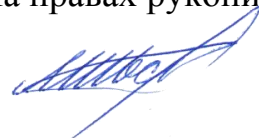


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Шестаков Максим Владимирович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ
СТРУКТУРЫ КВАЗИДВУМЕРНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ И СЛЕДОВ
В ЩЕЛЕВЫХ КАНАЛАХ**

Специальность: 1.1.9 — Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
академик РАН д.ф.-м.н. Д.М. Маркович

Новосибирск — 2021

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Обзор литературы.....	10
1.1. Свободные турбулентные плоские струи	11
1.2. Пристенные турбулентные струи	13
1.3. Ограниченные турбулентные струи	18
1.4. Квазидвумерные ограниченные турбулентные струи	25
1.5. Турбулентные следы.....	45
Выводы по Главе 1	54
Глава 2. Методика измерений и экспериментальные стенды.....	56
2.1. Методика применения PIV метода.....	57
2.2. Методика применения Томо-PIV метода	75
2.3. Методика применения LIF метода	95
2.4. Экспериментальные стенды.....	100
2.5. Измерительные системы.....	106
Выводы по Главе 2	107
Глава 3. Квазидвумерная ограниченная турбулентная струя. Двумерные измерения.....	109
3.1. Методика и параметры измерений	110
3.2. Высокоскоростная визуализация методом PLIF	112
3.3. Результаты 2D PIV измерений с высоким временным разрешением.	117
Выводы по Главе 3	145
Глава 4. Экспериментальное исследование пространственной структуры квазидвумерной турбулентной струи	147
4.1. Методика и параметры измерений	147
4.2. Результаты Томо-PIV экспериментов.....	151
Выводы по Главе 4	172
Глава 5. Экспериментальное исследование пространственной структуры квазидвумерного турбулентного следа	173
5.1. Методика и параметры измерений	174
5.2. Результаты Томо-PIV экспериментов.....	178
Выводы по Главе 5	198
Заключение	199
Список публикаций по теме диссертации	200
Список литературы	204

Актуальность темы. Квазидвумерные турбулентные сдвиговые течения представляют особый класс течений, в которых движение происходит преимущественно в двух направлениях (в плоскости) в слое жидкости малой толщины. Квазидвумерные сдвиговые течения проявляют свойства двумерной турбулентности, которая отличается от трехмерной и не является ее упрощенной моделью. Основная особенность двумерной турбулентности – это наличие двух инерционных интервалов, соответствующих прямому каскаду энтропии, направленному в сторону малых масштабов, и обратному каскаду энергии, направленному в сторону больших масштабов, обеспечивающему аккумуляцию кинетической энергии турбулентности на максимальном возможном масштабе. Отличием квазидвумерной от «строго» двумерной турбулентности, которая является математической идеализацией, является влияние придонного трения на течение. Придонное трение, возникающее на границе раздела двух жидкостей или на ограничивающих стенках, приводит к длинноволновой диссипации кинетической энергии турбулентности (КЭТ) и ограничивает рост максимального масштаба в потоке. Ограничение масштабов движения в одном из направлений течения вследствие малой толщины слоя жидкости приводит к ограничению механизма растяжения вихревых трубок на масштабах больших толщины слоя жидкости, в результате чего формируются сдвиговые вихревые структуры с масштабом больше толщины слоя жидкости, устойчивые к возмущениям. Таким образом, на фоне трехмерной турбулентности развиваются квазидвумерные крупномасштабные вихревые структуры, которые являются отличительной особенностью квазидвумерного сдвигового турбулентного течения. Наличие изолированных вихревых структур, двух характерных диапазонов масштабов движения, относящихся к 2D и 3D движениям, формирование в спектре КЭТ инерционных интервалов с прямым и обратным каскадом и коротковолновой и длинноволновой диссипацией делает задачу исследования структуры квазидвумерной турбулентности значимой с точки зрения развития общей теории турбулентности. Процессы энергообмена между вихревыми структурами, относящимися как к 2D турбулентности с обратным каскадом, так и к 3D турбулентности с прямым каскадом, а также на масштабах их сопряжения представляют интерес как с точки зрения фундаментальных исследований развития теории турбулентности, так и с практической, поскольку механизмы турбулентного теплопереноса полностью определяются спектральным составом турбулентных пульсаций.

Многие течения, реализующиеся в окружающей среде, а также геофизические течения представляют собой квазидвумерные турбулентные сдвиговые течения. Примером таких течений могут служить устойчиво стратифицированные течения в следах, формирующихся в атмосфере и океане, течения в области слияния рек, течения в эстуариях, а также технологические стоки в

водоемы малой глубины. Крупномасштабные квазидвумерные долгоживущие вихревые структуры, формирующиеся вследствие развития поперечной сдвиговой неустойчивости, играют важную роль в процессах переноса и смешения в таких течениях. Например, в водных экосистемах существует взаимосвязь между гидродинамическими мезомасштабными структурами и биологическим ростом фито и зоопланктона. Крупномасштабные вихревые структуры определяют распределение и популяции различных видов фитопланктона, а развитие популяции определяют движения водных масс в вертикальном направлении, которые ответственны за потоки биогенных веществ. Таким образом, исследование закономерностей формирования трехмерной вихревой структуры квазидвумерного течения и связанные с ними процессы смешения и вовлечения является важной геофизической задачей.

Не менее важной задачей в механике окружающей среды являются струйные сбросы из промышленных и бытовых источников, которые часто поступают в мелкие реки и прибрежные заливы. В таких задачах необходимо оценивать влияние характерных структур течения на распространение, смешивание, дисперсию и диффузию трассеров (примесей) в квазидвумерных струях. Ограниченный слой жидкости создает значительную разницу в горизонтальных и вертикальных темпах роста струи. В отличие от большой базы знаний о неограниченных турбулентных струях, структура турбулентности квазидвумерных сдвиговых течений, которая сильно зависит от ограничивающих поверхностей, остается мало изученной.

Квазидвумерные сдвиговые течения наиболее часто реализуются в энергетических установках атомной энергетики, геотермальной энергетике, системах охлаждения электроники, энергетических теплообменных аппаратах, а также аппаратах химических технологий. Течение в узких каналах, составных каналах, а также между цилиндрами имеет важное значение при разработке и проектировании теплообменных аппаратов и тепловыделяющих сборок. Это обусловлено тем, что течения в узких каналах характеризуется большими градиентами скорости на стенках при небольших расходах протекающей жидкости и умеренных перепадах давления, что позволяет использовать их в высокоэффективных и компактных теплообменных устройствах и смесителях. Эффективность работы теплоносителя в таких каналах (съем тепла с поверхности) целиком определяется структурой турбулентности и скоростью движения жидкости в них. Среди наиболее важных из них – это квазидвумерные турбулентные струи и следы, распространяющиеся в узких каналах между двумя ограничивающими поверхностями, на динамику и структуру течения которых существенное влияние оказывают придонное трение на стенке. Главная особенность структуры квазидвумерного течения состоит в сосуществовании крупномасштабных двумерных турбулентных движений, которые определяют перенос на большие расстояния, и трехмерных турбулентных движений масштаба меньше размера канала, которые могут интенсифицировать процессы перемешивания и тепло- и массообмена со стенкой.

Кроме того, квазидвумерная геометрия течения дает широкие возможности для управления спектром турбулентных пульсаций, поскольку позволяет контролировать потоки энергии по спектру, как в прямом, так и в обратном направлениях, обеспечивая таким образом управление степенью интенсификации или подавления процессов теплообмена между жидкостью и твердой стенкой.

Квазидвумерные турбулентные сдвиговые течения являются наиболее сложными как для численного, так и для физического моделирования. Сложность заключается в одновременном разрешении широкого диапазона масштабов, которые относятся к области трехмерной и двумерной турбулентности, реализуемых в квазидвумерном потоке. Таким образом, для эффективного использования квазидвумерных сдвиговых течений в современных высокоэффективных энергетических технологиях необходимы количественные знания о влиянии масштабных эффектов на динамику квазидвумерного сдвигового течения, процессах образования и распада крупномасштабных вихревых структур, а также о взаимосвязи между крупномасштабными, продольными вихревыми структурами и средним течением, которые невозможно получить без детального экспериментального исследования пространственной трехмерной структуры потока с высоким пространственным и временным разрешением.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование закономерностей формирования, развития и взаимодействия трехмерных вихревых структур, образующихся в квазидвумерных сдвиговых турбулентных течениях, в частности, струях и следах в щелевых каналах, определение степени влияния эффектов двумерной турбулентности на развитие изучаемых течений, а также получение исчерпывающего набора количественных данных, позволяющих оценить влияние вихревых структур на процессы смешения и тепломассопереноса.

В соответствии с указанной целью были поставлены следующие **задачи**:

- применение и апробация методов анемометрии по изображениям частиц, основанных на малоракурсной оптической томографии (Tomographic PIV), для измерения трехмерных трехкомпонентных распределений скорости в квазидвумерных турбулентных сдвиговых течениях в щелевых каналах;
- проведение высокоскоростной визуализации при помощи метода лазерной индуцированной флуоресценции (PLIF) пространственной структуры квазидвумерной турбулентной струи, развивающейся в щелевом канале, для определения характерных временных и пространственных масштабов;
- измерение мгновенных полей скорости при помощи метода PIV в квазидвумерной турбулентной струе, развивающейся в щелевом канале в широком диапазоне чисел Рейнольдса и различных соотношений глубины канала к ширине сопла для исследования влияния соотношения инерционных сил и сил трения на структуру и динамику квазидвумерной струи;

– измерение мгновенных трехмерных трехкомпонентных распределений скорости, формирующихся при течении квазидвумерной турбулентной струи и следа в щелевом канале при помощи томографического PIV метода с высоким временным разрешением для определения трехмерной топологии вихревых структур, формирующихся в объеме потока.

Научная новизна.

Впервые экспериментально исследована динамика крупномасштабных вихревых структур в квазидвумерной турбулентной струе в широком диапазоне чисел Рейнольдса и диапазоне соотношения ширины струи к глубине канала от 0,11 до 0,4. Впервые обнаружена модуляция амплитуды меандрирования квазидвумерной турбулентной струи и показана ее связь с процессами образования и объединения вихревых структур.

Впервые измерены трехмерные трехкомпонентные мгновенные и осредненные распределения скорости в потоке квазидвумерной турбулентной струи и следа за цилиндром с помощью метода Томо-PIV с высоким временным разрешением. Впервые экспериментально получены данные о динамике трехмерной мгновенной вихревой структуры квазидвумерной струи и следа.

Впервые экспериментально обнаружены продольные вихревые структуры в течении квазидвумерной турбулентной струи и следа.

Впервые показано, что при обтекании ограниченного цилиндра с соотношением высоты цилиндра к диаметру 0,4 формируются два квадрупольных распределения продольной завихренности, соответствующие внешним и внутренним вторичным течениям. Определена область влияния вторичных течений на осредненную структуру квазидвумерной турбулентной струи и следа.

Впервые по экспериментальным данным рассчитаны спектры пульсаций трех компонент скорости в квазидвумерной турбулентной струе и следе.

Теоретическая и практическая значимость. Полученные экспериментальные данные о трехмерной пространственной структуре квазидвумерных турбулентных сдвиговых течений дают представление о процессах формирования и взаимодействия вихревых структур в объеме потока, что позволяет разрабатывать эффективные методы управления смешением и тепломассопереносом. Спектральные зависимости для кинетической энергии турбулентности, рассчитанные по трем компонентам скорости, экспериментально полученным в одни и те же моменты времени, позволяют развивать и апробировать новые модели турбулентности для анизотропных квазидвумерных турбулентных потоков. Обнаруженная в данной работе взаимосвязь между развитием квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур и продольных вихревых структур, определенные их характерные пространственные и временные масштабы необходимо учитывать при разработке моделей и численных кодов для описания

процессов тепломассообмена в энергетических и химических установках. Новые данные о трехмерной структуре при обтекании цилиндра и распространении струи в щелевом канале, а также о наличии в потоке продольных вихревых структур позволят разрабатывать высокоэффективные пластинчатые теплообменники, оптимизировать внутреннюю конструкцию систем охлаждения газотурбинных лопаток и микроэлектроники, процессы теплообмена в компактных тепловыделяющих сборках. Полученная обширная экспериментальная база данных по трехмерным трехкомпонентным распределениям скорости с высоким временным разрешением является основой для верификации современных существующих и создаваемых расчетных кодов.

На защиту выносятся:

Результаты экспериментов по исследованию динамики крупномасштабных вихревых структур, развивающихся в условиях сильной анизотропии течения в квазидвумерной турбулентной струе, позволяющие определить характерные временные и пространственные масштабы течения.

Результаты экспериментов по исследованию трехмерных трехкомпонентных распределений скорости в квазидвумерной струе, полученные с высоким временным разрешением, позволяющие анализировать пространственную топологию и динамику трехмерных вихревых структур.

Энергетические спектры пульсаций, рассчитанные для каждой компоненты скорости в квазидвумерной турбулентной струе, позволяющие определить области применения различных моделей к описанию течений, имеющих признаки как двумерной турбулентности, так и существенно трехмерных эффектов.

Результаты экспериментов по исследованию трехмерных трехкомпонентных распределений скорости в квазидвумерном следе, полученные с высоким временным разрешением, позволяющие анализировать процессы взаимодействия вихревых структур в следе за цилиндром.

Достоверность результатов. Достоверность полученных экспериментальных результатов обеспечивается: проведением специальных тестовых экспериментов, использованием хорошо апробированных экспериментальных методов, проведением калибровки измерительной системы, повторяемостью экспериментальных данных, оценкой погрешности измерений, сравнением результатов данной работы с результатами, полученными другими хорошо апробированными методами, сопоставлением с экспериментальными данными, полученными другими авторами.

Личный вклад автора. Постановка задач исследования осуществлена совместно с научным руководителем академиком РАН Марковичем Д.М. Проектирование и изготовление

рабочих участков производилось лично автором. Проведение экспериментов по измерению двумерных полей скорости в квазидвумерной турбулентной струе, эксперименты по скоростной PIV визуализации и скоростным измерениям мгновенных полей скорости PIV методом в квазидвумерной турбулентной струе, эксперименты по высокоскоростным томографическим PIV измерениям трехкомпонентных мгновенных распределений скорости в квазидвумерной струе и следе за цилиндром выполнены лично автором.

Обработка результатов, полученных при помощи PIV метода, высокоскоростного PIV и PLIF метода в квазидвумерной турбулентной струе, а также при помощи томографического PIV метода высокого временного разрешения в квазидвумерной турбулентной струе и следе проводилась лично автором. Расчет мгновенных и осредненных полей скорости, а также полей пульсаций скорости для 2D и 3D измерений, а также анализ полученных экспериментальных результатов проводился лично автором. Написание научных статей проводилось с непосредственным участием автора.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих международных и всероссийских конференциях: International Conference Turbulence, Heat and Mass Transfer (Dubrovnik, Croatia 2006, Rio de Janeiro, Brazil, 2018); International Symposium on Turbulence Shear Flow Phenomena (Munich, Germany, 2007, Melbourne, Australia, 2015); 5th International Symposium Particle Image Velocimetry (Roma, Italy, 2007); 5th International Conference on Transport Phenomena in Multiphase Systems HEAT (Bialystok, Poland, 2008); International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal, 2012, 2014, 2016); 10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (Naples, Italy, 2015); Euromech Colloquium [581] Dynamics of Concentrated Vortices (Novosibirsk, Russia, 2016); 13th Asian Symposium on Visualization (Novosibirsk, Russia 2016); Всероссийская научная конференция «Теплофизика и физическая гидрогазодинамика» (Ялта, Россия, 2016, 2017); Всероссийская научная конференция «Сибирский теплофизический семинар» (Новосибирск, Россия, 2010, 2014, 2015, 2016, 2018); Всероссийский семинар с международным участием по струйным, отрывным и нестационарным течениям (Новосибирск, Россия, 2015); Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» (Москва, Россия, 2009, 2011, 2015, 2019). Результаты диссертации, вошли в перечень важнейших результатов фундаментальных исследований Института теплофизики СО РАН в 2014 году.

Публикации.

По материалам диссертации опубликовано 40 работ, включая 25 статей, в том числе 8 статей – в изданиях, входящих в перечень ведущих рецензируемых журналов и изданий, рекомендованных ВАК.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Диссертация изложена на 216 страницах, содержит 112 рисунков и 5 таблиц. Библиографический список включает 203 наименования работ.

Глава 1. Обзор литературы

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию квазидвумерных затопленных ограниченных турбулентных струй и следов при помощи бесконтактных панорамных методов, основанных на цифровой трассерной анемометрии в 2D и 3D модификации. Квазидвумерные турбулентные сдвиговые течения представляют собой течения, сильно ограниченные в одном из трех направлений, масштабы движения жидкости вдоль которого намного меньше масштабов движения жидкости в двух других неограниченных направлениях. Примерами таких течений в природе являются течения за островами в атмосфере и океане, когда горизонтальные размеры течения намного больше глубины слоя жидкости. В лабораторном моделировании, как правило, используют гидрлотки, каналы со свободной поверхностью и щелевые каналы, образованные двумя близкорасположенными плоскопараллельными пластинами, длина и ширина этих каналов на два порядка больше их высоты (глубины).

Применение закономерностей, полученных для турбулентных свободных сдвиговых течений (плоских и пристенных струй и следов), которые в настоящее время достаточно хорошо изучены в двумерной постановке и интенсивно исследуются в трехмерной постановке, для квазидвумерных турбулентных сдвиговых течений ограничено. Применимость закономерностей, полученных для турбулентных свободных сдвиговых течений, к описанию квазидвумерных сдвиговых течений определяется соотношением высоты канала h к ширине сопла D и толщиной пограничного слоя, которые характеризуют влияние ограничивающих стенок канала на структуру квазидвумерного турбулентного сдвигового течения. В частности, эти соотношения определяют продолжительность независимого развития свободных сдвиговых слоев и пристенного сдвигового слоя на начальном участке квазидвумерной струи или следа.

В связи с этим в обзоре кратко представлены характеристики затопленных плоских «двумерных» турбулентных струй и следов, трехмерных пристенных турбулентных струй и следов, а также ограниченных прямоугольных турбулентных струй и следов. Далее в обзоре представлены немногочисленные работы по исследованию квазидвумерных турбулентных струй и следов в узких каналах и тонких слоях жидкости со свободной поверхностью.

1.1. Свободные турбулентные плоские струи

Свободные сдвиговые турбулентные течения, неограниченные и неподверженные влиянию стенок, в настоящее время хорошо изучены как численно, так и экспериментально, и поэтому используются в качестве основных объектов для апробации и развития численных моделей и кодов в расчетной гидродинамике. Примерами свободных сдвиговых турбулентных течений являются слой смешения, свободные затопленные струи и следы. Основные свойства данных течений следующие: неустойчивость, когерентные вихревые структуры, перемежаемость и автомодельность.

Изучению *плоских* турбулентных струй и следов посвящено множество работ, например, [1–3]. Однако в этих работах предполагается статистическая двумерность сдвигового течения, а также не учитывается влияние ограничивающих поверхностей. Двумерная постановка была обусловлена сложностью или невозможностью решения задачи сдвигового течения в трехмерной постановке. Кроме того, существующие на тот момент экспериментальные измерительные методы, обладающие локальностью, не позволяли получать пространственные данные о характеристиках потока. Результаты этих работ указывают на сохранение импульса струи, автомодельность таких характеристик струи как профили средней скорости, а также вторых моментов скорости на основном участке струи. Тем не менее, существует разброс в данных различных авторов, который составляет порядка 10 % и обусловлен начальными условиями на выходе из сопла [4]. Также различия наблюдаются в законе затухания осевой скорости, координате источника струи и в поперечном распределении всех трех компонент турбулентной интенсивности.

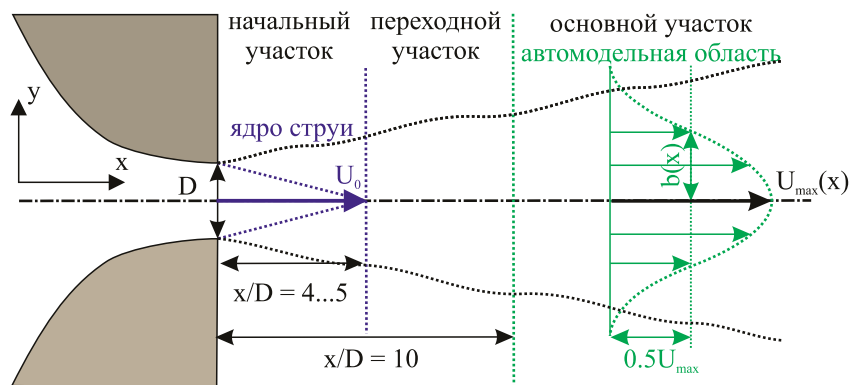


Рисунок 1.1.1. Схема затопленной турбулентной струи.

В плоской турбулентной струе выделяют три участка, которые схематично представлены на Рисунке 1.1.1. Начальный участок, располагающийся за срезом сопла, состоит из двух «плоских» сдвиговых слоев смешения, которые окружают потенциальное ядро струи. Особенностью начального участка струи являются вихревые структуры, образующиеся

вследствие развития сдвиговой неустойчивости в слоях смешения струи. В результате эволюции и последовательных парных слияний вихревых структур вниз по потоку происходит вовлечение внешней жидкости, сдвиговые слои смешения растут и на расстоянии около 4-5 калибров смыкаются, поглощая при этом потенциальное ядро струи. Слияние сдвиговых слоев в конце потенциального ядра струи определяет границы начального участка и приводит к формированию сложного переходного участка струи, распространяющегося приблизительно на 10 калибров, в котором струя достигает стадии динамического равновесия, при этом профили средней скорости начинают становиться автомодельными. Другими словами, профили средней скорости, нормированные на осевую скорость U_c и полуширину $b(x)$ становятся аффинными (совпадающими). Область, в которой проявляется автомодельность профилей скорости, называется основным участком струи. На этом участке струя расширяется и затухает, при этом функции U_c и b зависят только безразмерной продольной координаты x/D . Из закона сохранения импульса и аффинности профилей скорости следует, что угол расширения струи постоянный, т.е. $b(x) \sim x$. Скорость на оси струи убывает как $U_c \sim x^{-1/2}$, при этом скорость вовлечения V_E пропорциональна U_c , т.е. $V_E = a \cdot U_c$, где a - коэффициент вовлечения. Вводя коэффициент расширения струи K_1 и координату виртуального источника C_1 , для автомодельной области можно записать следующее выражение для скорости расширения струи:

$$\frac{b(x)}{D} = K_1 \left[\frac{x}{D} + C_1 \right] \quad (1.1.1)$$

Согласно работе [5] скорость расширения струи $K_1 \sim 0,1$, координата геометрического источника струи $C_1 \sim 0,07$.

Затухание осевой скорости U_c происходит согласно следующей зависимости:

$$\left(\frac{U_c}{U_0} \right)^{-2} = K_2 \left[\frac{x}{D} + C_2 \right] \quad (1.1.2)$$

где U_0 – среднерасходная скорость на выходе из сопла. Измеренная в [5] скорость затухания средней осевой скорости $K_2 \sim 0,22$, а кинематический источник $C_2 \sim -0,18$. Значения K_1 и K_2 , имеющиеся в литературе, слабо отличаются друг от друга, например см. таблицу в работе [6]. Значения для C_1 и C_2 для виртуальных источников показывают значительный разброс, который связан с начальными условиями потока.

Вторые моменты скорости в основном участке струи на расстоянии примерно 50 калибров также проявляют автомодельные свойства. Данные по автомодельности вторых моментов скорости подтверждены измерениями, выполненными в работах [4,5,7].

Экспериментальные данные для профиля продольной скорости хорошо аппроксимируются решением Рейхардт (1942) [1] в виде:

$$\frac{U}{U_m} = e^{-A\eta^2} \quad (1.1.3)$$

где A – численная константа, а $\eta = y/b(x)$ – безразмерная поперечная координата. Особенностью данного профиля является наличие точки перегиба в его форме. Сдвиговое турбулентное течение с профилем скорости, имеющим точку перегиба, является невязко неустойчивым, что приводит к росту возмущений в результате развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, которая возникает при наличии поверхности тангенциального разрыва в компоненте скорости. Благодаря механизму неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, возмущения в виде двумерных волн экспоненциально нарастают вниз по течению и происходит их свертывание в когерентные вихревые структуры. В струе выделяют три вида неустойчивости характерных для начального и переходного участка струи [8]:

Неустойчивость А. В пограничном слое на срезе сопла в сдвиговом слое смешения на расстояниях до 1 калибра формируется двумерная пространственная неустойчивость Кельвина–Гельмгольца с максимальным коэффициентом пространственного усиления возмущений, соответствующих числу Струхала в диапазоне $St = 0,011 \div 0,018$.

Неустойчивость Б. Неустойчивость развивается на расстояниях от 1 до 5 калибров от среза сопла, обусловлена коллективным взаимодействием когерентных вихревых структур на начальном участке струи, где преобладают низкочастотные пульсации, генерируемые наиболее крупными вихрями. В конце начального участка характерное число Струхала, определенное по ширине сопла, составляет $St = 0,3 \div 0,5$. Согласно данным экспериментов, процесс свертывания заканчивается в той точке вниз по потоку, где амплитуда основной компоненты с частотой f достигает максимума. При этом происходит возбуждение субгармоники на частоте $f/2$, амплитуда которой на три порядка меньше основной. Рост субгармоники ниже по течению на нелинейной стадии развития неустойчивости приводит к слиянию соседних вихрей, в месте, где субгармоника достигает максимума.

Неустойчивость В. Связана с развитием трехмерной неоднородности кольцевых вихрей вдоль азимутальной координаты в случае круглых струй и прямолинейных вихрей вдоль размаха (трансверсальной координаты) в случае плоских струй, которая в конце начального участка приводит к распаду вихревых структур.

1.2. Пристенные турбулентные струи

Широкое распространение струйных течений в технических приложениях и технологиях привели к исследованию взаимодействия турбулентной струи со стенкой. А учитывая

определяющую роль когерентных вихревых структур в процессах смешения, вовлечения, переноса импульса, энергии турбулентности, массы и тепла, привело к исследованию взаимодействия вихревых структур со стенкой, а также к развитию методов управления этими процессами с целью интенсификации и подавления тех или иных характеристик.

В зависимости от взаимного расположения стенки и струи, выделяют следующие струйные течения: импактные струи, натекающие под прямым углом на преграду; пристенные струи, распространяющиеся вдоль стенки; ограниченные струи, распространяющиеся в пространстве между двумя стенками. Изучение плоской *пристенной* турбулентной струи прошло те же этапы, что и изучение плоских *свободных* струй – от «двумерных» струй до трехмерных пространственных струй. Основные результаты, полученные в двумерной постановке для пристенных струй, можно найти в недавней работе [9] и ссылок в ней, а также в следующих книгах и обзорах [1,2,10]. Повышение вычислительной мощности ЭВМ, а также развитие панорамных методов измерения потоков [11] привело к исследованию трехмерных турбулентных плоских струй. В первых работах по исследованию трехмерных турбулентных плоских струй [12–15] было показано, что структура трехмерной пристенной струи, так же, как и свободной струи, делится на три области: ближнее поле (начальный участок), среднее поле (переходной участок) и дальнее поле (основной участок). Исследования показывают, что средние профили продольной компоненты скорости в дальнем поле пристенной струи автомодельны, в случае их нормирования на локальную максимальную скорость, а координаты – на поперечную и вертикальную полуширину струи. Трехмерная пристенная струя характеризуется затуханием максимальной скорости потока и развитием поперечной и вертикальной полуширины струи $y_{1/2}$ и $z_{1/2}$, соответственно (Рисунок 1.2.1 а).

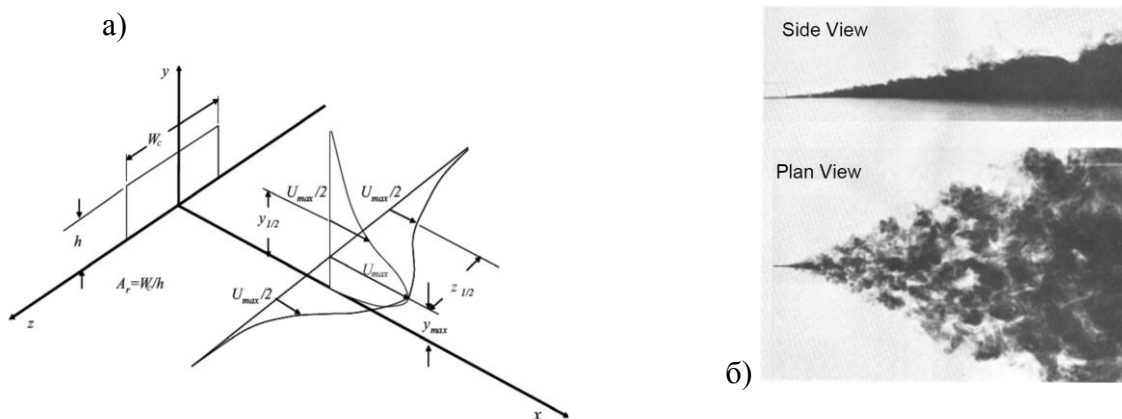


Рисунок 1.2.1. А) Схема обозначения основных параметров в трехмерной пристенной струе [16], б) визуализация трехмерной струи [10].

Основной особенностью в дальнем поле трехмерной пристенной струи является значительная анизотропия скорости расширения струи в поперечном направлении, которая в

пять – восемь раз больше скорости роста в вертикальном направлении (нормальном к стенке) (Рисунок 1.2.1 б). Таким образом, взаимодействие между струей и стенкой способствует как увеличению скорости расширения струи, так и подавлению вертикального роста струи. В работе [10] анизотропию в скоростях роста связали с наличием двух областей средней продольной завихренности противоположных знаков, расположенных слева и справа от оси струи. Области средней продольной завихренности характерны для трехмерных пристенных струй и наблюдаются для различных форм сопел (круглых, прямоугольных и квадратных). Формирование областей средней продольной завихренности (вторичных течений) обусловлено наличием продольно ориентированных участков вихревых структур, которые образуются в результате деформации сдвиговых вихревых структур при взаимодействии со стенкой. Когерентные вихревые структуры в трехмерной пристенной струе были в центре внимания нескольких исследований. Так, в работе [17] при помощи системы термоанемометров и метода условного осреднения экспериментально исследовался механизм формирования продольных вихрей в ближнем поле пристенной круглой струи. На основании экспериментальных данных была предложена модель когерентных вихревых структур, согласно которой средняя продольная завихренность формировалась в результате взаимодействия подковообразных когерентных структур, образованных во внешнем сдвиговом слое за счет среднего сдвига струйного течения, со стенкой. Позднее в работе [18] при помощи двухточечных измерений термоанемометра в ближнем поле подтвердили данные работы [17] и выдвинули предположение о том, что подковообразные вихревые структуры являются следствием эволюции кольцеобразных вихревых структур подобно тем, что образуются в свободных круглых струях (Рисунок 1.2.2 а).

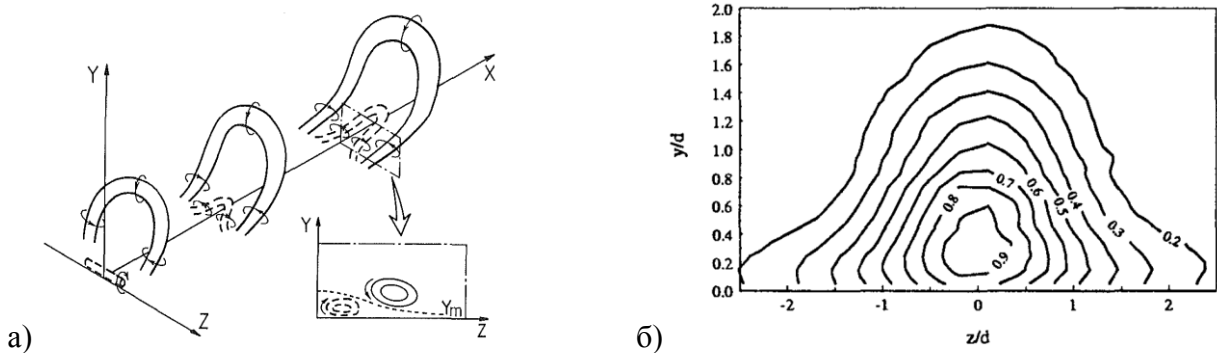


Рисунок 1.2.2. А) Модель вихревой структуры, предложенная в работе [17], б) контуры нормированной продольной скорости U/U_c в сечении $x/D = 10$ [18].

Исследования [18] и [19] показали, что вблизи стенки «ножки» подковообразных внешних вихревых структур ориентируются по направлению среднего потока, что приводит к тому, что жидкость из высокоскоростной области выносится к стенке, создавая при этом большой поперечный рост струи (Рисунок 1.2.2 б.). Позднее Холл и Юинг [20] на основе распределений

продольной завихренности в поперечных сечениях струи, а также применения метода POD к полям давления, показали, что распределение давления на стенке является несимметричным, что связано с динамикой двух типов вихревых структур: крупномасштабных вихревых структур, связанных с внешним сдвиговым слоем, и мелкомасштабных вихревых структур, расположенных вблизи стенки в центральной области струи.

Влияние соотношений сторон сопла на структуру пристенной прямоугольной струи было исследовано в работе [21]. Исследования проводились при помощи термоанемометра для четырех соотношений сторон сопла (AR) 1, 3, 4 и 8, в области от $x/h = 3$ до 60. Распределение профилей скорости и пульсаций скорости в пристенных струях с различным AR приближаются к универсальной зависимости, в случае нормировки продольной координаты на корень квадратный из площади поперечного сечения сопла, а вертикальная и поперечная координата нормирована на соответствующие полуширины струи. При такой нормировке распределения полей средней продольной скорости и полей пульсаций скорости, измеренные для различных AR, приближаются к автомодельным начиная со значения продольной координаты $x/\sqrt{A} = 30$. Основные характеристики трехмерной пристенной струи представлены на Рисунке 1.2.3.

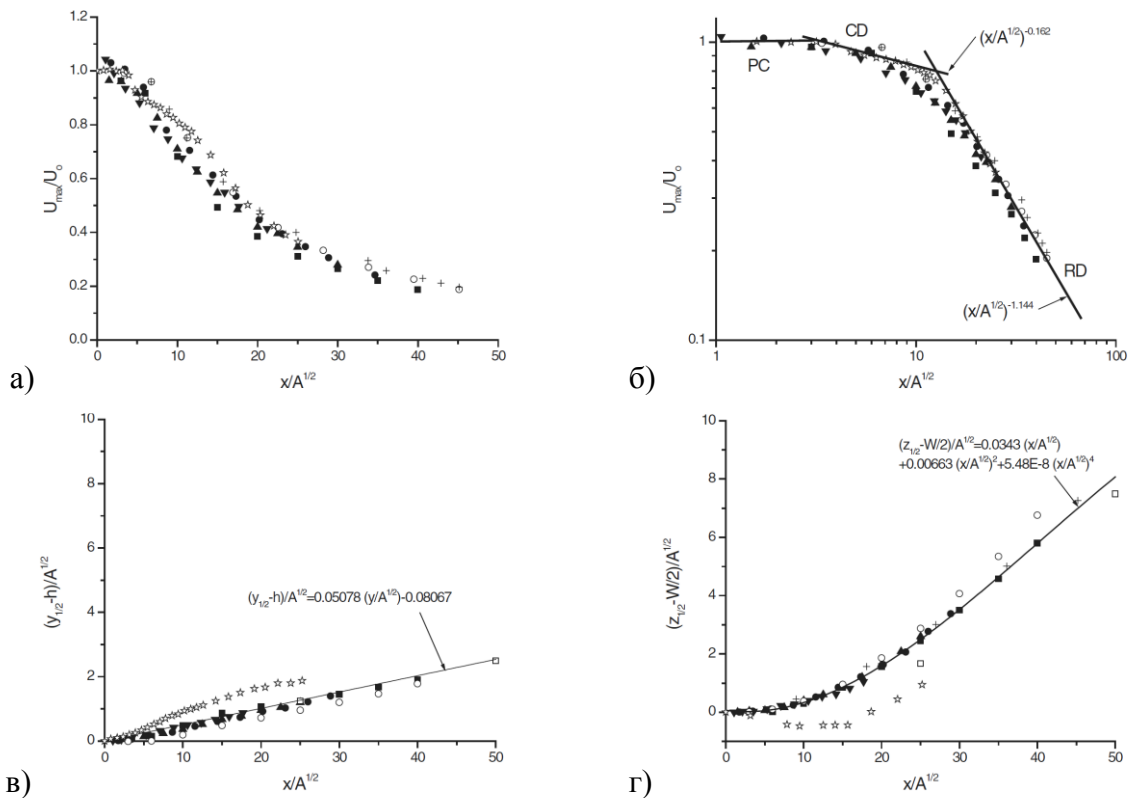


Рисунок 1.2.3. Профили осевой нормированной скорости а) в декартовых, б) в логарифмических координатах для различных значений AR. Зависимость безразмерной в) вертикальной полуширины струи, г) поперечной полуширины струи для различных значений AR = 1 ■, AR = 3 ●, AR = 4 ▲, AR = 8 ▼ [21].

Влияние AR сопла на развитие пристенной струи на качественном уровне представлено на Рисунке 1.2.4. Экспериментальные данные показывают, что в структуре течения пристенной струи в ядре струи можно выделить область *двумерной* пристенной струи, которая распространяется до места взаимодействия поперечных сдвиговых слоев, после которого формируется *трехмерная* пристенная струя. Увеличение AR увеличивает область двумерной пристенной струи, вследствие чего развитие трехмерной пристенной струи смещается вниз по потоку.

Холл и Юинг [22] на основании приближенного расчета мгновенной продольной завихренности из поперечных компонент скорости и распределений давления восстановили пространственную форму вихревых структур, которые представляли собой крупномасштабные подковообразные когерентные структуры, располагающиеся асимметрично относительно оси струи. Характерной чертой этих подковообразных вихревых структур является продольно ориентированная часть «ножки», расположенная вблизи стенки, которая имеет тенденцию к увеличению вниз по потоку.

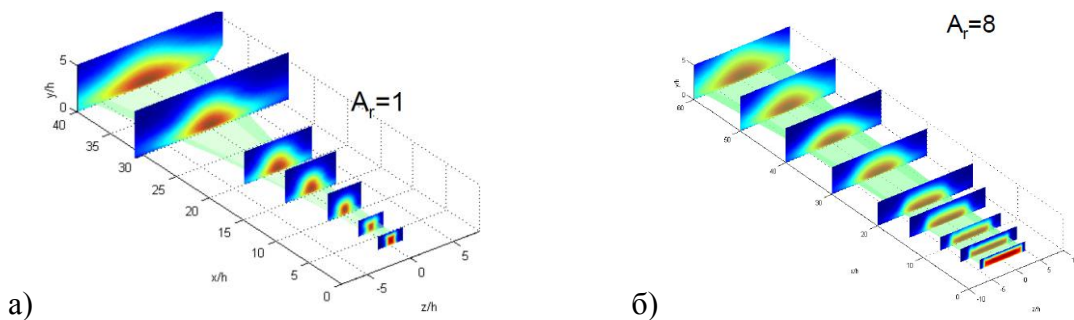


Рисунок 1.2.4. Влияние соотношения сторон прямоугольного сопла на развитие трехмерной пристенной струи [21].

Во всех вышеупомянутых работах исследования когерентных вихревых структур проводились при помощи пространственных систем, использующих локальные методы измерения скорости (отборники давления, термоанемометры). Данные системы, обладающие низкой пространственной дискретизацией, не позволяли рассчитать мгновенную продольную завихренность. В работах [23,24] проводились трехкомпонентные измерения скорости в поперечных сечениях турбулентной трехмерной пристенной круглой струи при помощи Stereo-PIV метода. Невысокое качество данных не позволило идентифицировать вихревые структуры из мгновенных полей скорости, поэтому для определения наиболее энергосодержащих структур в работе использовался метод POD. При помощи метода POD в поперечных сечениях струи ближнего поля были выделены структуры с осями, ориентированными по потоку. Данные структуры образуют две пары вторичных течений. В работе на количественном уровне показали, что вторичные течения перераспределяют импульс струи в ближнем поле путем направления

высокоскоростной жидкости из ядра струи в область около стенки, и вовлечения и захвата внешней жидкости в слой смешения струи. В результате перераспределения импульса вторичными течениями в пристенной струе происходит существенное различие в скоростях роста поперечной и вертикальной полуширины струи.

1.3. Ограниченные турбулентные струи

Ограниченные турбулентные струи – это струи, распространяющиеся в канале между двумя плоскопараллельными стенками (Рисунок 1.3.1 а). Исследование ближнего поля ограниченных турбулентных струй было связано с развитием струйных логических элементов в 60-х годах прошлого века. В настоящее время интерес к струйным элементам, а особенно струйным осцилляторам, возрастает [25,26]. Это в первую очередь связано с разработкой интеллектуальных систем управления потоком на основе струйных осцилляторов, которые представляют собой простые системы без движущихся частей. Струйные осцилляторы применяются в системах управлением отрывом, перемешиванием, теплообменом, а также в системах охлаждения лопаток турбин [27]. Характеристики струйного осциллятора зависят от нескольких геометрических параметров, в частности, частота осциллятора пропорциональна отношению ширины сопла к расстоянию между ограничивающими стенками осциллятора, т.е. высоте. Вследствие этого основные работы были посвящены исследованию ограниченных струй, для которых ширина сопла меньше расстояния между ограничивающими стенками.

В первых работах по исследованию ограниченных струй было показано, что модели, описывающие двумерные струи, не подходят для описания течения ограниченной струи вследствие влияния ограничивающих стенок. В работах [28,29], проводимых для различных соотношений сторон ограниченной струи, было обнаружено, что в ближнем поле ограниченной струи структура течения является трехмерной. Трехмерность течения определили по распределениям изотак - линий равных значений средней продольной скорости, в поперечных сечениях струи (Рисунок 1.3.1 б), которые имели седловидную форму. Взаимодействие плоской струи с ограничивающими стенками приводит к расширению струи вблизи стенок, в результате чего ширина струи около стенок больше, чем в центральной плоскости, равноудаленной от них. Тем не менее около центральной плоскости можно выделить область, в которой линии равных скоростей располагаются параллельно, как и в двумерной струе. Однако, несмотря на схожесть, скорость расширения струи и закон затухания осевой скорости отличаются от двумерных струй. Данные отличия от двумерных струй объясняются наличием вторичных течений в ограниченной

струе. Несмотря на эти различия профили продольной скорости в центральной части струи по-прежнему хорошо описываются решением Рейхардта, найденного для двумерной струи [29].

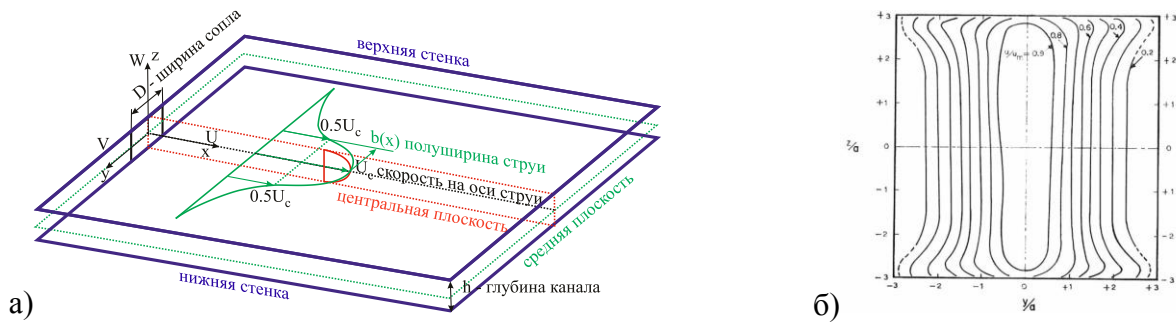


Рисунок 1.3.1. А) Схема ограниченной струи, б) распределение изотоп в поперечном сечении ограниченной струи на расстоянии 15 калибров от сопла [29].

В работе [29] была предложена модель деформации вихревых нитей, объясняющая образование вторичных течений, согласно которой вторичные течения являются результатом переориентации и растяжения вихревых трубок вблизи стенок. Вторичные течения приводят к изменению значений потока массы, импульса и энергии струи относительно значений для двумерной струи. Это связано с направлением вращения вторичных течений, которое приводит к выносу жидкости, обладающей высокой скоростью из ядра струи в область, расположенную около стенки. Пространственную структуру вторичных течений и их влияние на характеристики ограниченной плоской струи для соотношения $AR = 4$ исследовали при помощи лопастных завихрителей в работе [30]. На основе полученных качественных данных о распределении продольной компоненты завихренности в поперечных сечениях авторы работы определили область влияния вторичных течений и показали, что эта область может быть разделена на три характерных поля: *ближнее поле*, где происходит формирование вторичных течений, *среднее поле*, где влияние вторичных течений максимально, и *дальнее поле*, близкое к автомодельному участку плоской струи, в котором вторичные течения затухают. Влияние вторичных течений распространяется на расстояние до $10h$, где h – расстояние между ограничивающими стенками. Структура вторичных течений представляет собой области, состоящие из элементов с положительной и отрицательной продольной завихренностью, расположенные в каждом квадранте ближнего поля, при этом число элементов разного знака меняется вниз по потоку от 3, 4 в начале ближнего поля до двух в конце. Вторичные течения являются динамически пассивными и слабо влияют на характеристики струи, однако участвуют в распределении импульса струи в поперечных сечениях.

В работе [31] для небольших чисел Re была проведена визуализация потока, которая подтвердила наличие продольно ориентированных участков вихревых структур вблизи стенок, как и предполагалось в работах [29,30]. В работах [32,33] проводились измерения давления в

угловых областях прямоугольного сопла в диапазоне чисел Re от 5 000 до 20 000 и двух значениях AR равных 2 и 4. В полученных распределениях давления были обнаружены области повышенных потерь давления, вызванные вторичными течениями. Было показано, что интенсивность вторичного течения увеличивается с уменьшением числа Рейнольдса, геометрия сопла влияет на форму вторичного течения при значениях AR в диапазоне от 2 до 4. Для определения структуры течения в прямоугольном сопле в работе [34] была проведена визуализация течения в широком диапазоне AR сопла и геометрии сопла. Оказалось, что в структуре течения, формирующегося внутри сопла, образуется система вторичных течений, состоящая не только из угловых, но и центральных вторичных течений. Количество и расположение вторичных течений зависит от AR сопла, формы предвключенного участка сопла, а также числа Re (Рисунок 1.3.2). Таким образом, система вторичных течений, формирующихся внутри сопла, может проявляться в пространственной структуре ограниченной струи в ближнем поле.



