // J. Sci. Comput. – 1997. – Vol. 12, № 2. – P. 139–167.
376. Zaripov D. Numerical study of steady-state acoustic oscillations in semi-closed straight channel // J. Hydrodyn. – 2018. – Vol. 30, № 6. – P. 1093–1104.
377. Fu L., Hu X.Y., Adams N.A. A family of high-order targeted ENO schemes for compressible-fluid simulations // J. Comput. Phys. – 2016. – Vol. 305. – P. 333–359.
378. Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // J. Comput. Phys. – 1997. – Vol. 135, № 2. – P. 260–278.
379. Ivashchenko V.A., Mullyadzhanov R.I. DNS of starting turbulent jets with variable density // J. Phys. Conf. Ser. – 2019. – Vol. 1382, Art. 012012. – 4 p.
380. Ivashchenko V.A., Abdurakipov S.S., Mullyadzhanov R.I. DNS of round turbulent jets with variable density // AIP Conference Proceedings. – 2018. – Vol. 2027, № 1, Art. 040027. – 5 p.
381. Ohlsson J., Schlatter P., Mavriplis C., Henningson D.S. The Spectral-Element and Pseudo-Spectral Methods: A Comparative Study / ed. Hesthaven J.S., Rønquist E.M. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011. – Vol. 76. – P. 459–467.
382. Ryzhenkov V., Ivashchenko V., Vinuesa R., Mullyadzhanov R. Simulation of heat and mass transfer in turbulent channel flow using the spectral-element method: effect of spatial resolution // J. Phys. Conf. Ser. – 2016. – Vol. 754, Art. 062009. –

7 p.

383. Ivashchenko V., Ryzhenkov V., Mullyadzhyanov R. Large-eddy simulations of variable-density turbulent jets // J. Phys. Conf. Ser. – 2018. – Vol. 1128, Art. 012016. – 7 p.
384. Ryzhenkov V., Ivashchenko V., Vinuesa R., Mullyadzhyanov R. Spectral-element simulations of variable-density turbulent flow in a plane channel // EPJ Web Conf. – 2017. – Vol. 159, Art. 00041. – 5 p.
385. Moser R.D., Moin P. The effects of curvature in wall-bounded turbulent flows // J. Fluid Mech. – 1987. – Vol. 175. – P. 479–510.
386. Spalart P.R. Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta=1410$ // J. Fluid Mech. – 1988. – Vol. 187. – P. 61–98.
387. Yang X.I.A., Hong J., Lee M., Huang X.L.D. Grid resolution requirement for resolving rare and high intensity wall-shear stress events in direct numerical simulations // Phys. Rev. Fluids. – 2021. – Vol. 6, № 5, Art. 054603. – 14 p.
388. Roy C.J. Review of code and solution verification procedures for computational simulation // J. Comput. Phys. – 2005. – Vol. 205, № 1. – P. 131–156.
389. Vinuesa R., Schlatter P., Nagib H.M. Secondary flow in turbulent ducts with increasing aspect ratio // Phys. Rev. Fluids. – 2018. – Vol. 3, № 5, Art. 054606. – 24 p.
390. Pirozzoli S., Modesti D., Orlandi P., Grasso F. Turbulence and secondary motions in square duct flow // J. Fluid Mech. – 2018. – Vol. 840. – P. 631–655.
391. Cheng C., Li W., Lozano-Durán A., Liu H. On the structure of streamwise wall-shear stress fluctuations in turbulent channel flows // J. Fluid Mech. – 2020. – Vol. 903, Art. A29. – 27 p.
392. Hwang J., Sung H.J. Wall-attached clusters for the logarithmic velocity law in turbulent pipe flow // Phys. Fluids. – 2019. – Vol. 31, № 5, Art. 055109. – 9 p.
393. Moisy F., Jiménez J. Geometry and clustering of intense structures in isotropic turbulence // J. Fluid Mech. – 2004. – Vol. 513. – P. 111–133.
394. del Álamo J.C., Jiménez J., Zandonade P., Moser R.D. Self-similar vortex clusters in the turbulent logarithmic region // J. Fluid Mech. – 2006. – Vol. 561. – P. 329–