Рисунок 1.3.2. Вторичные течения внутри прямоугольного сопла для двух различных значений AR , а) $Re=6\,400-13\,000$, $AR=3$, б) $Re=5\,400-7\,400$, $AR=4$ [34].

В широком диапазоне соотношений сторон прямоугольного сопла и начальных условий, ограниченные прямоугольные струи были исследованы в работах японских авторов [35,36]. В работе [35] исследовалось влияние числа Рейнольдса на характеристики ограниченной струи, вытекающей из сопла квадратного сечения со стороной равной глубине канала h . Исследования были проведены в широком диапазоне чисел Рейнольдса $Re = U_0 h / \nu$ от $2,07 \times 10^4$ до $11,7 \times 10^4$. Показано, что при увеличении числа Re в поперечных распределениях скорости сильнее проявляется седловидный профиль, затухание осевой скорости приближается к двумерной струе. С увеличением числа Re изотакси продольной скорости в центре канала выравниваются и становятся параллельными оси потока (Рисунок 1.3.3), что подтверждает результаты более ранних работ [28–30].

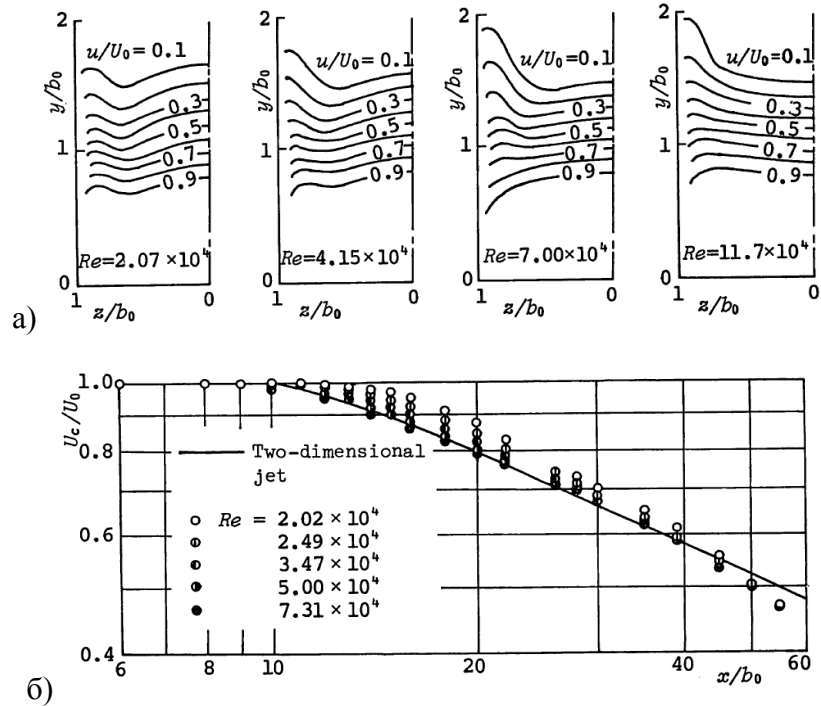


Рисунок 1.3.3. Влияние числа Рейнольдса на распределения скорости в поперечном сечении (а) и затухание осевой скорости (б) [35].

Влияние вторичных течений сказывается на развитии струи, что проявляется в скорости расширения струи, которая отличается от скорости расширения двумерной струи. В зависимости полуширины струи от продольной координаты, построенной в средней плоскости (см. Рисунок 1.3.4), можно идентифицировать три области развития ограниченной струи: область, соответствующая двумерной струе, распространяющаяся до $x/h < 4$; область, соответствующая диапазону $4 < x/h < 15$, в которой ограниченная струя становится уже двумерной, и дальняя область, располагающаяся после $x/h > 15$, где ограниченная струя становится шире двумерной струи.

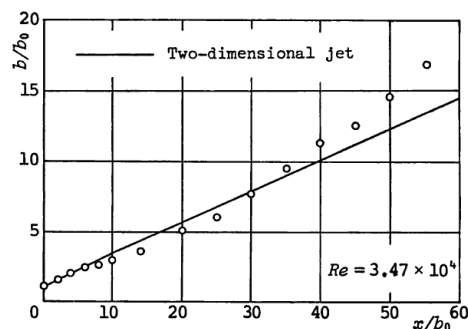


Рисунок 1.3.4. Зависимость полуширины ограниченной струи в средней плоскости [35].

Расположение данных областей демонстрирует влияние вторичных течений на течение ограниченной струи в центральном сечении, которые коррелируют с расположением областей формирования, развития и затухания вторичных течений, предложенных в работе [30]. На

Рисунке 1.3.5 представлена эволюция изотак осредненной продольной скорости в поперечных сечениях струи, которая демонстрирует влияние вторичных течений на структуру струи вниз по потоку. При $x/h = 2$ ($x/b_0 = 4$) влияние ограничивающих стенок сосредоточено в узкой области, расположенной вблизи стенок, при этом в средней плоскости ($z/b_0 = 0$) можно выделить область, соответствующую двумерной струе. В диапазоне расстояний $x/h = 3-15$, седловидная форма изотак становится наиболее выраженной, что связано с влиянием вторичных течений, которые перенаправляют высокоскоростную жидкость из ядра струи к стенкам. Далее при $x/h=17,5$ форма профиля продольной скорости трансформируется из седловидной в выпуклую, что свидетельствует об уменьшении или исчезновении влияния вторичных течений в этой области.

Исследования по влиянию широкого диапазона параметров – соотношения сторон сопла, формы сопла, числа Re и начальной интенсивности турбулентности, на развитие ограниченной плоской струи проводились в работах [36,37]. Эксперименты проводились с использованием различных методов и техник измерения, таких как визуализация потока, термоанемометрия и измерение давления.

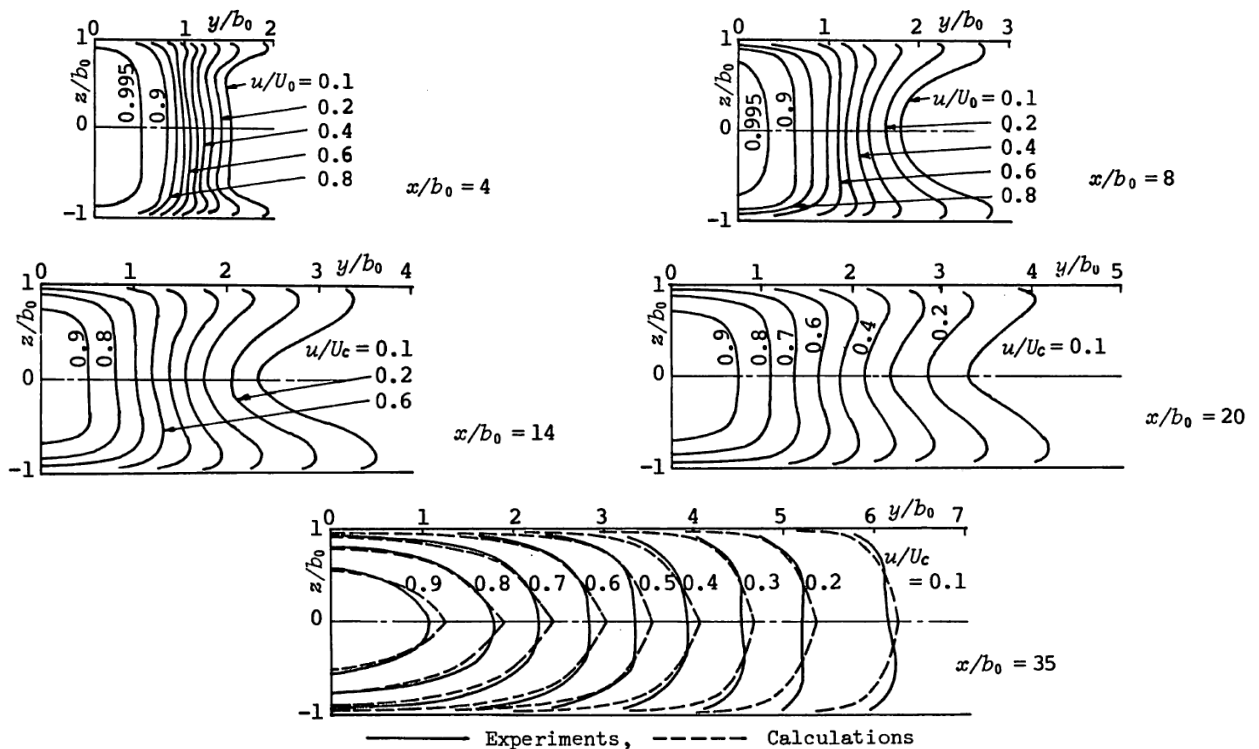


Рисунок 1.3.5. Развитие изотак в ограниченной струе вниз по потоку [35].

На основании экспериментальных данных было показано, что при соотношении сторон сопла меньше 3 поведение потока значительно изменяется под действием ограничивающих поверхностей (Рисунок 1.3.6).

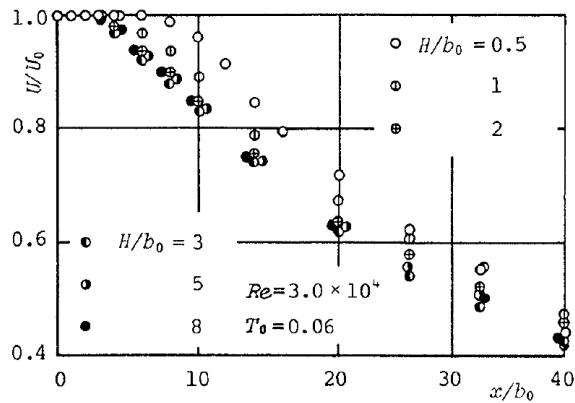


Рисунок 1.3.6. Влияние соотношений сторон прямоугольного сопла на затухание осевой скорости [36].

Характеристики ограниченных струй не описываются моделями для двумерных струй. При соотношении сторон AR меньше 2 максимум в профиле продольной скорости становится более выраженным и располагается выше, чем для соотношений сторон больше 2, т.е. не описывается решением Рейхардта. При повышении соотношения сторон характеристики ограниченной струи становятся подобными таковым для двумерной струи.

В работе [38] исследовалось влияние начального уровня турбулентности и формы сопла на развитие ограниченной струи с соотношением сторон $AR = 3$ (вертикальное расположение сопла). Исследования проводились для двух конфигураций сопла: с поджатием с двух сторон и с поджатием с четырех сторон. Диапазон чисел Рейнольдса, определенных по ширине сопла $Re = 2U_0b_0/\nu$, составлял $7.5 \times 10^3 \div 7.0 \times 10^4$, начальная интенсивность турбулентности $T_0 = \sqrt{u'^2}/U_0$ принимала три различных значения 0,009, 0,035 и 0,09. Измерения показали, что при малой начальной интенсивности турбулентности значительное влияние на распределение продольной скорости оказывает форма сопла. Уровень начальной интенсивности турбулентности на поведение потока имеет определяющую роль. При низком уровне начальной интенсивности турбулентности наблюдается влияние формы сопла на интенсивность вторичных течений. При повышении начальной интенсивности турбулентности влияние формы сопла исчезает и формируется выраженный седловидный профиль в изотах в поперечных сечениях.

Для объяснения формирования вторичных течений и их связи с вихревыми структурами в работе [39] была проведена визуализация течения для чисел Рейнольдса равным 1 000 и 2 000 и численное моделирование течения ограниченной прямоугольной струи с $AR = 4$ на основании трехмерных уравнений Навье-Стокса при небольшом числе Рейнольдса $Re = 800$. Исследования проводились в ближнем поле ограниченной струи. Для формирования упорядоченной структуры течения на вход потока вносились внешние возмущения на частоте, соответствующей числу Струхала $St=0.3$. На основании результатов визуализации и численного моделирования была предложена модель вихревой структуры, согласно которой вихревая структура начинает

сворачиваться в средней плоскости, равноудаленной от ограничивающих поверхностей, за счет большей скорости роста возмущений, нарастающих вследствие развития сдвиговой неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Дальнейшее развитие вихревой структуры и последующее ее растяжение вблизи ограничивающих стенок приводит к формированию продольной компоненты завихренности, следствием которой являются вторичные течения. Данная модель вихревых структур нашла подтверждение в экспериментальной работе [40], в которой при помощи бесконтактных методов двухцветного лазерного доплеровского анемометра (LDA) и визуализации потока исследовалось ближнее поле ограниченной струи с квадратным сечением со стороной 100 мм. На основании анализа результатов измерения и визуализации была предложена пространственная вихревая структура, образующаяся в ближнем поле ограниченной струи (Рисунок 1.3.7), которая согласуется с моделью, предложенной ранее в работах [29], и Роквелла [31], а также в работе [39]. Современные работы по исследованию влияния ограничивающих и торцевых стенок на динамику и развитие ограниченной струи в ближнем поле проводились рядом авторов [41–45]. Однако в данных работах исследуются ограниченные струи, вытекающие из сопел прямоугольного сечения с большим соотношением сторон ($h/d \gg 1$) в широком диапазоне параметров. Полученные зависимости для средних и турбулентных характеристик ограниченной струи в центральных сечениях описываются закономерностями, характерными для двумерной струи (уравнения (1.1.1)-(1.1.3)), небольшие отличия касаются только численных коэффициентов в скоростях затухания и расширения струи. Данные течения не рассматриваются в обзоре, т.к. относятся к трехмерным турбулентным ограниченными струям, для которых влияние стенок ограничивается небольшой областью вблизи стенки и не вносит существенного влияния на распространение струи.

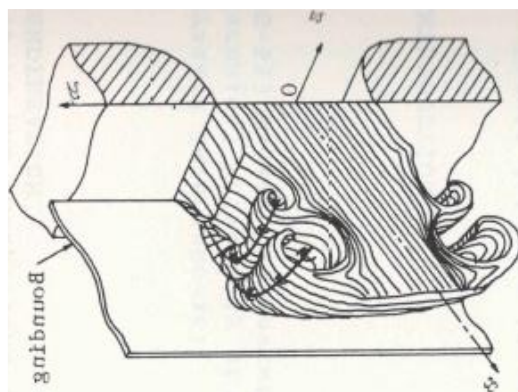


Рисунок 1.3.7. Модель вихревых структур, формирующихся в ближнем поле ограниченной струи предложенная в работе [40]

1.4. Квазидвумерные ограниченные турбулентные струи

Началом исследования дальнего поля ограниченных турбулентных струй послужили лабораторные эксперименты по исследованию характеристик крупномасштабных квазидвумерных геофизических течений. Основной особенностью таких течений является квазидвумерность течения, которая характеризуется малой толщиной слоя жидкости h по сравнению с горизонтальными масштабами движений в плоскости x, y . Подобные типы течения широко распространены в природе и технике. Примерами таких течений могут служить индустриальные отходы, сбросы охлаждающей технической воды или реки, вытекающие в мелководные озера или в зоны прибрежных шельфов, течения за островами в атмосфере и океанах, а также течение теплоносителя в щелевых каналах элементов атомных электростанций и сборках. Все эти течения можно отнести к категории $x, y / H \gg 1$, с диапазонными значениями от 100 и выше. Несмотря на важность и актуальность данного типа течения имеется очень немного исследований, касающихся поведения квазидвумерных сдвиговых ограниченных течений, которые охватывают область $x / H \gg 1$.

Основные работы по исследованию квазидвумерных турбулентных сдвиговых течений в дальнем поле касаются течений, развивающихся в тонком слое жидкости со свободной поверхностью, в англоязычной литературе *shallow mixing layer*, *shallow jet* и *shallow wake*. Такие течения имеют важное значение и широко распространены в потоках, реализующихся в окружающей среде. Работ же по экспериментальному исследованию квазидвумерных сдвиговых турбулентных течений, развивающихся в тонком слое, ограниченным двумя близко расположенными стенками, которые реализуются в большинстве технологических приложений, практически нет. Немногочисленность работ связана со сложностью проведения измерений в сильно анизотропных условиях. В Таблице 1 представлены основные экспериментальные работы по исследованию квазидвумерных ограниченных турбулентных струй, вытекающих в зазор между двумя параллельными стенками.

Крупномасштабные квазидвумерные вихревые структуры в ограниченных сдвиговых течениях были зарегистрированы при помощи визуализации поляризационными жидкостями в работах [53,54]. Было показано, что в ограниченной турбулентной струе, вытекающей в узкий канал с внезапным расширением, образуются квазидвумерные вихревые структуры, выстраивающиеся в шахматном порядке, масштаб которых на порядок превышает толщину канала.

Таблица 1. Экспериментальные работы по исследованию квазидвумерных ограниченных турбулентных струй.

Работа	Сопло	Глубина канала h, мм	Ширина сопла d, мм	Длина сопла, мм	$AR = h/d$	Поперечный размер L_x , мм	Продольный размер L_y , мм	$Re = \frac{2hU_0}{\nu}$	Метод исследования
Жак В.Д. 1985 [46]	Прямоугольный канал, горизонтальное	0,625	6	85	0,11	200	340	300-4700	ЛДА, визуализация
Жак В.Д. 1986 [47]	Прямоугольный канал, горизонтальное	3	6	85	0,5	200	340	1700-3100	ЛДА, визуализация
Жак В.Д. 1986 [47]	Прямоугольный канал, горизонтальное	1,8	6	85	0,3	200	340	1700-12000	ЛДА, визуализация
Gorin A.V. 1998 [48]	Прямоугольный канал, горизонтальное	2,4	21	150	0,11	480	640	500-50000	ЛДА, визуализация
Кашинский О.Н. 1985 [49]	Профиль Витошинского, горизонтальное	1,5	3,5		0,43	200	350	4700-19000	Электрохимия
Chinak A.V. 1995 [50]	Прямоугольный канал, горизонтальное	2	15	70	0,13	200	350	27500	Электрохимия
Chu V.H. 1989 [48]	Прямоугольный канал, вертикальное	16,9 (12,7)	4		3,1	109 0	246 0	2000-34000 $Re = \frac{hU_0}{\nu}$	Визуализация, измерение объемного расхода
Giger M. 1991 [51] Dracos T. 1992 [6]	Профилированное сопло с поджатием 22:1, вертикальное	40 - 360	10		4-36	180 0+ 125 0	280 0	10000 $Re = \frac{dU_0}{\nu}$	ЛДА, визуализация
Landel J.R. 2012 [52]	Прямоугольный канал, вертикальный	10	5		2	100 0	100 0	2280-4030 $Re = \frac{hU_0}{\nu}$	PIV, скоростная визуализация

Результаты этих работ послужили началом продолжительных исследований квазидвумерных сдвиговых течений в Институте теплофизики СО РАН под руководством ак. Накорякова В.Е. [46,49,50,55]. Исследования струй и следов, вытекающих в узкий канал (ячейку Хил-Шоу) в ИТ СО АН СССР проводились В.Д. Жаком, результаты которых частично

представлены в его диссертационной работе [47]. Особенностью исследуемых течений являлась геометрия канала, глубина которого варьировалась в диапазоне от 0.6 мм до 3 мм и была на два порядка меньше его горизонтальных размеров. В работах исследовались струи, вытекающие из сопла, представляющего собой канал прямоугольного сечения, меньшая сторона которого равнялась толщине принимающего канала. Исследования структуры течения проводились в широком диапазоне чисел Re от 100 до 50 000 с использованием методов визуализации поляризационными жидкостями, воздушными пузырьками и алюминиевой пудрой, а также для получения количественных данных применялся бесконтактный метод измерения скорости ЛДА (лазерная доплеровская анемометрия). Визуализация течения поляризационными жидкостями показала, что при числах $Re = \frac{2h \times U_0}{\nu}$ до 1000 развитие струи происходит с образованием участка ламинарной струи, увеличивающегося с ростом Re , который переходит в область потенциального течения. При увеличении глубины канала в ламинарной струе начинают развиваться неустойчивости, которые приводят к меандрированию струи. Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса приводит к развитию турбулентной струи, при этом число Рейнольдса соответствующее ламинарно-турбулентному переходу составляет $Re \sim 3000$, что значительно превышает значение для свободных плоских струй. Результаты визуализации воздушными пузырьками и алюминиевой пудрой показали, что в структуре турбулентной струи, вытекающей в узкий канал, образуются крупномасштабные вихревые структуры, располагающиеся в шахматном порядке от оси струи, масштаб которых увеличивается вниз по потоку и более чем на порядок превышает глубину канала (Рисунок 1.4.1).

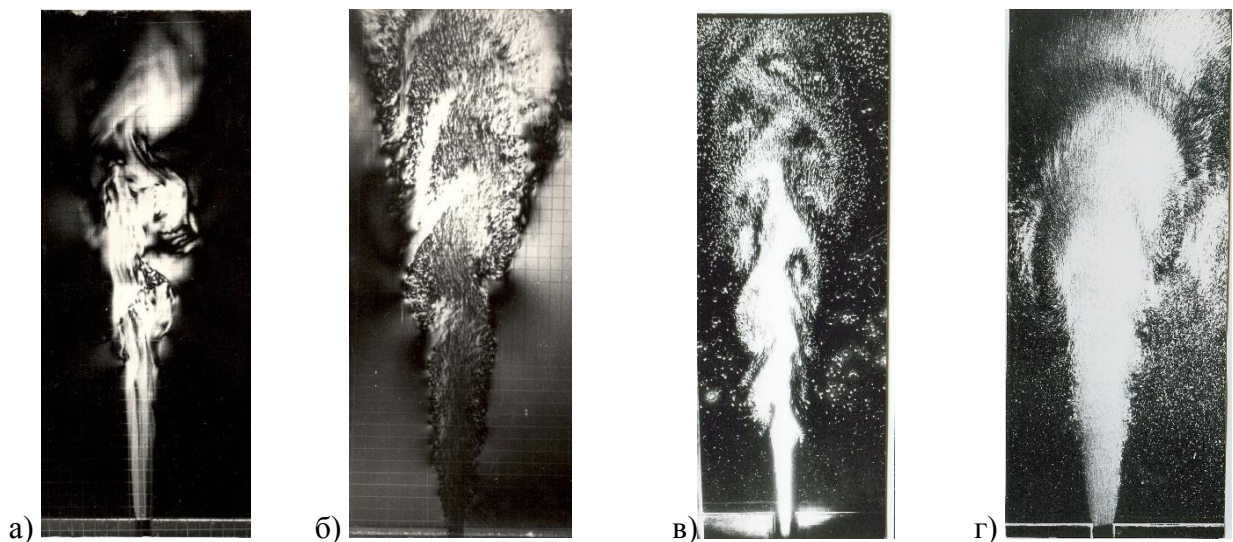


Рисунок 1.4.1. Визуализация квазидвумерной турбулентной струи поляризационными жидкостями: а) $Re=850$, $h=3$ мм, $d=6$ мм, б) $Re=850$, $h=1,8$ мм, $d=6$ мм, пузырьками воздуха: в) $Re=50\,000$, $h=2,4$ мм, $d=21$ мм, и алюминиевой пудрой: г) $Re=50\,000$, $h=2,4$ мм, $d=21$ мм [47].

Количественные данные, полученные при помощи метода ЛДА, показали существенное отличие от всех имеющихся на тот момент данных по двумерным и трехмерным плоским струям. Затухание нормированной продольной скорости на оси струи отличалась от двумерных турбулентных струй $\sim x^{-\frac{1}{2}}$, при этом скорость начинала уменьшаться на начальном участке струи непосредственно после выхода из сопла. Поперечные распределения нормированной продольной скорости отличались от решения Рейхардта (1942) [1] для плоских струй. В работе [46] на основании уравнений Навье-Стокса, осредненных по глубине канала, в предположении малости компонент скорости, перпендикулярных стенке, и их производных, была предложена модель, описывающая течение струи в узком щелевом канале. При осреднении уравнений движения использовался профиль Пуазейля по толщине канала. Результаты расчета по данной модели показали удовлетворительное согласие с экспериментальными данными до $Re = 300$ и качественно описывали течение струи до $Re = 2000$. В работе [49] представлены результаты экспериментального исследования струйного течения в зазоре между параллельными стенками. Измерения трения τ_w на стенке по оси струи проводилось электрохимическим методом для различных значений величины зазора в широком диапазоне чисел $Re = 4700 \div 19000$. Для значений глубины канала $h = 1,5$ мм и ширины сопла $D = 3,5$ мм распределение трения на стенке качественно подобно для различных чисел Re . По мере удаления от сопла трение резко возрастает, достигая максимума в точке $x/D = 10$ ($x/h = 23,3$), при этом координата максимума не зависит от числа Re , далее трение экспоненциально уменьшается. Анализ осциллограмм токов датчиков трения для $Re = 11\,600$ показал, что вниз по потоку в диапазоне значений продольной координаты от $10h$ до $37h$ в пульсациях трения появляются два типа пульсаций: крупномасштабные, частота которых уменьшается вниз по потоку, и мелкомасштабные, которые затухают вниз по потоку. Крупномасштабные низкочастотные пульсации трения могут быть связаны с наличием крупномасштабных квазидвумерных вихревых структур в потоке, которые формируются вследствие проявления свойств двумерной турбулентности. В подтверждение свойств двумерной турбулентности в данном струйном течении свидетельствуют результаты работы [50], в которой было обнаружено, что в спектре пульсаций трения формируется зависимость k^{-3} .

За рубежом исследования ограниченных квазидвумерных сдвиговых турбулентных течений проводились под руководством профессора Gerhard H. Jirka. Исследование квазидвумерных струй, вытекающих в ограниченный канал малой глубины, начались с диссертационной работы [56]. Основные результаты диссертации опубликованы в работах [6,51], в которых экспериментально исследовалось истечение струи из прямоугольного сопла, большая сторона которого равнялась глубине канала. Работы были направлены на изучения влияния

придонного трения на развитие ограниченной квазидвумерной турбулентной струи. Влияние придонного трения моделировалось при помощи изменения глубины канала h в диапазоне от 40 мм до 360 мм. Ширина сопла d была постоянной во всех экспериментах и равнялась 10 мм. Число Рейнольдса, определенное по ширине сопла $Re = \frac{dU_0}{\nu} = 10\,000$, оставалось постоянным во всем диапазоне h . Измерение двух компонент скорости в горизонтальной плоскости, проводилось при помощи ЛДА. Полученные в работе [51] зависимости для обратного квадрата осевой нормированной скорости от нормированной продольной координаты показали, что для соотношений $h/d = 8, 12, 16$ и 36 они стремятся к зависимости «двумерной» струи – прямой линии, задаваемой уравнением:

$$\left(\frac{U_0}{U_c}\right)^2 = C_u \left(\frac{x}{d} - \frac{x_u}{d}\right) = C_u \frac{h}{d} \left(\frac{x}{h} - \frac{x_u}{h}\right) \quad (1.4.1)$$

где C_u – кинематическая скорость распространения струи, а x_u – виртуальное кинематическое начало струи. Исключением из двумерной зависимости являлась струя, распространяющееся в канале с наименьшим соотношением $h/d = 4$ (Рисунок 1.4.2).

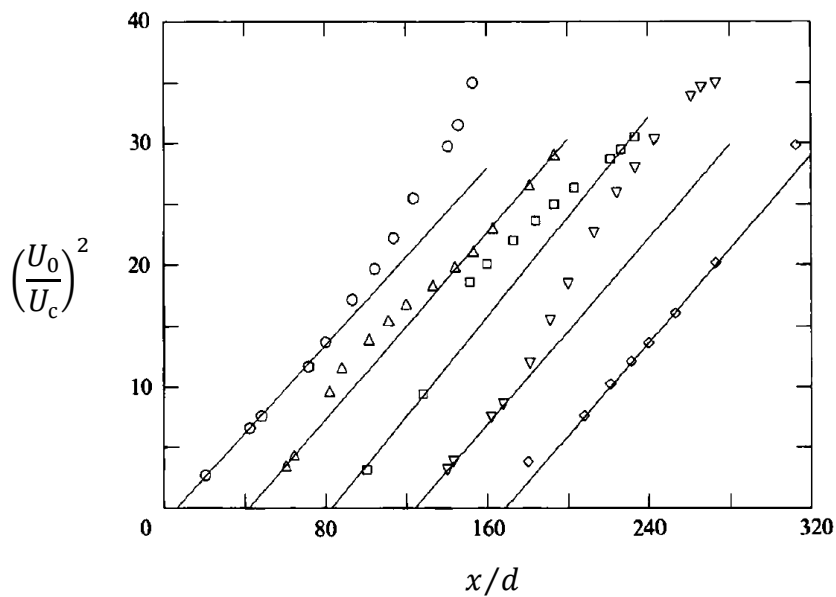


Рисунок 1.4.2. Зависимость $\left(\frac{U_0}{U_m}\right)^2$ от продольной координаты для различных соотношений $\circ h/d = 4, \triangle h/d = 8, \square h/d = 12, \nabla h/d = 16, \diamond h/d = 36$ [51].

Различия в распределениях осевой скорости указывают на влияние глубины канала h , поэтому h впоследствии используется в качестве параметра масштабирования. На Рисунке 1.4.3 представлены распределения отношения номинальной осевой скорости, рассчитанной по формуле (1.4.1), к измеренной осевой скорости для различных соотношений h/d . Диапазон, в котором осевая скорость U_c уменьшается относительно номинальной осевой скорости U_{nc} , расположен между $x/h \sim 2$ и $x/h \sim 10$ с максимальным отклонением в точке $x/h = 6$, исключением являются данные для эксперимента с глубиной $h/d = 4$. Подобное поведение проявляется и в

распределениях пульсаций продольной и поперечной скорости, в которых также наблюдается максимум вблизи $x/h = 6$. Данный диапазон значений совпадает с областью влияния вторичных течений, которые достигают максимальной интенсивности при $x/h \sim 6$ и практически полностью исчезают при $x/h > 10$ [30]. Таким образом, данные этой работы также подтверждают, что вторичные течения приводят к значительному уменьшению осевой скорости. Несмотря на существенные отличия в области влияния вторичных течений, зависимости распределения полуширины квазидвумерной струи и распределения продольной скорости от поперечной координаты, полученные в этой работе, согласуются с поведением двумерной струи (Рисунок 1.4.4).

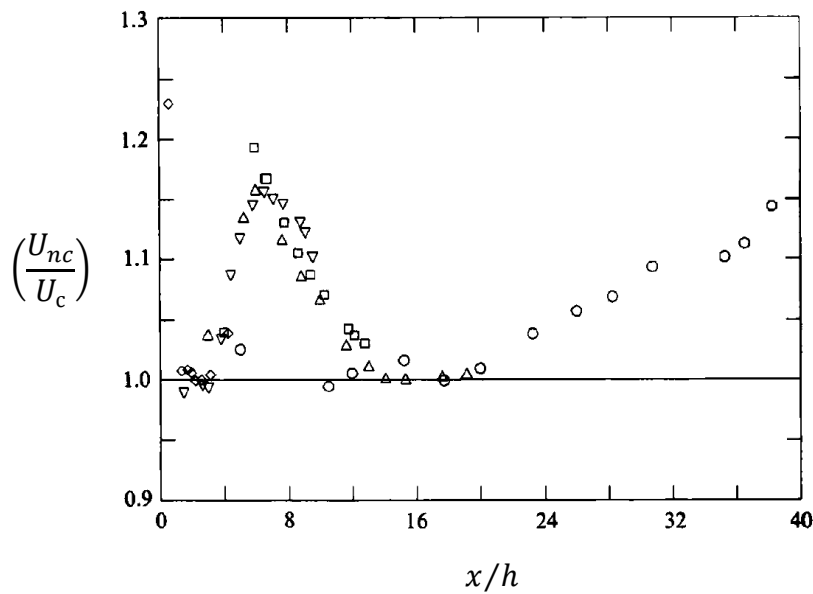


Рисунок 1.4.3. Зависимость отношения номинальной к измеренной осевой скорости от x/h для $h/d = 4$, $\Delta h/d = 8$, $\square h/d = 12$, $\nabla h/d = 16$, $\diamond h/d = 36$ [51].

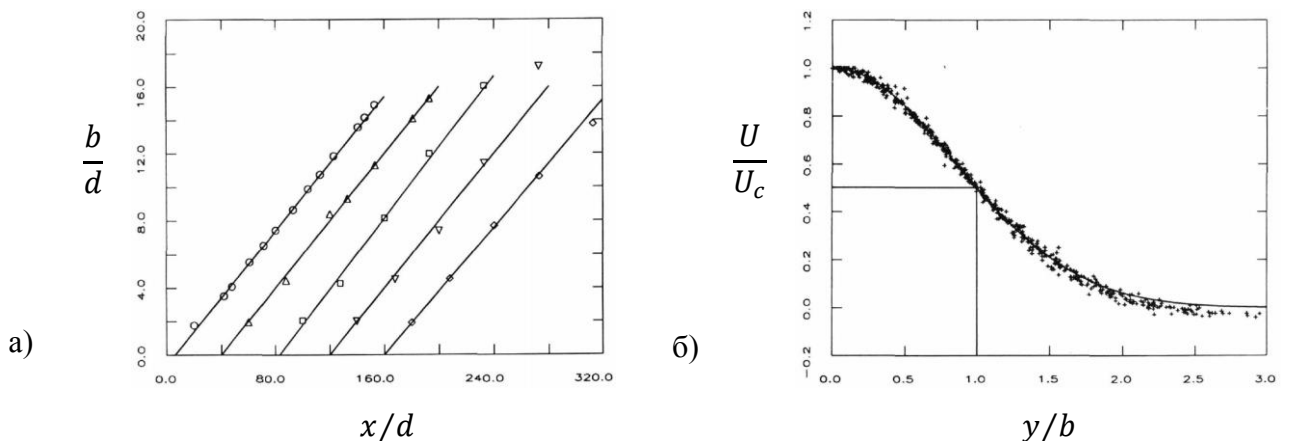


Рисунок 1.4.4. А) зависимость нормированной полуширины ограниченной струи от продольной координаты, б) распределение продольной скорости от нормированной поперечной координаты [51].

Зависимость полуширины b вдоль оси струи, которая слабо отличается от номинальной полуширины b_n – сплошные линии, представлены на Рисунке 1.4.4 а. Прямые линии соответствуют уравнению:

$$\frac{b}{d} = C_b \left(\frac{x}{d} - \frac{x_b}{d} \right) = C_b \frac{h}{d} \left(\frac{x}{h} - \frac{x_b}{h} \right) \quad (1.4.2)$$

где C_b – скорость расширения струи, а x_b – виртуальное геометрическое начало. Значения C_u , C_b , x_u , x_b для различных соотношений h/d приведены в Таблице 2.

На основании полученных экспериментальных данных авторы работы [6] предлагают подразделять структуру ограниченной квазидвумерной турбулентной струи на три области:

1. *ближнее поле*, располагающееся от границы сопла $x/h = 0$ до $x/h \sim 2$, в котором струя ведет себя подобно двумерной струе.

2. *Среднее поле*, ограниченное диапазоном $2 < x/h < 10$, где вторичные течения сильно влияют на развитие струи. Данная область течения характеризуется трехмерным распределением средней скорости. При этом максимум влияния вторичных течений обнаруживается при $x = 6h$, далее влияние этих течений уменьшается и практически пропадают при $x = 10h$;

3. *Дальнее поле* $x/h > 10$, в котором, среднее распределение скоростей становится двумерным. А также для случая $h/d = 4$ в дальнем поле ограниченной струи наблюдается анизотропия интенсивности турбулентности.

В Таблице 2 представлены значения для кинематических и геометрических источников струи, скоростей расширения и распространения струи, и значений импульса струи для различных соотношений h/d .

Таблица 2. Значения для кинематических и геометрических источников струи, скоростей расширения и распространения струи, и значений импульса струи для различных соотношений h/d [51].

h/d	C_u	x_u / h	C_b	x_b / h	$I_2 C_b / C_u$	M_∞ / M_0
4	0,182	1,50	0,100	1,5	0,82	0,84
8	0,192	0,25	0,100	0	0,78	0,79
12	0,205	0,25	0,106	0,25	0,77	0,79
16	0,192	0,25	0,100	0	0,78	0,74
36	0,192	0,25	0,095	0	0,74	0,87

Результаты визуализации структуры течения квазидвумерной струи, проведенной в работах [6,51], показывают наличие крупномасштабных квазидвумерных вихревых структур и меандрирование струйного потока относительно оси струи в дальнем поле струи, что подтверждает результаты предыдущих работ. По мере уменьшения глубины канала на структуру течения начинает влиять трение об ограничивающие стенки, что приводит к существенным

различиям в поведении квазидвумерной струи от двумерной струи. Исследование влияния трения на развитие квазидвумерных струй, распространяющихся в тонком слое жидкости, проводилось в нескольких работах [35,51,55,57,58]. В работе [35] были проведены расчеты баланса импульса и энергии в предположении, что в дальнем поле течение ограниченной струи является суперпозицией автомодельных течений двумерной плоской струи в горизонтальной плоскости и двумерных пограничных слоев в нормальной к горизонтальной плоскости. Тогда распределение продольной скорости можно представить в виде:

$$U = U_c f(\eta) g(\xi), \quad (1.4.3)$$

используя следующие безразмерные координаты $\eta = y/d$ и $\xi = 2z/h$, и профиль скорости описывается функцией $f(\eta) = 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4$, для профиля скорости в пограничном слое использовалась функция $g(\xi) = (1 - g(\xi))^{1/7}$.

На основе экспериментальных данных осевой скорости и полуширины струи были рассчитаны распределения скорости (изотакхи) в дальней области струи, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Результаты расчетов показали, что импульс и энергия ограниченной струи затухает экспоненциально согласно выражениям:

$$J/(U_0^2 d_0^2) = 0.98 e^{-0.01x/h} \quad (1.4.4)$$

$$E_x/(U_0^3 d_0^2) = 0.95 e^{-0.05x/h}$$

В работе [58] исследовалось влияние наклона ограничивающей стенки и придонного трения на распространение струи с соотношением сторон $h/d = 0,03$ в тонком слое жидкости со свободной поверхностью. Задача решалась в приближении пограничного слоя с силой трения пропорциональной квадрату скорости. Показано, что в случае плоского дна импульс струи не сохраняется, полуширина струи увеличивается экспоненциально, а осевая скорость затухает экспоненциально (Рисунок 1.4.5).

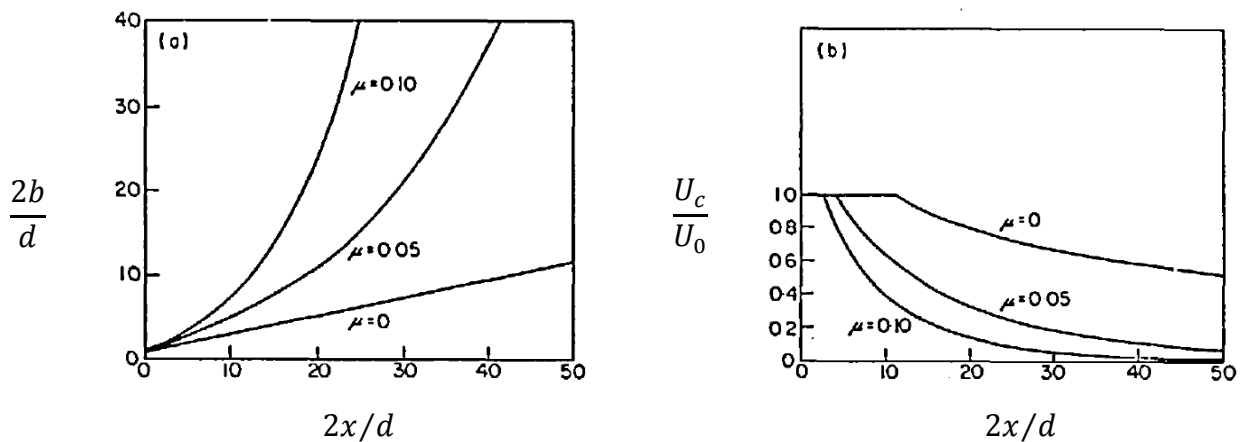


Рисунок 1.4.5. Зависимость безразмерной полуширины струи (а) и безразмерной осевой скорости (б) от безразмерного коэффициента трения [58].

Согласно данной работе, осевая скорость затухает по следующему закону:

$$\frac{U_c}{U_0} = \frac{e^{-\frac{2\mu(x-x_s)}{d}}}{\sqrt{1 + \frac{2\alpha I_2 (e^{2\mu x_s} - e^{-\frac{2\mu}{d}(x-x_s)})}{\mu I_1}}}, \quad (1.4.5)$$

где α – коэффициент вовлечения, x_s – граница установившегося струйного течения, $\mu = \frac{C_f d}{16h}$, C_f – коэффициент трения, а $I_n = \int_{-\eta_b}^{\eta_b} f^n(\eta) d\eta$, где функция $f(\eta) = \frac{U}{U_c}(\frac{y}{b})$.

Полуширина струи увеличивается следующим образом:

$$\frac{b}{d} = \frac{e^{\frac{2\mu(x-x_s)}{d}}}{I_2} \left\{ e^{-\frac{2\mu x_s}{d}} + \frac{2\alpha I_2}{\mu I_1} (1 - e^{-\frac{2\mu(x-x_s)}{d}}) \right\}, \quad (1.4.6)$$

В работе [51] для наименьшего соотношения $h/d = 4$ ограниченной турбулентной струи были проведены расчеты для затухания осевой скорости, коэффициента вовлечения и импульса струи с учетом влияния придонного трения на развитие струи. В данной работе использовалось предположение (1.4.3), профиль продольной скорости в горизонтальной плоскости в виде (1.1.3), а профиль продольной скорости нормальной к стенке согласно Блазиусу:

$$\frac{U}{U_{ос}} = g(\zeta) = (1 - g(\zeta))^\beta, \quad (1.4.7)$$

где $\zeta = 2z/h$, а β подбиралось для наилучшего совпадения с экспериментальными данными и равнялось 7 или 10.

В результате импульс струи затухает экспоненциально следующим образом:

$$\frac{\bar{M}}{\bar{M}_{0,eff}} = I_2 \frac{C_b}{C_u} e^{\left(-\frac{C_f(1+2\beta)}{4(1+\beta)^2} \left(\frac{x-x_u}{h} \right) \right)}, \quad (1.4.8)$$

а обратный квадрат осевой скорости согласно следующей зависимости в предположении, что полуширина струи растет линейно вниз по потоку:

$$\left(\frac{U_0}{U_c} \right)^2 = \frac{C_u}{1+2\beta} \left(\frac{x-x_u}{h} \right) e^{\left(\frac{C_f(1+2\beta)}{4(1+\beta)^2} \left(\frac{x-x_u}{h} \right) \right)} \quad (1.4.9)$$

В работе [55] для ограниченной квазидвумерной турбулентной струи с соотношением $h/d = 0,11$ проведен расчет импульса струи, закона затухания осевой скорости струи и полуширины струи с учетом влияния трения о стенку. Полученные зависимости коррелируют с зависимостями, полученными в работе [58]. В этих работах также получена экспоненциальная зависимость для импульса струи $J = I_2 e^{\left(-C_f \left(\frac{x-x_u}{h} \right) \right)}$. Для определения затухания осевой скорости и

полуширины струи в расчетах задавался профиль скорости согласно $\frac{U}{U_c} = \text{ch}^{-2}(0.9 \frac{y}{b})$. Затухание осевой скорости в дальнем поле ограниченной струи подчинялось следующей зависимости:

$$\frac{U_c}{U_0} = \frac{1}{4} \left(\frac{3c_f l_2}{c_t h} \right)^{1/2} \frac{e^{-\frac{c_f(x-x_u)}{h}}}{\sqrt{M+1-e^{-\frac{c_f(x-x_u)}{h}}}}, \quad (1.4.10)$$

а полуширина струи изменялась согласно:

$$b = 3.5 \frac{c_t}{c_f} h \left\{ (1+M) e^{-\frac{c_f(x-x_u)}{h}} - 1 \right\} \quad (1.4.11)$$

Сравнение полученных зависимостей с экспериментальными данными показывает, что они хорошо описывают поведение струи в дальнем поле. Однако существуют значительные расхождения данных зависимостей с экспериментом в ближнем и среднем поле ограниченной турбулентной струи, что связано с зависимостью коэффициента трения от скорости течения струи, которая не учитывалась в представленных работах, полагая коэффициент трения константой.

Для установления влияния трения на устойчивость ограниченной турбулентной струи ряд авторов использовали анализ линейной устойчивости двумерных усредненных по глубине уравнений движения с учетом турбулентного придонного трения. Этот подход впервые был использован в работе [59], а затем расширен для следов [60] и струй [61]. Несмотря на предположения, используемых в таком подходе (линеаризация, параллельный поток, упрощенная вихревая вязкость), линейный анализ дает качественное представление о характере струйного течения. Линеаризация уравнений мелкой воды дает модифицированное уравнение Орра-Зоммерфельда, которое включает в себя турбулентную вязкость и нижнее трение как диссипативные члены. Основные уравнения, используемые в анализе линейной устойчивости и результаты анализа устойчивости, можно найти в работах [62,63]. Анализ линейной устойчивости ограниченных струй в случае затопленной турбулентной струи [62,63] показал, что устойчивость зависит от параметра устойчивости $S = c_f \frac{2b}{h}$ и числа Рейнольдса $Re_j = \frac{0.5U_c 0.881b}{\nu_\epsilon}$. Если S лежит ниже критического значения, неустойчивость возрастает. Параметр S характеризует соотношение между стабилизирующим влиянием трения и дестабилизирующим влиянием поперечного сдвига. Число Рейнольдса Re_j , в котором ν_ϵ – кинематическая вихревая вязкость, отражает устойчивость ограниченной турбулентной струи. В работе [63] обнаружили, что для $Re_j > 1000$ устойчивость зависит только от S , а его критическое значение приблизительно равняется 0,6. Для меньших чисел Рейнольдса S понижается до примерно 0,5 [61]. В работах также представлены самые неустойчивые волновые числа и частоты при различных значениях S . Вследствие зависимости S от полуширины, которая увеличивается вниз по потоку, и по

достижению критического значения, течение будет устойчивым, что приведет к ламинаризации течения. Однако гипотеза о параллельных линиях тока в основе линейного анализа приводит к пренебрежению любым расширением струи. В недавней работе [64] был выполнен полностью нелинейный квазитрехмерный анализ с использованием численной модели Delft3D. Результаты численного моделирования указывают на сильное влияние безразмерного числа S на устойчивость струи и несколько более мягкую зависимость от числа Рейнольдса, определяемого как $Re_D = \frac{U_0 D}{\nu}$, где ν - молекулярная вязкость. В данной работе на основании серии численных экспериментов была определена зависимость критического числа устойчивости S от числа Re_D , при котором струя становится неустойчивой. На Рисунке 1.4.6 представлена диаграмма устойчивости, которая показывает, что при больших S влияние трения сдерживает развитие меандрирования струи и струйное течение является устойчивым. Критическое значение S увеличивается с числом Рейнольдса как

$$S_c = 1.3 \times 10^{-3} Re_D^{0.235} \quad (1.4.12)$$

Верхняя и нижняя границы переходной зоны (пунктирные линии на Рисунке 1.4.6) задаются следующими зависимостями:

$$\begin{cases} S_c^{UP} = 0.9 \times 10^{-3} Re_D^{0.235} \\ S_c^{DOWN} = 1.9 \times 10^{-3} Re_D^{0.235} \end{cases} \quad (1.4.13)$$

Нелинейное численное моделирование [64] дает более низкие критические значения S по сравнению с результатами, полученными линейным анализом. Это расхождение связано с тем, что в турбулентной ограниченной струе ширина увеличивается с расстоянием от входа из-за трения и поперечного вовлечения внешней жидкости.

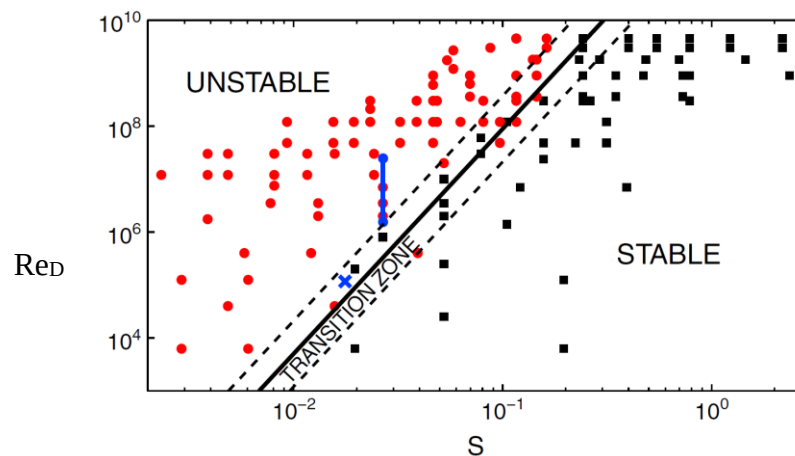


Рисунок 1.4.6. Диаграмма устойчивости струи [64].

Влияние ограничивающих стенок проявляется не только в устойчивости и осредненных характеристиках ограниченной турбулентной струи, но также изменяет турбулентную структуру течения. В работе [6] исследовалось влияние ограничивающих поверхностей на структуру

течения ограниченной турбулентной струи при помощи варьирования глубины канала – толщины слоя жидкости h в диапазоне $h/d = 4 \div 16$ и $h/d = 36$, при котором верхняя граница заменялась свободной поверхностью. Исследования проводились на экспериментальной установке, описанной в [51]. Число Рейнольдса поддерживалось равным 10 000 для каждого соотношения h/d . В ближнем и среднем поле ограниченной турбулентной струи влияние ограничивающих поверхностей проявлялось в виде вторичных течений. Влияние вторичных течений на среднее течение было наглядно продемонстрировано при помощи визуализации краской, вводимой в поток на различных расстояниях от ограничивающих стенок канала. На Рисунке 1.4.7 представлены картины распределения краски, вводимой в различные положения: вблизи свободной поверхности, в средней плоскости и вблизи нижней стенки. Данные картины показывают, что на расстояниях примерно h угол раскрытия (ширина струи) в средней плоскости $z = 0$ (Рисунок 1.4.7 б) меньше, чем вблизи свободной поверхности и дна. Таким образом влияние вторичных течений приводит к сужению струи в средней плоскости и расширению вблизи ограничивающих поверхностей, причем вблизи дна раскрытие струи отличается от свободной поверхности.

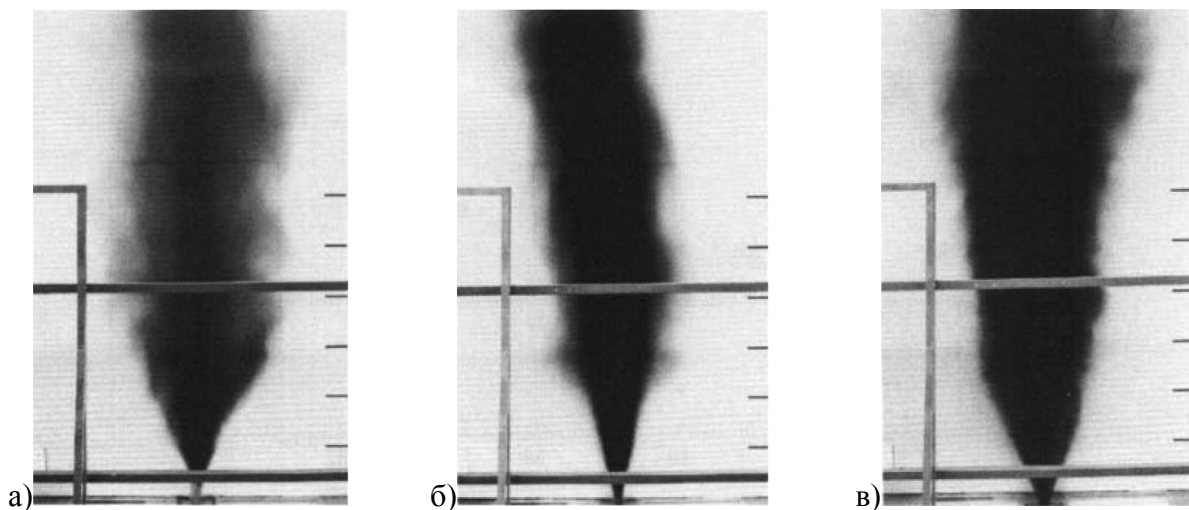


Рисунок 1.4.7. Визуализация влияния вторичных течений в ограниченной струе $h/d = 36$. Местоположение ввода краски в струю а) $z = -0.5 h$, б) $z = 0$ и в) $z = 0.5 h$ [6].

Влияние ограничивающих поверхностей на мгновенную структуру течения демонстрируется на Рисунке 1.4.8. Здесь представлены изображения структуры течения ограниченной турбулентной струи для трех различных соотношений h/d , полученные при помощи визуализации краской, подаваемой через сопло. Ограниченная струя с соотношением $h/d = 36$ представленная на Рисунке 1.4.8 а развивается подобно двумерной неограниченной струе с примерно линейным распределением красителя. При уменьшении толщины слоя жидкости струя начинает меандрировать (Рисунок 1.4.8 б). Меандрирование струи усиливается при дальнейшем уменьшении толщины (Рисунок 1.4.8 в). Таким образом показано, что при

уменьшении толщины слоя жидкости, т.е. при сближении ограничивающих пластин, струйное течение начинает приобретать извилистую форму. Развитие меандрирующего течения происходит в области струи, которая начинается с безразмерной координаты $x/h \sim 10$, где ширина струи становится порядка глубины канала h . Меандрирование ограниченной струи из стороны в сторону относительно своей оси связано с развитием квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур, которые формируются в результате развития сдвиговой неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в слоях смешения струи.

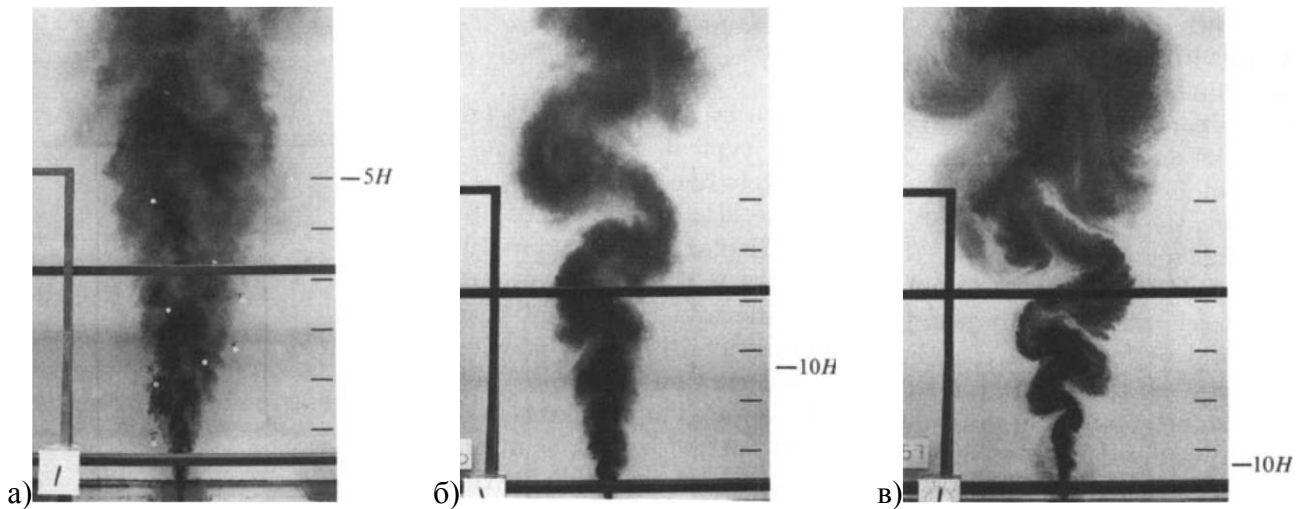


Рисунок 1.4.8. Визуализация течения ограниченной турбулентной струи при различных h/d : а) $h/d = 36$, б) $h/d = 8$ и в) $h/d = 2$ [6].

Квазидвумерные вихревые структуры представляют собой вихревые структуры, оси которых ориентированы перпендикулярно стенкам канала, а их масштаб, превышающий глубину канала, растет при уменьшении глубины канала. Данные противовращающиеся вихревые структуры развиваются в слоях смешения струи и располагаются в шахматном порядке таким образом, что их центры сдвинуты друг относительно друга. Вниз по потоку масштаб квазидвумерных вихревых структур увеличивается за счет последовательного объединения вихревых структур меньшего масштаба и вовлечения окружающей жидкости. Динамику и процесс объединения вихревых структур демонстрируют последовательные изображения течения ограниченной струи, полученные через равные промежутки времени (Рисунок 1.4.9). Цифрами на изображениях показаны вихревые структуры и их перемещение вниз по потоку. На основании анализа последовательных изображений была получена зависимость частоты вихревых структур от безразмерной продольной координаты для дальнего поля струи:

$$f_v = 176 \left(\frac{x}{d} \right)^{-\frac{3}{2}} \quad (1.4.14)$$

Данная зависимость f_v от безразмерного параметра позволяет ввести число Струхала через локальные параметры, уравнение (1.4.2) для полуширины струи и (1.4.3) для осевой

скорости: $St = f_v b / U_c = 0.07$. Уменьшение частоты f_v обусловлено уменьшением скорости переноса вихревых структур и уменьшением актов объединения.

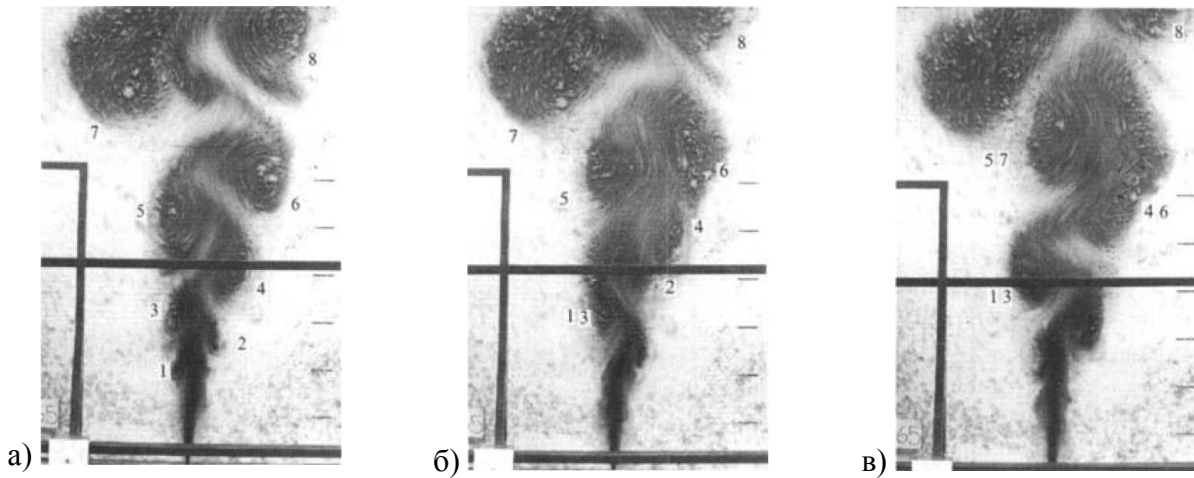


Рисунок 1.4.9. Визуализация структуры течения при помощи краски и трассеров. Последовательные изображения полученные через каждые 4 сек. с экспозицией в 2 сек. $h/d = 4$: а) $t = 0$ сек., б) $t = 4$ сек., в) $t = 8$ сек. [6].

Классификация квазидвумерных вихревых структур и их влияние на процессы смешения в сдвиговых ограниченных турбулентных потоках дана в работе [65]. Квазидвумерные крупномасштабные вихревые структуры с вертикально выровненными векторами завихренности имеют горизонтальный масштаб λ намного больше, чем глубина слоя жидкости h , $\lambda/h \gg 1$. По определению данной работы квазидвумерные когерентные структуры (КвДКС) представляют собой связанные крупномасштабные турбулентные массы жидкости, равномерные по всей глубине слоя жидкости, содержащие фазово-коррелированную завихренность. Данные структуры формируются в сдвиговом течении вследствие развития возмущений. Выделяют три механизма генерации КвДКС в порядке их интенсивности:

Tun A – топографическое возмущение. Это самый интенсивный механизм генерации, который формируется в результате обтекания топографической особенности – препятствия в виде острова, мыса, причала и т.д. Обтекание препятствия приводит к разделению потока и формированию интенсивного поперечного сдвигового слоя и возвратным течениям за препятствием.

Tun B – развитие внутренней поперечной сдвиговой неустойчивости, формирующейся в результате наличия поперечного градиента скорости, которая приводит к образованию и постепенному росту КвДКС. Примерами таких течений являются ограниченные тонким слоем струи, слои смешения и следы, а также течения в составных каналах или каналах с различным уровнем шероховатости.

Tun C – вторичные неустойчивости основного потока в случае широких каналов, это самый неинтенсивный механизм генерации. Формирование вихревых структур происходит

вследствие появления турбулентных всплесков в пограничном слое. Примерами таких структур являются подковообразные вихревые структуры и продольные вихревые структуры в пограничных слоях.

В отличие от вихревых структур, развивающихся в трехмерных свободных сдвиговых турбулентных потоках, квазидвумерные вихревые структуры, развивающиеся в ограниченном тонком слое жидкости, являются более устойчивыми к азимутальным возмущениям, развитие которых ограничено глубиной канала, а также вследствие ограничения механизма растяжения вихревых трубок на масштабах больших глубины канала. Таким образом, КвДКС растут с течением времени вниз по потоку. Рост образованных КвДКС регулируется последующими процессами захвата или вовлечением внешней менее турбулизированной жидкости и объединением отдельных следующих друг за другом вихревых структур [6]. Основным механизмом, который приводит к распаду КвДКС в ограниченных сдвиговых потоках, является трение на ограничивающих стенках. Это трение описывается сдвиговым напряжением $\tau_b = \rho c_f U^2/2$, в котором ρ - плотность жидкости и c_f - коэффициент квадратичного закона трения. Максимальный возможный масштаб, на котором вихрь теряет свою вращательную энергию за один оборот, оценивается как $\lambda_{max} \approx 2h/c_f$. Для характерного диапазона значений c_f от 0,005 до 0,01 максимальный размер соответствует относительному размеру $\lambda_{max}/h \approx 100$.

Исследование динамики крупномасштабных квазидвумерных вихревых структур, формирующихся в затопленной турбулентной струе, распространяющейся в узком канале, проводился в работе [52]. Эксперименты проводились при помощи бесконтактных методов в узком диапазоне чисел Рейнольдса $2280 \leq Re = dU_0/\nu \leq 4030$ (визуализация красителем) и $3320 \leq Re = dU_0/\nu \leq 4030$ (PIV). В работе наблюдали рост масштаба квазидвумерных вихревых структур, однако, несмотря на то что струя была ограниченной, получили зависимости, подобные таковым для двумерной неограниченной струи (уравнение (1.1.1) для скорости роста струи и (1.1.2) для затухания осевой скорости). Развитие крупномасштабных вихревых структур и значительное меандрирование высокоскоростного ядра струи дают распределение Гаусса для усредненной по времени продольной скорости. Кроме того, авторы обнаружили, что около 75% общего потока импульса струи содержится внутри ядра квазидвумерной струи, при этом крупномасштабные вихри движутся на четверть медленнее максимальной скорости ядра струи. Частота появления вихрей поэтапно уменьшается вниз по потоку за счет объединения, однако авторы определили минимальное значение, соответствующее числу Strouhal $St \sim 0.07$, которое согласуется с ранней работой [6]. На основании экспериментов по визуализации авторы заключают, что квазидвумерные крупномасштабные вихревые играют лидирующую роль в вовлечении внешней жидкости путем ее захвата, и связывают этот механизм вовлечения с наблюдаемой автомодельностью в квазидвумерной турбулентной струе.

Количественная оценка кинетической энергии турбулентности, содержащейся в крупномасштабных квазидвумерных вихревых структурах, образующихся в турбулентных струях, вытекающих в каналы со свободной поверхностью, проводилась в работе [66]. Применяя метод POD (proper orthogonal decomposition) к двухкомпонентным полям пульсаций скорости, полученным при помощи метода PIV, авторы определили наиболее энергосодержащие моды, связанные с движением когерентных вихревых структур. Анализ POD мод показывает наличие трех типов структур. Первые моды отвечают симметричным встречно-вращающимся структурам в ближнем и среднем поле струи, находящимся в слоях смешения струи, которые переходят в большие встречно-вращающиеся структуры, расположенные на оси струи. Данные две моды ответственны за меандрирование турбулентной струи и соответствуют синусоидальной моде неустойчивости турбулентной струи. Последующие моды представляют собой антисимметричные противовращающиеся структуры, расположенные в области слоев смешения струи, которые слабо влияют на меандрирование и соответствуют варикозной моде неустойчивости турбулентной струи. Анализ траекторий центров вихревых структур показывает, что размер когерентных вихревых структур зависит от коэффициента трения. При низком коэффициенте трения крупномасштабные структуры формируются в ближнем поле струи, из чего авторы работы делают вывод, что разделение струи на ближнее, среднее и дальнее поля, предложенное в работе [6], не подходит для таких потоков. Уменьшение глубины потока влияет на положение, в котором образуются последовательные крупномасштабные вихревые структуры.

В следующей своей работе [67] авторы исследовали способность двумерной численной модели мелкой воды моделировать меандрирующие струйные течения в прямоугольных каналах со свободной поверхностью. Численное моделирование проводилось при помощи k- ϵ модели. Для учета влияния трения использовалась формула трения Colebrook-White, в которой высота шероховатости выступала в качестве параметра. Исследовались три высоты шероховатости: гладкая (0 мм), слегка шероховатая (0,1 мм) и грубая (1 мм). Сравнение результатов моделирования и экспериментов, описанных в работе [66], проводилось по результатам анализа шести параметров: средняя кинетическая энергия турбулентности в модах, сумма средней кинетической энергии турбулентности в 10 первых модах, частота и средняя амплитуда четырех первых временных коэффициентов и пространственная структура четырех первых мод. Анализ сравнения показал, что данные моделирования согласуются с данными эксперимента только для двух доминирующих мод POD (мода 1 и мода 2), в независимости от шероховатости. Численное моделирование на основе k- ϵ модели плохо воспроизводит последующие POD моды. Увеличение высоты шероховатости позволило лучше воспроизвести как доминирующие первые две, так и

последующие моды. В работе также сообщается, что двумерные уравнения мелкой воды способны описывать меандрирующие струйные течения только на качественном уровне.

Сложность численного моделирования квазидвумерных сдвиговых течений заключается в одновременном разрешении широкого диапазона масштабов, относящихся к 2D и 3D инерционным интервалам, которые характерны для квазидвумерной турбулентности, что в свою очередь повышает требования как к моделям турбулентности, так и к вычислительным мощностям. Распределение турбулентной кинетической энергии по масштабам квазидвумерных вихрей определяется согласно теории «2D-турбулентности». С теоретической точки зрения 2D-турбулентность имеет совершенно другую феноменологию, связанную с дополнительными законами сохранения в двумерном случае. Крайчнан [68] показал, что если в двумерный поток поступает энергия на некотором промежуточном масштабе, то возникает интервал масштабов больших масштаба накачки, соответствующий обратному каскаду энергии, и интервал масштабов меньших масштаба накачки, соответствующий прямому каскаду энтропии. Это является основным результатом теории двумерной турбулентности, который показывает, что в инерционных интервалах энергия передается от малых масштабов к большим масштабам, а энтропия от больших масштабов к меньшим. Однако строго двумерная турбулентность является математической идеализацией и не реализуется ни в природе, ни в лабораторных течениях. Тем не менее свойства двумерной турбулентности проявляются во многих геофизических течениях, в которых реализуется квазидвумерная турбулентность, описываемая уравнениями двумерной гидродинамики, содержащими дополнительные слагаемые.

Квазидвумерная турбулентность, активно исследуемая в последнее время [69–72], проявляет свойства двух видов турбулентности – двумерной и трехмерной, в которой определяющее значение имеют процессы обмена кинетической энергии на смежных масштабах, относящихся к 2-D и 3-D турбулентности, а также придонное трение, которое определяет максимальный масштаб в потоке. Наличие крупномасштабных квазидвумерных вихревых структур в потоке существенным образом влияет на распределение турбулентной кинетической энергии по масштабам, что приводит к трансформации энергетических спектров пульсаций скорости. В работе [71] было показано, что крупномасштабный горизонтальный вихрь приводит к устойчивому обратному энергетическому каскаду путем подавления вертикального движения. В работе [6] исследовалось влияние глубины канала (трения) на трансформацию спектра пульсаций скорости в случае, когда характерные масштабы движения в горизонтальной плоскости на два порядка превышают толщину слоя жидкости. Для исследования влияния толщины слоя жидкости на энергетический спектр пульсаций скорости были измерены временные реализации для двух компонент скорости. Измерения скорости проводилось при

помощи лазерного доплеровского измерителя скорости. Данный метод обладает высокой локальностью, позволяет с высоким временным разрешением измерять мгновенную скорость в точке потока. Различия между одномерными спектрами пульсаций скорости, вычисленными по временным реализациям скорости в среднем и дальнем поле, представлены на Рисунке 1.4.10. Спектры энергии, рассчитанные по измерениям скорости в начале, в центре и в конце среднего поля ограниченной струи, аналогичны спектру, реализуемому в свободных плоских струях (Рисунок 1.4.10 а и с), в котором формируется инерционный интервал, характерный для трехмерных турбулентных потоков с зависимостью от волнового числа $k^{-5/3}$. Спектры энергии, рассчитанные для скорости, измеренной в дальнем поле ограниченной струи, представлены на (Рисунок 1.4.10 б и d). В отличие от среднего поля, в спектрах дальнего поля в области низких частот формируется максимум безразмерной плотности энергии, который увеличивается вниз по потоку. Увеличение максимума энергии сопровождается формированием диапазона с зависимостью k^{-3} . Данная зависимость реализуется в квазидвумерной турбулентности. Рост энергии на малых масштабах приводит к уменьшению энергии на больших масштабах, что связано с обратным каскадным переносом энергии.

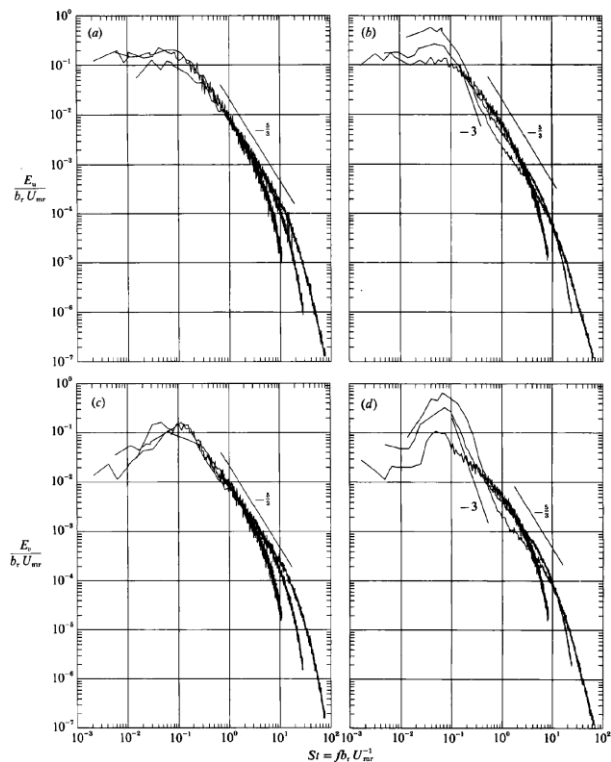


Рисунок 1.4.10. Одномерные спектры энергии турбулентных пульсаций продольной и поперечной компоненты скорости: (а) спектр u – компоненты $h/d = 16$, ближнее и среднее поле струи для $x/h = 2.625, 5.00, 9.5625$; (б) спектр u – компоненты $h/d = 4$, дальнее поле струи $x/h = 10.50, 20.00, 38.25$; (с) спектр v – компоненты для условий (а); (д) спектр v – компоненты для условий (б) [6].

На Рисунке 1.4.11 для случая $h/d = 4$ представлены спектры для различных расстояний вниз по течению от сопла в дальнем поле ограниченной струи, которые демонстрируют изменение спектральной зависимости с ростом масштаба квазидвумерных вихревых структур. Форма спектров предполагает, что энергия, выделяемая из инерциального интервала, вводимая в месте, где начинается интервал с наклоном k^{-3} , передается обратным энергетическим каскадом к максимуму, который увеличивается по величине. При этом формируется переходной диапазон частот с зависимостью k^{-1} от волнового числа. Данная зависимость наблюдается в случае, если масштаб накачки намного меньше максимального масштаба системы в области сопряжения масштабов, относящихся к обратному каскаду и прямому каскаду в двумерной нелокальной турбулентности [73].

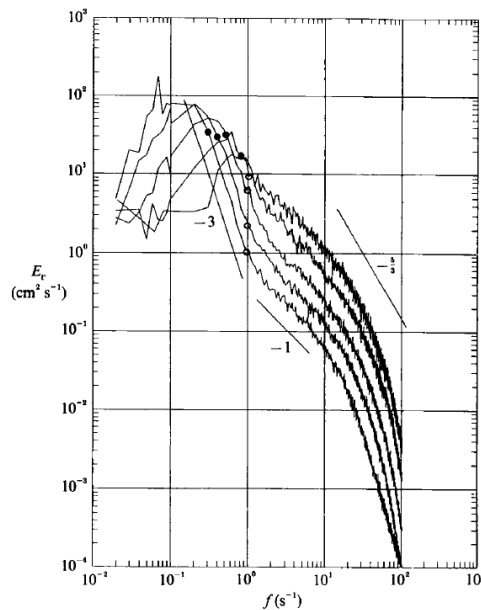


Рисунок 1.4.11. Одномерный спектр энергии турбулентности, рассчитанный по измерениям скорости, полученным в точках $x/h = 10.50, 15.25, 23.25, 30.75, 38.25$ [6].

На основании спектров, представленных на Рисунке 1.4.11, были проведены оценки частот и чисел Струхала, соответствующих началу и концу интервала частот с наклоном k^{-3} . Оценки показали, что число Струхала, соответствующее началу интервала k^{-3} увеличивается пропорционально $(x/h)^{1/2}$, что соответствует уменьшению волнового числа как $(x/h)^{-1/2}$. Частота, соответствующая концу интервала k^{-3} , не зависит от x/h , что определяет зависимость $(x/h)^{3/2}$ для числа Струхала. Число Струхала, соответствующее максимуму в спектре, соответствует $St_m \sim 0,085$ которое согласуется с числом $St = 0,0824$, определенным из автокорреляционной функции для поперечной компоненты скорости, измеренной в дальнем поле ограниченной струи.

Исследование трехмерной структуры квазидвумерной струи проводилось при помощи численного моделирования методом LES (Large Scale Simulation), результаты которого

представлены в докторской диссертации Мулляджанова Р.И. [74]. В данной работе проводилось 3D численное моделирование квазидвумерной струи в канале с длиной $267h$ и шириной $200h$, где h – глубина канала. На основе осредненных характеристик струи определены диапазоны ближнего, среднего и дальнего поля. Показано, что в дальнем поле начиная с $x/h > 130$ осредненная по времени продольная скорость на оси затухает согласно автомодельной теории двумерных струй (уравнение (1.1.2)). Ближнее поле, располагающееся от выхода из сопла до $x/h \sim 40$, характеризуется интенсивными вторичными течениями, которые интенсифицируют вовлечение внешней жидкости в струю. Среднее поле располагается в диапазоне $40h < x < 130h$. Максимум продольной завихренности, связанный с вторичными течениями, располагается в области $x/h = 11,5 - 13,3$. В среднем и дальнем поле обнаружены продольные вихревые структуры, меандрирующие вместе с ядром струи, при этом они располагаются в форме зигзага поперек канала. Основным результатом численного моделирования в данной работе является обнаружение продольных вихревых структур в среднем и дальнем поле квазидвумерной струи. По мнению автора продольные вихревые структуры формируются в результате взаимодействия меандрирующей струи с ограничивающими стенками. На основе разрешённых по времени данных предложены несколько сценариев расположения продольных вихревых структур. Показано, что продольные вихревые структуры играют определяющую роль в процессах переноса в направлении нормальном к ограничивающим стенкам.

Продольные вихревые структуры формируются при развитии вихревых диполей в тонких слоях жидкости. Исследования, посвященные формированию продольных вихревых структур в ограниченных слоях жидкости при развитии вихревого диполя, были проведены в следующих работах [75–81]. В работе [79] исследовалась структура течения, формирующаяся при развитии вихревого диполя в ограниченном слое жидкости, при помощи визуализации и PIV метода. Для описания трехмерной структуры течения PIV измерения проводились в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Применение панорамных методов позволило идентифицировать и количественно охарактеризовать структуру горизонтального вихря, формирующегося перед диполем. Анализ показал, что горизонтальный вихрь создается механизмом растяжения вихревых трубок, инициируемый горизонтальной деформацией, создаваемой диполем. Поле деформации на фронте диполя растягивает горизонтальный вихрь, сформированный в пограничном слое, в результате отрыва пограничного слоя отрицательным градиентом давления, индуцированным на фронте диполя при его распространении в спокойной жидкости.

В работе [81] был разработан 3D-3C-сканирующий PIV-метод для исследования трехмерной вихревой структуры, формирующейся при развитии вихревого диполя. На основании измеренных трех компонент скорости было показано, что поле растяжения, которое вносит вклад в генерацию вихря по окружности, достигает максимума интенсивности в плоскости,

вертикальной симметрии на фронте диполя, а вертикальный градиент давления, ответственный за образование горизонтального вихря, отрицательный и имеет минимум на фронте вихревого диполя. Таким образом, полученные 3D данные подтвердили механизм генерации горизонтального вихря, предложенный в [79]. Топология вторичной вихревой структуры (горизонтального вихря), полученная при помощи λ_2 -критерия, представлена на Рисунке 1.4.12 б.

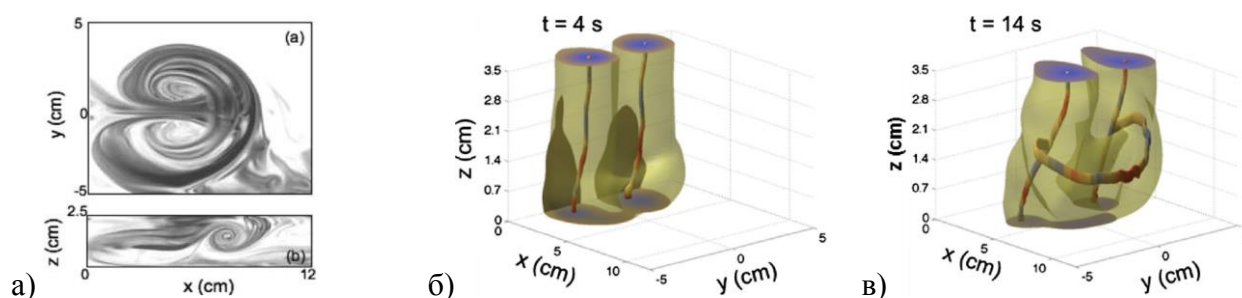


Рисунок 1.4.12. А) визуализация горизонтального вихря на переднем фронте вихревого диполя [79]. Трехмерная вихревая структура вихревого диполя в начальный момент (б) и в момент сформированного горизонтального вихря (в) [81].

1.5. Турбулентные следы

Для детального исследования взаимодействия продольных вихревых структур с квазидвумерной вихревой структурой в первом приближении может служить модель течения, формирующегося при обтекании цилиндра, диаметр которого больше глубины канала h .

Исследованию структуры турбулентного следа за обтекаемым телом посвящено большое множество экспериментальных и теоретических работ. Интерес к исследованию следов обусловлен широким распространением данного вида течения в различных технологических и природных процессах. В исследовании турбулентных следов можно выделить несколько направлений, которые связаны с расположением, соотношением сторон и формой обтекаемого тела. Основные из них посвящены исследованию структуры турбулентного следа, формируемого за телом различной формы: в двумерной постановке; за телом, установленным на стенке; и телом, расположенным в тонком слое жидкости между двумя стенками или стенкой и свободной поверхностью. В данной части обзора будет посвящена работам по исследованию вихревой структуры квазидвумерных турбулентных следов, формирующихся при обтекании одиночного тела в тонком слое жидкости, образованном между двумя ограничивающими поверхностями или одной ограничивающей поверхностью и свободной поверхностью – турбулентные следы, распространяющиеся в тонком слое жидкости с толщиной h , которая намного меньше масштабов

движений в горизонтальной плоскости, т.е. плоскости параллельной ограничивающим стенкам. Примерами таких течений являются течения за островами в атмосфере и океанах, течения при обтекании мостовых опор и нефтяных вышек в океане, а также при обтекании элементов конструкций в теплообменных аппаратах. Исследования таких течений в первую очередь связаны с изучением влияния вихревой структуры турбулентного следа на процессы тепло- и массопереноса, т.к. именно вихревые структуры, формирующиеся в следе за обтекаемым телом, играют определяющую роль в этих процессах. В структуре течения, формируемом в следе за телом в тонком слое жидкости, в зависимости от соотношения высоты тела к его ширине, можно выделить несколько областей: область течения, равно удаленная от ограничивающих поверхностей, в которой структура течения будет подобной двумерному следу, и область сопряжения тела с ограничивающей стенкой, в которой существенное влияние на течение будет оказывать стенка.

1.5.1. Двумерный след

В области, равноудаленной от ограничивающих поверхностей, структура течения в следе за цилиндром может проявлять свойства, характерные для двумерных следов. Двумерный след, формирующийся за обтекаемым телом, является классическим течением, рассматриваемым в курсах по механике жидкости. Двумерный след, формирующийся при обтекании бесконечно длинного цилиндра подробно рассмотрен в [82–84] и другими. В классическом случае при натекании равномерного поля течения на цилиндр, течение за цилиндром характеризуется образованием сдвиговых слоев, которые являются неустойчивыми. Развитие неустойчивости вниз по потоку приводит к формированию последовательности вихревых структур, периодически срывающихся с обтекаемого тела. Формируемая вихревая картина течения, наблюдаемая в следах, получила название вихревой дорожки Кармана. Согласно [84] отрыв ламинарных пограничных слоев от цилиндра происходит вблизи точки, располагающейся под углами $+82^\circ$ и -82° , при этом безразмерная частота вихревых структур в дорожке Кармана соответствует числу Струхала $St = f \frac{D}{u_\infty} = 0.2$, где f - частота срыва вихрей из цилиндра. Характеристики следа за цилиндром в значительной степени зависят от числа Рейнольдса, определяемого по диаметру цилиндра, поэтому в зависимости от диапазона чисел Re_D выделяют семь различных режимов течения: ползущее течение ($Re_D < 5$), пузырьковое течение ($5 < Re_D < 40$), переходное течение ($40 < Re_D < 350$), докритическое течение ($350 < Re_D < 2 \cdot 10^5$), критическое течение ($Re_D \sim 3 \cdot 10^5$), сверхкритическое течение ($Re_D \sim 7 \cdot 10^5$) и пост-

критическое течение ($Re_D \sim 3.5 \cdot 10^6$). В обзорной работе Уильямсона [83] описываются неустойчивости, которые приводят к взаимодействию сдвиговых слоев и образованию роликовых вихрей, а также вторичные неустойчивости, присутствующие в области ближнего двумерного следа (например, косы или пальцы вихрей, соединяющих более крупные роликовые вихревые структуры). На Рисунке 1.5.1 представлены результаты 3D численного моделирования и визуализации, взятые из обзорной работы [83], демонстрирующие развитие вторичных неустойчивостей и формирование продольных вихревых структур, которым соответствуют роликовые вихревые структуры.

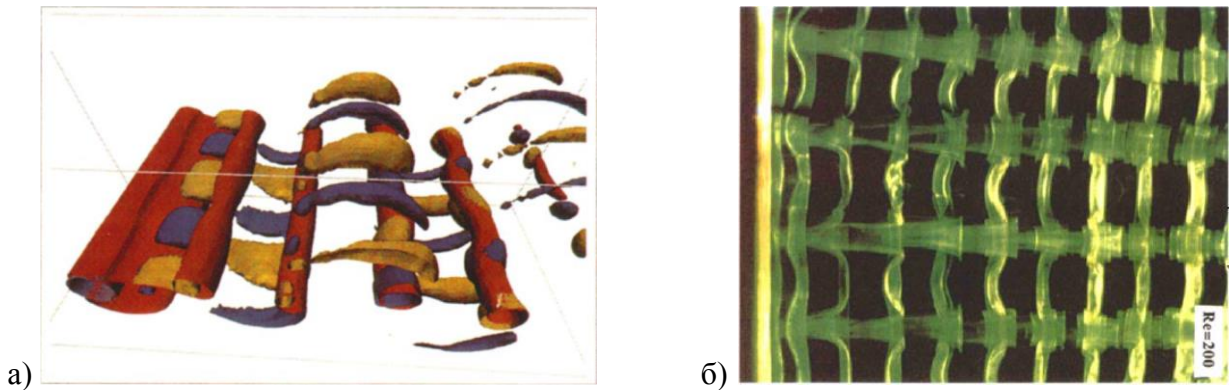


Рисунок 1.5.1. А) результат численного моделирования моды А, б) визуализация развития продольных вихревых структур [83].

1.5.2. Полуограниченный след

В области сопряжения цилиндра со стенкой структура течения в следе за цилиндром становится более сложной и зависит от соотношения толщины пограничного слоя к размерам обтекаемого цилиндра. В работах [85–87] исследовалось влияние соотношения размеров обтекаемого цилиндра на структуру течения, которая отличается от двумерного случая. Наличие дна и обтекаемого свободного конца цилиндра влияют не только на осредненные характеристики потока и развитие когерентных вихревых структур дорожки Кармана, но также приводит к формированию новых когерентных вихревых структур. В обзорной работе [88] в хронологическом порядке представлено развитие моделей вихревой структуры течения в следе за цилиндром с различным соотношением сторон AR , установленным на стенке. На Рисунке 1.5.2 представлены основные типы вихревых структур, которые формируются в потоке. В потоке кроме вихревых структур Кармана “Karman vortex” формируются подковообразные вихревые структуры “horseshoe vortex”, концевые вихревые структуры “tip vortex structures” и основные вихревые структуры “base vortex structures”. Данные вихревые структуры взаимодействуют друг

с другом вниз по потоку, что приводит к образованию новых структур с различными пространственными и временными масштабами. В случае, когда тело расположено по всей глубине канала от стенки до стенки, случай квазидвумерного турбулентного следа, концевые вихревые структуры “tip vortex structures” образовываться не будут, и поэтому данный вид структур не рассматривается в данном обзоре.

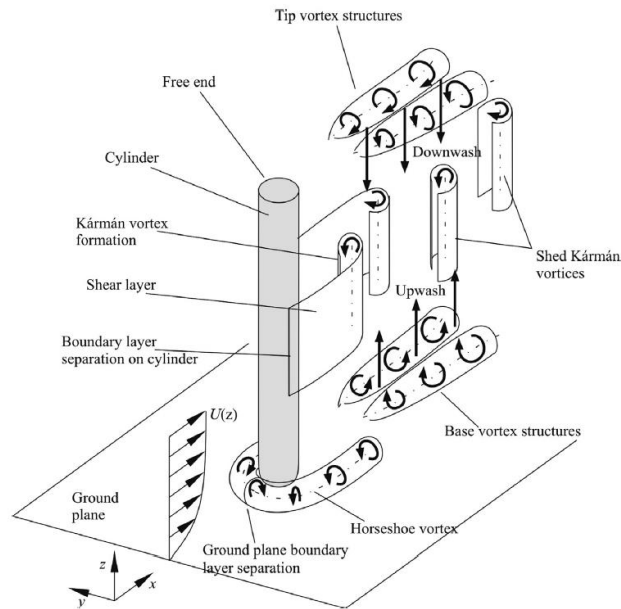


Рисунок 1.5.2. Типы вихревых структур, формирующихся в следе за погруженным цилиндром конечной длины [88].

В квазидвумерном турбулентном следе за цилиндром, ограниченным стенками, кроме сдвиговых вихревых структур дорожки Кармана, образуются подковообразные вихревые структуры (horseshoe vortex structures, HVS) в местах сопряжения цилиндра с ограничивающими стенками. Генерация HVS происходит в результате появления отрицательного градиента давления в пограничном слое в области натекания потока на цилиндр. В зависимости от параметров потока образуется система подковообразных вихревых структур, которая формируется вокруг цилиндра в виде вихревых трубок, известных как подковообразное ожерелье. Данные вихревые трубки опоясывает обтекаемое тело таким образом, что их концы – «ножки», направлены по потоку в виде подковы. Именно система подковообразных вихревых структур ответственна за высокие интенсивности турбулентности вблизи дна в ближнем поле следа. Динамика ламинарных HVS находится в зависимости от числа Рейнольдса и характеристик пограничного слоя набегающего потока, что позволяет ввести классификацию режимов системы HVS: режим устойчивой вихревой системы, подрежим малых смещений системы, сливающийся подрежим, отрывной подрежим и переходный подрежим. Устойчивый режим вихревой системы характеризуется постоянным положением центров подковообразных вихрей, вследствие чего ожерелья вихрей не изменяют своего местоположения с течением

времени и представляют собой ламинарные вихревые структуры. Кроме того, число подковообразных вихревых структур в ожерелье растет при увеличении числа Рейнольдса [83]. Увеличение числа Рейнольдса приводит к тому, что система подковообразных вихревых структур становится нестационарной. Критическое значение числа Рейнольдса зависит от отношения толщины пограничного слоя в набегающем потоке к диаметру цилиндра. Согласно результатам работы [89] критическое значение числа Рейнольдса для перехода в нестационарный подрежим находится в диапазоне от 1000 до 2000. Нестационарный подрежим характеризуется небольшими смещениями (колебаниями) вихревых структур в ожерелье вперед и назад относительно их стационарного положения, при этом вихревые структуры не взаимодействуют между собой. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса система подковообразных вихревых структур переходит в осциллирующий сливающий подрежим. Особенность данного подрежима заключается в том, что система подковообразных вихревых структур начинает осциллировать, в результате происходит объединение вихревых структур и образование новых. Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса ($Re_D > 4700$) индуцирует переход к отрывному подрежиму. В этом подрежиме наблюдаются три основных типа вихревых структур. Первый тип вихревых структур известен как развивающиеся вихревые структуры, которые отрываются от области формирования. Другой тип вихревых структур расположен вблизи поверхности цилиндра, называется угловыми вихрями. И последний тип вихрей называется первичным вихрем, переносит развивающиеся вихри к относительно устойчивому угловому вихрю. Процесс переноса не является циклическим, в отличие от предыдущего подрежима, а, скорее, непрерывным процессом, в котором первичный вихрь движется к телу, объединяется с угловым вихрем, что приводит к образованию нового углового вихря. В переходном подрежиме динамика подковообразных вихревых структур приобретает хаотичный характер. Классификация турбулентных HVS подразделяется на три основных режима: устойчивая вихревая система, периодическая колебательная вихревая система и турбулентная вихревая система.

1.5.3. Квазидвумерный (ограниченный) след

Исследования влияния придонного трения на развитие следа за цилиндром с соотношением $AR < 1$ в тонком слое жидкости проводились в следующих работах [90,91], в которых исследовались следы за телами различной формы, поперечный размер которых больше их высоты и глубины слоя жидкости. Число Рейнольдса в экспериментах Re_D превышало 10^4 . Было обнаружено, что в ближнем поле плоского следа течение может характеризоваться тремя типами режимов: (I) тип – вихревая дорожка (Vortex Street) с осциллирующим механизмом срыва

вихрей, (II) тип – нестационарный пузырь (UB) с развитием неустойчивостей потока, растущими ниже по потоку от рециркулирующего пузырька, расположенного вблизи обтекаемого тела, и (III) устойчивым типом пузыря (SB), за которым следует турбулентный след, который не содержит растущих неустойчивостей (Рисунок 1.5.3). Крупномасштабная структура любого из этих типов следов характеризуется «двумерной турбулентностью» в том смысле, что ограниченное третье измерение предотвращает обычный процесс переноса трехмерного вихревого растяжения. При числе $Re_h > 1500$ классификация потоков зависит от параметра устойчивости следа, $S = c_f D/H$, где c_f – коэффициент квадратичного закона трения, которое отражает роль придонного трения. Критические значения S были определены для классификации различных механизмов неустойчивостей. Вихревая дорожка Кармана образуется при $S < 0,2$. Стационарный пузырьковый след образуется в результате подавления крупномасштабных неустойчивостей при $S > 0,5$, а при значениях $0,2 < S < 0,5$ образуется нестационарный пузырьковый след.