- 358.
395. Lozano-Durán A., Jiménez J. Time-resolved evolution of coherent structures in turbulent channels: characterization of eddies and cascades // *J. Fluid Mech.* – 2014. – Vol. 759. – P. 432–471.
 396. Rosenfeld A., Pfaltz J.L. Sequential Operations in Digital Picture Processing // *J. ACM.* – 1966. – Vol. 13, № 4. – P. 471–494.
 397. Nikitin N. Turbulent secondary flows in channels with no-slip and shear-free boundaries // *J. Fluid Mech.* – 2021. – Vol. 917, Art. A24. – 26 p.
 398. Zaripov D.I. Problems of an experimental study of a reverse flow in the turbulent channel flow // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2021. – Vol. 2057, № 1, Art. 012097. – 5 p.
 399. Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1999. – 328 с.
 400. Smith C.R., Walker J.D.A., Haidari A.H., Sobrun U. On the dynamics of near-wall turbulence // *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A Phys. Eng. Sci.* – 1991. – Vol. 336, № 1641. – P. 131–175.
 401. Adrian R.J., Meinhart C.D., Tomkins C.D. Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.* – 2000. – Vol. 422. – P. 1–54.
 402. Kim J., Hussain F. Propagation velocity of perturbations in turbulent channel flow // *Phys. Fluids A Fluid Dyn.* – 1993. – Vol. 5, № 3. – P. 695–706.
 403. Prandtl L. Turbulent Flow: Technical Memorandum NACA No. 435, 1927. – 21 p.
 404. Perkins H.J. The formation of streamwise vorticity in turbulent flow // *J. Fluid Mech.* – 1970. – Vol. 44, № 4. – P. 721–740.
 405. Nikitin N.V., Popelenskaya N.V., Stroh A. Prandtl's secondary flows of the second kind. problems of description, prediction, and simulation // *Fluid Dyn.* – 2021. – Vol. 56, № 4. – P. 513–538.
 406. Gessner F.B. The origin of secondary flow in turbulent flow along a corner // *J. Fluid Mech.* – 1973. – Vol. 58, № 1. – P. 1–25.
 407. Brundrett E., Baines W.D. The production and diffusion of vorticity in duct flow // *J. Fluid Mech.* – 1964. – Vol. 19, № 3. – P. 375–394.

408. Корнилов В.И. Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях. 2-е издание. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013. – 431 с.
409. Kornilov V.I. Three-dimensional turbulent near-wall flows in streamwise corners: Current state and questions // Prog. Aerosp. Sci. – 2017. – Vol. 94. – P. 46–81.
410. Jeong J., Hussain F. On the identification of a vortex // J. Fluid Mech. – 1995. – Vol. 285. – P. 69–94.

Часто используемые условные обозначения и сокращения

$\mathbf{u}$ – вектор скорости движения жидкости, [м/с]

x, y, z – координаты в продольном, нормальном к стенке и поперечном направлениях, [м]

u, v, w – компоненты вектора скорости в направлениях x, y и z , [м/с]

t – время, [с]

t_k – время, соответствующее кадру k , [с]

ν – кинематический коэффициент вязкости, [м²/с]

u_τ – динамическая скорость, [м/с]

τ_K – колмогоровский масштаб времени, [с]

λ_K – колмогоровский масштаб длины, [м]

f_K – колмогоровский масштаб частоты, [Гц]

ε – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, [м²/с³]

P – генерация кинетической энергии турбулентности, [м²/с³]

H – полуширина канала, [м]

β – параметр давления Клаузера

Re – число Рейнольдса

Re_τ – динамическое число Рейнольдса

k – номер кадра

Δt – время между двумя последовательными кадрами k и $k+1$ и шаг по времени при прямом численном моделировании, [с]

f, g – шаблонная и сравниваемая расчетные области

I, J – размеры расчетной области в направлениях x и y , [пикс]

I_{ROI}, J_{ROI} – размеры области поиска в направлениях x и y , [пикс]

M – масштабный коэффициент, [пикс/мм]

(x_0, y_0) – координаты центра расчетной области, [пикс]

$(s_x, s_y) = (n, m) + (\Delta n, \Delta m)$ – полное, целочисленное и дробное значения смещения в направлениях x и y , [пикс]

s_0 — истинное значение смещения, [пикс]

C^{ZN} , C^N , C – ноль-нормированная, нормированная и не нормированная кросскорреляционные функции

Φ – сумма абсолютных разностей

N_{ppp} – концентрация изображений частиц, [част/пикс]

N_I – эффективное число частиц, приходящихся на расчётную область

I_0 – максимальная яркость изображения частицы относительно плоскости светового ножа

σ_n – стандартное отклонение фонового шума на изображении

Δx , Δy – шаг сетки в направлениях x и y , [пикс]

d_τ – диаметр изображения частицы-трассера, [пикс]

$O(\)$ – порядок вычислительной сложности

$(\overline{\ })$ – оператор осреднения

$(\)^+$ – любые величины в координатах закона стенки, т.е. безразмерные величины отнесенные к масштабам длины ν/u_τ и времени ν/u_τ^2

БПФ – Быстрые Преобразования Фурье

ККФ – Кросс-Корреляционная Функция

КЭТ – Кинетическая Энергия Турбулентности

ОПТ – Обратное Пристеночное Течение

САР – Сумма Абсолютных Разностей

ТПС – Турбулентный Пограничный Слой

DNS – Direct Numerical Simulation

DVR – Dynamic Velocity Range

GF – Grid-Free

GST – Global Sum Table

H-M – High-Momentum

JPDF – Joint Probability Density Function

LES – Large Eddy Simulation

L-M – Low-Momentum

PDF – Probability Density Function

PIV – Particle Image Velocimetry

PPC – Parallel Projection Correlation

PTV – Particle Tracking Velocimetry

Q-S – Quasi-Streamwise

RANS – Reynolds-Averaged Navier-Stokes

ROI – Region Of Interest

SIV – Smoke Image Velocimetry

SNR – Signal to Noise Ration

Stereo – Stereoscopic

Tomo – Tomographic

ZNCC – Zero-Normalized Cross-Correlation