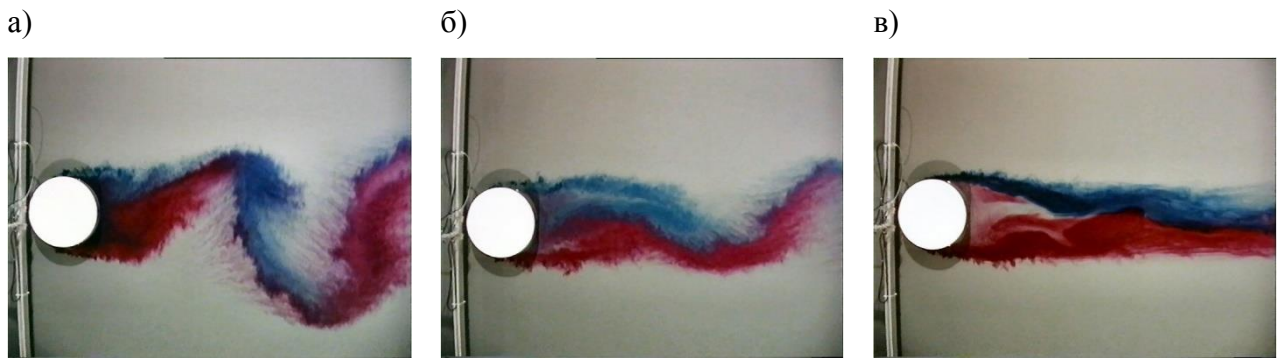


Рисунок 1.5.3. Типы режимов течения в зависимости от параметра устойчивости: а) вихревая дорожка, б) нестационарный пузырь, в) устойчивый тип пузыря [92].

Работ, посвященных исследованию влияния динамики подковообразных вихревых структур на вихревые структуры дорожки Кармана для турбулентных режимов течения, крайне мало, особенно экспериментальных. Это связано с малым количеством экспериментальных работ, в которых исследуются все поле течения вокруг обтекаемого тела. В работе [93] исследовали взаимодействия между вихрями HVS и Кармана при помощи численного моделирования (LES) и методов визуализации потока в тонком слое жидкости за круговым цилиндром, установленным на размываемом дне. Результаты работы показали высокие значения средних и мгновенных сдвиговых напряжений на стенке в области расположения подковообразных вихревых структур. Наличие интенсивных стационарных когерентных вихревых структур в виде углового вихря приводит к вымыванию грунта и образованию воронки вблизи обтекаемого тела. В работе [89] исследовали динамику вихревых структур HVS в отрывном подрежиме при помощи LES моделирования. Рассматривалось течение в канале со свободной поверхностью вокруг кругового цилиндра, установленного на плоскости с

соотношением диаметра цилиндра к его высоте 1,12 и числе $Re_D = 4460$. Рассматривая полный цикл эволюции подковообразных вихревых структур, они обнаружили, что «ножки» подковообразного вихря, ближнего к цилиндру, ориентированы по оси потока и распространяются на расстояние примерно $1.7 D$ от цилиндра вблизи плоскости, «ножки» же других подковообразных вихревых структур в ожерелье сливаются с «ножками» других подковообразных вихревых структур, теряют свою когерентность и распадаются в нерегулярные вихревые структуры. В исследовании полного цикла они наблюдали сильное взаимодействие между «ножками» подковообразных вихревых структур с вихревыми структурами сдвигового слоя в области ближнего следа. В результате взаимодействия формируются продольные вихревые структуры, наклонные к оси потока. В данной работе предположили, что наклонные продольные вихревые структуры вызывают более высокие значения пристенных сдвиговых напряжений, поскольку они движутся вниз по потоку и не теряют своей когерентности. В работе [94] исследовали трехмерную структуру крупномасштабных когерентных вихревых структур, образующихся в следе за вертикальной пластиной в канале малой глубины со свободной поверхностью при помощи detached eddy simulation (DES). Когерентные структуры идентифицировались при помощи распределений λ_2 -критерия и положительных и отрицательных значений компонент завихренности для определения направления вращения. Показано, что структура турбулентности является трехмерной с формированием различных вихревых структур до и после обтекаемого тела. Распределения усредненных характеристик следа указывают на значительное влияние дна (ограничивающей плоскости). На основании результатов численного моделирования были идентифицированы следующие вихревые структуры, обозначенные на Рисунке 1.5.4 цифрами: “von Karman vortex street”, вихревые структуры дорожки Кармана, – 2; “horseshoe vortex”, подковообразные вихревые структуры, – 3; “collar”, ожерельевый вихрь, – 4; “connector”, соединительные вихри – 5; “3D roll-up vortex”, трехмерные подъемные вихревые структуры – 6.

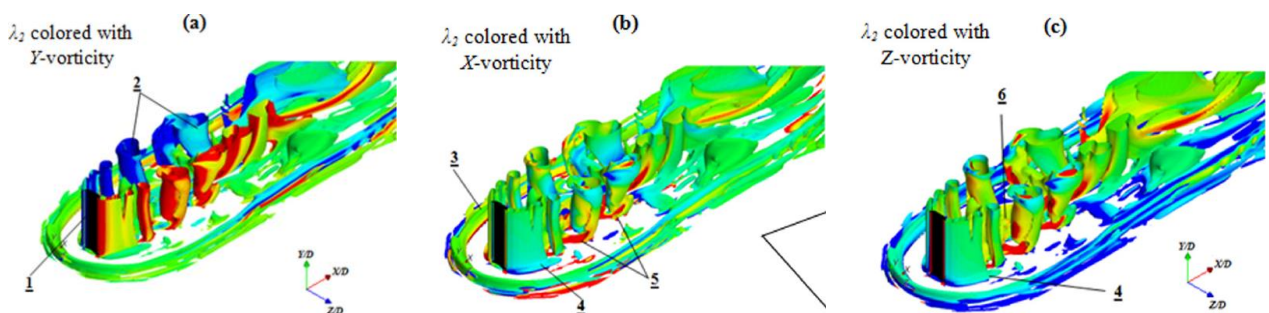


Рисунок 1.5.4. Типы вихревых структур, образующихся при обтекании пластины в тонком слое жидкости [94].

Вихревые подковообразные структуры располагаются вокруг обтекаемого тела, их концы – «ножки», ориентированы по потоку. Угловой или ожерельевый вихрь, расположенный в месте сопряжения тела и дна, имеет такую же ориентацию вращения, что и подковообразный вихрь. Соединительные вихревые структуры представляют собой продольно ориентированные части вихревых структур дорожки Кармана в области дна. Трехмерная подъемная вихревая структура, расположенная в ближнем поле следа, представляет собой крупномасштабный вихрь с горизонтальной осью, ориентированной перпендикулярно направлению потока. Данный горизонтальный вихрь, образующийся на задней поверхности цилиндра (Рисунок 1.5.5 а), исследовался в работе [95]. Используя методы визуализации и метод PIV, авторы исследовали структуру ближнего следа, формирующегося за цилиндром, установленным в слое жидкости глубиной h для соотношений $h/D = 0,5, 1, 2$. В результате исследования они обнаружили изолированные когерентные горизонтальные вихревые структуры, образующиеся в следе за цилиндром и распространяющиеся под углом к основному потоку (Рисунок 1.5.5 б). На основе PIV измерений было показано, что безразмерная циркуляция горизонтальных вихревых на порядок меньше, чем циркуляция вихревых структур в дорожке Кармана. Авторы указывают на то, что обнаруженные горизонтальные вихревые структуры не являются частью или остатками вихревых структур ожерелья.

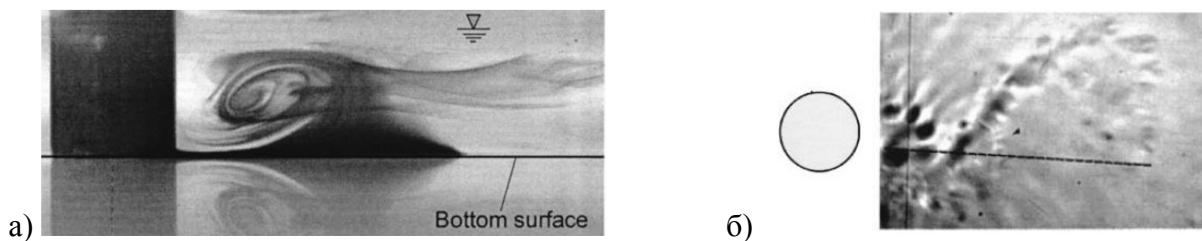


Рисунок 1.5.5. Горизонтальная вихревая структура: а) вид сбоку, визуализация красителем, б) вид сверху, визуализация Шлирен методом [95].

Исследование влияния глубины потока на развитие когерентных вихревых структур в следе за цилиндром, в условиях малой толщины слоя жидкости при $D/h > 10$, размещенного в открытом канале проводилось при помощи численного моделирования методом DES в работе [96]. Структура следа для данных случаев сильно отличается от структуры, наблюдаемой в неограниченных следах. Показано, что в условиях малой толщины жидкости система подковообразных вихрей распространяется на большую часть глубины течения и характеризуется образованием сильно когерентных ожерельевых вихрей, число которых варьируется от трех до двух для соотношения $D/h = 10$ и 25, соответственно. В режиме вихревого следа при $D/h > 10$ были обнаружены когерентные вихревые структуры, представляющие собой параллельные горизонтальные вихри (Рисунок 1.5.6) подобно тем, что наблюдались в работе [95].

Эти горизонтальные вихри располагаются в виде массивов из 4-6 структур в ближнем следе (отмечены красными стрелками на Рисунке 1.5.6). Вниз по течению они выстраиваются по потоку. Авторы предполагают, что причина формирования массивов горизонтальных вихрей заключается во взаимодействии между «ножками» ожерельевых вихрей и вихрями дорожки Кармана в области их генерации около дна. Генерация горизонтальных вихревых структур происходит в результате отрыва части ожерельевого вихря вследствие взаимодействия со сдвиговым слоем. Авторы не обнаружили восходящих потоков в ядрах вихревых структур Кармана для случаев $D/H=10$ и $D/H=25$. Для этих случаев большая часть вертикального обмена импульсами в ближнем следе управляется массивами горизонтальных вихрей. При увеличении соотношения $D/H > 50$ формирование массивов вихрей подавляется в результате перехода следа в нестационарный пузырьковый режим, при этом когерентность и длина «ножек» вихрей ожерелья значительно уменьшаются. Показано что в случае $D/H = 25$ происходит усиление пристенного сдвигового напряжения в области ядер главных вихрей ожерелья, которое становится таким же высоким, как сдвиговое напряжение ускоряющего потока по бокам цилиндра. Таким образом, для ограниченного диапазона D/H ($10 < D/H < 30$) вихри ожерелья играют определяющую роль в образовании лунок вокруг цилиндра. В данном диапазоне, в котором так же образуется вихревая дорожка, именно массивы горизонтальных вихрей ответственны за усиление пристенного сдвигового напряжения трения в ближнем следе.

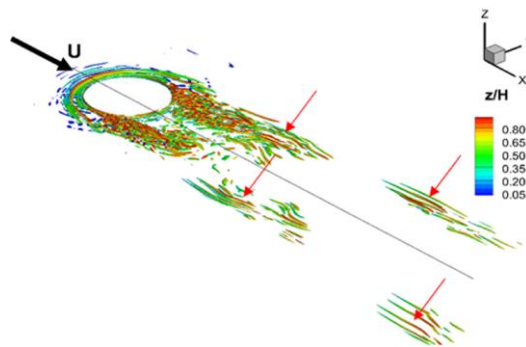


Рисунок 1.5.6. Визуализация массивов горизонтальных вихрей при помощи мгновенных распределений Q-критерия при $D/h = 25$. Цвет соответствует безразмерному расстоянию от дна, $0 < z/H < 1$ [96].

В работе [74] при помощи LES метода исследовалось влияние продольных вихревых структур, формирующихся в квазидвумерном следе, на теплообмен. Моделировалось течение в следе за цилиндром с соотношением диаметра к глубине канала равном $D/H=2,5$ при числе Рейнольдса $Re_h=3750$ и числе Прандтля равным 6,13. В результате анализа вертикальной компоненты теплового потока показано, что продольные вихри интенсифицируют локальный тепломассоперенос как в центре канала, так и на поверхности ограничивающих стенок.

Выводы по Главе 1

Анализ литературы показал, что квазидвумерные турбулентные сдвиговые течения реализуются в широком спектре технических и природных приложений, охватывающем большой диапазон пространственных и временных масштабов. Многие геофизические течения, такие как устойчиво стратифицированные течения в следах, формирующихся в атмосфере и океане, течения в области слияния рек, течения в эстуариях, приливные течения на границах бухт, технологические стоки в водоемы малой глубины, а также анизотропные течения в узких каналах, реализующиеся в различных областях атомной энергетики, геотермальной энергетике, энергетических теплообменных аппаратах и в современных системах охлаждения электроники, представляют собой квазидвумерные сдвиговые течения. Основной особенностью таких течений являются крупномасштабные квазидвумерные когерентные структуры, образующиеся вследствие развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Крупномасштабные вихревые структуры в значительной степени определяют горизонтальный перенос и перемешивание. Для описания квазидвумерных сдвиговых течений зачастую используются двумерные и квазидвумерные модели, основанные на интегрировании уравнений движения по толщине слоя жидкости. Однако, последние работы, посвященные исследованию пространственной структуры квазидвумерных сдвиговых течений, указывают на наличие в потоке трехмерных продольных вихревых структур, которые образуются при взаимодействии сдвиговых вихревых структур с ограничивающей стенкой в ближнем поле струй и следов. В литературе имеется несколько работ, описывающих механизм образования продольных вихревых структур вследствие движения вихревого диполя в тонком слое жидкости, который может реализоваться и при движении крупномасштабных вихревых структур в дальнем поле квазидвумерной струи или следа. Таким образом, наличие трехмерных продольных вихревых структур, ориентированных горизонтально в квазидвумерных сдвиговых течениях, требует установления влияния продольных вихревых структур на пространственные характеристики квазидвумерных струй и следов с целью определения применимости моделей, полученных в результате осреднения по глубине потока.

При малых $h/D < 1$ в квазидвумерном сдвиговом турбулентном течении нельзя выявить области, относящиеся к свободным и пристенным турбулентным сдвиговым течениям, вследствие определяющего влияния ограничивающих стенок на образование и развитие когерентных вихревых структур, которые играют существенную роль в формировании структуры течения в целом. Наличие ограничивающих стенок приводит к иному сценарию формирования, развития и распада когерентных вихревых структур, чем в случае квазидвумерных сдвиговых течений со свободной поверхностью и ограниченными сдвиговыми

течений при $h/D > 1$. Экспериментальных исследований, посвященных трехмерной вихревой структуре квазидвумерных сдвиговых турбулентных течений при малых $h/D < 1$ в литературе нет, а имеющиеся данные трехмерного численного моделирования нуждаются в экспериментальном подтверждении.

Взаимодействие сдвиговых вихревых структур с ограничивающими поверхностями приводят к образованию продольных вихревых структур в ограниченных и трехмерных пристенных струях, а также следах. Формирование продольных вихревых структур при взаимодействии струи со стенкой исследовано не в полной мере, имеющиеся данные о пространственной топологии вихревых структур получены при помощи статистического анализа на основе планарных измерений, которые могут отличаться от действительной мгновенной структуры вихревых структур. Продольные вихревые структуры вносят основной вклад в образование вторичных течений в ближней области квазидвумерных струй и следов. Проведенные исследования вторичных течений при помощи точечных и интегральных методов измерений носят качественный характер и не дают однозначного ответа на вопрос о природе формирования вторичных течений в ограниченной турбулентной струе. Существующие модели формирования вторичных течений, основанные на деформации вихревых структур сдвигового слоя, требуют экспериментального подтверждения. Экспериментальные данные, полученные при помощи полевых оптических методов, указывают на сложную трехмерную структуру, формируемую в результате развития когерентных вихревых структур. Для полного понимания процесса образования вихревых структур, а также определения их роли в образовании вторичных течений, необходимы количественные экспериментальные данные о пространственных распределениях трех компонент скорости.

Развитие исследования двумерной турбулентности инициировало новое направление исследований в области квазидвумерной турбулентности, а именно исследованию взаимодействия и энергообмена на масштабах, относящихся к области сопряжения, в которой проявляются свойства трехмерной и двумерной турбулентности. Дальнейшее исследование квазидвумерной турбулентности невозможно без развития методов, позволяющих проводить одновременные измерения всех трех компонент скорости в объеме потока в широком диапазоне как временных, так и пространственных масштабов.

Глава 2. Методика измерений и экспериментальные стенды

Измерительные методы в механике жидкости и газа можно подразделить на локальные и панорамные, в зависимости от возможности одновременного пространственного измерения характеристик потока; непрерывные и дискретные, в зависимости от получаемой характеристики определяемой временным разрешением; однокомпонентные и многокомпонентные, в зависимости от способности измерять количество компонент векторной характеристики; контактные и бесконтактные, в зависимости от влияния метода на поток; прямые и косвенные, в зависимости от измерения характеристик потока напрямую, либо их расчета при помощи других характеристик; и на качественные и количественные методы, в зависимости от информативности получаемых данных. Примерами локальных или одноточечных контактных методов являются термоанемометр с нагретой нитью (HWA), трубка пито, электрохимический метод. Локальным бесконтактным методом является метод лазерной доплеровской анемометрии (LDA). В настоящее время существуют системы, основанные на одноточечных методах, позволяющие измерять от двух до трех компонент вектора скорости. Основным преимуществом одноточечных методов HWA и LDA является их высокое временное разрешение, которое позволяет регистрировать наименьшие временные масштабы. Наиболее популярным панорамным оптическим методом в настоящее время является метод PIV (Particle Image Velocimetry), основанный на цифровой регистрации пространственных распределений трассеров в потоке. Основными преимуществами данного метода является бесконтактность (отсутствие вносимых возмущений в измеряемый поток) и возможность измерять мгновенные распределения (поля) скорости в широком диапазоне пространственных масштабов. Существуют различные модификации метода, в которых используются различные источники излучения, регистраторы и, соответственно, различные типы трассеров. Для регистрации мгновенных полей температуры или концентрации наиболее популярным является метод LIF (Laser Induced Fluorescence), основанный на свойствах флуоресценции некоторых веществ (красителей) при их освещении монохромным излучением.

Наиболее активно развивающимися в последнее время методами являются трехмерные бесконтактные методы, основанные на принципах метода PIV, которые позволяют измерять все три компоненты скорости в объеме потока. Трехмерные методы исследования потоков можно разделить по способу регистрации объемных распределений частиц, основанному на различных принципах, таких как голография (Holographic PIV), томография (Tomographic PIV) и световое поле (Light Field PIV), а также по алгоритмам расчета вектора скорости по группам частиц (кросскорреляционный алгоритм метод PIV) или по отдельным частицам (метод PTV). Наиболее

развитым и апробированным в настоящее время является метод, основанный на реконструкции распределений частиц в объёме потока при помощи малоракурсной цифровой томографии, использующий алгоритмы PIV (Tomographic PIV) или PTV (3D PTV).

Вследствие большой популярности оптических методов, основанных на принципах PIV, количество научных работ, посвященных применению данных методов к исследованию течений жидкости и газа, составляет огромное множество. Основные принципы методов, реализации различных конфигураций 2D2C, 2D3C, 3D3C и 4D PIV метода, а также применение этих конфигураций к различным исследовательским задачам можно найти в монографии [11]. Таким образом, освещение всех работ не представляется возможным, поэтому в данной главе будут представлены только основные принципы методов PIV, LIF и Tomo-PIV, используемых в данной работе.

2.1. Методика применения PIV метода

Прародителем метода PIV является простая визуализация потока, основанная на наблюдениях за частицами-трассерами, находящимися в потоке или на его поверхности. Развитие современного (цифрового) PIV метода согласно работе [97] началось в 80-90-х годах прошлого столетия. Развитие технологического прогресса привело к замещению регистраторов трассеров от фотокамер к цифровым камерам, источников освещения потока от газовых непрерывных лазеров к твердотельным импульсным лазерам, а также к применению вычислительных машин для расчета скорости при помощи корреляционных алгоритмов. Таким образом, переход от аналоговых систем к цифровым системам позволил значительно повысить динамический диапазон измеряемых скоростей и снизить время расчета мгновенных полей скорости, состоящих из большого количества векторов скорости.

Рисунок 2.1.1 демонстрирует суть метода PIV, которая заключается в расчете мгновенных полей векторов скорости по изображениям трассеров, освещенных лазерным ножом в потоке через заданный промежуток времени. Метод PIV относится к оптическим методам и для его реализации необходимо обеспечить оптический доступ для регистрации изображений трассеров. Обычно используется оптическая схема, при которой оптическая ось объектива образует нормаль к плоскости лазерного ножа, т.е. измерительной области.

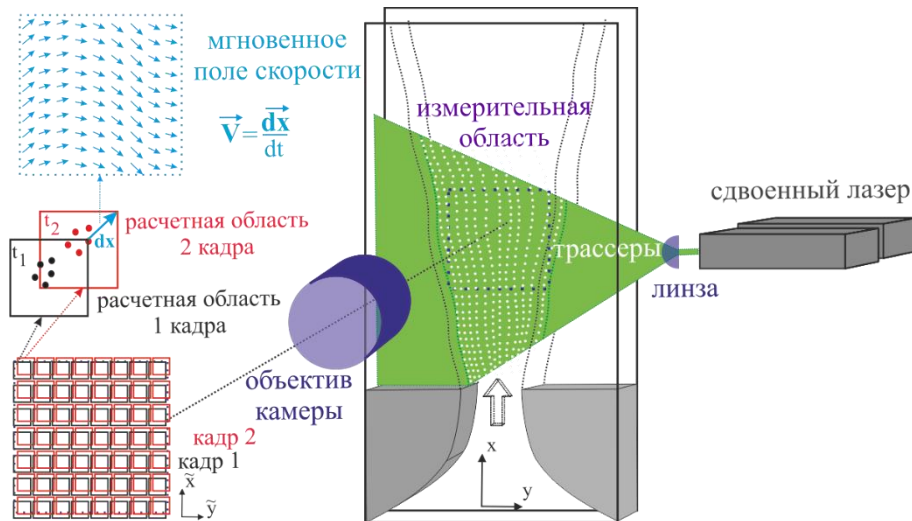


Рисунок 2.1.1. Схема и основные принципы PIV метода.

При использовании метода PIV необходимо реализовать следующее:

1. оптический доступ к измерительной области потока;
2. подбор трассеров и способ засева потока;
3. подбор источника освещения и способ регистрации изображений трассеров;
4. настройка и синхронизация измерительной системы;
5. получение базы изображений трассеров в измерительной области потока;
6. выбор алгоритмов расчета и параметров обработки изображений трассеров;
7. расчет мгновенных полей скорости и статистических характеристик потока.

2.1.1. Трассеры

В PIV эксперименте немаловажное значение имеет выбор частиц-трассеров для засева потока. Трассеры должны обладать определенными параметрами, такими как хорошие отражающие свойства, хорошо отслеживать поток и не возмущать его. Как правило, трассеры представляют собой сферические частицы со специальными покрытиями для повышения отражающих свойств. Подбор трассеров в эксперименте осуществляется исходя из нескольких условий: наименьшего влияния трассеров на поток и наилучшего отслеживания изменений потока; и отражающих свойств трассера. При сильных различиях между плотностью среды и трассера первые условия соответствуют числам Стокса намного меньше единицы, которое пропорционально плотности трассера и квадрату диаметра частицы, второе условие зависит от размера, формы, ориентации частиц и соотношения показателей преломления трассера и жидкости, угла наблюдения и поляризации света. Для трассеров диаметром больше длины волны света применяется теория рассеяния Ми, согласно которой рассеяние света частицей

характеризуется безразмерным диаметром трассера $q = \pi d_p / \lambda$. На Рисунке 2.1.2 представлены распределения интенсивности света, рассеянного трассером диаметром 1 мкм и 10 мкм в воздухе, которые демонстрируют влияние диаметра частицы на распределение интенсивности отраженного света. Таким образом, при больших разностях плотностей трассер–жидкость возникает задача оптимизации диаметра трассера, которая является компромиссом между отслеживающими и рассеивающими свойствами трассера. Средняя интенсивность рассеянного света пропорциональна квадрату безразмерного диаметра частицы q , при этом эффективность рассеяния сильно зависит от отношения показателя преломления частиц к жидкости. Для засева воздушных потоков используют трассеры микронных размеров порядка 1–3 мкм, например капельки аэрозолей, частицы дыма, твердые частицы оксидов металлов, а также гелиевые мыльные микропузырьки в крупномасштабных промышленных системах.

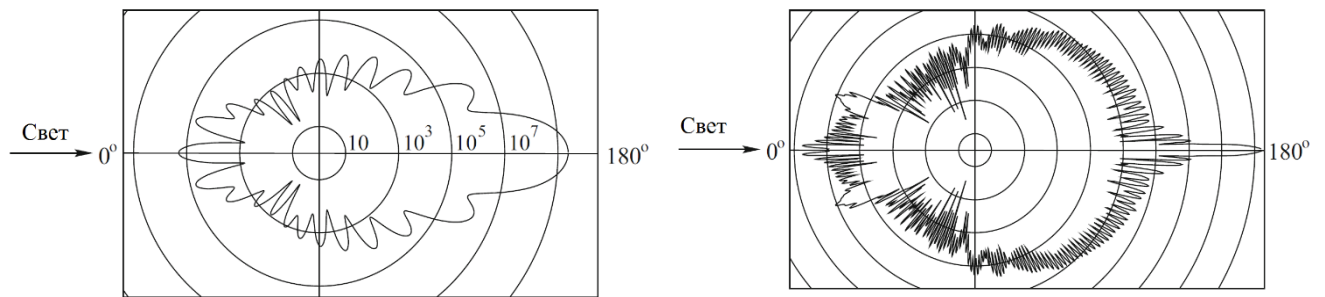


Рисунок 2.1.2. Индикатриса рассеяния света каплей масла в воздухе диаметром 1 мкм (слева) и 10 мкм (справа) [98].

В водных потоках преимущественно используют полиамидные сферические частицы в диапазоне размеров от 5 мкм до 50 мкм, полые стеклянные сферы, а также микропузырьки газа. В специальных случаях используют трассеры, заполненные различными флуоресцентными и фосфоресцентными красителями. Плотность трассеров, по возможности, выбирается равной плотности исследуемой среды для уменьшения эффектов плавучести и уменьшения влияния гравитационных сил. Концентрация или плотность засева трассеров является малой и не нарушает свойств рабочей жидкости и подбирается исходя из параметров эксперимента, однородности засева, необходимого пространственного разрешения и применяемых алгоритмов расчета скорости. Плотность засева разделяют на три типа, которые напрямую связаны с применяемыми алгоритмами обработки изображений. На Рисунке 2.1.3 представлены изображения с тремя различными концентрациями трассеров.

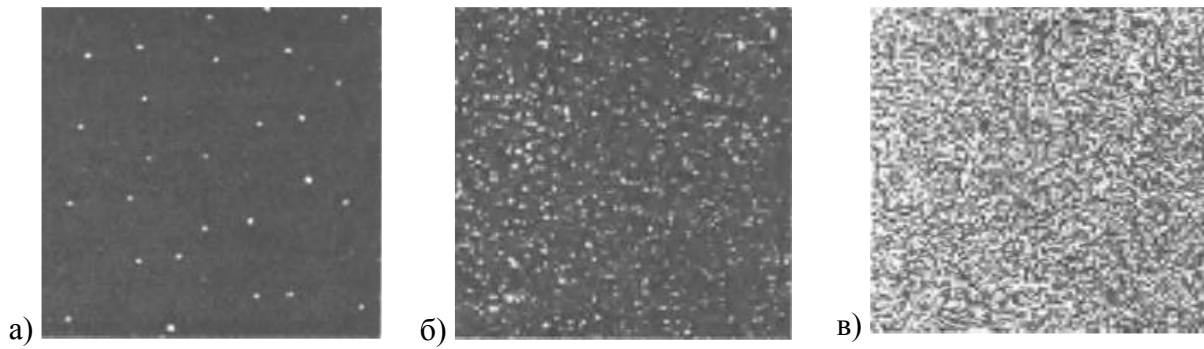


Рисунок 2.1.3. Изображения трассеров для трех типов концентраций засева [98].

В случае низкой плотности засева (Рисунок 2.1.3. а), когда можно определить образы отдельных трассеров и отследить их перемещение, применяют метод PTV (Particle Tracking Velocimetry), в основу которого заложены алгоритмы, позволяющие идентифицировать отдельные трассеры и отслеживать их перемещение по отдельности. При средних концентрациях (Рисунок 2.1.3 б), когда отдельный трассер отследить невозможно, используют метод PIV, основанный на корреляционных алгоритмах, которые позволяют рассчитать смещение некоторой группы трассеров. В случае высоких концентраций (Рисунок 2.1.3 в) применяют метод LSV (Laser Speckle Velocimetry).

2.1.2. Источники излучения

Создание контрастных изображений трассеров в потоке невозможно без мощных источников излучения. Основными источниками монохроматического света в PIV эксперименте являются лазеры, обладающие высокой энергией импульса. По продолжительности действия лазеры можно разделить на два типа: непрерывного действия и импульсного действия. Используются различные типы лазеров, например лазеры непрерывного действия – газовые аргон-ионные лазеры (Ar^+ , $\lambda = 514 \text{ нм}$, 488 нм) и полупроводниковые лазеры, а также импульсные твердотельные лазеры с диодной накачкой с алюмо-иттриевым гранатом, легированным ионами неодима, в качестве рабочего тела (Nd:YAG, $\lambda = 1064 \text{ нм}$, 532 нм) и наиболее мощные и высокоскоростные лазеры с неодимовым иттрий-литиевым фторидом в качестве рабочего тела (Nd: YLF $\lambda = 1053 \text{ нм}$, $\lambda = 526 \text{ нм}$). Непрерывные лазеры, как правило, используются для исследования медленных потоков, для которых характерное время смещения трассера намного меньше времени экспозиции камеры. Наиболее предпочтительными для PIV экспериментов являются импульсные твердотельные лазеры с основной длиной волн $\lambda = 1064 \text{ нм}$ (Nd: YAG) и $\lambda = 1053 \text{ нм}$ (Nd: YLF), которая при помощи удвоителей частоты переводится в видимый диапазон $\lambda = 532 \text{ нм}$ и $\lambda = 526 \text{ нм}$, соответственно. Характерные времена длительности

импульса, находящиеся в диапазоне от 5 нс до 100 нс, обеспечивают “вмороженное” распределение частиц при их регистрации и позволяют использовать PIV метод в широком диапазоне скоростей потока. Высокая локализация лазерного излучения в виде лазерного луча с диаметром 3-5 мм и малым углом раскрытия позволяет создавать, не используя специальную оптику, лазерные «ножи» толщиной от 300 мкм до 5 мм. Для формирования лазерного ножа используются оптические системы, которые могут быть рассчитаны в приближении геометрической оптики. Как правило, оптическая система состоит из цилиндрической линзы и двух сферических, в зависимости от параметров измерительной области. Параметры цилиндрической линзы задают угол раскрытия лазерного ножа, который определяет габариты измерительной области, параметры системы сферических линз определяют толщину лазерного ножа в измерительной области. Толщина лазерного ножа является важной характеристикой, так как именно она определяет область пространства, по которому происходит усреднение измеряемой скорости по глубине. В зависимости от используемой конфигурации PIV метода толщина лазерного ножа варьируется в следующих диапазонах значений: от 300 мкм до 1 мм для 2D PIV, в Stereo-PIV экспериментах диапазон значений определяется соотношением нормальной к измерительной области компоненты скорости к компонентам скорости, находящимся в плоскости измерительной области и находится в пределах от 1 мм до 2 мм, для Томо-PIV измерений толщина освещаемой области должна перекрывать весь измерительный объем. В случае Томо-PIV измерений, когда необходимо освещать измерительный объем больше диаметра лазерного пучка, используют многопроходные системы, состоящие из двух параллельных зеркал, для обеспечения многократных отражений лазерного луча. Преимуществом многопроходной системы является то, что свет, отраженный от трассеров, может регистрироваться под более выгодным направлением рассеяния.

2.1.3. Регистраторы трассерных картин

Регистрация образов трассеров производится при помощи цифровых камер, основным элементом которых является матрица фоточувствительных элементов. В настоящее время используются матрицы на основе двух технологий: ПЗС (приборы с зарядовой связью) и КМОП (комплементарная структура металл-оксид-полупроводник). Матрицы на КМОП (CMOS) технологии обладают лучшим разрешением и скоростью съёмки по сравнению с ПЗС (CCD) матрицами и поэтому предпочтительны для высокоскоростных PIV экспериментов. Преимуществом CMOS является возможность отдельного управления фотодиодами при помощи MOS-FET-транзисторов, в отличие от пикселей в CCD. Специфическая архитектура CMOS

пикселей позволяет интегрировать основные функции камеры, такие как усиление, нелинейные преобразования сигнала и AD-преобразование в чипе, тем самым делает возможным варьировать рабочую область матрицы и увеличивать скорость записи изображений. Современные цифровые камеры позволяют регистрировать изображения трассеров с высоким пространственным разрешением и временным разрешением. В методе PIV выделяют два способа регистрации изображений. Первый способ – однокадровый с двойной экспозицией, когда образы трассеров первой и второй экспозиции записываются на одно и тоже изображение, и второй способ – двухкадровый с одинарной экспозицией, когда образы трассеров первой и второй экспозиции записываются на два разных изображения. Преимущественно в PIV экспериментах используется двухкадровый с одинарной экспозицией способ регистрации образов частиц, так как исключает неопределенность в направлении смещения частиц. Цифровые PIV камеры оснащены двумя сопряженными матрицами и позволяют регистрировать два изображения трассеров через малый промежуток времени. Минимальное время между кадрами составляет порядка сотен наносекунд.

2.1.4. Настройка и синхронизация PIV системы

Основными составляющими измерительной PIV системы являются: источник освещения потока (лазер), регистрирующая система распределений трассеров (камера – объектив) и синхронизирующий процессор (синхронизатор). Синхронизатор обеспечивает последовательную синхронную работу камеры и лазера с заданными временными параметрами. В случае высокоскоростных PIV измерений роль синхронизатора может выполнять камера. Как правило, при двумерных PIV измерениях камера расположена нормально относительно лазера, т.е. оптическая ось камеры перпендикулярна плоскости лазерного ножа. Данное расположение позволяет использовать простые методы калибровки измерительной системы. Калибровка в 2D PIV методе осуществляется посредством получения изображения калибровочного объекта с заданным линейным размером, расположенным в измерительной области. Для уменьшения ошибки, связанной с калибровкой, необходимо контролировать коллинеарность и совпадение плоскости калибровочного объекта и лазерного ножа, а также однородность лазерного ножа в измерительной области. Процедура калибровки позволяет установить связь между размером пикселя и физическим масштабом длины в виде коэффициента масштабирования S_f [мм/пикс], который используется при пересчете смещения трассеров из пикселей в миллиметры.

В зависимости от режима регистрации трассерных картин используют различные способы синхронизации. В случае однокадрового с двойной экспозицией режима регистрации используют схему синхронизации, при которой на одно изображение регистрируются образы

трассеров, освещённые и первым, и вторым лазерным импульсом. Для этого организуется последовательное срабатывание первого и второго лазерного импульса во время экспозиции кадра, в результате на изображении регистрируются трассеры через заданный промежуток времени Δt . В случае двухкадрового с одинарной экспозицией режима регистрации, применяют схему синхронизации, при которой образы трассеров, освещённые первым и вторым лазерным импульсом, регистрируются отдельно на первое и второе изображение. Для организации этого режима управляющие сигналы синхронизируются таким образом, чтобы срабатывание первого лазерного импульса происходило во время экспозиции первого кадра, а второго – во время экспозиции второго кадра, в результате регистрируется пара изображений трассеров, полученных через время Δt . В случае высокоскоростных PIV измерений реализуется схема синхронизации, при которой на одно изображение регистрируются образы трассеров, освещённые одним лазерным импульсом. Данная схема синхронизации, при которой срабатывание каждого лазерного импульса происходит во время экспозиции соответствующего отдельного кадра, возможна только в случае, когда суммарное время экспозиции кадра и время считывания кадра меньше времени, определяемого максимальной частотой работы лазера. Результатом синхронной работы высокоскоростной PIV системы является последовательность изображений образов трассеров, полученных через равные промежутки времени. Более детальную информацию о схемах синхронизации различных PIV систем можно найти в [11,98,99].

2.1.5. Обработка трассерных картин

Результатом PIV эксперимента является набор изображений со случайно распределёнными трассерами, представленными в виде двумерных распределений градаций серого. Основная цель обработки изображений образов трассеров состоит в том, чтобы определить смещение трассеров. Концентрации трассеров в PIV экспериментах не позволяют определить смещения отдельных трассеров, поэтому для определения смещения трассеров применяют статистические методы, основанные на корреляционных алгоритмах. В зависимости от режима регистрации образов частиц применяются автокорреляционные и кросскорреляционные алгоритмы. Расчет корреляционной функции производится в частотном пространстве на основе преобразования Фурье. На практике преобразование Фурье эффективно реализуется для дискретных данных при помощи быстрого преобразования Фурье (БПФ), которое сокращает вычисления от N^4 операций до $N^2 \log_2 N$ операций для двумерных областей $N \times N$ [100].

Согласно теореме о корреляции, кросс-корреляция двух функций

$$R_{I_1, I_2}(x, y) = \sum_{i=-K}^K \sum_{j=-L}^L I_1(i, j) I_2(i + x, j + y) \quad (2.1.1)$$

эквивалентна комплексно-сопряженному произведению их Фурье образов.

$$R_{I_1, I_2} \Leftrightarrow \hat{I}_1 \cdot \hat{I}_2^* \quad (2.1.2)$$

На Рисунке 2.1.4 представлена схема расчета смещений образов трассеров, основанная на поиске локального максимума корреляционной функции при помощи алгоритмов БПФ (FFT) в случае двухкадрового режима регистрации изображений.

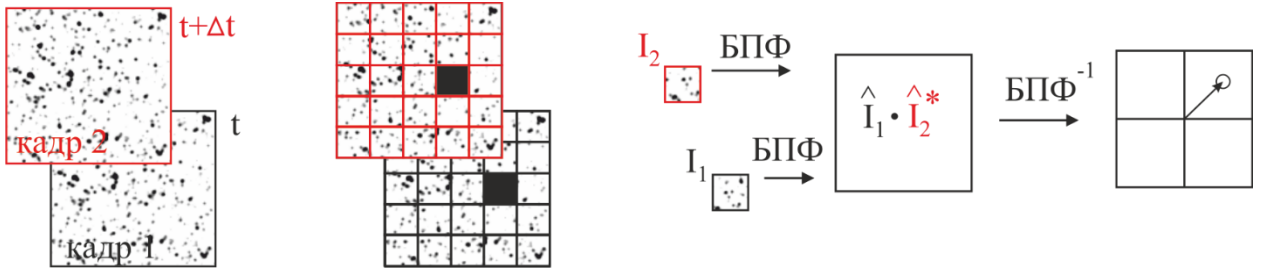


Рисунок 2.1.4. Схема расчета смещения образов трассеров.

На первом этапе изображения, полученные в момент времени t и $t + \Delta t$, разбиваются на одинаковые расчетные области. Расчетные области представляют собой двумерные распределения интенсивности группы образов трассеров в виде градаций серого I_1 и I_2 , которые относятся к первому и второму кадру. Расчетная область, как правило, содержит от 5 до 10 образов трассеров и определяет пространственное разрешение PIV эксперимента. На втором этапе к каждому распределению интенсивности применяется БПФ, после чего рассчитывается их комплексно-сопряженное произведение для расчетных областей первого и второго изображения, имеющих одинаковые координаты. На финальном этапе по максимуму двумерной корреляционной функции, полученной в результате обратного Фурье преобразования произведения, определяется смещение группы трассеров, относящихся к расчетной области. В представленной схеме расчета поля смещения существует ряд ограничений, которые необходимо учитывать при обработке изображений. Несмотря на преимущества БПФ при вычислении кросс-корреляционной функции, применение БПФ налагает ряд условий на входящие данные. Применение БПФ требует: периодичности входных данных, размеры расчетных областей степени 2 (16×16 , 32×32 и т.д.), правильно подобранной межкадровой задержки, т.е. времени Δt между парой изображений, чтобы смещение не превышало половины расчетной области (теорема Найквиста — Шеннона). Существует правило одной четверти, согласно которому максимальное смещение трассеров в расчетной области не должно превышать четвертую часть расчетной области [101].

Повышение точности расчета смещений посредством корреляционных алгоритмов сопряжено с решением промежуточных задач, связанных с улучшением качества изображений, повышения соотношения сигнал/шум корреляционной функции, фильтрацией и аппроксимацией корреляционных данных. Точность определения поля смещения и, соответственно, поля скорости зависит от соотношения сигнал/шум корреляционной функции, рассчитанной по расчетной области. Корреляционный сигнал зависит от качества изображений, размера образов трассеров, бликов от поверхностей, выхода частиц из расчетной и измеряемой области, выбора аппроксимирующих и интерполирующих функций, а также от применяемых алгоритмов расчета смещения.

Неравномерное распределение интенсивности изображения трассеров из-за неоднородностей светового ножа или вариаций между импульсами лазера, трехмерного движения, а также неправильной формы трассеров приводит к снижению соотношения сигнал/шум корреляционной функции вследствие того, что вклад от образов трассеров является неодинаковым. Для устранения влияния качества изображений на результат измерений применяют фильтры, основной целью которых является устранение неравномерностей в интенсивности изображений трассеров, повышение контрастности их изображений для равноценного вклада в корреляционную функцию [102,103]. При наличии стационарных артефактов (блики, дефекты окон и т.д.) для улучшения изображения применяют вычитание фона из изображений трассеров. Изображение фона может быть получено различными способами, например, регистрация изображения измерительной области без частиц, если это невозможно, путем вычисления изображения средней, минимальной или медианной интенсивности из набора необработанных PIV изображений. Однако необходимо помнить, что изменения интенсивности изображения могут влиять на статистические характеристики изображения, что, в свою очередь, может привести к увеличению погрешности измерения.

Разбиение изображений на расчетные области может приводить и к смещению корреляционного пика вследствие появления или исчезновения образов трассеров, расположенных на границах расчетной области второго изображения, так называемый эффект «потери пары». Для уменьшения данного эффекта применяют оконные функции, обладающие центральной симметрией, значения которой умножаются на соответствующие элементы в расчетной области. Применение оконных (весовых) функций позволяет уменьшить влияние приграничных образов трассеров в корреляционную функцию. При обработке для PIV изображений применяются оконные функции «Top-Hat» и «Gaussian».

Улучшение корреляционного сигнала может быть достигнуто при помощи фильтров, применяемых в спектральной области. Поскольку большинство PIV реализаций расчет кросс-корреляции основан на БПФ, спектральная фильтрация легко встраивается в алгоритм расчета

корреляционного пика. Наиболее часто применяемые частотные фильтры – это «No-DC», «Low-pass» и «Band-pass» фильтр.

Наиболее вероятное смещения группы трассеров, входящих в расчетную область, соответствует координатам максимума корреляционной функции. Нередко на корреляционной плоскости находится несколько максимумов в этом случае применяют алгоритм поиска, основанный на рассмотрении смежных девяти (3×3) значений корреляции, имеющих наибольшие значения, для определения локального максимума в рассматриваемой области.

Важная особенность PIV метода заключается в том, что положение максимума (пика) корреляции можно определить с точностью до долей пикселя (0.1-0.05 пикселя). Так как изображения дискретизированы, пик на корреляционной плоскости будет иметь целочисленные значения. Однако, поскольку кросс-корреляционная функция является статистической мерой наилучшего соответствия, значения корреляции также содержат информацию о смещении. Для определения координат пика на корреляционной плоскости с подпиксельной точностью используют трёхточечные методы оценки его местоположения, суть которых заключается в том, чтобы данные корреляции аппроксимировать некоторой функцией. Наиболее распространенные из этих трехточечных методов оценок являются центрирование пика, интерполяция параболой и интерполяция Гауссовой кривой [11]. Наиболее подходящим является интерполяция Гауссовой кривой, поскольку изображения трассеров, если они сфокусированы, описываются функциями интенсивности Эйри, которые очень хорошо аппроксимируются гауссовым распределением интенсивности, следовательно, и их кросс-корреляция должна хорошо аппроксимироваться. Трёхточечные методы оценки работают лучше всего для узких корреляционных пиков, сформированных из изображений трассеров в диапазоне диаметров 2–3 пикселя.

В результате применения оконных функций, частотной фильтрации и аппроксимации локального максимума на корреляционной плоскости рассчитывается двумерное поле смещений с подпиксельной точностью. На основании двумерного поля смещений рассчитывается мгновенное двумерное поле скорости согласно уравнению:

$$\vec{V} = S_f \frac{\overrightarrow{\Delta x}}{\Delta t} \quad (2.1.3)$$

где S_f – масштабный коэффициент. Под мгновенным подразумевается поле скорости, осредненное за малый промежуток времени τ , который состоит из экспозиции первого кадра, экспозиции второго кадра и времени между кадрами Δt , т.е. время смещения частиц. Следует также помнить, что в PIV эксперименте пространственное разрешение поля скорости определяется размером расчетной области, а значение скорости в этой расчетной области является результатом осреднения по объему, равному площади расчетной ячейки на толщину лазерного ножа в этом месте.

Описанный выше алгоритм представляет собой стандартный однопроходный алгоритм расчета поля скорости в PIV эксперименте. В настоящее время для расчета поля скорости используют адаптивные алгоритмы, которые позволяют повысить точность и увеличить динамический диапазон PIV метода. Данные алгоритмы основаны на итерационных методах с компенсацией смещения трассеров частиц совместно с методами сдвига и деформации расчетной области. Итерационные методы основаны на последовательном уточнении смещения трассеров, посредством применения многократной обработки одной и той же расчетной области, используя результат предыдущей итерации для расчета последующей итерации. В итерационных методах при расчете кросскорреляционных функций применяют смещение расчетных областей на величину вектора смещения, рассчитанного на первой итерации, используя стандартный алгоритм с нулевым вектором смещения $\vec{S}(\Delta x, \Delta y) = 0$. Использование симметричного смещения расчетных областей первого $I_1(x-\Delta x/2, y-\Delta y/2)$ и второго $I_2(x-\Delta x/2, y-\Delta y/2)$ кадра на величину, равную половине вектора смещения $\vec{S}(\Delta x, \Delta y)$, является наиболее предпочтительным, т.к. соответствует центральной разностной схеме второго порядка по времени [104]. Величина поправки вектора смещения, рассчитанная к вектору смещения на следующей итерации, проверяется на условие превышения значения вектора смещения на предыдущей итерации, в случае если поправка превышает значение вектора, то вектор смещения остается неизменным.

Обязательными процедурами, применяемыми между итерациями, являются методы фильтрации (отсев ложных векторов) и интерполяции (замена отсеянных векторов) данных (полей скорости). При расчетах поля скорости 3-5 итераций является достаточным. Для повышения точности и пространственного разрешения совместно с итерационным методом компенсации смещения применяют переразбиение, т.е. уменьшение расчетной области. Переразбиение расчетной области проводится после расчета поля смещений, которому, как правило, предшествует несколько итераций без разбиения. При уменьшении расчетной области вдвое значение вектора смещения, рассчитанного на предыдущей итерации, является вектором смещения первой итерации для каждой из четырех вновь образованных расчетных областей. Количество переразбиений расчетных областей определяется плотностью засева трассерами. Использование переразбиения расчетной области позволяет существенно расширить динамический диапазон измеряемых скоростей и позволяет обойти правило одной четверти для последующих итераций разбиения, которое обязательно должно выполняться при первом расчете поля скорости. Однако полного совпадения образов трассеров добиться невозможно вследствие локальных градиентов скорости, наличия существенной третьей компоненты скорости, а также различия в освещенности изображений. Для учета локальных градиентов скорости, обусловленных сдвиговыми слоями и вихревыми структурами, используют методы

компенсации смещения трассеров на изображении. Компенсация смещения позволяет построить поправку к векторному полю смещений. Используя разложение смещения в точке в ряд Тейлора:

$$\begin{aligned} \vec{\Delta s}(x, y) = \vec{\Delta s}(x_0, y_0) + \frac{\partial \vec{s}}{\partial x} \Big|_{(x_0, y_0)} (x - x_0) + \frac{\partial \vec{s}}{\partial y} \Big|_{(x_0, y_0)} (y - y_0) + \\ \frac{1}{2!} \left[\frac{\partial^2 \vec{s}}{\partial x^2} \Big|_{(x_0, y_0)} (x - x_0)^2 + \frac{\partial^2 \vec{s}}{\partial x \partial y} \Big|_{(x_0, y_0)} (x - x_0)(y - y_0) + \frac{\partial^2 \vec{s}}{\partial y^2} \Big|_{(x_0, y_0)} (y - y_0)^2 \right] + \\ \dots + o(x - x_0)^3, \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

можно получить различный порядок точности расчета компенсации смещения. На Рисунке 2.1.5 представлены различные порядки точности: нулевой, без учета градиента скорости; первый, линейный учет градиента скорости; второй и выше, учет нелинейных эффектов.

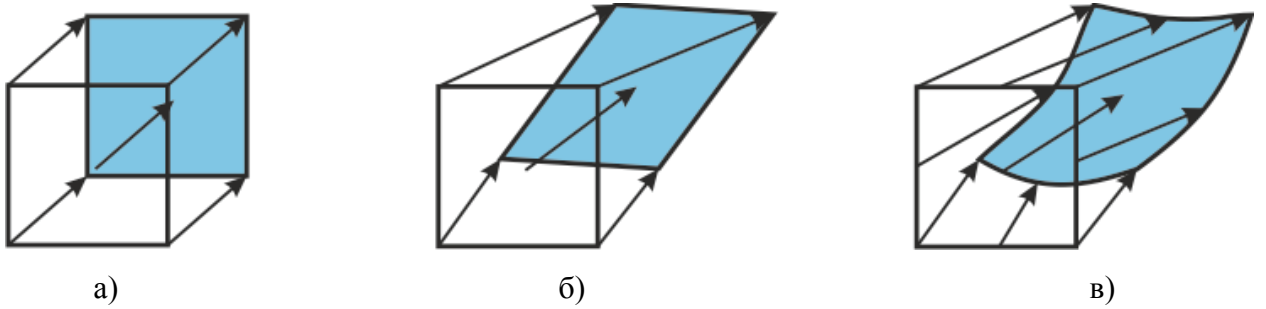


Рисунок 2.1.5. Порядок точности компенсации смещения частиц: а) – нулевой порядок; б) первый порядок точности; в) – второй и выше порядок точности.

Суть методов применения компенсации смещения трассеров заключается в построении новой пары изображений, на которой скомпенсированы смещения частиц, рассчитанные на предыдущей итерации, при этом каждое новое изображение строится по первичным изображениям, полученных в эксперименте. Нулевой порядок соответствует построению изображения в соответствии с равномерным сдвигом расчетной области с подпиксельной точностью (Рисунок 2.1.5 а). Первый и второй порядок точности, учитывающий локальные градиенты скорости, соответствует деформации изображения, произведенной согласно полю смещения соответствующего порядка точности, вычисленной на предыдущей итерации, вокруг соответствующей расчетной области (Рисунок 2.1.5 б и в). Увеличение пространственного разрешения, достигаемое при помощи итерационного метода с деформацией, становится эффективным с увеличением коэффициента перекрытия расчетных областей до 75 %. Реализация методов компенсации смещения трассеров основана на применении алгоритмов интерполяции интенсивности изображений. Изображения в PIV эксперименте представляют собой данные со значительной амплитудой сигнала на высоких частотах, близких к пределу дискретизации (высокие градиенты интенсивности). В связи с этим интерполятор изображения должен быть способен правильно восстанавливать высокие градиенты интенсивности. В работе [105] представлены современные интерполяторы для PIV изображений. В соответствии с [106] В-

сплайны являются оптимальными по соотношению вычислительных затрат и дают лучшие результаты, чем интерполяторы низкого порядка (билинейная интерполяция). Более высокую точность дают интерполяторы на основе функции Sinc или схемы интерполяции на основе БПФ [107].

Результатом применения PIV метода является база данных, представляющая тысячи двумерных полей скорости, состоящих из нескольких тысяч векторов скорости каждое. При таком большом количестве векторов поля скорости в результате ряда факторов: автоматическая обработка; низкий уровень сигнал/шум корреляционной функции (плохое качество изображений); неоптимальные условия PIV эксперимента; сильные пространственные градиенты скорости; эффект «потери пары», связанный с конечной толщиной лазерного ножа, образуются «ложные» ошибочные вектора скорости (Рисунок 2.1.6).

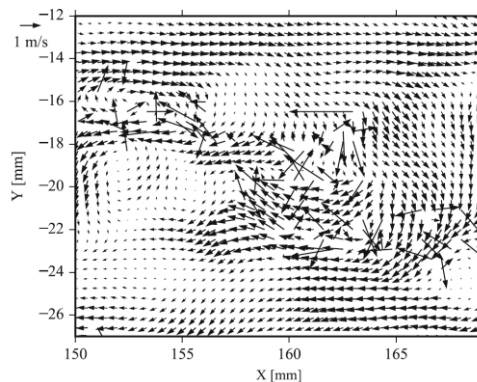


Рисунок 2.1.6. Пример поля скорости с ошибочными векторами [11].

Для исключения ложных векторов необходимо проводить процедуру валидации данных. В настоящее время большинство программ PIV обработки используют несколько алгоритмов проверки и их комбинации. В PIV эксперименте применяют автоматические алгоритмы, основанные на следующих критериях: отношение сигнал/шум максимума корреляционной функции; критерии, основанные на непрерывности поля скорости – отсев по локальному среднему, медианному или абсолютному значению; критерии отсева, основанные на распределениях статистических моментов скорости. Подробное описание используемых методов валидации можно найти в [11].

2.1.6. Неопределённость PIV метода

В настоящее время разработаны различные методы для количественной оценки неопределённости полей скорости, полученных PIV методом, основанные на данных с известным

смещением трассеров и численном моделировании распределений трассеров с известными параметрами. Неопределённость измерений в PIV эксперименте зависит от множества факторов:

- характеристики измерительной системы, таких как цифровой (фоновый) шум камер, временные характеристики синхронизирующего процессора, временная и пространственная стабильность лазерного источника, определяют качество регистрируемых изображений трассеров.

- Правильность постановки эксперимента определяет погрешности, связанные с размером и концентрацией трассеров, эффектом потери пары за счет градиентов скорости в расчетной области и потери пары за счет выхода трассеров из лазерного ножа, соответствия плоскости калибровки и измерительной плоскости, учет оптических искажений и аберрации в результате калибровки, правильный расчет динамического и пространственного диапазона.

- Используемые алгоритмы расчета скорости определяют влияние эффекта «Peak Locking» целочисленного смещения частиц, размера расчетной области, градиентов смещения трассеров в расчетной плоскости и плоскости нормальной к ней, на погрешность измерений.

- Квалификация и опыт экспериментатора определяют оптимизацию параметров экспериментов и настройку измерительной системы, поскольку никакое программное обеспечение для расчета скорости не может восстановить необходимые экспериментальные данные, если они получены ненадлежащим образом.

Таким образом, оценка погрешности в PIV эксперименте зависит от определённого набора параметров. Учитывая «индивидуальность» погрешности каждого проводимого PIV эксперимента, можно только привести основные параметры, влияющие на погрешность, с целью проведения реальных экспериментов с минимальной погрешностью.

Вероятность получения правильных измерений зависит от N_i количества образов трассеров в расчетной области $N_x \times N_y$, параметра F_l , определяющего характерное смещение трассеров в плоскости лазерного ножа, и параметра F_z , определяющего характерное смещение трассеров вдоль толщины лазерного ножа Δz_0 :

$$F_l = \left(1 - \frac{|\Delta x|}{N_x}\right) \left(1 - \frac{|\Delta y|}{N_y}\right) \quad (2.1.5)$$

$$F_z = \left(1 - \frac{|\Delta z|}{\Delta z_0}\right)$$

Результаты моделирования показывают, что эффективное число изображений частиц N , равное произведению $N = N_l \cdot F_l \cdot F_z$ должно быть больше или равно 5, чтобы ограничить количество ложных измерений несколькими процентами. Количество неправильных векторов можно сократить при помощи уменьшения временного интервала между кадрами, увеличения расчетной области, а также повышением плотности засева трассерами. Однако данные изменения

могут привести к повышению ошибки измерений скорости. Так, уменьшение временного интервала приводит к уменьшению динамического диапазона измеряемой скорости, в результате увеличивается относительная погрешность измерения, так как отношение точности определения пика корреляции к смещению трассера становится больше $\sigma_{\Delta x}/\Delta x$. Для достижения относительной ошибки в 1 % при $\sigma_{\Delta x} = 0,05$ пикселя, необходимое смещение образа трассера должно быть не меньше 5 пикселей. В реальных PIV экспериментах $\sigma_{\Delta x}$ обычно превышает 0,05 пикселя, поэтому рекомендуемое смещение Δx на уровне 10 пикселей. Однако желаемое смещение зависит от научной задачи, поэтому всегда важно максимизировать динамический диапазон скоростей DVR, а также необходимо оптимизировать диапазон разрешаемых в PIV эксперименте масштабов или динамический пространственный диапазон DSR, заданные в [108] как:

$$DVR = \frac{\Delta x_{max}}{\sigma_{\Delta x}} = \frac{U_{max}}{\sigma_U} \quad (2.1.6)$$

$$DSR = \frac{x_{max}}{N_x}$$

где x_{max} - размер цифровой матрицы в пикселях, а N_x – размер расчетной области.

В PIV эксперименте существует оптимальный размер изображения трассера. На Рисунке 2.1.7 показано влияние диаметр образа частицы на случайную ошибку метода. График демонстрирует три важных следствия. Во-первых, погрешность уменьшается с увеличением размера расчетной области при заданной плотности образов трассеров N_{ppp} независимо от алгоритмов расчета. Поэтому для получения точных результатов измерений необходимо тщательно выбирать концентрацию засева, толщину лазерного ножа и пространственное разрешение. Во-вторых, зависимости имеют минимум, что подразумевает оптимальный диаметр изображения частицы. В-третьих, оптимальный диаметр изображения трассера зависит от типа алгоритма – стандартного однопроходного или итерационного многопроходного с уменьшением расчетной области.

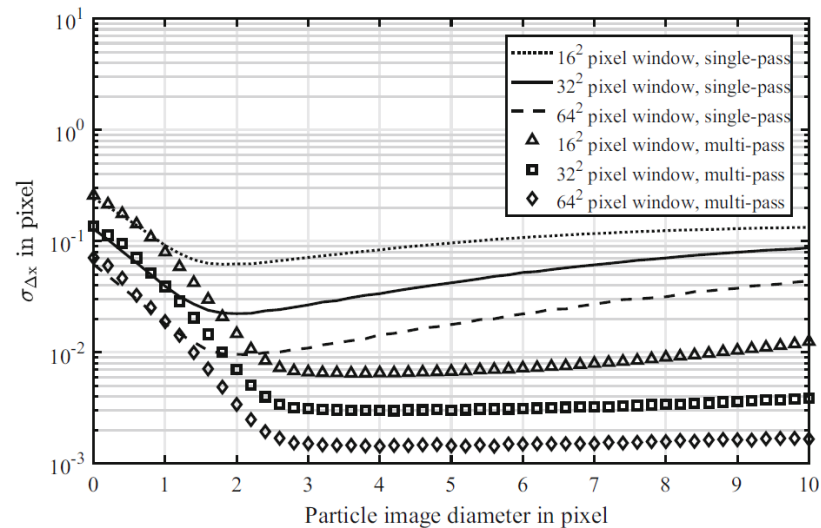


Рисунок 2.1.7. Неопределенность измерения (случайная ошибка) PIV-метода в зависимости от размера образа частицы и размера расчетной области [11].

Проявление эффекта «Peak Locking» также сказывается на уровне случайной ошибки, которая имеет минимумы вблизи целочисленных значений смещения. Помимо случайной ошибки, систематическая ошибка возникает для изображений с малыми частицами, т.к. непрерывное распределение интенсивности изображений с очень мелкими частицами имеет низкий уровень дискретизации цифровой камеры. Таким образом, низкий уровень отношения сигнал шум приводит к невозможности восстановления смещения с подпиксельной точностью. В результате смещения локализуются вблизи целочисленных значений. К уменьшению влияния эффекта «Peak Locking» способствует применение методов деформации изображений, которые перемещают корреляционный пик в центр плоскости корреляции. В результате формируется симметричный корреляционный пик, максимум которого с высокой точностью можно оценить, используя симметричную функцию Гаусса. Чтобы избежать значительных ошибок смещения из-за эффекта «Peak Locking», важно иметь диаметр изображения частицы не менее двух пикселей. Наименьшая погрешность достигается, если применяются итерационные алгоритмы с переразбиением расчетной области и трехточечной аппроксимацией корреляционных пиков. Таким образом, оптимальный диаметр изображения трассера, который обеспечивает лучшее разрешение и низкую погрешность измерения, составляет около 3 пикселей. Плотность образов трассеров в расчетной области N_{ppr} также влияет на погрешность измерения. Для фиксированной плотности засева погрешность практически пропорциональна пространственному разрешению, т.е. для расчетной области 16×16 пикселей погрешность выше, чем для 64×64 пикселя. Увеличение N_{ppr} в случае применения итерационного алгоритма с переразбиением расчетной области и деформацией изображения приводит к тому, что

погрешность определения смещения может быть значительно уменьшена, вследствие увеличения соотношения сигнал/шум на корреляционной плоскости.

Наличие внешнего фоновых шума на PIV изображениях, связанного как с характеристиками камер, так и с условиями проведения PIV эксперимента, влияет на соотношение сигнал/шум корреляционной функции. Увеличение уровня фоновых шума на изображении приводит к увеличению погрешности измерений вследствие потери корреляции между образами трассеров. Уровень сигнала на PIV изображении можно определить через стандартное отклонение интенсивности изображения без шума σ_n . Следовательно, отношение сигнал/шум SNR может быть определено по формуле [109]:

$$SNR = \frac{\sigma_A}{\sigma_n} = \frac{I_0}{2\sigma_n} \sqrt{N_{ppp} \cdot \left(\frac{\pi}{4} D^2 - 1\right)} \quad (2.1.7)$$

где σ_n – стандартное отклонение уровня шума, I_0 – максимальная интенсивность изображения трассера, а D – диаметр образа трассера. Данное соотношение отражает влияние плотности образов трассеров N_{ppp} , увеличение которого приводит к повышению уровня полезного сигнала. Влияние соотношения I_0/σ_n на значение корреляционного пика показаны на Рисунке 2.1.8.

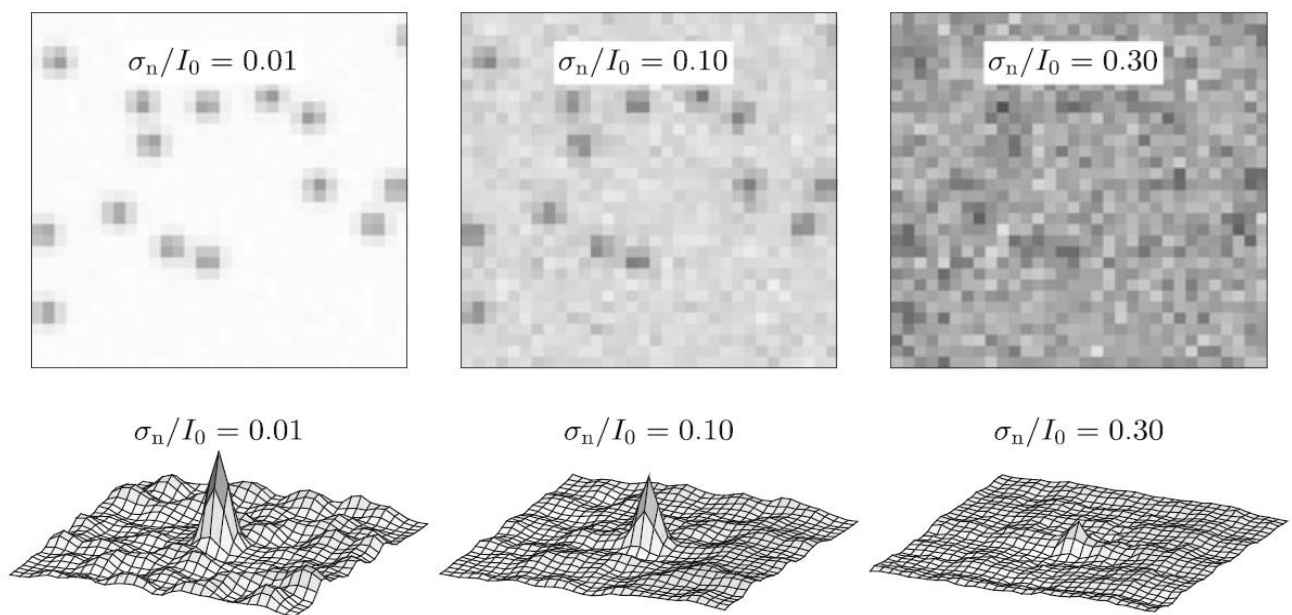


Рисунок 2.1.8. Влияние фоновых шума на значение корреляционного пика [11].

Применяемые алгоритмы расчета смещения имеют различные уровни погрешности. Рисунок 2.1.9 демонстрирует влияние смещения образов трассеров на погрешность в зависимости от применяемых алгоритмов. Для обеспечения небольшой относительной погрешности при увеличении динамического диапазона скоростей необходимо обеспечивать большое смещение трассеров, которое, в случае применения стандартного однократного алгоритма без смещения расчетной области, приводит к возрастанию уровня погрешности. Применение же итерационных алгоритмов со смещением и деформацией расчетной области, в

случае отсутствия градиентов и движения вне плоскости лазерного ножа, позволяет увеличить динамический диапазон скоростей, при этом погрешность измерений уменьшается и становится независимой от смещения образа трассера.

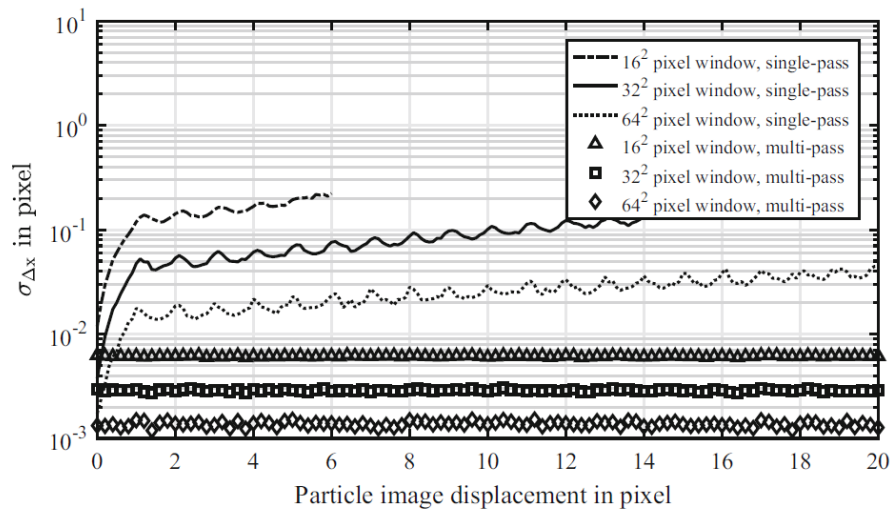


Рисунок 2.1.9. Неопределенность измерения (случайная ошибка) PIV-метода в зависимости от смещения частиц [11].

В случае применения PIV метода для исследования сильно трехмерных течений на погрешность измерений начинает сказываться движение трассеров в нормальном направлении к лазерному ножу (измерительной области). Выход трассеров из измерительной плоскости приводит к потере пары, в результате уменьшается высота корреляционного пика и возрастает погрешность измерения. На вклад эффекта потери пара в погрешность влияет форма профиля лазерного ножа, а также, в случае профиля отличного от «top-hat», расположения образов трассеров в лазерном ноже [110]. Профиль «top-hat» более чувствителен к движению вне измерительной плоскости, чем гауссовский, потому что частицы, которые покидают лазерный нож или входят в него, вызывают внезапное исчезновение или появление образов трассеров, которые являются непарными. С другой стороны, в случае плавно изменяющейся интенсивности лазерного ножа, такого как профиль Гаусса, возникает вопрос о реальной толщине лазерного ножа, поскольку эффективная толщина светового ножа определяет объем измерения, по которому усредняется смещение в направлении, нормальном к измерительной плоскости. Для уменьшения влияния эффекта потери пар, возникающей вследствие выхода трассеров из измерительной плоскости, применяют следующие подходы: уменьшают временную задержку между импульсами Δt , увеличивают толщину лазерного ножа для уменьшения потери частиц, а также смещают лазерный нож за время Δt по потоку. Однако данные подходы приводят уменьшению динамического диапазона скорости, уменьшают полезный сигнал трассера и увеличивают объем, по которому происходит усреднение смещения. Наилучшие результаты

могут быть достигнуты путем объединения всех трех подходов, для того чтобы обеспечить минимальное количество пар образов трассеров в расчетной плоскости (обычно $N > 5$) [111].

В PIV методе рассчитывается среднее смещение образа трассера, усредненное по расчетной области и взвешенное по интенсивности изображения трассера. В идеальном случае все образы трассеров внутри расчетной области должны совершать одинаковое смещение. Однако в реальных экспериментах трассеры могут совершать перемещения, различающиеся как по абсолютному значению, так и по направлению в пределах расчетной области. В случае линейного градиента скорости в пределах расчетной области использование итерационных методов с деформацией изображения позволяет рассчитать среднее смещение с постоянной погрешностью вектора сдвига в большом диапазоне градиентов. В случае нелинейного градиента скорости среднее смещение образов трассера в расчетной области выше, чем в центре расчетной области, где расположен вектор смещения. Для нелинейных градиентов использование методов деформации изображения не позволяет полностью компенсировать различие в смещениях в пределах расчетной области, что приводит к растянутым корреляционным пикам и повышенной погрешности. Градиенты скорости в нормальном направлении к измерительной области существенно влияют на погрешность измерений. Для уменьшения ошибки, связанной с градиентами вне измерительной плоскости, необходимо уменьшать толщину лазерного ножа, при этом необходимо повысить концентрацию трассеров. Чтобы уменьшить ошибки, связанные с линейными градиентами, пространственное разрешение должно быть достаточно высоким, чтобы обеспечить почти постоянную скорость трассеров в расчетной области.

2.2. Методика применения Томо-PIV метода

Количество исследований, использующих 3D PIV методы для измерения трехкомпонентных распределений скорости в объеме потока, с каждым годом увеличивается. Несмотря на продолжающееся развитие, реализованные методы 3D PIV уже хорошо апробированы и развиты. Основным отличием 3D PIV методов от их двухкомпонентных реализаций является то, что они оперируют объемными распределениями трассеров, для реконструкции которых применяются различные методы и принципы измерений. При реконструкции объемных распределений трассеров используются следующие физические принципы и методы: голографический [112,113], томографический [114], сканирующий [115] и принципы светового поля [116]. В данной работе выбран Tomographic PIV (Томо-PIV) метод, являющийся наиболее развитым и апробированным в настоящее время и позволяющий измерять

мгновенные трехмерные трехкомпонентные распределения скорости с высоким пространственным и временным разрешением.

2.2.1. Основные принципы Томо-PIV метода

Метод томографического PIV был предложен в работах [117,118] и на сегодняшний день широко применяется исследователями. Бесконтактный метод Томо-PIV позволяет измерять трехмерные трехкомпонентные (3D-3C) распределения скорости в объеме потока, а в случае скоростной конфигурации измерительной системы позволяет исследовать трехмерную динамику потока. Отличительной особенностью Томо-PIV является то, что область измерения представляет собой объем, а не плоскость. Томографический PIV метод основан на реконструкции объемного распределения трассеров, находящихся внутри измерительного объема, используя проекции этого объема, т.е. двумерные распределения трассеров, зарегистрированные камерами, которые располагаются под разными углами обзора. Принципиальная схема, иллюстрирующая этапы томографического PIV, приведена на Рисунке 2.2.1.

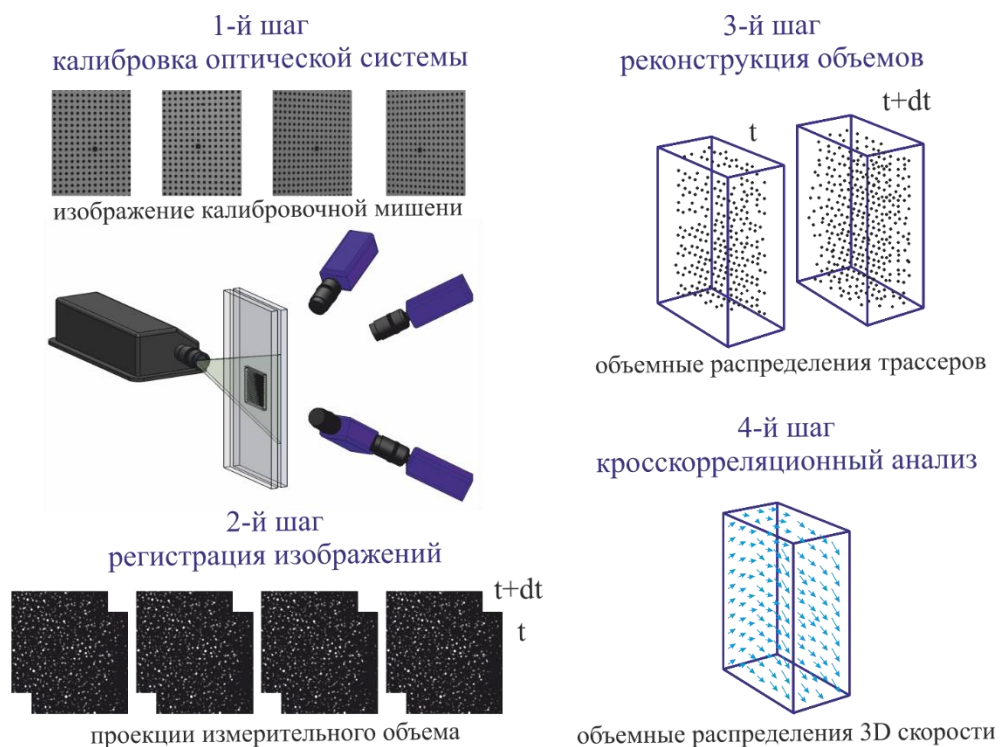


Рисунок 2.2.1. Рабочие принципы томографического PIV метода.

В Томо-PIV эксперименте для реконструкции измерительного объема преимущественно используется от 3 до 6 камер. Взаимосвязь между положением трассера в измерительном объеме

(X, Y, Z) и его положением на проекции (плоскость изображения) (x_i, y_i) устанавливается посредством процедуры калибровки оптической системы, в результате которой строится модель камер, определяющая внешние и внутренние параметры системы. Данная взаимосвязь используется в томографической реконструкции объемного распределения трассеров, которое представляет собой дискретное представление интенсивности света трассеров $E(X, Y, Z)$ в объеме, полученное по двумерным проекциям изображений трассеров каждой камеры $I(x_i, y_i)$. Реконструкция объемного распределения трассеров является интегральной обратной задачей, которая является неопределенной задачей вследствие ограниченного числа проекций (изображений трассеров). Для решения неопределенной задачи используются алгебраические методы. Наиболее подходящими в случае небольшого числа проекций (Томо-PIV реконструкция) являются итерационные алгебраические методы, основанные на мультипликативной алгебраической реконструкции (MART), примененные в работе [114]. Мгновенное трехкомпонентное распределение скорости в объеме рассчитывается посредством трехмерного кросскорреляционного алгоритма, примененного к паре реконструированных объемных распределений трассеров, полученных через короткий промежуток времени (аналогично методу PIV).

2.2.2. Объемная засветка

Различие 2D PIV от Томо-PIV заключается в том, что в Томо-PIV эксперименте требуется более мощный источник света для освещения измерительного объема. Типичная толщина освещения составляет порядка четверти характерного масштаба измерительной области [119]. В методе Томо-PIV, также, как и в планарном PIV методе, используется импульсный лазер для обеспечения двойного импульса через заданный короткий промежуток времени. Объемное освещение формируется путем расширения толщины светового луча при помощи разворачивающей оптики в случае небольшого измерительного объема или при помощи системы зеркал, реализующих многопроходную схему в случае, когда требуется большая глубина измерительного объема. Необходимо учитывать, что энергия импульса должна увеличиваться пропорционально квадрату измерительного объема для поддержания постоянства интенсивности света. Наиболее практичным и распространенным методом увеличения интенсивности освещения в Томо-PIV эксперименте является использование зеркал для двойного или многократного прохождения света. Двухпроходный подход [120] является наиболее простым и состоит в размещении плоского зеркала на пути лазерного излучения. Преимуществом этого метода освещения является то, что все камеры могут регистрировать свет в прямом направлении

рассеяния от прямого или обратного хода лазерных лучей. В случае многопроходного освещения необходима более сложная система [121]. Для обеспечения освещения большой глубины измерительный объем заключается между двумя высокоотражающими зеркалами, располагающимися под небольшим относительным углом, в результате множественных отражений достигается требуемая глубина освещения. Двойное и многоходовое освещение может использоваться в простых случаях, которые позволяют разместить зеркала на противоположных сторонах освещаемого объема. Для уменьшения шума в реконструированном объеме, связанного с освещением областей за пределами измерительного объема, применяют коллиматоры, обеспечивающие нужную толщину освещения.

2.2.3. Томографические изображения трассеров и их концентрация

Точность в Томо-PIV экспериментах во многом зависит от системы регистрации изображений. Регистрируемые изображения трассеров должны быть сфокусированы и иметь интенсивность, превышающую интенсивность внешнего фона. Выделяют следующие параметры, которые определяют качество изображений: чувствительность камеры (квантовая эффективность), физический размер пикселя, оптическое увеличение, числовая апертура, а также телесный угол, который, влияет на точность реконструкции. Немаловажным параметром является относительный угол между осью камеры и направлением освещения, который учитывает вклад неизотропного рассеяния света от трассеров (Рисунок 2.1.2). Учитывая, что камеры расположены под различными углами к измерительному объему, необходимо обеспечивать совмещение фокальной плоскости каждой камеры со средней плоскостью измерительного объема согласно принципу Шаймпфлюга. Расположение камер выбирается исходя из множества факторов, наиболее практичными конфигурациями являются размещение камер в вершинах пирамиды, а также крестообразно, т.е. в вертикальной и горизонтальной плоскости, которая обладает преимуществом более легкой настройки адаптера поворота объектива. Размещение всех камер в направлении прямого рассеяния требует оптического доступа с противоположных сторон от измерительного объема или использование многопроходных систем освещения.

Общие свойства, которыми должны обладать трассеры описаны в разделе 2.1.1. Дополнительное важное условие для Томо-PIV экспериментов, которое необходимо соблюдать для того, чтобы трассеры находились в фокусе, состоит в том, чтобы глубина фокусировки должна быть больше или равна глубине освещенного объема. Уравнение для глубины резкости представлено в [122]:

$$\delta_z = 4 \left[\frac{M+1}{M} \right]^2 D_f^2 \lambda, \quad (2.2.1)$$

где λ – длина волны света, D_f – числовая апертура и M – увеличение изображения. Для любого трассера, находящегося в глубине резкости, можно оценить диаметр его изображения d_τ следующим образом [108]:

$$d_\tau = \sqrt{\Delta_{pixel}^2 + [M d_p]^2 + d_{diff}^2}, \quad (2.2.2)$$

где Δ_{pixel} – размер пикселя, d_p – диаметр частицы и d_{diff} – дифракционный размер изображения частицы равный:

$$d_{diff} = 2.44 D_f [M+1] \lambda \quad (2.2.3)$$

Вне глубины резкости изображение частицы может размываться на величину, превышающую 20% [122]. Для частиц вне глубины резкости M. Novara [123] предложил коррекцию диаметра регистрируемой частицы с помощью дополнительного слагаемого d_B – диаметра размытия:

$$d_\tau = \sqrt{\Delta_{pixel}^2 + [M d_p]^2 + d_{diff}^2 + d_B^2} \quad (2.2.4)$$

$$d_B = \frac{\varepsilon_B M^2}{D_f}$$

где ε_B – расстояние между частицей и фокальной плоскостью.

Количество трассеров в расчетном объеме, необходимое для проведения кросскорреляционного анализа, варьируется от 5 до 10 штук. Данное требование, определенное для 2D PIV измерений и связанное с эффектом потери пары вследствие выхода трассеров из измерительной плоскости, является не строгим при трехмерном кросскорреляционном анализе смещения трассеров. Выбор оптимальной концентрации является важным параметром при проведении Томо-PIV эксперимента. От числа трассеров в потоке зависит не только пространственное разрешение, но и качество томографической реконструкции. Концентрация трассеров в области измерения ограничивается максимальной плотностью источника изображения, которая может быть правильно восстановлена при помощи методов томографической реконструкции. Плотность засева может быть задана количеством частиц на изображении (то есть частиц на пиксель, ppp). Однако, помимо количества частиц, точность томографической реконструкции также определяется диаметром изображения трассера, нормированного на размер пикселя и качества изображения [99,119,124]. Таким образом, плотность источника N_s является лучшей оценкой плотности засева. Плотность источника определяется как среднее число частиц в цилиндрическом объеме, образованное пересечением

освещающего светового ножа с кругом, диаметр d_τ/M которого представляет собой изображение частицы, проецируемое обратно в поток [125] и дается выражением:

$$N_s = C \Delta_z \frac{\pi}{4} \left[\frac{d_\tau}{M} \right]^2, \quad (2.2.5)$$

где C – число частиц в объеме, а Δ_z – освещенная толщина объема.

Количество частиц на пиксель может быть преобразовано в плотность источника как

$$N_s = ppp A_p, \quad (2.2.6)$$

где $A_p = (\pi/4)(d_\tau^*)^2$ – эффективная область образа частицы (в пикселях) и $d_\tau^* = d_\tau/\Delta_{pixel}$ – нормированный диаметр изображения трассера, который обычно находится между 1 и 3 [119,126].

Для системы из четырех камер изображения с плотностью засева до 0,05 ppp (т.е. трассеров на пиксель) реконструируются с высокой точностью. При использовании Томо-PIV систем высокого временного разрешения и современных алгоритмов [124,127] или применения большего количества камер [128] плотность засева может быть увеличена до 0,2 ppp.

В случаи водяных потоков, для засева которых обычно используются трассеры размером от 10 до 100 мкм, дополнительное ограничение связано с увеличением уровня непрозрачности рабочей жидкости, обусловленным повышением концентрации трассеров. Высокая концентрация трассеров приводит к плохо контролируемому освещению с диффузией лазерного излучения (многократное рассеяние), а также потере контрастности изображения. Для экспериментов, проведенных с трассерами диаметром 56 и 10 мкм, предел непрозрачности достигается при значениях концентрации C , равных приблизительно 0,5 и 3 трассера/мм³, соответственно [129]. На Рисунке 2.2.2 представлены изображения потока для различных концентраций частиц, полученные в контролируемых условиях при постоянном диаметре изображения частицы ($d_\tau^* = 2$). Оптимальным для Томо-PIV эксперимента считается концентрация, где перекрытие между изображениями трассеров является незначительным $ppp = 0,055$ ($N_s = 0,16$). Более высокая концентрация $N_s = 0,3$ возможна в случае высокого качества изображений, высокой точности калибровки и использования большего количества камер. Концентрация $N_s \approx 0,5$ является предельной вследствие резкого уменьшения контраста изображения, вызванного уменьшением оптической прозрачности рабочей среды.

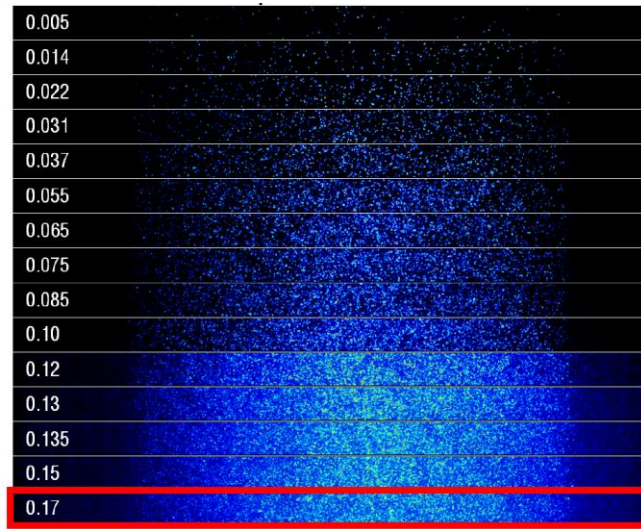


Рисунок 2.2.2. Пример изображений для различных плотностей засева трассерами: ppr от 0,005 до 0,17 [129].

2.2.4. Расположение камер

Система регистрации проекций измерительного объема состоит из нескольких камер, располагающихся вдоль неколлинеарных направлений обзора, которые образуют телесный угол. Направления обзора камер являются ключевым параметром, который следует учитывать, поскольку они не должны изменяться в процессе эксперимента, их следует настраивать во время подготовки измерительной системы. Угол между направлениями обзора камер определяется как угловая апертура. Этот угол определяет пространственное разрешение вдоль направления глубины измерительного объема. Для разрешения трассеров по глубине измерительного объема существует простой критерий, которым является максимальный плоский угол β в телесном угле, образованный системой камер. Существует диапазон углов β , расположенный от 40 до 80 градусов, при котором качество томографической реконструкции является оптимальным. При более высоких значениях угла обзора камер качество реконструкции ухудшается вследствие увеличения плотности источника изображения из-за более длинного пересечения линий обзора пикселя в измеряемом объеме. Меньшие значения β приводят к образованию удлиненных частиц вдоль глубины, что демонстрирует Рисунок 2.2.3, где действительная частица (оранжевый круг) искажена в двойной конус с апертурой β (синие области). При расстановке камер следует избегать их коллинеарного расположения. Как правило, два направления обзора считаются коллинеарными, если разница в углах $\Delta\theta$ приводит к незначительному разделению между лучами обзора пикселя по сравнению с диаметром изображения обратно спроецированного трассера. Направления обзора можно считать неколлинеарными если $\Delta\theta \gg d_\tau/M/\Delta Z$.



Рисунок 2.2.3. Ошибки реконструкции из-за томографической угловой апертуры в случае системы из двух камер, работа [119]. Эскиз (а) относится к угловой апертуре 60° и (б) к угловой апертуре 40° . Линия обзора отображается штрихпунктирной линией, реальная форма частицы показана в виде оранжевых кругов, реконструированная форма частицы – в виде синих областей.

Влияние направлений обзора на качество реконструкции исследовалось при помощи синтетических и экспериментальных Томо-PIV данных в работе [130]. В данной работе было показано, что камеры, расположенные в кольцевой конфигурации (крестообразное расположение), дают наилучшие результаты реконструкции. Тем не менее, выбор расположения камеры зачастую определяется экспериментальными ограничениями, такими как оптический доступ или сложность в установки камер. На Рисунке 2.2.4 представлены некоторые конфигурации расположения камер.

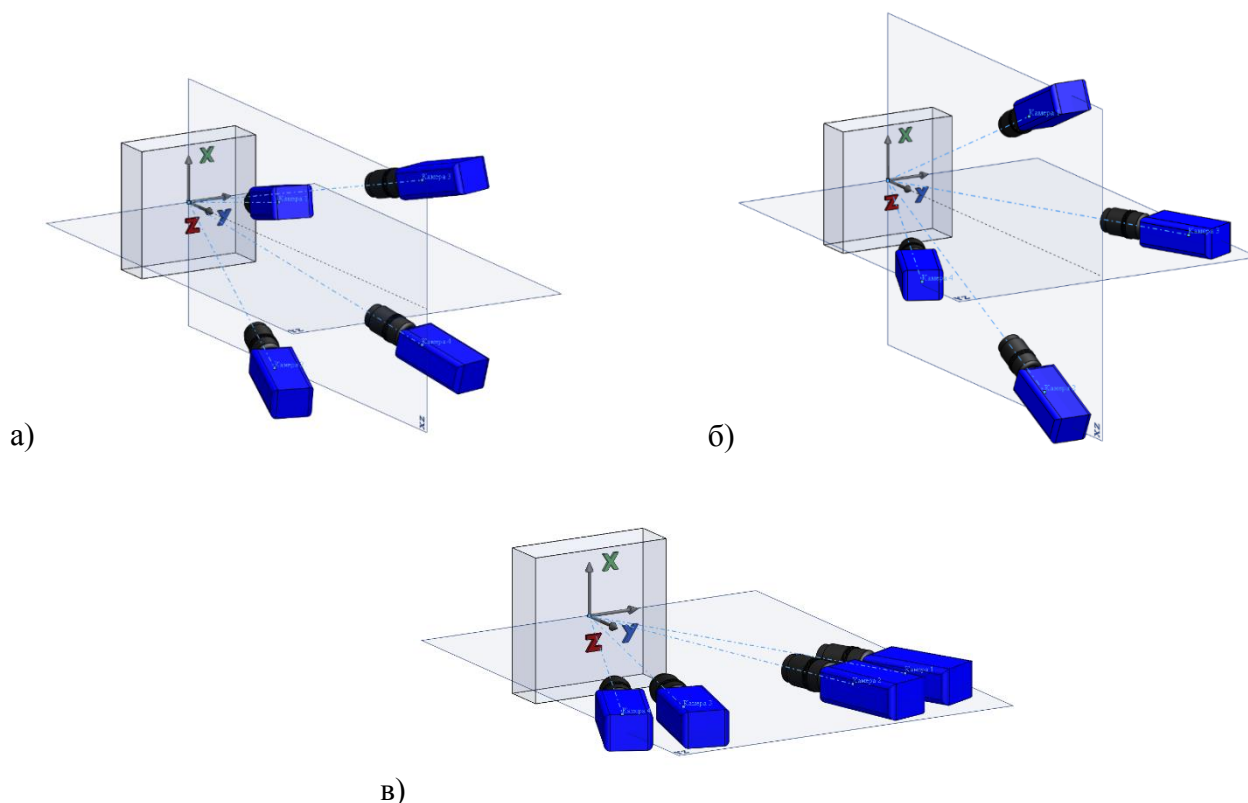


Рисунок 2.2.4. Схемы расположения камер: а-б – кольцевые конфигурации, в – плоская.

2.2.5. Калибровка измерительной системы

Реконструкция в Томо-PIV основана на связи между реальным физическим пространством 3D (или мировой системой отсчета) и пространством изображения. Калибровка предоставляет собой функции отображения M_i для камер, которые проецируют точки (X, Y, Z) в физическом пространстве в систему координат i -го изображения (x_i, y_i) . Функция отображения может быть записана как [131,132]:

$$(x_i, y_i) = M_i(X, Y, Z) \quad (2.2.7)$$

Калибровочная функция получается путем регистрации двумерного калибровочного изображения (калибровочной мишени) в нескольких положениях по направлению глубины измерительного объема или с использованием многослойной калибровочной мишени. Наиболее распространенной функцией отображения является полином третьего порядка [133] и модель камеры Обскура (pinhole model) [134].

Модель pinhole основана на внутренних параметрах (величинах вдоль x_i и y_i , угла наклона, сенсора матрицы и начала системы координат камеры) и внешних параметрах (вращения и сдвиги) каждой i камеры:

$$\begin{aligned} x_i &= \frac{a_{11}X + a_{12}Y + a_{13}Z + a_{14}}{a_{31}X + a_{32}Y + a_{33}Z + a_{34}} \\ y_i &= \frac{a_{21}X + a_{22}Y + a_{23}Z + a_{24}}{a_{31}X + a_{32}Y + a_{33}Z + a_{34}} \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

Модель Солоффа более подходит для сопоставления сложных геометрий отражения (в случаях слабых искажений). Модель задается полиномом наименьших квадратов с кубической зависимостью от X и Y и квадратичной зависимостью по глубине Z :

$$\begin{aligned} x_i &= a_0^x + a_1^x X + a_2^x Y + a_3^x Z + a_4^x X^2 + a_5^x XY + a_6^x Y^2 + a_7^x XZ \\ &\quad + a_8^x YZ + a_9^x Z^2 + a_{10}^x X^3 + a_{11}^x X^2 Y + a_{12}^x XY^2 \\ &\quad + a_{13}^x Y^3 + a_{14}^x X^2 Z + a_{15}^x XYZ + a_{16}^x Y^2 Z + a_{17}^x XZ^2 \\ &\quad + a_{18}^x YZ^2 \\ y_i &= a_0^y + a_1^y X + a_2^y Y + a_3^y Z + a_4^y X^2 + a_5^y XY + a_6^y Y^2 + a_7^y XZ \\ &\quad + a_8^y YZ + a_9^y Z^2 + a_{10}^y X^3 + a_{11}^y X^2 Y + a_{12}^y XY^2 \\ &\quad + a_{13}^y Y^3 + a_{14}^y Y^2 Z + a_{15}^y XYZ + a_{16}^y Y^2 Z + a_{17}^y XZ^2 \\ &\quad + a_{18}^y YZ^2 \end{aligned} \quad (2.2.9)$$

3D-реконструкция поля частиц с помощью томографии требует, чтобы линии обзора пикселя, соответствующие трассерам, отображаемым всеми камерами, пересекались с высокой точностью, значительно большей, чем для метода Stereo-PIV [135]. Любое смещение,

превышающее долю диаметра изображения трассера, приведет к быстрому ослаблению интенсивности реконструированного поля [136]. В Томо-PIV экспериментах система регистрации не позволяет достичь высокой точности калибровки вследствие механической устойчивости держателей камер, жёсткости адаптеров наклона объектива, тепловых шумов внутри камер и вибраций из-за систем охлаждения камер или экспериментального стенда. В результате калибровки диапазон смещений находится на уровне трех пикселей. Для качественной томографической реконструкции требуется, чтобы каждое положение вокселя в измерительном объеме проецировалось из положения пикселя изображения с каждой камеры с ошибкой, не превышающей 0,1 пикселя, по данным [137]. Повышение точности калибровки производится при помощи «самокалибровки», метода коррекции, основанного на оценке поля вектора диспаратности [138]. Процедура обнаружения и коррекции смещения для трехмерных измерений «3D самокалибровка» предложена в [137]. Процедура объемной самокалибровки основана на коррекции функций отображения с использованием изображений частиц. Этот метод состоит в том, чтобы по образам наиболее ярких частиц на изображениях камер (x, y) посредством триангуляции восстановить положение соответствующих трассеров (X, Y, Z) в объеме. Принцип процедуры самокалибровки в случае четырех камер, представленный на Рисунке 2.2.5, состоит из следующих шагов.

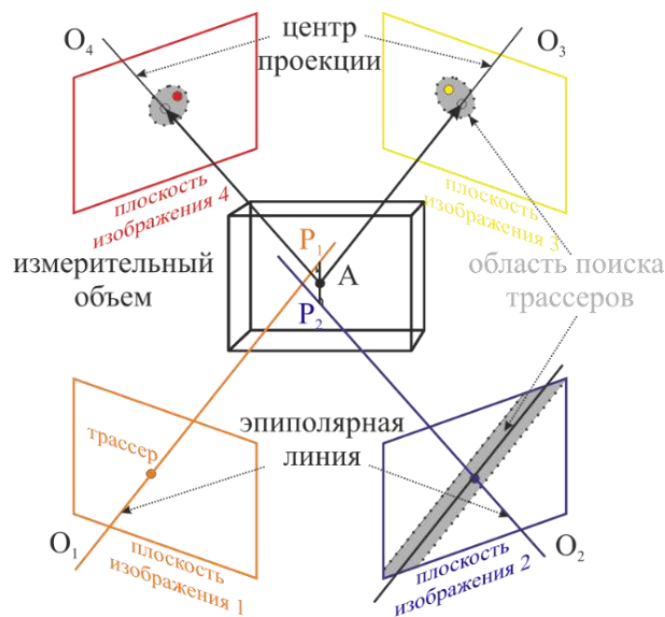


Рисунок 2.2.5. Принцип процедуры самокалибровки в случае четырех камер.

Методом фотограмметрической калибровки по изображениям калибровочной мишени строится первое приближение модели камер. Затем на всех проекциях определяются изображения трассеров и их положения посредством алгоритма пороговой бинаризации. Далее для каждого трассера на изображении 1-й камеры рассматриваются все изображения трассеров в прямоугольной области с шириной 2δ (выделена серым) вблизи эпиполярной линии на

изображении 2-й камеры. Параметр полуширины области поиска подбирается исходя из концентрации трассеров. По каждой паре изображений трассеров с 1-й и 2-й камер методом триангуляции на основании текущей модели камер рассчитываются координаты трассера в измерительном объеме (точка А). Полученное положение трассера (точка А) проецируется на изображение 3-й и 4-й камер, после чего производится поиск изображений трассеров в области радиусом δ . В случае нахождения трассеров на изображениях 3-й и 4-й камер, первая найденная комбинация позиций трассера на 1-й, 2-й, 3-й, 4-й камерах и точки А запоминаются для дальнейшей нелинейной оптимизации положения точки А в объеме. Оптимизация суммарной ошибки положения частицы осуществляется алгоритмом нелинейной оптимизации второго порядка. После оптимизации измерительный объем разбивается на несколько подобъемов (i, j, k) , для каждого из которых строится двумерная гистограмма остаточной ошибки положения трассера (диспаратности). Остаточная ошибка триангуляции, а именно несоответствие, полученное путем вычисления расстояния между проекцией каждого восстановленного трассера (x'_i, y'_i) и соответствующие положения на изображениях камеры (x_i, y_i) :

$$d_i = (x'_i, y'_i) - (x_i, y_i) \quad (2.2.10)$$

Для каждого подобъема набирается статистика по нескольким сотням мгновенных изображений трассеров. На основании статистики находится дискретное положение максимума гистограммы, которое интерполируется трехточечной подгонкой кривой Гаусса. Положение максимума соответствует вектору диспаратности (ошибки сведения лучей или ошибки калибровки) в пределах данного объема. После 3-4 итераций с последующим уменьшением полуширины области поиска δ , ошибка калибровки приближается к 0,1-0,05 пикселя. Полученное поле диспаратности для каждого подобъема (i, j, k) интерполируется кубическим сплайном в произвольное положение внутри измерительной области (X, Y, Z) для коррекции модели камеры:

$$M'_i(x, y, z) = M_i(X, Y, Z) - d_i(X, Y, Z) \quad (2.2.11)$$

Процедура самокалибровки хорошо работает на изображениях с невысокой плотностью засева и высокой яркостью частиц и является обязательной процедурой в Томо-PIV экспериментах.

2.2.6. Предварительная обработка изображений

Точность позиционирования системы регистрации изображений, необходимая для томографической реконструкции, накладывает высокие требования не только к качеству

калибровки, но и к регистрируемым изображениям. Вследствие чувствительности метода реконструкции к интенсивности внешнего фона изображений, в Томо-PIV экспериментах важное значение имеет предварительной обработка изображений [136]. Эффективным способом борьбы с интенсивностью внешнего фона является комбинация вычитания минимального значения, рассчитанного по серии изображений в пикселе и вычитания минимальной интенсивности с небольшой окрестностью (например, 11×11 пикселей). Также применяют фильтр низких частот с ядром Гаусса размером 3×3 пикселя. Однако следует помнить, что увеличение размера изображения трассера приводит к повышению плотности источника изображения N_s , что негативно влияет на качество реконструкции. Сглаживание изображения следует рассматривать только при низкой плотности засева (т.е. $N_s < 0,15$ или $ppr < 0,05$).

2.2.7. Реконструкция объемных распределений трассеров

Дополнительным этапом в Томо-PIV эксперименте, которого нет в 2D PIV, является процесс реконструкции трехмерного распределения рассеивающих трассеров при помощи метода оптической томографии. Реконструкция трехмерного объема по цифровым изображениям основана на функции отображения между плоскостями изображения (проекциями этого объема) и физическим пространством. Задача реконструкции трехмерного распределения интенсивности по набору проекций является обратной интегральной задачей, для решения которой необходимо восстановить подынтегральную функцию, зная значение интеграла. В случае дискретности изображений трехмерное распределение интенсивности представлено массивом вокселей, дискретизирующих физическое пространство координат (X, Y, Z) с интенсивностью $E(X, Y, Z)$. Проекция объемной интенсивности $E(X, Y, Z)$ на изображение в позицию, соответствующую i -му положению пикселя (x_i, y_i) , возвращает интенсивность пикселя $I(x_i, y_i)$. Обратную интегральную задачу можно записать в виде линейного уравнения в предположении линейной суперпозиции интенсивности света от всех рассеивающих частиц:

$$\sum_{j \in N_i} w_{i,j} E(X_j, Y_j, Z_j) = I(x_i, y_i), \quad (2.2.12)$$

где N_i - количество вокселей, вносящих вклад в интенсивность изображения i -го пикселя (x_i, y_i) . Эти воксели пересекаются линией визирования, связанной с (x_i, y_i) вместе с их близкими соседями (обычно в пределах одного ядра 3×3 с центром в пересеченном вокселе) (Рисунок 2.2.6). Коэффициент $w_{i,j}$ взвешивает вклад j -го вокселя с интенсивностью $E(X_j, Y_j, Z_j)$ в интенсивность пикселя $I(x_i, y_i)$. Весовой коэффициент можно рассчитать, как долю пересечения объема между выбранной линией обзора и рассматриваемым вокселем.

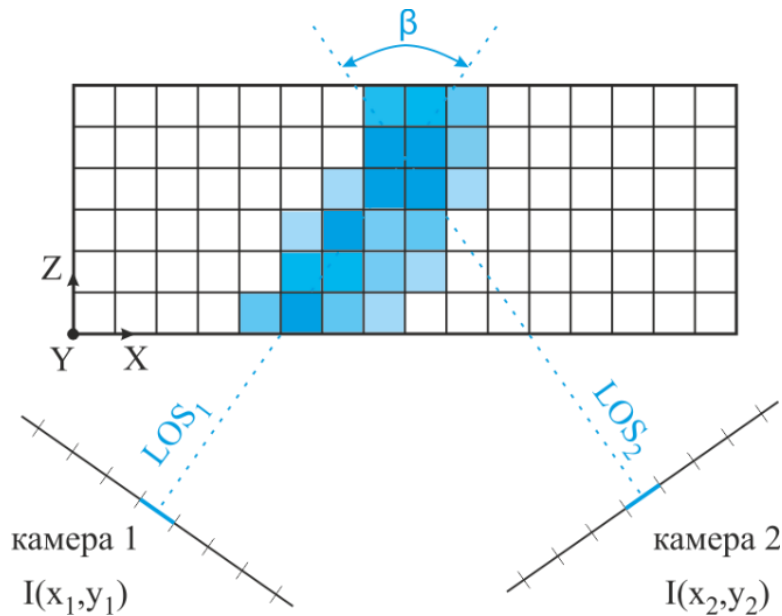


Рисунок 2.2.6. Модель дискретизации используемая в томографической реконструкции для расчета весовых коэффициентов.

Дискретная обратная интегральная задача является сильно недоопределенной системой линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), в которой число неизвестных превышает число уравнений в силу того, что число пикселей i существенно меньше числа вокселей j . СЛАУ имеет бесконечно большое число решений. В случае малого числа ракурсов наблюдения (камер) методы решения обратной задачи, применяемые в медицинской томографии, не позволяют достичь необходимой точности реконструкции. Наилучшие результаты томографической реконструкции, в случае небольшого числа проекций, показывают итерационные алгебраические методы решения систем линейных уравнений, которые основаны на постепенном уточнении расположения трассеров в объеме. Основным различием методик решения задачи реконструкции является способ вычисления и уточнения изменения интенсивности вокселя на каждой итерации. На первой итерации имеется набор пересекающихся линий – линий обзора пикселей (line of sight - LOS), с каждой итерацией интенсивность этих линий приближается к фону, интенсивность мест расположения трассеров увеличивается (Рисунок 2.2.7).

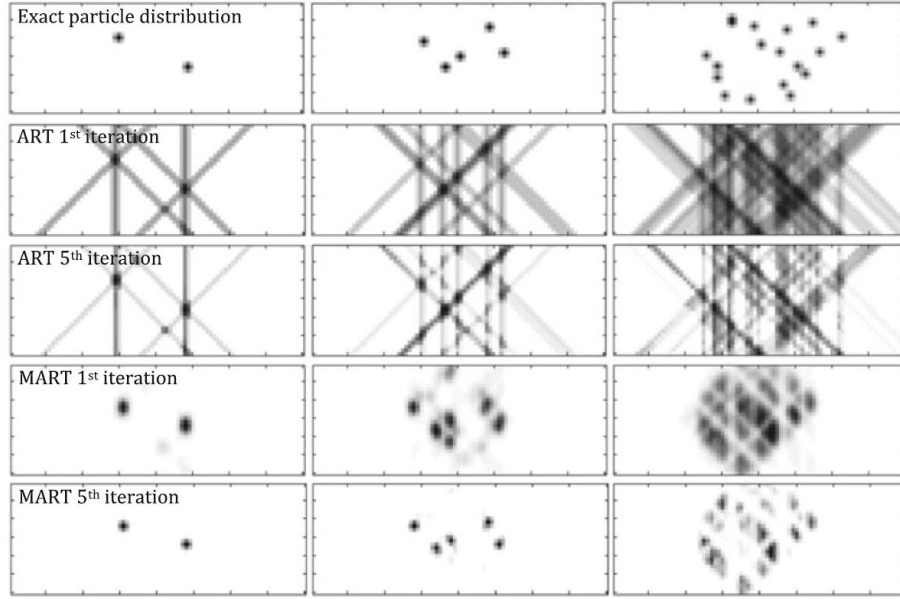


Рисунок 2.2.7. Влияние количества итераций на качество реконструкции интенсивности частиц на примере методов ART и MART [119].

Главными критериями выбора техники реконструкции является скорость сходимости к конечному решению, то есть к распределению интенсивности в объеме, точность полученного решения и число «фантомных» частиц, то есть трассеров, которых не было в измерительном объеме, но которые появились в результате недостатка информации при реконструкции (Рисунок 2.2.8). Сравнение между методами алгебраической реконструкции ART и методами мультипликативной алгебраической реконструкции MART [139] указало на преимущества MART. Алгоритм MART имеет лучшую сходимость к решению при этом обладает низким уровнем «фантомных» частиц. Принцип итерационного алгебраического метода томографической реконструкции заключается в итерационном уточнении интенсивности в каждом элементе (вокселе) реконструируемого объема $E_{k+1}(X_j, Y_j, Z_j)$ с учетом интенсивности каждого пикселя $I(x_i, y_i)$ на зарегистрированных изображениях-проекциях:

$$\mathbf{ART:} E_{k+1}(X_j, Y_j, Z_j) = E_k(X_j, Y_j, Z_j) + \mu \left(\frac{I(x_i, y_i) - \sum_{j \in N_i} W_{j,i} E_k(X_j, Y_j, Z_j)}{\sum_{j \in N_i} W_{j,i}^2} \right) W_{i,j} \quad (2.2.13)$$

$$\mathbf{MART:} E_{k+1}(X_j, Y_j, Z_j) = E_k(X_j, Y_j, Z_j) \left(\frac{I(x_i, y_i)}{\sum_{j \in N_i} W_{j,i} E_k(X_j, Y_j, Z_j)} \right)^{\mu W_{i,j}}$$

где $0 \leq \mu \leq 1$ - параметр релаксации, регулирует скорость сходимости алгоритма, а также регулирует точность решения. В методе MART обновление интенсивности вокселя осуществляется за счет соотношения интенсивности пикселей и суммарной интенсивности вокселей в его линии обзора. Показатель степени гарантирует, что обновляются только те воксели в $E(X, Y, Z)$, которые влияют на i -й пиксель.

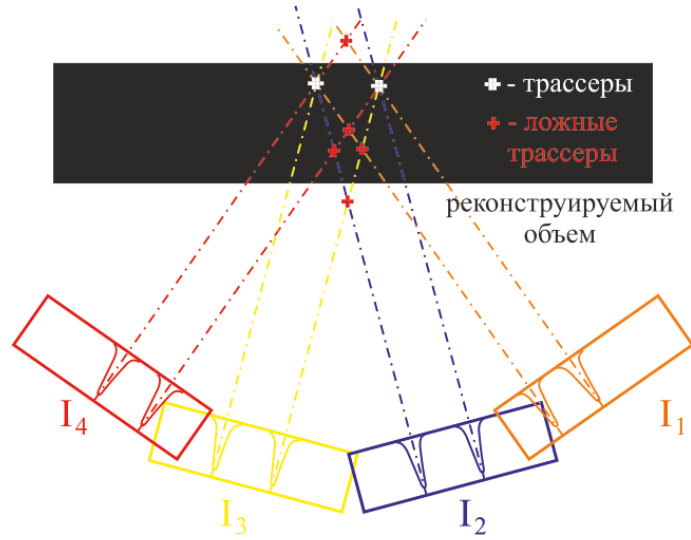


Рисунок 2.2.8. Схема появления «фантомных» частиц при реконструкции.

Одним из наиболее перспективных методов является SMART (Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique), который был впервые использован в работе [140]. Принцип работы этого метода заключается в следующем. Восстанавливаемый объем состоит из дискретных точек – вокселей, на каждой итерации обходится каждый воксель, и его интенсивность обновляется умножением на некоторую поправку согласно формуле:

$$\text{SMART: } E_{k+1}(X_j, Y_j, Z_j) = E_k(X_j, Y_j, Z_j) \prod_j^{N_i} \left[\left(\frac{I(x_i, y_i)}{\sum_{j \in N_i} W_{j,i} E_k(X_j, Y_j, Z_j)} \right)^{\mu W_{i,j}} \right]^{1/N_i} \quad (2.2.14)$$

Поправка рассчитывается как среднее геометрическое отношений яркости двух пикселей: пикселя записанной проекции, на который проецируется обновляемый воксель, и пикселя на новой проекции, полученной репроецированием объема, реконструированного на предыдущей итерации. Благодаря использованию одновременно всех проекций при обновлении яркости вокселя данный метод позволяет снизить количество артефактов реконструкции, проявляющихся в виде ярких полос в объеме. Качество трехмерных изображений трассеров при использовании метода SMART превосходит качество изображений, получаемых методом MART.

2.2.8. Расчет 3D поля скорости

В Томо-PIV эксперименте расчет трехмерных трехкомпонентных мгновенных распределений скорости из пары реконструированных измерительных объемов производится методами, основанными на корреляционных алгоритмах, аналогично 2D PIV (Раздел 2.1.5), использующих трехмерную кросскорреляционную функцию. Реконструированный измерительный объем разбивается на расчетные объемы, аналог расчетной области в 2D PIV,

затем для каждой пары соответствующих расчетных объемов применяются следующие операции: использование оконной Гауссовой функции; расчет трехмерной кросскорреляционной функции методом БПФ, или прямым расчетом произведений вокселей; поиск максимума на кросскорреляционной функции и расчет координат максимума с подвоксельной точностью при помощи аппроксимации функцией Гаусса; расчет локальной скорости используя масштабный коэффициент и время между регистрацией измерительных объемов.

Пространственный оператор кросс-корреляции, используемый для анализа трехмерных данных, полученных при томографической реконструкции, обычно нормируется с помощью ковариации сигнала, получается нормированная функция кросс-корреляции $R(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z)$ между полем интенсивности E , восстановленным в момент времени t и момент времени $t + \Delta t$:

$$R(l, m, n) = \frac{\sum_{i,j,k=1}^{L,J,K} E(i, j, k, t) \cdot E(i - l, j - m, k - n, t + \Delta t)}{\sqrt{\text{cov}(E(t)) \cdot \text{cov}(E(t + \Delta t))}}, \quad (2.2.15)$$

где используется распределение интенсивности света E после вычитания среднего значения. Триплет (l, m, n) указывает на смещение в дискретизированном пространстве трехмерных сдвигов $(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z)$. Надежность измерений зависит, в основном, от количества действительных пар изображений трассеров в расчетных объемах, градиента скорости в объеме и размера изображения трассера с учетом их пространственной дискретизации [119]. Для увеличения отношения сигнал/шум трехмерной кросс-корреляции и избегания влияния эффекта peak looking, желательно иметь диаметр трассеров $2 < d_i < 3$ вокселя [141] и количество парных трассеров в расчетном объеме от 5 до 10 [123].

Вышеописанный алгоритм кросс-корреляции используется в итерационном алгоритме с переразбиением расчетного объема и применением деформации (window deformation iterative multigrid, WIDIM) [142] таким же образом, как в 2D PIV. Метод деформации в случае трехмерных данных позволяет восстановить большинство пар трассеров между двумя расчетными объемами вследствие решения проблемы, связанной с выходом трассеров из измерительной плоскости в 2D PIV методе. Кроме того, метод 3D кросс-корреляции позволяет проводить поиск максимума кросскорреляционной функции независимо по каждому направлению движения. Данная возможность позволяет выбирать размеры расчетного объема $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ по направлениям движения согласно динамическому диапазону каждой из трех компонент скорости отдельно, это в свою очередь является преимуществом метода Томо-PIV по сравнению с 2D PIV для исследования сильно анизотропных течений. Однако появляющиеся в результате реконструкции образы фантомных трассеров (ghost particles), которые движутся со скоростью, отличной от локальной скорости потока жидкости, приводят к увеличению вероятности ошибочных измерений скорости [143]. В трехмерном случае алгоритм деформации имеет дело с объемной деформацией расчетного объема (Volume Deformation Iterative Multigrid,

VODIM), в результате которой расчетный объем смещается/деформируется на основе рассчитанного трехмерного распределения скорости по результатам предыдущей итерации. Следовательно, распределение интенсивности деформированного объема на $k+1$ -й итерации получается из исходного распределения интенсивности и распределения скорости предиктора согласно выражению:

$$E^{k+1}(X, Y, Z, t) = E^k(X - u_d^k/2, Y - v_d^k/2, Z - w_d^k/2, t) \quad (2.2.16)$$

$$E^{k+1}(X, Y, Z, t + \Delta t) = E^k(X + u_d^k/2, Y + v_d^k/2, Z + w_d^k/2, t + \Delta t),$$

где E^k – деформированное распределение интенсивности трассеров k -й итерации, полученное путем трилинейной интерполяции распределения смещений на предыдущей итерации.

2.2.9. Показатели качества Томо-PIV эксперимента

В реальных Томо-PIV экспериментах, невозможно сравнить местоположения реконструированных трассеров или рассчитанное трехмерное распределение скорости с эталонным результатом. Для того чтобы оценить точность измерения, используют подходы, основанные на моделировании искусственных объемных распределений интенсивности трассеров. Однако оптимизированные параметры для алгоритмов предварительной обработки изображений, реконструкции и корреляции, полученные из моделирования, могут отличаться от параметров для реальных экспериментов. Ошибки, полученные из моделирования, как правило, намного ниже, чем в реальных экспериментах [144]. В настоящее время исследователи полагаются на предыдущий опыт, чтобы установить оптимальные параметры для конкретного эксперимента, оценивая качество результатов, полученных после завершения экспериментов [145]. При проведении Томо-PIV эксперимента, при отсутствии истинных данных, используют следующие показатели качества Томо-PIV реконструкции: отношение сигнал/шум интенсивности трассеров, нормированная дисперсия интенсивности и параметры реконструированных трассеров. Для подбора и проверки производительности алгоритмов реконструкции и расчета 3D скорости используют искусственные данные – сгенерированные объемные распределения интенсивности трассеров с известными параметрами. Следует отметить, что показатели качества реконструкции не дают абсолютных значений, которые можно использовать для оптимальных параметров алгоритмов реконструкции. По этой причине для анализа качества реконструкции необходимо опираться на информацию, полученную по различным показателям.

К параметрам оценки точности реконструкции, которые основаны на сравнении известного точного распределения трассеров, полученного в результате искусственного моделирования, и реконструированного распределения трассеров можно отнести:

– *Стандартное качество реконструкции* Q_{rec} , определяемое как нормированный коэффициент корреляции точных (сгенерированных) и реконструированных распределений интенсивности:

$$Q_{rec} = \frac{\sum_j E_{1,j} \cdot \sum_j E_{0,j}}{\sqrt{\sum_j E_{1,j}^2 \cdot \sum_j E_{0,j}^2}}, \quad (2.2.17)$$

где восстановленная интенсивность $E_{1,j}$ в положении объема (x_j, y_j, z_j) , а $E_{0,j}$ – точное распределение интенсивности света. Реконструкцию в Томо-PIV эксперименте следует считать достаточно точным для коэффициента корреляции $Q_{rec} > 0,75$ [136].

– *Ошибка между реконструированным положением трассера и эталоном*, полученные в результате искусственного моделирования может использоваться в качестве показателя качества реконструкции [124]. Норму средней ошибки можно рассчитать по положению искусственного трассера $\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ и соответствующего центра реконструированного трассера $\mathbf{x}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ для всех действительных трассеров N_p :

$$\epsilon(\mathbf{x}) = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \|\mathbf{x}_{1,i} - \mathbf{x}_{0,i}\| \quad (2.2.18)$$

– *Ошибка в измерениях скорости*, рассчитанная на основе истинного смещения и смещения, рассчитанного по реконструированному объему. Норму средней ошибки можно рассчитать по разности сгенерированного искусственного поля скоростей $\mathbf{u}_0 = (u_0, v_0, w_0)$ и соответствующего поля скоростей, вычисленного по паре реконструированных объемов, $\mathbf{u}_1 = (u_1, v_1, w_1)$ по всем векторам N_v :

$$\epsilon(\mathbf{u}) = \frac{1}{N_v} \sum_{i=1}^{N_v} \|\mathbf{u}_{1,i} - \mathbf{u}_{0,i}\| \quad (2.2.19)$$

Следующие показатели качества можно оценить по экспериментальным данным, не используя данные моделирования:

– *Показатель качества реконструкции*, вычисляемый как нормированная корреляция между интенсивностями исходных изображений трассеров $I_{k,i} = I_k(x_i, y_i)$ и повторными проекциями реконструированного объема на изображения $I'_{k,i} = I'_k(x_i, y_i)$ [130]:

$$Q_{reproj}^k = \frac{\sum_i I_{k,i} \cdot I'_{k,i}}{\sqrt{\sum_i I_{k,i}^2 \cdot \sum_i I_{k,i}'^2}} \quad (2.2.20)$$

В отличие от нормированного коэффициента корреляции, предложенного [136], усредненное качество повторного проецирования со всех камер, $\langle Q_{reproj} \rangle$, не характеризует точность реконструированного объема из-за того, что фантомные и действительные трассеры могут накладываться друг на друга при перепроецировании изображений. Несмотря на то, что этот критерий не может определить качество реконструкции, он является полезным инструментом для проверки калибровки и сходимости алгоритма.

– Показатель отношения сигнал/шум (SNR_N) при томографической реконструкции трехмерных распределений трассеров может быть задан как отношение между количеством действительных трассеров N_p и числом фантомных трассеров N_g [124,136]. SNR_N можно связать с количеством камер N_c , эффективной площадью изображения трассера A_p (пикс^2), типичной длиной LOS, пересекающей измеряемый объем l_z (приблизительно глубина объема), и плотностью источника N_s :

$$SNR_N = \frac{N_p}{N_g} = N_s^{N_c-1} A_p^{-1} l_z^{-1} \quad (2.2.21)$$

Для $SNR_N > 1$ ошибки смещения скорости от фантомных трассеров относительно невелики и даже уменьшаются при увеличении плотности изображения частиц [143]. Тем не менее, плотность частиц должна быть ниже спекл-предела $N_s < 0,4$ [145]. Отношение сигнал/шум распределения частиц является консервативной оценкой характеристик реконструкции и кросс-корреляции [128], поскольку учитывает только количество образовавшихся фантомных трассеров, а не их интенсивность. Множество фантомных трассеров не являются недостатком при измерении скорости вследствие того, что интенсивность фантомных трассеров редко приближается к интенсивности действительных трассеров, что приводит к меньшему вкладу в кросс-корреляцию.

– Дополнительной метрикой является *отношение сигнал/шум интенсивности света* [119,128]. Поскольку профиль интенсивности реконструированного света должен совпадать с экспериментальным профилем света, его следует использовать для оценки качества реконструкции. Этот метод требует top-hat формы распределения однородного освещения засеянного измерительного объема. Уровни интенсивности за пределами освещенной области не равны нулю из-за фантомных трассеров, многократных рассеяний и отражений, которые представляют шум, тогда как внутри реконструированного объема с действительными трассерами шум отсутствует. Эта разница, связанная с реконструированной интенсивностью, которая позволяет оценить отношение сигнал/шум интенсивности освещения, определенное в [119] как отношение усредненной реконструированной интенсивности внутри освещенного объема $\langle E_{in} \rangle$ к таковой за пределами области $\langle E_{out} \rangle$:

$$SNR_E = \frac{\langle E_{in} \rangle}{\langle E_{out} \rangle} \quad (2.2.22)$$

В работе [119] предложено значение $SNR_E \geq 2$ как нижний предел для томографических экспериментов с реконструкцией хорошего качества, приводящей к достоверному анализу измерений.

– В качестве другого показателя качества реконструкции рассматривается *нормированная дисперсия реконструированной интенсивности* в исследуемом объеме, как это было предложено в [146]. Эта метрика, представленная формулой (2.2.23), не требует ни равномерного освещения, ни реконструкции неосвещенной области. Высокое значение нормированной дисперсии указывает на разреженный реконструированный объем с пиками высокой амплитуды. Напротив, низкое значение связано с более плотным распределением интенсивности с пиками меньшей амплитуды, связанными с фантомными трассерами. В работе [128] предложили нормированное значение дисперсии интенсивности $\sigma_E^* > 20$, которое обеспечивает приемлемое качество реконструкции. Данный критерий является дополнительным к SNR_E .

$$\sigma_E^* = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_j^N (E_j - \langle E_{in} \rangle)^2}}{\langle E_{in} \rangle}, \quad (2.2.23)$$

где N - количество вокселей в измерительном объеме.

– Качество реконструкции можно оценить и по *форме реконструированных трассеров*. Ожидается, что реконструированные трассеры будут иметь гауссову форму, поскольку изображения трассеров очень часто являются дифракционно ограниченными пятнами в результате дискретизации [147]. Иногда удлинение действительных трассеров появляется в направлении глубины объема, особенно когда общая угловая апертура обзора слишком мала, что увеличивает случайные ошибки при измерении компоненты скорости по глубине [124]. Как упоминалось ранее, точность реконструкции Томо-PIV зависит от угловой апертуры. Для более высоких значений угла обзора качество реконструкции снижается из-за более длинного пересечения LOS через объем измерения, что увеличивает вероятность наложения трассеров. В противном случае меньшие углы расположения камер ведут к образованию вытянутых частиц по глубине объема. Оценка округлости частиц во всем реконструированном объеме может быть выполнена с помощью процедуры автокорреляции. Интенсивность частиц можно рассматривать как гауссову, а диаметр можно определить как четырехкратное стандартное отклонение, которое составляет 95% от максимальной интенсивности. Диаметр в каждом направлении i вычисляется как среднее значение стандартных отклонений 3-точечного гауссова пика в расчетном объеме:

$$d_i = 4 \langle \sigma_i \rangle \quad (2.2.24)$$

Для хорошей 3D-корреляции желательно иметь эквивалентный размер частиц по всем направлениям, $d_x \cong d_y \cong d_z$ и размер диаметра $2 < d_i < 3$ вокселя.

2.2.10. Неопределенность в Томо-PIV измерениях

Что касается исследований неопределенности PIV метода – пока нет единого мнения [148]. Погрешность в распределении скоростей может оцениваться на основе анализа локальной дивергенции пульсаций скорости [144]. Поскольку для несжимаемого потока без погрешности дивергенция скорости должна быть равна нулю, погрешность в дивергенции $\delta \left(\partial u'_i / \partial x_i \right)$ можно вычислить как среднеквадратичное значение дивергенции. Предполагая, что векторное расстояние Δ_{vec} и погрешность в каждом направлении одинаковы, погрешность скорости $\delta(u)$ может быть задана как [144]:

$$\delta(u) = \sqrt{\frac{2\Delta_{vec}^2}{3}} \delta \left(\partial u'_i / \partial x_i \right) \quad (2.2.25)$$

На дивергенцию пульсаций скорости влияет размер расчётного объема (пространственное разрешение). Гладкое поле скоростей, вычисленное по некачественно реконструированному объему, с высокой концентрацией фантомных трассеров, может обладать небольшой дивергентностью, в то время как поле скоростей, рассчитанное с высоким пространственным разрешением и высоким качеством реконструированных объемов, может показывать высокую дивергентность. По этой причине неопределенность в измерениях скорости, рассчитанная по дивергенции, полезна в сочетании с другими показателями качества Томо-PIV данных.

2.3. Методика применения LIF метода

Оптический панорамный бесконтактный метод LIF (Laser Induced Fluorescence), основанный на флуоресценции веществ, широко используется для решения задач механики жидкости и газа. Изначально метод LIF применялся как метод визуализации пространственной структуры потока, без измерения количественных данных. С развитием цифровой регистрирующей техники и мощных источников когерентного излучения метод на основе лазерной индуцированной флуоресценции за последние четыре десятка лет стал основным оптическим методом для исследования процессов смешения и тепло- и массопереноса в реагирующих и нереагирующих течениях. В настоящее время метод LIF используется для измерения полей плотности, концентрации, температуры, скорости, а также давления. Метод LIF основан на процессе флуоресценции, наиболее распространённой формой люминесценции, при котором свет излучается веществом – флуорофором, находящимся в возбужденном состоянии, в которое вещество переходит под действием лазерного излучения. Длина волны лазерного

излучения подбирается согласно характеристикам флуорофора, при этом длина волны излучаемого флуорофором света смещена в красную область спектра (стоксовое смещение). Данное различие в длинах волн поглощаемого и переизлученного света позволяет разделить их при помощи оптических фильтров. В качестве флуорофора обычно используются органические флуоресцентные красители - флуоресцеины или родамины. Наиболее распространенной конфигурацией LIF метода, применяемой для исследования потоков, является двумерная плоская лазерно-индуцированная флуоресценция (Planar Laser Induced Fluorescence). В методе PLIF возбуждение флуорофора, добавленного в поток, производится при помощи освещения лазерным ножом, этот способ освещения позволяет локализовать измерительную область в пространстве и получить данные о двумерном распределении концентрации красителя. Использование лазерного ножа и оптических фильтров позволяет совместить два оптических метода PLIF и PIV и проводить одновременные измерения скалярных полей и векторных полей скорости.

2.3.1. Теоретическое обоснование

Взаимосвязь между локальной флуоресценцией F , локальной интенсивностью возбуждения I и локальной концентрацией C имеет следующий вид:

$$F \propto \frac{I}{1 + I/I_{sat}} C \quad (2.3.1)$$

где I_{sat} - интенсивность насыщения красителя. Насыщение флуоресценции происходит, когда скорость возбуждения превышает скорость дезактивации флуорофора [149], что приводит к нелинейной взаимосвязи между F и I . В случае «слабого» возбуждения, когда $I \ll I_{sat}$, уравнение (2.3.1) линеаризуется:

$$F \propto IC \quad (2.3.2)$$

Данное уравнение позволяет экспериментально определить локальную концентрацию посредством измерения F . Однако локальная интенсивность возбуждения I обычно неизвестна, не измеряется независимо и может изменяться в пространстве и времени в соответствии с мгновенными концентрациями вдоль пути луча. Согласно закону Бера – Ламберта, поглощение приводит к тому, что луч света с интенсивностью I , проходя бесконечно малое расстояние dr через раствор с концентрацией красителя C , испытывает изменение интенсивности:

$$\frac{dI}{I} = -\epsilon C dr, \quad (2.3.3)$$

где ϵ - коэффициент поглощения [150]. Таким образом, локальная интенсивность луча, проходящего от точки r_0 к точке r_1 через пространственно неоднородное поле концентрации:

$$I(r_1) = I(r_0) \exp \left[-\epsilon \int_{r_0}^{r_1} C(r) dr \right] \quad (2.3.4)$$

Затухание вдоль пути от r_0 до r_1 незначительно, если:

$$\epsilon \int_{r_0}^{r_1} C(r) dr \ll 1 \quad (2.3.5)$$

Для однородного поля концентрации это неравенство сводится к $\epsilon b C \ll 1$.

Часть световой энергии, локально поглощаемой красителем, впоследствии излучается в виде флуоресценции в полосе излучения. Отношение испускаемой световой энергии к поглощенной называется квантовой эффективностью ϕ . В случае метода PLIF при параллельности лазерных лучей и малой равномерной концентрации флуорофора интенсивность флуоресценции в точке записывается следующим образом:

$$F(r) = \phi \epsilon I(r) C(r) A, \quad (2.3.6)$$

где A – доля флуоресцентного излучения, попадающего на матрицу камеры в зависимости от числа диафрагмы объектива. В случае равномерной малой концентрации C , согласно (2.3.4) и (2.3.5) получим интенсивность флуоресценции излучаемой точкой r_1 :

$$F(r_1) = I(r_0) \phi \epsilon A C(r_1) \quad (2.3.7)$$

2.3.2. Измерительная система PLIF метода

На Рисунке 2.3.1 схематично представлена измерительная система метода PLIF, основными компонентами которой являются источник излучения, регистратор с оптическим фильтром флуоресцентного излучения и управляющий синхронизирующий процессор.

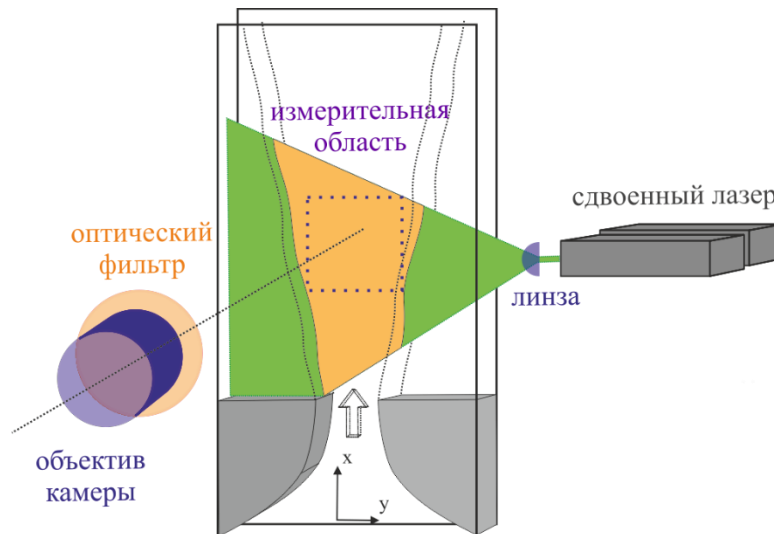


Рисунок 2.3.1. Схема измерительной системы для PLIF метода.

В отличие от методов PIV, где в качестве маркеров используются трассеры, в методе PLIF в качестве маркеров выступают молекулы флуоресцентного красителя. Основными источниками освещения в PLIF методе являются источники когерентного излучения – лазеры. Для реализации PLIF метода важное значение имеет оптимальный подбор пары лазер – флуорофор, который основывается на согласовании длины волны лазерного излучения и диапазона длин волн поглощения флуоресцентного красителя. При выборе источников излучения помимо длины волны излучения руководствуются стабильностью пространственных и временных характеристик. Преимущественно используют ионные лазеры непрерывного действия, обладающие хорошими характеристиками луча, близкими к распределению Гаусса, а также стабильную выходную мощность, которая упрощает калибровку PLIF системы. Nd: YAG-лазеры используются реже, так как имеют худшие характеристики луча, также разброс в мощности и пространственном распределении в сечении луча от импульса к импульсу. Основным преимуществом лазеров Nd:YAG является их высокая выходная мощность, которую необходимо контролировать, чтобы не превышать порог насыщения флуорофора.

Основные факторы, определяющие выбор флуоресцентного красителя, включают в себя спектр поглощения, совместимый с лазерным излучением, расстояние между максимумами на спектрах поглощения и излучения, квантовый выход, степень чувствительности флуоресценции к температуре и pH, подверженность к фотообесцвечиванию, а также линейность флуоресценции от концентрации. Для исследования процессов перемешивания и смешения в водных потоках выбор флуоресцентного красителя ограничен растворимостью в воде. Наиболее распространенными красителями являются флуоресцеин и два родаминовых красителя (родамин 6G, родамин В), которые являются водорастворимыми и обладают высоким квантовым выходом более 95%. Родамин 6G (Rhodamine 590) имеет пик поглощения около 525 нм и пик излучения около 560 нм, что позволяет использовать аргон-ионный лазер (514,5 нм) или Nd: YAG лазер (532 нм). Родамин В (также известный как Родамин 610) имеет пик поглощения около 555 нм, но спектр поглощения достаточно широк, чтобы можно было возбуждать его либо на 514,5 нм, либо на 532 нм. Флуоресценция родамина В чувствительна к изменениям температуры, поэтому его часто используют для измерения полей температуры. Вследствие токсичности родамина В используют Родамин WT, который обладает схожими спектральными характеристиками.

Как было описано выше для выделения в потоке измерительной области в методе PLIF используется лазерный нож, параметры которого определяют качество получаемых экспериментальных данных. Для формирования лазерного ножа используют оптику, которая преобразует лазерный луч в пространственный нож. Применяют стационарные системы, основанные на наборе согласованных линз, в состав которых входит цилиндрическая линза, а также системы сканирования, основанные на вращении зеркал для развертки лазерного луча.

В настоящее время, в качестве регистрации флуоресценции красителя используют чёрно-белые цифровые камеры совместно с оптическими фильтрами, не пропускающими длину волн лазерного излучения. Выбор цифровой камеры для конкретного PLIF эксперимента основывается на пространственном разрешении, которое определяется размерностью матрицы камеры, динамическим диапазоном измерений, определяемым глубиной дискретизации, и частотой съемки, определяющей временное разрешение PLIF системы. Качество получаемых изображений оказывает влияние на результат измерений. Получаемые в ходе эксперимента изображения содержат внешний фон, цифровой шум камеры и сигнал флуоресценции, который зависит от качества лазерного излучения. Для того чтобы оценить вклад каждого источника в изображение, проводят предварительные измерения. Оценка шума цифровой камеры получается из уровня дисперсии изображений, полученных при закрытом объективе, внешний фон оценивается из среднего изображения, полученного из массива изображений при нулевой концентрации, пространственное распределение лазерного излучения оценивается из результатов калибровки PLIF метода, а также использовании калибровочных кювет с постоянной концентрацией красителя или отбора части мощности лазерного излучения.

2.3.3. Процедура калибровка PLIF метода

Зависимость интенсивности излучения флуорофора от концентрации красителя строится посредством процедуры калибровки. Суть калибровки PLIF метода сводится к получению серии осредненных изображений интенсивности флуоресценции, заданной равномерной по измерительной области концентрацией красителя. На основании полученных изображений с заданной концентрацией для каждого пикселя строится зависимость $F(C(I))$ которая учитывает пространственное распределение лазерного излучения и значение концентрации красителя. В случае малых концентраций данная зависимость представляет собой прямую линию, таким образом для каждого пикселя мгновенного изображения распределений флуорофора, получаемых в ходе эксперимента, имеется свой набор калибровочных пространственных коэффициентов.

2.4. Экспериментальные стенды

Анализ литературы по исследованию квазидвумерных турбулентных ограниченных сдвиговых течений показал, что в структуре течения существует два характерных масштаба движения. Первый масштаб движения порядка глубины канала, связан с трехмерным движением в ограниченном слое жидкости, а второй масштаб движения, на два порядка превышающий глубину канала, формируется в результате развития квазидвумерных сдвиговых вихревых структур в поперечном направлении течения (в плоскости течения). Вследствие наличия двух масштабов течения, отличающихся на несколько порядков, экспериментальные исследования были разделены на двумерные измерения и трехмерные измерения и проводились на двух рабочих участках, отличающихся друг от друга характерными размерами. Необходимость использования двух рабочих участков была обусловлена оптимальным пространственным разрешением для каждого из двух характерных диапазонов масштабов вихревых структур. В рамках данной работы ограничение движение, в данном случае направление по нормали к стенкам канала (z координата), организовывалось при помощи конфигурации рабочего участка. Рабочий участок представлял собой закрытый по боковым сторонам щелевой канал, образованный двумя плоскопараллельными пластинами, расположенными на расстоянии h – глубины канала, друг от друга. Особенностью рабочих участков являлось условие $h \ll L$, где L характерный размер щелевого канала в поперечном и продольном направлении. В данной работе первый, «большой», рабочий участок с отношением $h / L \approx 100$ использовался для изучения основных закономерностей крупномасштабного квазидвумерного движения в переходном и дальнем поле квазидвумерной турбулентной струи на масштабах много больших h . Второй, «малый», рабочий участок с отношением $h / L \approx 50$ проектировался и изготавливался специально для исследования трехмерной структуры квазидвумерной турбулентной струи и следа, а также для развития и апробации томографического PIV метода для исследования анизотропных турбулентных сдвиговых течений.

2.4.1. Общие элементы гидродинамического стенда

Эксперименты по исследованию квазидвумерных сдвиговых течений проводились на гидродинамическом стенде со сменными рабочими участками. Основой гидродинамического стенда являлся гидродинамический контур, конструкция и состав которого оставался неизменным для всех проводимых экспериментов. Гидродинамический контур (Рисунок 2.4.1)

представлял собой систему контроля расхода жидкости, систему термостабилизации рабочей жидкости, систему трубопроводов, двух баков: напорного и приемного, насоса и системы внесения внешнего возмущения. Для создания высокого динамического напора, при исследовании турбулентного режима течения, соответствующего числам $Re = 5 \cdot 10^4$ и выше, использовался насос марки Грундфос. Электродвигатель постоянного тока, подключённый к насосу через муфту, управлялся частотным преобразователем. При исследовании режимов течения, соответствующих меньшим числам $Re < 5 \cdot 10^4$, для создания динамического напора использовался бак постоянного уровня. Движение рабочей жидкости по контуру осуществлялась следующим образом. Рабочая жидкость из приемного бака при помощи насоса закачивалась в напорный бак, расположенный на высоте 5 метров. Конструкция напорного бака поддерживала постоянный уровень жидкости, тем самым обеспечивался низкий уровень возмущений в потоке. Далее рабочая жидкость из бака постоянного уровня через трубопровод поступала в систему контроля расхода жидкости. Система контроля жидкости, состоящая из регулятора расхода и двух ротаметров, большого и малого, подключенных последовательно, позволяла задавать и контролировать расход жидкости в широком диапазоне. Расход жидкости задавался и контролировался малым ротаметром для чисел Рейнольдса от $10^3 - 10^4$ и большим ротаметром для чисел Рейнольдса от $2 \cdot 10^4$ и выше. После системы ротаметров жидкость поступала в рабочий канал. Из рабочего канала жидкость поступала в приемный бак, в котором была установлена система термостабилизации. Система термостабилизации состояла из змеевика, термометра сопротивления, пи-регулятора, системы клапанов подачи охлаждающей жидкости – обратной воды. Данная система термостабилизации обеспечивала постоянную температуру рабочей жидкости с точностью 0,1 градуса.

Во всех сериях экспериментов для пространственного расположения измерительной системы использовались оптические направляющие компоненты фирмы Newport. Перемещение конструкции с измерительной системой осуществлялось при помощи трехкоординатного станка, установленного перед рабочим участком. Перемещение в горизонтальной плоскости осуществлялось при помощи перемещения рабочего стола, а перемещение в вертикальном направлении осуществлялось перемещением консоли станка. Шаг перемещения по двум направлениям в горизонтальной плоскости составлял 25 мкм, по третьему направлению в вертикальной плоскости составлял 50 мкм. Данная точность перемещения обеспечивала хорошую точность калибровки в томографических PIV экспериментах.

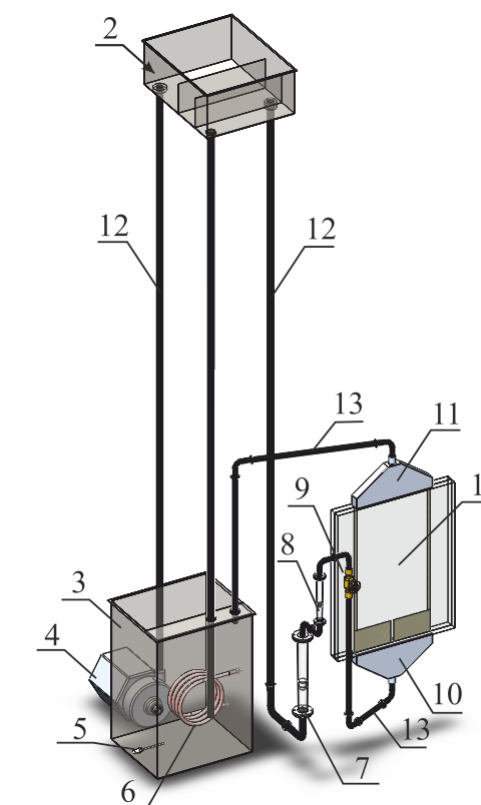


Рисунок 2.4.1. Гидродинамический стенд. 1 – Рабочий участок, 2 – бак верхнего уровня, 3 – приемный бак, 4 – насос, 5 – термометр сопротивления, 6 – змеевик, 7,8 – ротаметры, 9 – регулирующий вентиль, 10 – диффузор, 11 – конфузор, 12,13 – система трубопроводов.

Во всех проводимых экспериментах использовалась дистиллированная вода с полиамидными частицами в качестве трассеров. Полиамидные частицы «Dantec» имели высокую степень монодисперсности. Плотность трассеров 1.05 г/см^3 приблизительно равнялась плотности воды. Диаметр трассеров выбирался исходя из пространственного разрешения, необходимого в эксперименте. Обработка экспериментальных данных – мгновенных изображений частиц, расчет мгновенных полей скорости, полей концентрации, распределения пульсаций скорости, а также средних полей скорости проводился при помощи ПО «ActualFlow», разработка ИТ СО РАН.

2.4.2. Рабочий участок для исследования квазидвумерных турбулентных струй двухмерными методами измерения потоков

Рабочий участок состоял из прямоугольного щелевого канала с расположенным внутри соплом, распределителем жидкости, установленным на входе в канал и диффузором, установленным на выходе канала. Щелевой канал, образованный двумя плоскопараллельными пластинами из оптического стекла размером 800 мм на 800 мм и толщиной 40 мм, располагался

вертикально. Размеры рабочего канала и сопла определялись расположением вставок – пластин оргстекла толщиной 2,4 мм. В пространство между стеклянными пластинами были установлены четыре вставки, две по бокам канала и две на входе в канал. Вставки, расположенные по бокам, установленные параллельно друг другу, определяли ширину канала. Вставки, расположенные на входе в канал, установленные параллельно друг другу, определяли длину канала и ширину сопла. В результате рабочий канал имел следующие размеры: глубина 2,4 мм, ширина 480 мм, длина 640 мм (см. Рисунок 2.4.2). Сопло, сформированное прямоугольными вставками, представляло собой прямоугольный канал глубиной 2,4 мм, шириной 21 мм и длиной 150 мм. Для формирования равномерного потока жидкости на вход щелевого канала со стороны сопла устанавливался распределитель. Распределитель представлял собой прямоугольный канал, на торцах которого были установлены патрубки. Рабочая жидкость подавалась в патрубки распределителя, далее через перфорированную трубку поступала в распределитель и после – в сопло. Формирование выходного потока осуществлялось при помощи диффузора, установленного на выходе из щелевого канала. Диффузор с углом раскрытия 7 градусов, соединённый с выходной трубой, обеспечивал безотрывной поток на выходе из щелевого канала.

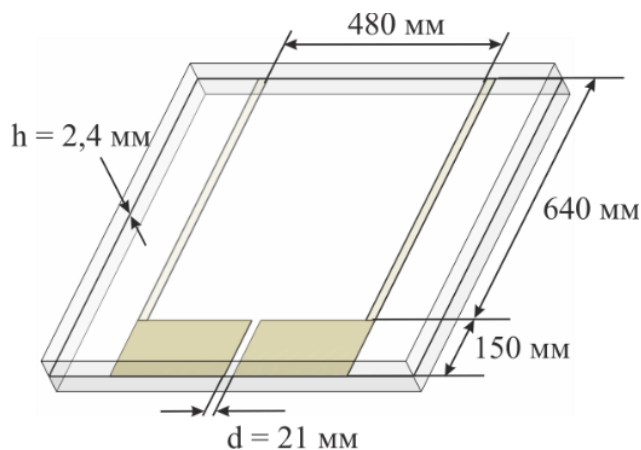


Рисунок 2.4.2. Схема рабочего участка для исследования квазидвумерных турбулентных струй двухмерными методами исследования потоков.

2.4.3. Рабочий участок для исследования квазидвумерных турбулентных струй трехмерными методами измерения потоков

Рабочий участок для исследования квазидвумерных турбулентных струй трехмерными методами измерения потоков проектировался и конструировался по аналогии с рабочим участком, описанным в Разделе 2.4.2, но имел меньшие характерные размеры. Рабочий участок состоял из прямоугольного щелевого канала со смотровыми оптическими окнами,

расположенными по боковым сторонам канала, конфузора и диффузора. Щелевой канал формировался плоскопараллельными оргстеклянными пластинами размером 307 мм на 270 мм и толщиной 20 мм. Глубина канала определялась толщиной вставок, установленных между оргстеклянными пластинами. Толщина вставок изготавливалась с точностью 50 мкм. В канал устанавливалось пять вставок: две на входе в щелевой канал, являлись образующими сопла, и три выходе из щелевого канала, установленные в углах канала и на оси. Вставка на оси канала имела малый размер и обтекаемую форму и не препятствовала потоку.

Сборка и монтаж элементов рабочего участка проводился на каркасе, состоящем из двух прямоугольных рамок, установленных на направляющих. Данная конструкция рабочего канала позволяла быстро изменять ширину сопла и глубину щелевого канала при помощи варьирования формы и толщины вставок. Эксперименты проводились с использованием вставок толщиной 2 мм и 4 мм, а также шириной сопла равной 10 мм и 4 мм. В работе использовались две формы вставок, позволяющие формировать сопло в виде прямоугольного канала и канала, спрофилированного по профилю Витошинского. Длина сопла для всех экспериментов была постоянной и равнялась 70 мм. В результате рабочий канал имел следующие размеры: глубина 2(4) мм, ширина 270 мм, длина 225 мм (см. Рисунок 2.4.3). Поток на входе в сопло формировался при помощи конфузора, спроектированного для безотрывного течения. На выходе щелевого канала устанавливался диффузор, который представлял собой прямоугольный канал с выходным патрубком. По боковым сторонам щелевого канала устанавливались смотровые оптические окна, которые позволяли ввести лазерное излучение в заданное сечение потока.

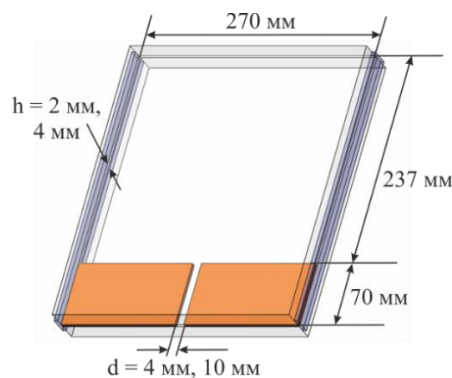


Рисунок 2.4.3. Схема рабочего участка для исследования квазидвумерных турбулентных струй трехмерными методами исследования потоков.

2.4.4. Рабочий участок для исследования квазидвумерных турбулентных следов

Рабочий участок для исследования гидродинамической структуры квазидвумерного следа представлял собой вертикально расположенный щелевой канал, внутри которого был установлен цилиндр. Щелевой канал формировался из двух оргстеклянных пластин длиной 555 мм, шириной 260 мм и толщиной 20 мм. Конфигурация рабочего канала определялась расположением и толщиной вставок, которые располагались по периметру щелевого канала. Некоторые из вставок могли заменяться оптическими окнами. В результате рабочий канал имел следующие размеры: ширина 200 мм, длина 520 мм и глубина 4 мм (см. Рисунок 2.4.4). Подача и отвод рабочей жидкости из рабочего канала производились через горизонтальный ряд отверстий, расположенных на одной из боковых стенок. В местах ввода и вывода рабочей жидкости были установлены распределители в виде прямоугольных каналов с патрубками. Для равномерного ввода рабочей жидкости в канал в месте расположения отверстий в боковой стенке устанавливалась решетка с ячейкой 2 мм×2 мм, после которой в канале устанавливался хонейкомб в виде прямоугольных каналов длиной 70 мм с поперечным сечением 3 мм×4 мм. Цилиндр диаметром 10 мм и толщиной 4 мм устанавливался по оси канала на расстоянии 140 мм от хонейкомба. Выход рабочей жидкости осуществлялся через отверстия на боковой стенке, расположенные на расстоянии 250 мм от центра цилиндра. Для ввода лазерного излучения в канал при проведении трехмерных измерений методом Томо-PIV на выходе из канала взамен вставки устанавливалось оптическое смотровое окно.

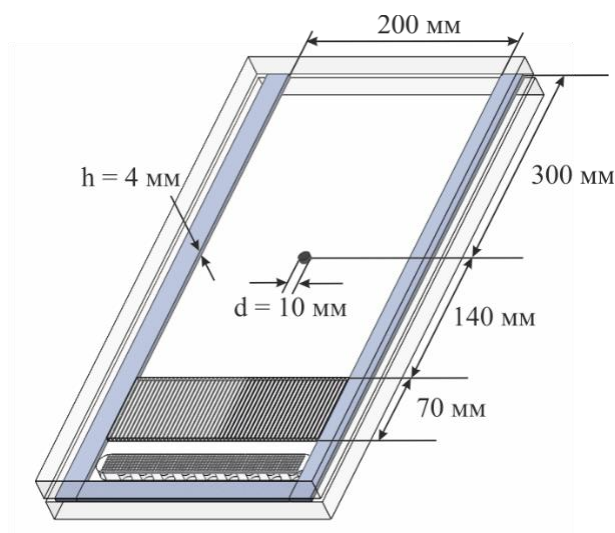


Рисунок 2.4.4. Схема рабочего участка для исследования квазидвумерных турбулентных следов.

2.5. Измерительные системы

Для измерений распределений скорости и полей концентрации в экспериментах, проводимых в данной работе, использовались следующие конфигурации измерительных систем:

– для измерения двух компонент скорости в выбранном сечении потока методом 2D-2C PIV использовались две системы. Первая измерительная система фирмы Dantec Dynamics, состоящая из КМОП камеры с разрешением 1360×1024 пикс., сдвоенного Nd: YAG лазера Solo New Wave с энергией в импульсе 50 мДж, длиной волны 532 нм, длительностью импульса 10 нс и максимальной частотой работы 7,5 Гц, а также синхронизирующего процессора фирмы Dantec Dynamics. Вторая измерительная система ПОЛИС, разработка Института теплофизики СО РАН, состояла из сдвоенного Nd: YAG лазера ПОЛИС с энергией в импульсе 50 мДж, длиной волны 532 нм, длительностью импульса 10 нс и максимальной частотой работы 4 Гц, ПЗС камеры ПОЛИС 8 бит с разрешением 1280×1024 пикс. и максимальной частотой съемки 10 кадров в секунду.

– Для исследования динамики крупномасштабных вихревых структур применялась двухкомпонентная PIV система с высоким временным разрешением Time Resolved PIV, позволяющая измерять две компоненты скорости в выбранном сечении потока с высоким временным разрешением, которая состояла из сдвоенного Nd: YAG лазера New wave Pegasus с энергией в импульсе 10 мДж, длиной волны 532 нм, длительностью импульса 10 нс и максимальной частотой работы 1 кГц и цифровой КМОП камеры PCO.1200 hs 10 бит с разрешением 1280×1024 пикс., при физическом размере пикселя 12 мкм и частотой съемки 500 кадров в секунду при максимальном разрешении.

– Высокоскоростная визуализация пространственной структуры течения на большом рабочем участке проводилось при помощи высокоскоростной PIV - PLIF системы, состоящей из высокоскоростного Nd: YAG лазера Photonix DM-532-100 с энергией в импульсе 10 мДж, длиной волны 532 нм, длительностью импульса 100 нс и максимальной частотой работы 10 кГц и высокоскоростной КМОП камеры Photron FASTCAM SA5 12 бит с разрешением 1024×1024 пикс., при физическом размере пикселя 20 мкм и максимальной частотой съемки 7 000 кадров в секунду.

– Измерение трехмерных распределений скорости в объеме потока проводилось при помощи Tomographic PIV системы ПОЛИС, в состав которой входило четыре идентичных цифровых ПЗС камер (8 бит, 1280×1024 пикс., 10 Гц) с объективами Nikkor с фокусным расстоянием 50 мм и максимальным относительным отверстием f/1.4D. Камеры устанавливались на маунты фирмы ПОЛИС, которые позволяли провести коррекцию Шаймпфлюга, сдвоенного

Nd: YAG лазера ПОЛИС с энергией в импульсе 50 мДж, длиной волны 532 нм, длительностью импульса 10 нс и максимальной частотой работы 8 Гц и синхронизирующего процессора ПОЛИС.

– Исследование трехмерной динамики вихревых структур проводилась с использованием высокоскоростной измерительной системы, состоящей из высокоскоростного сдвоенного импульсного лазера Photonix DM-532-DH-150 с энергией 15 мДж в импульсе, длиной волны 532 нм, длительностью импульса 100 нс и максимальной частотой работы 15 кГц., четырех высокоскоростных КМОП камер Photron FASTCAM SA5 с разрешением 1024×1024 пикс, размером пикселя 20 мкм, 12 бит и максимальной частотой съемки при полном разрешении 7 кГц с 3D адаптерами для коррекции Шаймпфлюга и синхронизатора Berkeley Nucleonics BNC 575.

– Для исследования трехмерной динамики вихревых структур в ближнем поле следа, образующегося при обтекании цилиндра, установленного в щелевой канал, применялась томографическая PIV система (Time Resolved Tomo-PIV), позволяющая измерять все компоненты скорости в выбранном объеме потока с высоким временным разрешением. Данная система основывалась на томографической PIV системе «ПОЛИС» с использованием сдвоенного Nd:YLF лазера New wave Pegasus с энергией в импульсе 10 мДж, длиной волны 527 нм, длительностью импульса 10 нс и максимальной частотой работы 1 кГц и четырех цифровых КМОП камер PCO.1200 hs 10 бит с разрешением 1280×1024 пикс., при физическом размере пикселя 12 мкм и частотой съемки 500 кадров в секунду при максимальном разрешении.

Выводы по Главе 2

Метод 2D PIV является бесконтактным, обладает широким динамическим диапазоном измеряемых скоростей, а также позволяет измерять пространственное распределение мгновенной скорости в потоке. Данные преимущества делают метод PIV наиболее подходящим для исследования динамики пространственных вихревых структур в квазидвумерных турбулентных сдвиговых течениях.

Метода PLIF обладает высоким пространственным разрешением и в случае использования скоростных компонент измерительной системы, позволит визуализировать пространственную динамику квазидвумерного турбулентного сдвигового течения на количественном уровне.

Оценки перемещения трассеров вне плоскости лазерного ножа в результате трехмерного движения не позволяет использовать стереоскопические PIV методы для исследования нормальной компоненты скорости к ограничивающим стенкам канала. В настоящее время метод Томо-PIV является наиболее развитым среди методов, позволяющих измерять трехмерное

трехкомпонентное распределение скорости в объеме потока. Скоростные конфигурации Томо-PIV измерительных систем широко применяются для исследования трехмерной динамики вихревых структур в нестационарных течениях в ведущих мировых научных центрах. Благодаря независимому смещению расчетных объемов в трех направлениях потока в Томо-PIV методе удастся разделить динамические диапазоны скоростей для каждой трех компонент скорости, что позволяет измерять малые скорости, направленные нормально к ограничивающим стенкам канала с высокой точностью.

Разработаны и спроектированы экспериментальные стенды позволяющие использовать оптические панорамные методы, такие как 2D PIV, PLIF и Томо-PIV, для измерения двухкомпонентных полей скорости, полей концентрации и трехкомпонентных распределений скорости в объеме потока. Используемые конфигурации измерительных систем обладают низким уровнем погрешности и обеспечивают высокое пространственное и временное разрешение.

Глава 3. Квазидвумерная ограниченная турбулентная струя. Двумерные измерения.

Проведенный анализ литературы в главе 1 показал, что главной особенностью квазидвумерных сдвиговых течений являются двумерные крупномасштабные вихревые структуры (ДКВС). В лабораторных экспериментах ДКВС были зафиксированы при помощи методов визуализации в работах [46,47,53,54,151–153]. Визуализация течения показывает, что вниз по потоку происходит увеличение горизонтального масштаба ДКВС. В результате этого горизонтальный масштаб ДКВС может превышать глубину канала (высоту слоя жидкости) h на два порядка. Рост горизонтального масштаба происходит вследствие проявления свойств квазидвумерной турбулентности и ограничения механизма растяжения вихревых трубок, обеспечивающего переход к трехмерной турбулентности. Проявления свойств квазидвумерной турбулентности согласно теории двумерной турбулентности Крайчнана приводит к переносу энергии от масштаба накачки в сторону больших масштабов – так называемый обратный каскад энергии. А ограничение механизма растяжения вихревых трубок на масштабе h обеспечивает устойчивость квазидвумерной вихревой структуры при переходе на большие, чем h , масштабы. В отличие от трехмерного случая, в котором после нескольких актов слияния когерентных вихревых структур (3-4 раза), вихревые структуры разрушаются вследствие развития трехмерной азимутальной неустойчивости. В работе [153] было показано, что рост масштаба обусловлен процессом слияния вихревых структур, который повторяется неоднократно и наблюдается в широком диапазоне масштабов вихревых структур, а также за счет вовлечения внешней жидкости. Основным ограничением роста масштаба ДКВС является сила трения на ограничивающих поверхностях, обеспечивающая диссипацию энергии на больших масштабах. Формирование и рост масштаба ДКВС зависит от ряда параметров: толщины слоя жидкости, соотношения толщины слоя жидкости к ширине сопла, числа Re , от ограничивающих поверхностей и их шероховатости, а также наличия свободной поверхности. Например, при уменьшении толщины слоя жидкости увеличивается рост масштаба ДКВС [153]. Хорошо известно, что ДКВС играют важную роль в процессах перемешивания и переноса массы, импульса и энергии [154].

Имеющиеся экспериментальные данные по исследованию пространственных характеристик ДКВС получены при помощи одноточечных методов исследования потоков, которые не позволяют на количественном уровне анализировать пространственные и временные масштабы течения [47,152–154], а имеющиеся данные о пространственных характеристиках малочисленны и основаны на визуализации течения экспериментальных данных с низким пространственным и временным разрешением [52,155,156] в небольшом диапазоне чисел Re .

Кроме того, большинство работ по исследованию ДКВС были проведены в условиях со свободной поверхностью, что не позволяло проводить исследования при меньших толщинах слоя жидкости и высоких скоростях потока, которые реализуются в энергетических приложениях. Поэтому остается неисследованным ряд вопросов, связанных с крупномасштабной динамикой ДКВС, определяющей мгновенные процессы переноса и вовлечения жидкости, с процессами взаимодействия и объединения вихревых структур, а также степени реализации квазидвумерной турбулентности в ограниченных турбулентных сдвиговых течениях. Неизученным остается вопрос о связи между динамикой ДКВС и меандрированием квазидвумерной струи. Кроме этого, в численных работах [35,55,58,153,157,158], в которых учитывалось влияние придонного трения на распространение квазидвумерной турбулентной струи, было показано, что скорость на оси струи и полуширина струи имеют экспоненциальные зависимости. В экспериментальных работах [35] ($h/D = 1$), [153] (случай $h/D = 4$) и [55] ($h/D = 0,11$) наблюдались подобные экспоненциальные зависимости. В экспериментальных работах [29,52,153,159,160] по исследованию ограниченных квазидвумерных турбулентных струй при $h/D > 1$ наблюдаются зависимости, характерные для плоских турбулентных струй, т.е. линейное расширение струи и зависимость « $x^{-1/2}$ » для осевой скорости. Данные различия указывают на зависимость распространения квазидвумерной турбулентной струи от соотношения h/D . Таким образом, влияние придонного трения на гидродинамическую структуру квазидвумерной турбулентной струи требует дальнейшего исследования.

Для исследования динамики крупномасштабных вихревых структур проводились серии экспериментов при помощи панорамных методов исследования потоков PIV и PLIF высокого пространственного и временного разрешения в диапазоне значений h/D от 0,11 до 0,4. Исследование влияния масштабных эффектов на гидродинамическую структуру квазидвумерной турбулентной струи проводились на двух рабочих участках, относящихся к двум различным диапазонам масштабов.

3.1. Методика и параметры измерений

Экспериментальные исследования проводились на рабочем участке, описанном в пункте 2.5 главы 2, при помощи методов PLIF и PIV высокого временного разрешения. Использовалась измерительная система на основе высокоскоростного Nd: YAG лазера Photonix DM-532-100 и высокоскоростной CMOS камеры Photron FASTCAM SA5 с объективом Nikon Micro Nikkor. Взаимное расположение камеры и лазера представлены на Рисунке 3.1.1, угол между оптической осью камеры и плоскостью лазерного ножа (измерительной плоскостью) составлял 90 градусов.

Синхронизация работы камеры и лазера осуществлялась через ПО Photron FASTCAM Viewer, которое генерировало внешний TTL-сигнал для запуска лазера. Лазерный нож формировался при помощи оптической насадки с углом раскрытия 33 градуса. Толщина лазерного ножа составляла около 1 мм, примерно половина толщины канала $h=2,4$ мм, являлась толщиной усреднения данных по глубине канала. Лазерный нож проходил по средней плоскости канала, равноудаленной от передней и задней стенки канала. Положение лазерного ножа выставлялось на основании отражения лазерного ножа от трапецевидной вставки с малым углом. Экспозиция камеры равнялась значению обратной частоте скорости съемки. Время регистрации трассеров определялось временем излучения лазера, которое было порядка 100 наносекунд. Продолжительность временной реализации ограничивалось внутренней памятью высокоскоростной камеры и определялось размером изображения и частотой съемки.

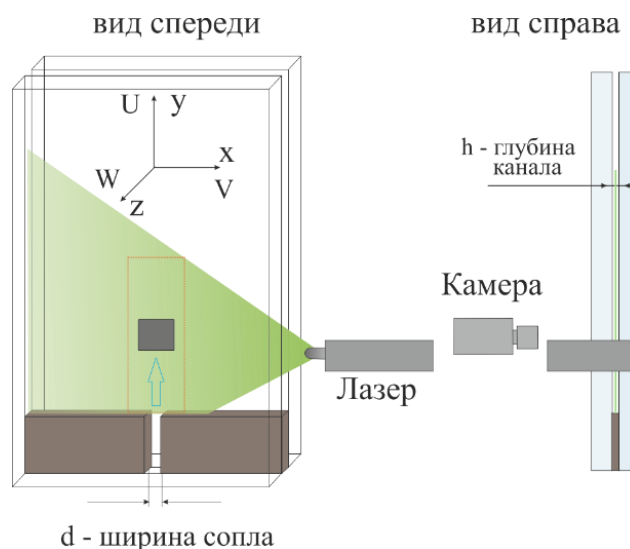


Рисунок 3.1.1. Схема установки и расположения измерительной аппаратуры.

Прямоугольная измерительная область (ИО) размером $242 \times 326 \text{ мм}^2$ (1024×760 пикс²) располагалась в средней плоскости канала на оси струи и распространялась от сопла до $\sim 15 D$. Размер и расположение ИО в PLIF-экспериментах и PIV-экспериментах были идентичны. Параметры экспериментов приведены в Таблице 3.1. Частота съемки f_{rec} варьировалась в зависимости от числа Re . Время между изображениями трассеров dt было обратно пропорционально частоте съемки. Эксперименты проводились в широком диапазоне чисел Re . Число Рейнольдса было построено по двойной глубине канала h , среднерасходной скорости на выходе из сопла U_0 и кинематической вязкости ν и равнялось $Re = 2hU_0/\nu$. Температура рабочей жидкости (дистиллированная вода) поддерживалась постоянной и равной 24 C° . В результате проведения серии экспериментов было получено $N_{img} = 14\,711$ изображений для каждого числа Re .

Таблица 3.1. Характеристики измерительной системы и исследуемые режимы течения.

Re	h , мм	D , мм	метод	f_{rec} , Гц	dt , мкс	dt_{avr} , мкс	N_{img} шт.	Q_{fl} , мл/мин	U_{avr} , м/с	T , °C
2000	2,4	21	PIV, PLIF	2000	500	0,1	14 711	10	0,4	24
5000	2,4	21	PIV	3000	333	0,1	14 711		1,02	24
5000	2,4	21	PLIF	5000	200	0,1	14 711	27	1,02	24
10000	2,4	21	PIV	5000	200	0,1	14 711		2,04	24
10000	2,4	21	PLIF	8400	119	0,1	14 711	55	2,04	24
20000	2,4	21	PIV, PLIF	8400	119	0,1	14 711	110	4,08	24

3.2. Высокоскоростная визуализация методом PLIF

Исследование пространственной динамики течения квазидвумерной турбулентной струи проводилось в широком диапазоне чисел Re при помощи высокоскоростной визуализации. Для визуализации течения использовался метод PLIF, описанный в главе 2. Разделение длины волны излучения лазера и длины волны эмиссии флуорофора осуществлялось при помощи оранжевого светофильтра, установленного на объектив камеры, с характеристикой, представленной на Рисунке 3.2.1.

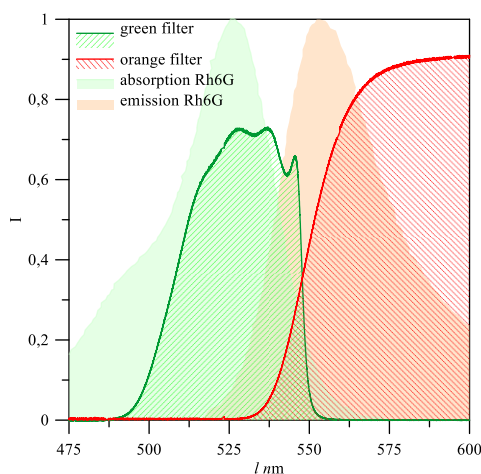


Рисунок 3.2.1. Характеристики оптических фильтров.

Визуализация пространственной структуры слоёв смешения проводилась при помощи ввода водного раствора флуоресцентного красителя (Родамин 6Ж) в пограничные слои, формирующиеся на границах сопла. Раствор красителя в концентрации 12 мг/л подавался в сопло через два плоских капилляра прямоугольного сечения 0,15x1,5 мм, расположенных по боковым сторонам сопла таким образом, что краситель окрашивал только слои смешения струи. Расход красителя Q_{fl} (Таблица 3.1) в капилляре устанавливался из расчета сопряжения скоростей внутри

сопла и на выходе из капилляра. Подача красителя осуществлялась при помощи шприцевого насоса, к которому через тройник были подключены капилляры. Для обеспечения равных скоростей красителя на выходе из капилляров, параметры капилляров и линия подачи красителей были идентичными, что обеспечивало одинаковую скорость на выходе из капилляров. Конфигурация измерительной системы представлена на Рисунке 3.1.1. Измерительная система запускалась после включения шприцевого насоса в момент поступления красителя в рабочий канал. Обработка последовательностей мгновенных изображений распределений красителя, регистрируемых PLIF методом, проводилась в программе «ImageJ». Пространственное разрешение в PLIF экспериментах равнялось 0,31 мм/пикс.

3.2.1. Результаты высокоскоростной визуализации методом PLIF

На Рисунке 3.2.2 представлены характерные мгновенные картины течения, полученные методом PLIF для турбулентного режима течения. Данный способ визуализации позволяет выделить слои смешения и ядро струи. С увеличением скорости истечения струи в контурах слоев смешения отчетливо проявляется мгновенная структура течения за счет формирования когерентных вихревых структур. Мгновенная картина слоя смешения представляет собой последовательность крупномасштабных квазидвумерных вихревых структур, расположенных в порядке увеличения масштаба (Рисунок 3.2.2 в, $Re=20\ 000$). Характерный масштаб когерентных вихревых структур на разных расстояниях вниз по потоку можно определить по размеру ячейки сетки $1\ D \times 1\ D$ или $10\ h \times 10\ h$, наложенной на изображения. Вниз по потоку масштаб вихревых структур достигает порядка $40\ h$, что характеризует их как квазидвумерные.

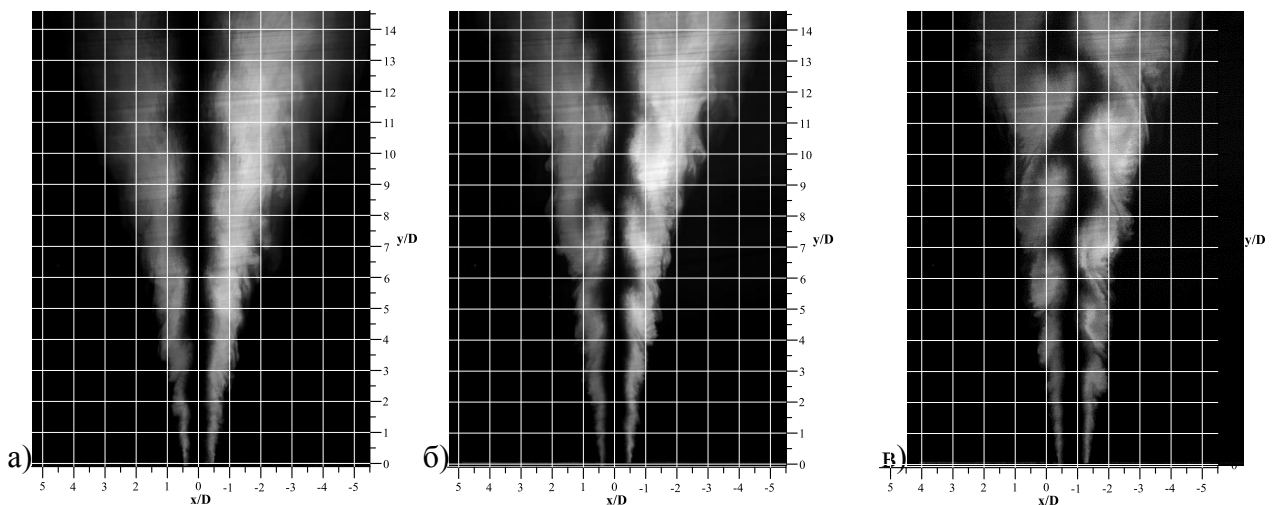


Рисунок 3.2.2. Мгновенные распределения красителя а) $Re = 5\ 000$, б) $Re = 10\ 000$, в) $Re = 20\ 000$.

Рассмотрим мгновенную структуру течения более детально для числа $Re = 20\,000$. На Рисунке 3.2.3 представлены две мгновенные картины распределения флуорофора, полученные при истечении струи с красителем в воду (Рисунок 3.2.3 а) и истечении водной струи в раствор красителя (Рисунок 3.2.3 б). Данные мгновенные картины флуорофора демонстрируют три характерные особенности структуры течения квазидвумерной турбулентной струи. Мгновенное распределение флуорофора указывает на наличие квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур, которые формируются в слоях смешения струи вследствие развития сдвиговой неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и увеличивают свой горизонтальный масштаб вниз по потоку. На рисунке данные структуры представлены в виде последовательных увеличивающихся областей флуорофора в слое смешения, которые по виду подобны вихревым структурам, наблюдаемым в плоских слоях смешения [161]. Крупномасштабные квазидвумерные когерентные вихревые структуры также наблюдались во множестве лабораторных экспериментов, представленных в работах [47,51–53,153,154,162]. Наличие таких структур – первая особенность распространения турбулентной струи в щелевом зазоре.

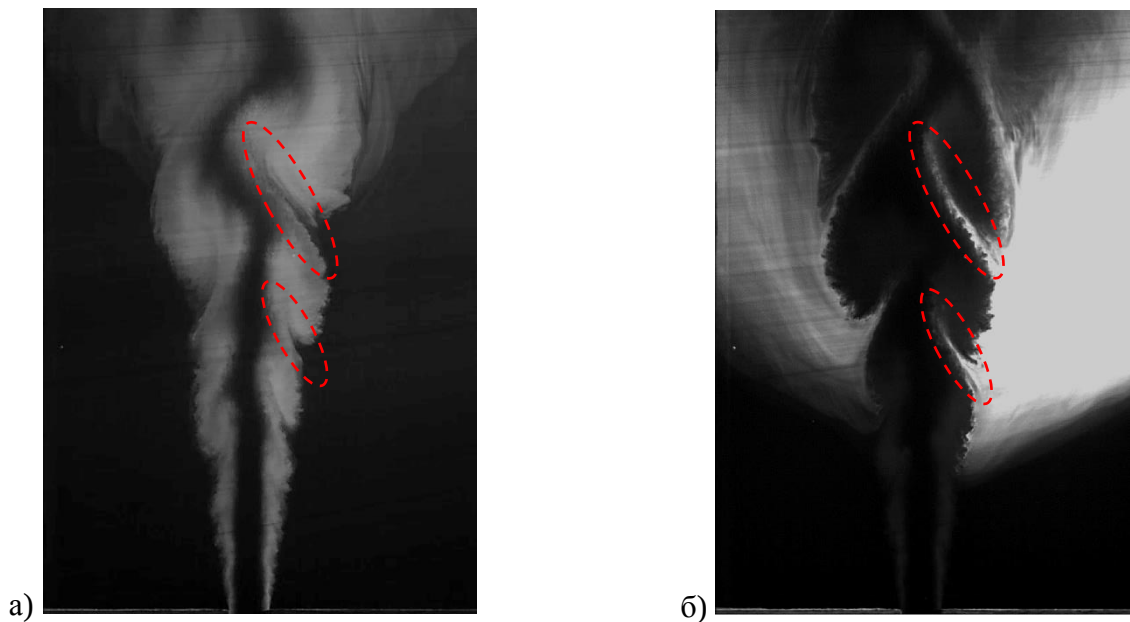


Рисунок 3.2.3. Мгновенные распределения красителя а) флуорофор в воде, б) вода в флуорофоре $Re = 20\,000$.

Вторая особенность это – меандрирование ядра струи, которое является следствием развития вниз по потоку крупномасштабных квазидвумерных когерентных вихревых структур. Меандрирование, колебательное поведение ядра струи, сопровождающееся увеличивающейся амплитудой колебания вниз по потоку, представлено неокрашенной жидкостью между окрашенными слоями смешения струи (Рисунок 3.2.3 а). Меандрирование струи, характер которого зависит от отношения h/D , наблюдалось в ряде работ [52,153,154]. Третья особенность – продольные структуры, – вихревые жгуты, визуализирующиеся как темные полосы

неокрашенной жидкости в области между крупномасштабными квазидвумерными вихревыми структурами, заполненной флуорофором (Рисунок 3.2.3 а), либо светлые полосы, представляющие собой раствор флуорофора в чистой жидкости (Рисунок 3.2.3 б), обозначенные красной пунктирной линией. Мгновенные картины течения, полученные при истечении чистой жидкости в раствор флуорофора, дают представление о характерных масштабах продольных структур (Рисунок 3.2.3 б). Продольные структуры относятся к трехмерной структуре потока и имеют поперечный размер порядка толщины канала h , при этом линейный размер намного превышает толщину канала, при этом он находится в зависимости от масштаба близлежащей квазидвумерной крупномасштабной вихревой структуры и увеличивается вниз по потоку. Продольные структуры ранее не упоминались в литературе. Таким образом, высокоскоростная PLIF визуализация позволила впервые зарегистрировать продольные структуры с масштабом, намного превышающим глубину канала. Наличие продольных структур в дальнем поле квазидвумерной турбулентной струи указывает на трехмерный характер течения, что зачастую не учитывается при построении численных моделей смешения и тепломассопереноса.

Динамика течения квазидвумерной турбулентной струи зависит от развития и дальнейшего взаимодействия сдвиговых вихревых структур, формирующихся в слоях смешения струи. Метод лазерно-индуцированной флуоресценции позволил проанализировать ее с использованием временных последовательностей мгновенных распределений интенсивности свечения флуорофора в потоке. На Рисунке 3.2.4 представлены два ряда последовательных мгновенных картин красителя, демонстрирующих два сценария развития течения. На Рисунке 3.2.4 (сверху) представлен несимметричный сценарий развития когерентных вихревых структур в слоях смешения. Подобный сценарий хорошо известен в трехмерных струях и соответствует развитию синусоидальной моды неустойчивости. Реализация несимметричного сценария приводит к формированию структуры течения квазидвумерной струи, в которой вихревые структуры, вращающиеся в противоположных направлениях, двигаются поочередно слева и справа от оси струи и выстраиваются в шахматном порядке. Шахматное распространение вихревых структур определяет порядок их слияния в слоях смешения и, соответственно, поочередное увеличение масштаба. В результате в структуре течения формируется вихревая дорожка, состоящая из чередующихся квазидвумерных вихревых структур, масштаб которых увеличивается вниз по потоку. Поочередное формирование и увеличение масштаба вихревых структур способствует все большему поперечному отклонению квазидвумерной струи, что в свою очередь приводит к увеличению скорости увлекаемой внешней жидкости, и, как следствие, еще большему увеличению масштаба вихревых структур вниз по потоку. На Рисунке 3.2.4 (снизу) представлен симметричный сценарий развития когерентных вихревых структур в слоях смешения, данный сценарий соответствует варикозной моде неустойчивости, подобной

наблюдаемым в трехмерных струях. Реализация симметричного сценария приводит к формированию вихревых структур параллельно друг другу в поперечном сечении, при котором вихревые структуры располагаются друг напротив друга. Симметричный сценарий формирования вихревых структур, так же, как и в случае несимметричного, определяет порядок слияния вихревых структур в слоях смешения, что соответствует синхронному увеличению масштаба вихревых структур вниз по потоку.

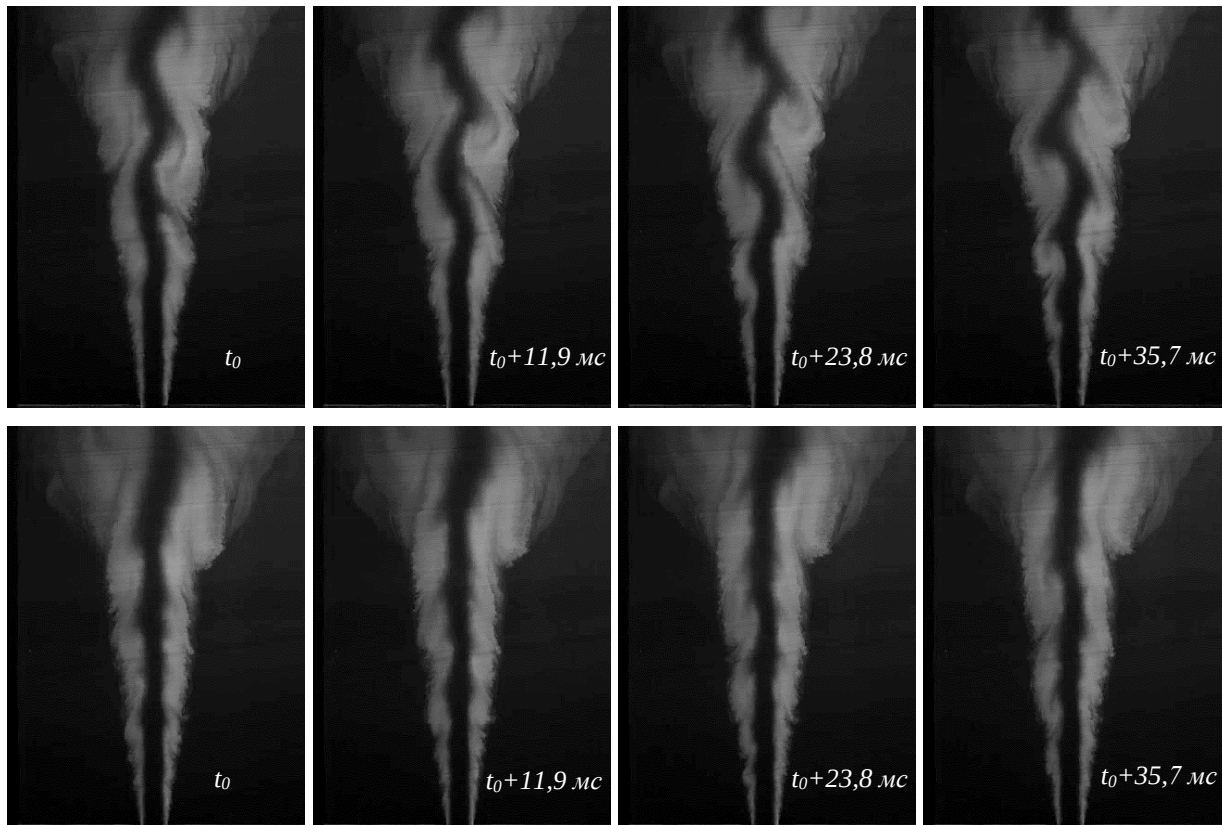


Рисунок 3.2.4. Мгновенные распределения интенсивности свечения флуорофора (представление с интервалом 11,9 мс), соответствующие синусоидальной моде (верхняя строка) и варикозной моде (нижняя строка). Число $Re = 20\,000$.

Однако в случае параллельного распространения вихревых структур сильного увеличения масштаба вихревых структур вниз по потоку не наблюдается, что обусловлено отсутствием растущего вовлечения жидкости вниз по потоку, обусловленного сильными поперечными колебаниями квазидвумерной струи. В отсутствие роста поперечного отклонения квазидвумерной струи количество вовлекаемой внешней жидкости в струю уменьшается, и, как следствие, уменьшается и рост масштаба вихревых структур вниз по потоку. Это подтверждает прямое сравнение размеров окрашенных слоев смешения, соответствующих несимметричному (верхняя строка) и симметричному (нижняя строка) сценариям развития вихревых структур. Таким образом, несимметричный сценарий развития вихревых структур, по сравнению с симметричным, в результате формирования увеличивающегося поперечного отклонения

квазидвумерной струи приводит к большему количеству вовлекаемой внешней жидкости в квазидвумерную струю и, как следствие, увеличению роста масштаба вихревых структур вниз по потоку. Отсутствие поперечного колебания струи приводит к уменьшению увлечения внешней жидкости, что в свою очередь приводит к еще большему уменьшению скорости роста вихревых структур.

Меандрирование квазидвумерной турбулентной струи – периодическое отклонение основного струйного течения из стороны в сторону от его оси (основного направления течения). Основываясь на визуализации потока, можно сделать вывод, что меандрирование квазидвумерной турбулентной струи связано с реализацией несимметричного сценария развития вихревых структур. Высокоскоростная визуализация течения позволила обнаружить ранее ненаблюдаемое явление – модуляцию амплитуды меандрирования струи - . периодического полного или частичного исчезновения меандрирования (колебаний) квазидвумерной турбулентной струи. Исчезновение меандрирования происходит в результате смены сценария развития вихревых структур, например после несимметричного сценария развития вихревых структур спонтанно происходит переход к симметричному сценарию, обусловленному подавлением или исчезновением меандрирования вследствие формирования режима с параллельным движением вихревых структур. Смена сценариев развития вихревых структур демонстрируется на двух наборах мгновенных картин красителя, представляющих собой кадры одной временной реализации в разные моменты времени (Рисунок 3.2.4). Синусоидальная мода является наиболее неустойчивой для квазидвумерной турбулентной струи [61,63,163,164]. Различные внешние возмущения могут приводить к краткосрочной смене режима, однако всегда имеет место возврат к режиму с синусоидальной модой. Модуляция амплитуды меандрирования и периодическая смена режимов течения струи имеют важное значение в переносе примесей [64,164,165].

3.3. Результаты 2D PIV измерений с высоким временным разрешением.

Для получения и анализа количественных экспериментальных данных проводились измерения мгновенных полей скорости при помощи PIV метода. PIV измерения проводились в одной измерительной области. Расчет мгновенных полей скорости проводился по предобработанным изображениям частиц при помощи итерационного алгоритма с двумя итерациями, переразбиением расчетной области и перекрытием расчетных областей. Параметры измерений и обработки в PIV экспериментах представлены в Таблице 3.2.

Таблица 3.2. Параметры измерений и обработки в PIV экспериментах.

Re	h/D	Δt (мкс)	$f(F_u)$ <i>съёмки</i>	Расчет. ячейка (пикс. ²)	x (мм) на вектор	N полей	Разм. изо. (пикс. ²)	Разм. изо. (мм ²)	Режим съёмки
5 000	0,11	1332	750	64x64, 32x32 2 итер. 75%	2,5	3678	760×1024	241,82×325,82	1 кадр.
10 000	0,11	800	1250	64x64, 32x32 2 итер. 75%	2,5	3678	760×1024	241,82×325,82	1 кадр.
20 000	0,11	476	2100	32x32, 16x16 2 итер. 50%	2,5	3251	760×1024	241,82×325,82	1 кадр.

Характерная картина течения квазидвумерной турбулентной струи представлена на Рисунке 3.3.1 в виде изображений треков трассеров, полученных путем наложения 50 их мгновенных последовательных изображений. Треки позволяют визуализировать вихревые структуры в потоке и проанализировать процесс их слияния. Изображения наглядно демонстрируют структуру квазидвумерной турбулентной струи. Так, непрерывные треки в центральной области потока указывают на высокоскоростное расширяющееся струйное течение, которое вниз по потоку приобретает волнообразный характер. На границах струйного течения идентифицируются вихревые структуры, представляющие собой совокупность изогнутых треков, расположенных по вложенным друг в друга круговым орбитам. Вниз по потоку диаметр круговых орбит увеличивается, а длина треков уменьшается, что указывает на увеличение масштаба вихревых структур и уменьшение скорости их вращения. Вихревые структуры движутся в пространстве между ограничивающими стенками канала, их оси ориентированы нормально к стенкам канала. Анализ последовательности изображений треков показал, что вихревые структуры движутся по границам струи и вращаются в противоположные стороны. Максимальный масштаб вихревых структур составляет порядка $4D$ или $40h$, что указывает на квазидвумерную топологию структур. Наличие пересекающихся треков на границах вихревых структур свидетельствует о трехмерном характере течения. Последовательности трековых картин позволили исследовать один из механизмов увеличения масштаба квазидвумерных вихревых структур. Увеличение масштаба вихря происходит за счет объединения двухдвигающихся друг за другом вихревых структур меньшего масштаба. При этом процесс объединения квазидвумерных вихревых структур отличается от трехмерных струй и плоских слоев смешения [166,167]. Процесс слияния двух примерно равных по масштабам вихревых структур иллюстрирует серия изображений, представленных на Рисунке 3.3.1. Для наглядности центры вихревых структур обозначены красными точками. Во время слияния нижняя вихревая структура принимает удлинённую форму (Рисунок 3.3.1 а).

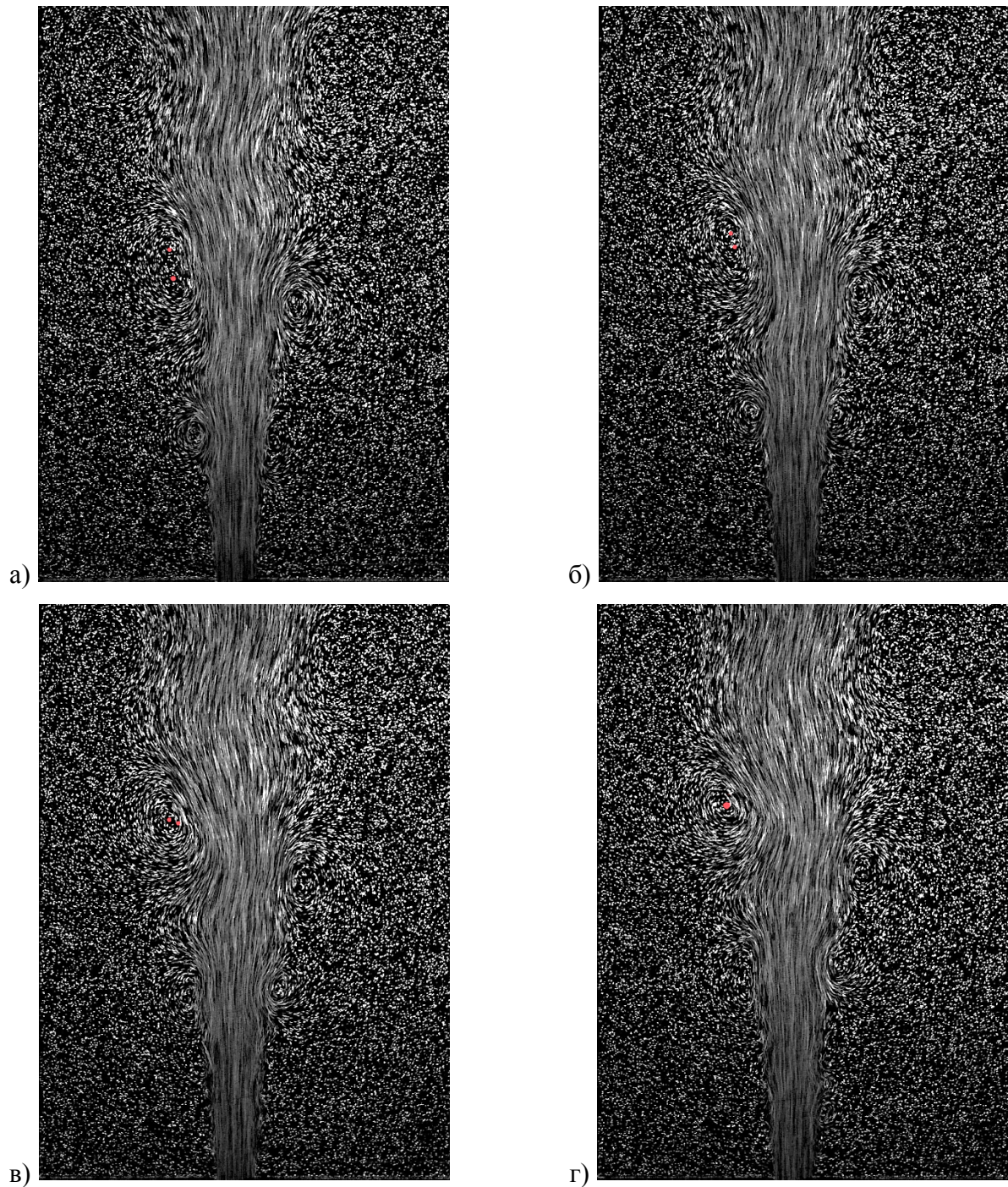


Рисунок 3.3.1. Представлены 4 последовательных изображения треков с интервалом 8,33 мс. Каждое изображение получено путем осреднения 50 мгновенных изображений трассеров. Число $Re = 20\,000$.

Далее центр догоняющей вихревой структуры сближается с верхней (Рисунок 3.3.1 б), двигаясь к центру верхней вихревой структуры (Рисунок 3.3.1 в), полностью сливается с ней (Рисунок 3.3.1 г). Таким образом, процесс слияния квазидвумерных вихревых структур отличается от трехмерного случая, в котором слияние вихревых структур происходит симметрично в результате вращения вокруг общей оси [166,167]. Схожий процесс слияния ранее был описан в ограниченных струях со свободной поверхностью [153].

Дальнейший анализ течения квазидвумерной турбулентной струи проводился на основе мгновенных полей скорости, которые были рассчитаны по последовательным изображениям трассеров, полученным при помощи метода PIV с высоким временным разрешением. Для визуализации нестационарной картины течения и идентификации вихревых структур использовались векторные поля скорости, линии тока и Q^{2D} критерий, рассчитанный по двухкомпонентным мгновенным полям скорости. Q – критерий, основанный на положительном значении второго инварианта тензора градиента скорости $\nabla \mathbf{u}$, был предложен в работе [168]. Значения Q представляют собой локальный баланс между скоростью деформации сдвига и значением завихренности, а положительное значение Q означает превышение завихренности над скоростью деформации сдвига. Второй инвариант Q определяется как:

$$Q \equiv \frac{1}{2}(u_{i,i}^2 - u_{i,j}u_{j,i}) = -\frac{1}{2}u_{i,j}u_{j,i} = -\frac{1}{2}(\|S\|^2 - \|\Omega\|^2) \quad (3.3.1)$$

где $\|S\| = [tr(SS^t)]^{1/2}$, а $\|\Omega\| = [tr(\Omega\Omega^t)]^{1/2}$ – являются симметричной и антисимметричной частью тензора градиента скорости, которые можно переписать в тензорном виде как:

$$\begin{aligned} S_{i,j} &= \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \\ \Omega_{i,j} &= \frac{1}{2}(u_{i,j} - u_{j,i}) \end{aligned} \quad (3.3.2)$$

На Рисунке 3.3.2 представлена последовательность мгновенных векторных полей скорости с линиями тока, соответствующая последовательности изображений треков, представленных на Рисунке 3.3.1. Представлено 6 векторных полей мгновенной скорости с интервалом 25 полей, что соответствует интервалу времени 2,98 мс. Векторы скорости имеют цвет на рисунке, соответствующий цвету модуля скорости, рассчитанного по нормированным значениям продольной и поперечной компоненты скорости. Нормирование проводилось на значение среднерасходной скорости U_q . Линии тока нанесены для выделения движения вихревых структур. Визуализация течения в виде мгновенных векторных полей и мгновенных линий тока наглядно демонстрирует динамику квазидвумерной турбулентной струи и вихревых структур, развивающихся в слоях смешения. Структура квазидвумерной турбулентной струи представляет собой меандрирующее струйное течение, на границах которого в шахматном порядке расположены крупномасштабные квазидвумерные вихревые структуры. Для наглядного описания процесса слияния вихревых структур вихревые структуры были пронумерованы. На Рисунке 3.3.2 в левом слое смешения по замкнутым линиям тока можно выделить три вихревые структуры. Нумерация 1, 2, 3 присвоена вихревым структурам, участвующим в процессе слияния. Вихревая структура, обозначенная номером 3, появляется в процессе формирования.

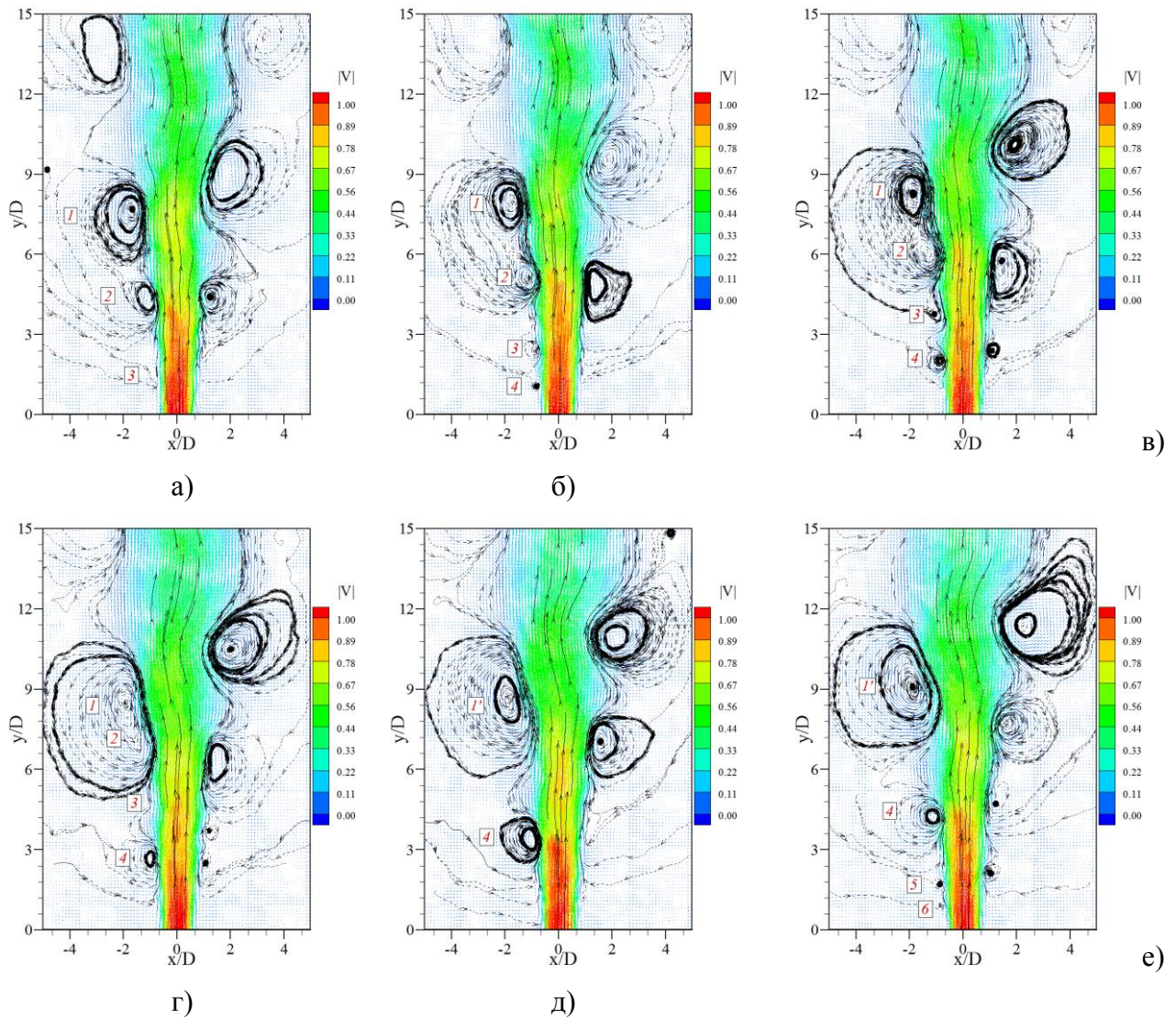


Рисунок 3.3.2. Визуализация процесса слияния вихревых структур. Последовательность векторных полей скорости с линиями тока с интервалом 2,975 мс для числа $Re = 20\,000$.

Процесс слияния начинается с момента сближения двух вихревых структур 1 и 2 на расстояние порядка диаметра вихревой структуры. В результате сближения структур 1 и 2 вокруг них формируется общее замкнутое течение, визуализированное полем замкнутых линий тока (Рисунок 3.3.2 б). В поле замкнутых линий тока центры вихревых структур начинают сближаться (Рисунок 3.3.2 в). При сближении и слиянии структур, структура 2 деформируется и теряет свою индивидуальность (Рисунок 3.3.2 г). В результате слияния образуется новая вихревая структура 1' большего масштаба, которая движется вниз по потоку (Рисунки 3.3.2 д-е). Динамика структур 3 и 4 демонстрирует разные сценарии развития. Масштаб структуры 3 в результате движения практически не изменяется, в итоге структура поглощается потоком и не визуализируется (Рисунок 3.3.2 г). Структура 4 имеет другой сценарий развития. В результате увлечения внешней жидкости ее масштаб значительно возрастает вниз по потоку. Процесс формирования вихревых структур является квазирегулярным, о чем свидетельствуют структуры 5 и 6 (Рисунок 3.3.2 е).

Динамика вихревых структур в правом слое смешения демонстрирует процесс слияния для более крупных вихревых структур, начинающийся с их сближения (Рисунок 3.3.2 д), занимает более длительный период времени.

Анализ динамики вихревых структур проводился по распределениям Q^{2D} критерия, рассчитанного по мгновенным векторным полям скорости. Области с ненулевыми значениями Q^{2D} критерия указывают на наличие вихревых структур и их положение в потоке. Как видно на Рисунке 3.3.3 Q критерий позволяет идентифицировать вихревые структуры меньшего масштаба вблизи сопла.

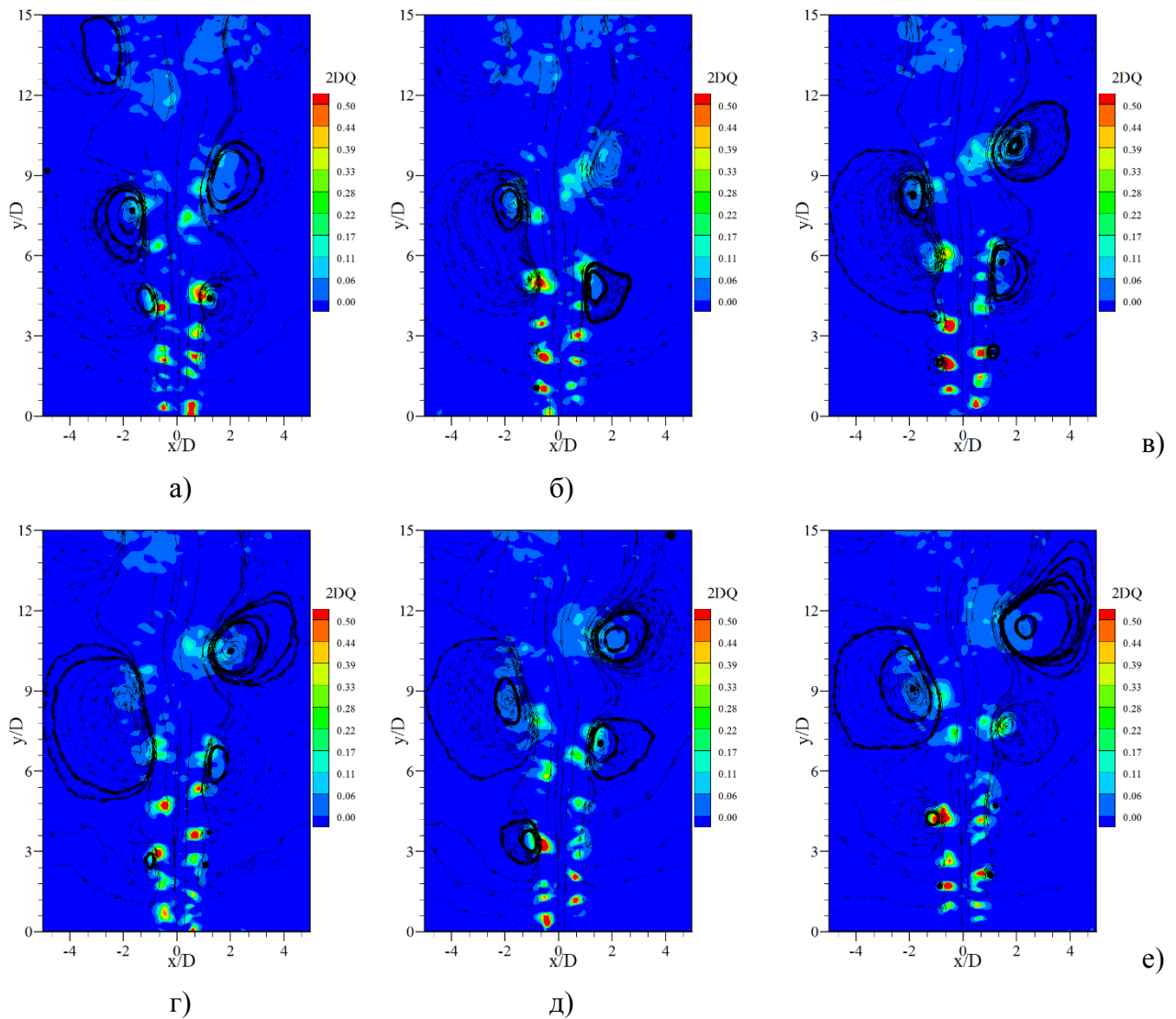


Рисунок 3.3.3. Визуализация вихревых структур Q^{2D} критерия. Распределения Q^{2D} критерия для последовательности векторных полей скорости, показанных на Рисунке 3.3.2.

Анализ динамики вихревых структур, проведенный по серии распределений Q^{2D} критерия, показал, что рост вихревых структур на начальном участке происходит за счет слияния вихревых структур меньшего масштаба. Вниз по потоку количество актов объединения вихревых структур уменьшается. С увеличением масштаба вихревых структур их интенсивность падает.

Максимальные значения Q^{2D} не совпадают с центрами структур, определенными по замкнутым линиям тока. Максимумы значений Q критерия расположены ближе к оси струи. Аналогичное «расслоение» положений центров вихревых структур и минимумов поля давления для квазидвумерной турбулентной струи было показано в работе [169]. Влияние движения крупномасштабных вихревых структур на распределение продольной скорости представлено на Рисунке 3.3.4. Прохождение вихревой структуры сопровождается локальными крупномасштабными областями низкоскоростного опускного течения. Масштаб опускного течения - порядка ширины струйного потока. Объединение вихревых структур сопровождается увеличением области опускного течения, что приводит к интенсификации увлечения внешней жидкости в струю. Движение вихревых структур отражается на распределениях скорости в центре струи. Прохождение двух вихревых структур с разных сторон от оси струи сопровождается появлением областей локального ускоренного течения в струе.

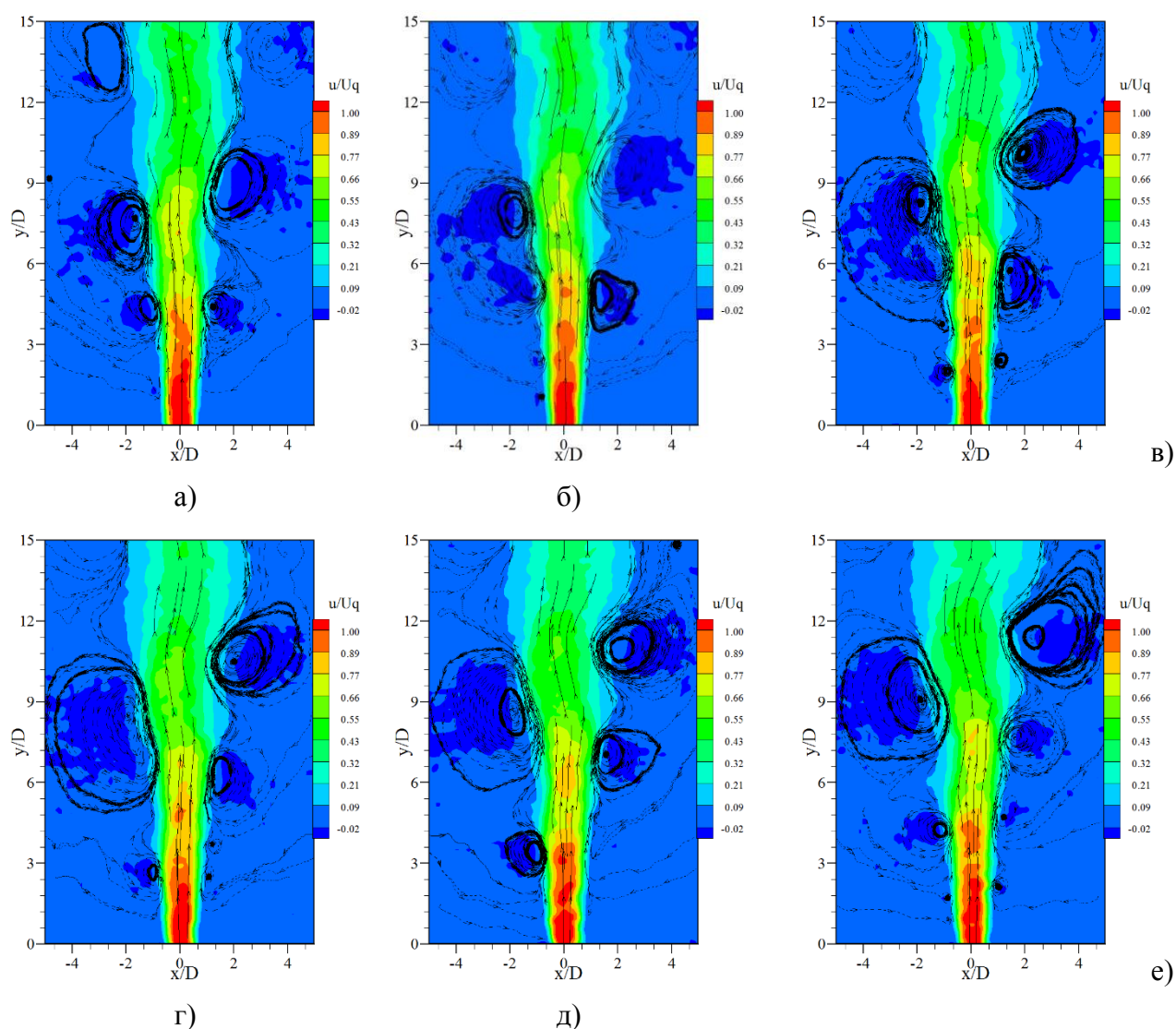


Рисунок 3.3.4. Мгновенное распределение нормированной продольной компоненты скорости для последовательности векторных полей скорости, показанных на Рисунке 3.3.2.

С ростом масштаба вихревых структур течение в струе приобретает «волнообразный» характер с нарастанием амплитуды и длины волны вниз по потоку. Волновое движение струи характеризуется знакопеременным распределением поперечной компоненты скорости в слоях смешения струи (Рисунок 3.3.5). Нарастание амплитуды меандрирования струи приводит к увеличению масштаба областей с переменной скоростью, а также росту ее абсолютных значений. Объединение и рост вихревых структур приводит к объединению слоев смешения и переходу к колебаниям струи как единого целого. Последовательности поперечной компоненты скорости показывают, что переход происходит на расстоянии от 6 калибров от среза сопла. Данный сценарий развития плоских струй наблюдается в свободных плоских макро- и микроструях и обусловлен развитием синусоидальной моды неустойчивости в слоях смешения [170–172].

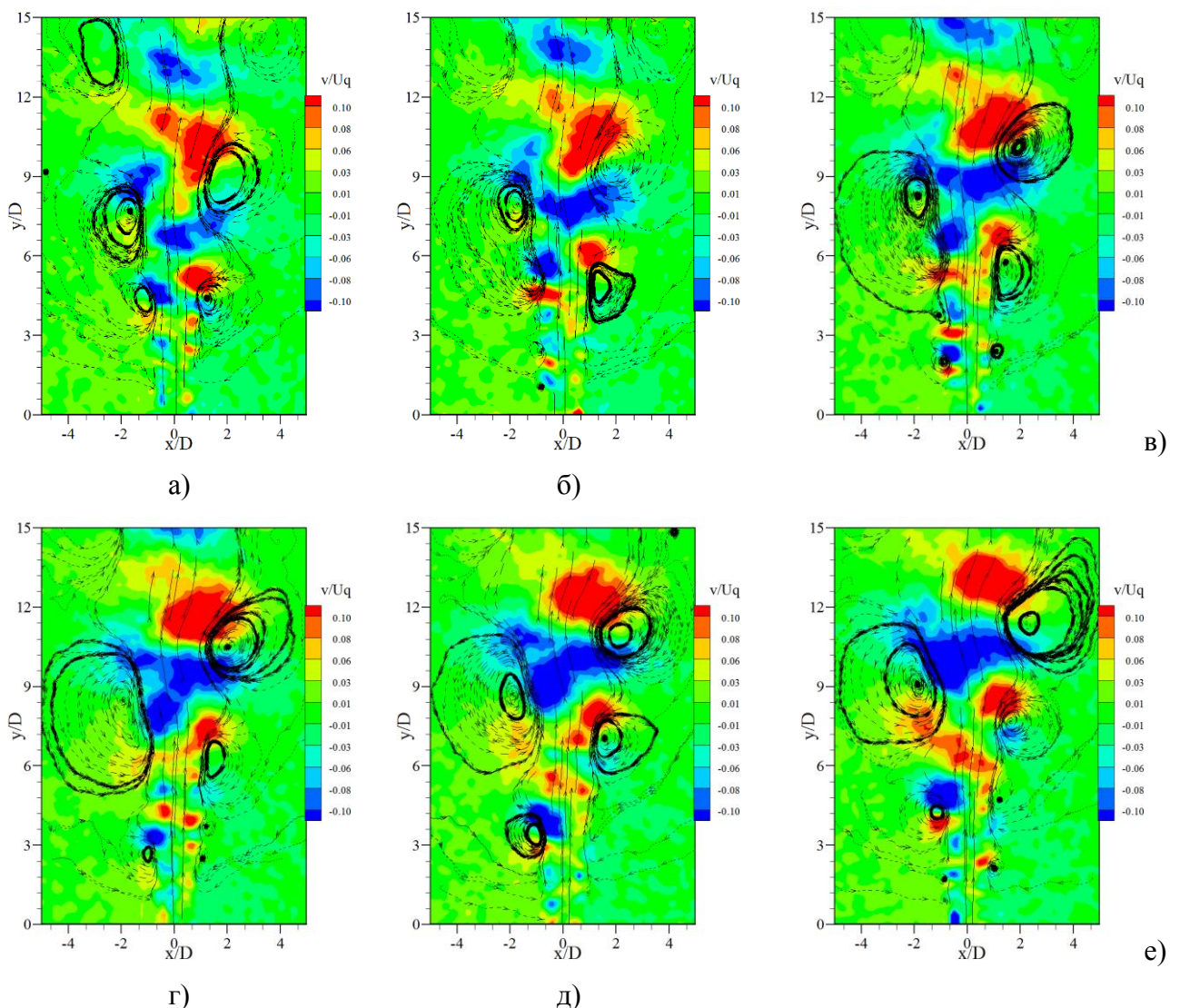


Рисунок 3.3.5. Мгновенное распределение нормированной поперечной компоненты скорости для последовательности векторных полей скорости, показанных на Рисунке 3.3.2.

В работе [153] показано, что в случае квазидвумерной турбулентной струи с квазидвумерными вихревыми структурами энергетический спектр характеризуется

следующими степенными зависимостями: $-5/3$, -3 и -1 . Для Дальнего поля струи были рассчитаны одномерные энергетические спектры турбулентных пульсаций продольной и поперечной компоненты скорости. Спектры, представленные на Рисунке 3.3.6 для соотношения $h/D = 0,11$ рассчитаны на основе временных реализаций скорости, измеренной на оси струи в точках, расположенных на расстояниях $6d$, $10d$ и $14d$ от среза сопла. Энергетические спектры нормированы на значение соответствующей компоненты кинетической энергии турбулентности в точке измерения пульсаций скорости. На начальном участке в дальнем поле на 6 калибрах от среза сопла максимальная плотность энергии сосредоточена в высокочастотной части спектра с характерной степенной зависимостью « $-5/3$ » (Рисунок 3.3.6 а, красная линия). Вниз по потоку энергетический спектр подчиняется другой зависимости и имеет место дрейф максимального пика в сторону более низких частот, соответствующих малым волновым числам (синяя линия). Далее увеличивается диапазон, в котором спектральная плотность описывается зависимостью с показателем степени « -3 ». Данная зависимость согласуется с развитием квазидвумерной турбулентности и характеризуется прямым каскадом энтропии (черная линия). Формы спектров предполагают, что энергия, подводимая в инерционном интервале на масштабе накачки – масштабе, на котором энергия вносится в поток, передается обратным каскадом энергии к пику, величина которого увеличивается. Форма энергетического спектра в квазидвумерной турбулентности зависит от расположения масштаба накачки в спектре [173,174]. В случае, когда масштаб накачки расположен в длинноволновой части спектра, реализуется только прямой каскад энтропии с наклоном « -3 ». Для случая накачки в коротковолновой области спектра реализуется обратный каскад энергии с наклоном « $-5/3$ ». При расположении масштаба накачки на промежуточных частотах спектра могут реализоваться оба каскада – прямой энтропии и обратный каскад энергии. Для качественного понимания формы спектра была проведена оценка масштаба накачки для спектров, представленных на Рисунке 3.3.6 а. Частота накачки определялась как отношение полуширины струи к половине осевой скорости в измеряемом сечении. Были получены следующие частоты накачки: $53,8$, $23,7$ и $11,7$ для сечений $6d$, $10d$ и $14d$. Полученные оценки частот накачки показывают, что для случаев $10d$ и $14d$ (синяя и черная линии) реализуется прямой каскад энтропии, а для случая $6d$ (красная линия) – обратный каскад энергии. Данные результаты носят качественный характер, так как характерные наклоны в спектре не являются достаточным условием для прямого и обратного каскада. Полученные формы энергетического спектра хорошо согласуются с результатами работы [153].

Влияние числа Re на безразмерную частоту оценивалось по энергетическим спектрам в дальнем поле струи на расстоянии $14d$ (Рисунок 3.3.6 б). Плотность спектральной энергии построена от безразмерной частоты – числа Струхала, рассчитанного по диаметру сопла d и скорости в данной точке.

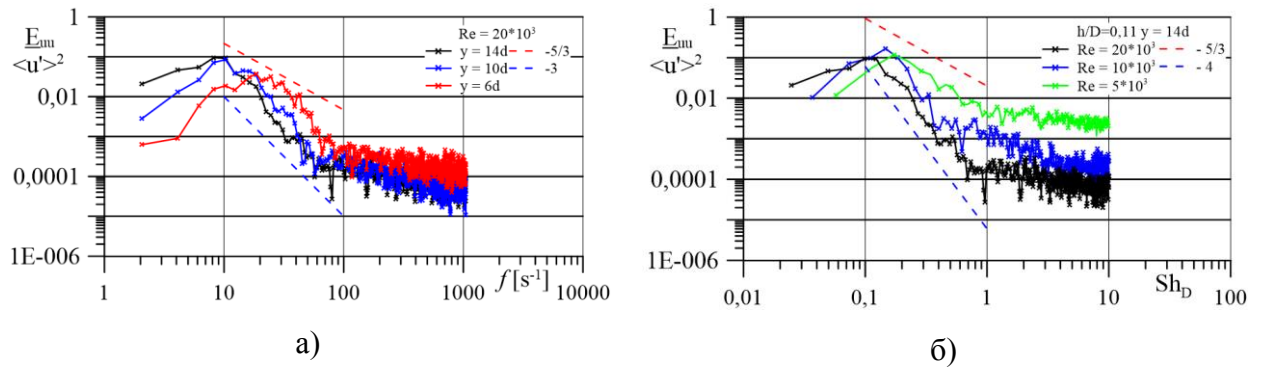


Рисунок 3.3.6. Одномерные нормированные спектры пульсаций скорости на оси струи.

С увеличением числа Re безразмерная частота, соответствующая наиболее энергосодержащим вихрям, смещается в сторону меньших значений. Для исследуемых чисел Рейнольдса значения числа Струхала для энергосодержащих вихрей находятся в диапазоне $0,1 - 0,2$. С увеличением числа Re происходит трансформация формы спектра, которая выражается в изменении степенной зависимости от « $-5/3$ » до « -4 ».

На Рисунке 3.3.7 представлены значения чисел Струхала, построенных по частотам, соответствующим максимумам в спектре. Частота энергосодержащих вихревых структур имеет линейную зависимость от числа Re (Рисунок 3.3.7 а). Числа Струхала для продольной и поперечной компоненты скорости совпадают в дальнем поле струи (синие маркеры) во всем диапазоне чисел Re . С увеличением числа Re значения числа Sh_D в дальнем поле струи уменьшаются (Рисунок 3.3.7 б). Полученные значения числа Струхала располагаются выше значения $Sh = 0,07$, определённого в работе [153] для распространения вихревых структур в квазидвумерной турбулентной струе. Результаты работы [52] показывают, что данное значение является наименьшим для квазидвумерных турбулентных струй, что хорошо согласуется с полученными данными.

На Рисунке 3.3.7 в представлены частоты, соответствующие максимумам энергетических спектров, в зависимости от продольной координаты. Линиями представлена зависимость $f \sim (y/d)^{-3/2}$, предложенная в работе [153] для распространения вихревых структур. Значения чисел Струхала хорошо совпадают с предложенной зависимостью во всем исследуемом диапазоне чисел Re .

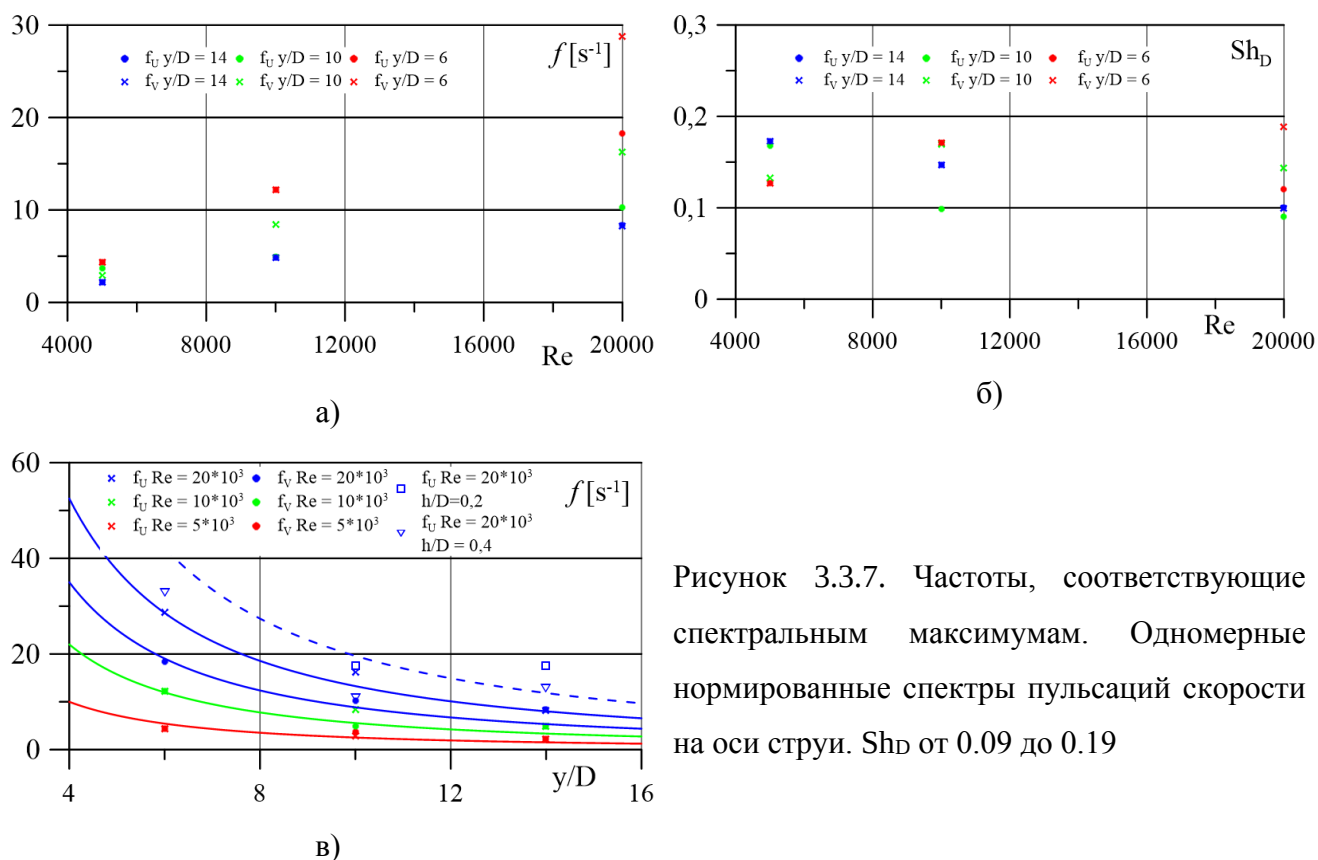


Рисунок 3.3.7. Частоты, соответствующие спектральным максимумам. Одномерные нормированные спектры пульсаций скорости на оси струи. Sh_D от 0.09 до 0.19

Результаты высокоскоростных PIV измерений показали, что структура квазидвумерной струи представляет собой меандрирующее струйное течение потока, по сторонам которого развиваются квазидвумерные крупномасштабные вихревые структуры. Показано, что рост масштаба вихревых структур происходит за счет слияния вихревых структур меньшего масштаба, а также вовлечения внешней жидкости. Развитие меандрирующего струйного течения способствует вовлечению внешней нетурбулизованной жидкости в струю. В квазидвумерной турбулентной струе реализуются формы энергетического спектра, соответствующие прямому каскаду энтропии и обратному каскаду энергии, характерные для квазидвумерной турбулентности. Зависимость частоты меандрирования от продольной координаты качественно описывается зависимостью $f \sim (y/d)^{-3/2}$ в широком диапазоне исследуемых параметров чисел Re и соотношения h/D . С ростом числа Re безразмерная частота, соответствующая спектральному максимуму, уменьшается.

3.3.1. Осреднённые характеристики потока

Для исследования динамики крупномасштабных вихревых структур для соотношений $h/D = 0,2$ ($h = 2$ мм, $D = 10$ мм) и $h/D = 0,4$ ($h = 4$ мм, $D = 10$ мм) использовалась PIV система с высоким временным разрешением, Time-Resolved PIV. Эксперименты проводились на

гидродинамическом стенде, описанном в п. 2.4.1 с рабочим участком – каналом, описанным в п. 2.4.3 главы 2. Измерительная PIV система состояла из сдвоенного Nd: YAG лазера New wave Pegasus и цифровой КМОП камеры PCO.1200 hs. Параметры системы более подробно описаны в пункте 2.5 главы 2. Взаимное расположение камеры и лазера было аналогичным случаю $h/D = 0,11$ (Рисунок 3.1.1). Синхронизация работы камеры и лазера осуществлялась через ПО камеры PCO.1200 hs. Лазерный нож формировался при помощи оптической насадки с углом раскрытия 33 градуса. Толщина лазерного ножа, по которой происходило пространственное усреднение данных, составляла 0,7 мм. Лазерный нож проходил по средней плоскости канала, равноудаленной от передней и задней стенок канала. Положение лазерного ножа выставлялось на основании отражения лазерного ножа от трапецевидной вставки с малым углом. PIV измерения проводились в одной измерительной области. Расчет мгновенных полей скорости проводился по предобработанным изображениям частиц при помощи итерационного алгоритма с переразбиением расчетной области, двумя итерациями и перекрытием расчетной области. Параметры измерений и обработки в PIV экспериментах представлены в Таблице 3.3.

Таблица 3.3. Параметры измерений и обработки в PIV экспериментах.

Re	h/D	Δt (мкс)	f (Гц) съемки	Расчет. ячейка (пикс. ²)	Δx (мм) на вектор	N полей	Разм. изо. (пикс. ²)	Разм. изо. (мм ²)	Режим съемки
5 000	0,2	820	1219	32х32, 16х16, 2 итер. 50%	1,1	2491	500×1280	70,42×180,26	1 кадр.
10 000	0,2	400	625	32х32, 16х16 2 итер. 50%	1,1	2005	500×1280	70,42×180,26	2 кадр.
20 000	0,2	225	625	32х32, 16х16 2 итер. 50%	1,1	3006	500×1280	70,42×180,26	2 кадр.
5 000	0,4	1200	833	64х64, 32х32 2 итер. 75%	1,1	2912	501×1280	70,56×180,28	1 кадр.
10 000	0,4	850	1176	64х64, 32х32 2 итер. 75%	1,1	2941	501×1280	70,56×180,28	1 кадр.
20 000	0,4	450	625	64х64, 32х32 2 итер. 75%	1,1	2947	501×1280	70,56×180,28	2 кадр.

Статистические характеристики квазидвумерной турбулентной струи рассчитывались по временным реализациям мгновенных полей скорости, полученных методом PIV, в диапазоне чисел Re от 5000 – 50000 для $h/D = 0,11, 0,2$ и $0,4$. Поля средней скорости и пульсаций скорости, нормированные на значение осевой скорости U_{0m} на срезе сопла, представлены в безразмерных координатах x/d и y/d . Поля средней скорости и пульсаций скорости для трех чисел Re 5 000, 10 000 и 20 000 представлены на Рисунках 3.3.8 – 3.3.11 и для трех соотношений h/D по мере их возрастания на Рисунках 3.3.12 – 3.3.15.

Влияние числа Рейнольдса для $h/D = 0,11$ на поле продольной компоненты средней скорости демонстрирует Рисунок 3.3.8. Изотакси скорости указывают, что при уменьшении числа Re квазидвумерная турбулентная струя замедляется с увеличением полуширины струи. Расширение квазидвумерной турбулентной струи имеет нелинейный характер, на что указывает форма границы струи и форма линии постоянных скоростей в слоях смешения. Сравнение полей скорости для трех чисел Re показывает, что кривизна формы границы струи зависит от начального импульса струи. Таким образом, распространение квазидвумерной турбулентной струи зависит от соотношения инерционных сил и сил придонного трения. Закон расширения квазидвумерной турбулентной струи отличается от линейного закона расширения, описывающего распространение трехмерных турбулентных струй. В ряде работ [35,55,58,153,157,158] было показано, что закон расширения струи (полуширина струи) подчиняется экспоненциальной зависимости, в показатель степени которой входит коэффициент трения и соотношение h/D , характеризующее площадь сечения струи, что в случае безразмерной скорости определяет начальный импульс струи.

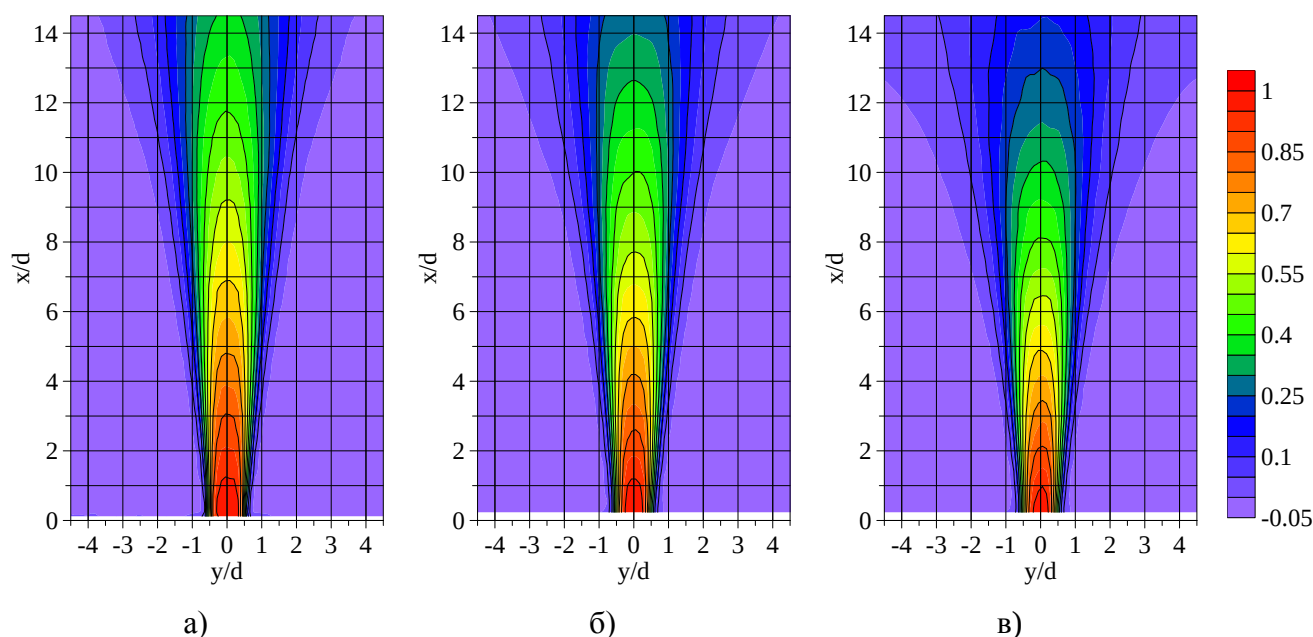


Рисунок 3.3.8. Распределение нормированной продольной компоненты средней скорости для соотношения $h/d = 0,11$ а) $Re = 20\,000$, б) $Re = 10\,000$, в) $Re = 5\,000$.

Поля поперечной компоненты средней скорости квазидвумерной турбулентной струи для $h/d = 0,11$ для трех различных числах Re показаны на Рисунке 3.3.9. Как и для трехмерных турбулентных струй, поперечная компонента средней скорости мала по сравнению с продольной, ее максимальное безразмерное значение составляет порядка 5%. Начальный участок квазидвумерной турбулентной струи характеризуется интенсивным процессом вовлечения внешней жидкости в струю, о чем свидетельствуют области положительного и отрицательного

значения поперечной скорости слева и справа от струи. Области максимальных значений эжекции жидкости расположены на расстоянии порядка одного калибра от среза сопла для всех чисел Re . Максимальные значения эжекции в этих областях обусловлены трехмерным характером течения, связанным с формированием и развитием вторичных течений. Далее вниз по потоку скорость эжекции уменьшается вследствие развития квазидвумерной структуры течения и затухания вторичных течений. При уменьшении числа Re площади областей наиболее интенсивной эжекции внешней жидкости уменьшаются, что объясняется снижением интенсивности вихревых структур и снижением частоты их генерации. Распределения поперечной компоненты скорости наглядно демонстрируют зависимость степени расширения квазидвумерной турбулентной струи в дальнем поле от числа Re . При уменьшении числа Re струя расширяется более интенсивно, что демонстрируется ростом областей с ненулевыми положительными и отрицательными значениями поперечной скорости.

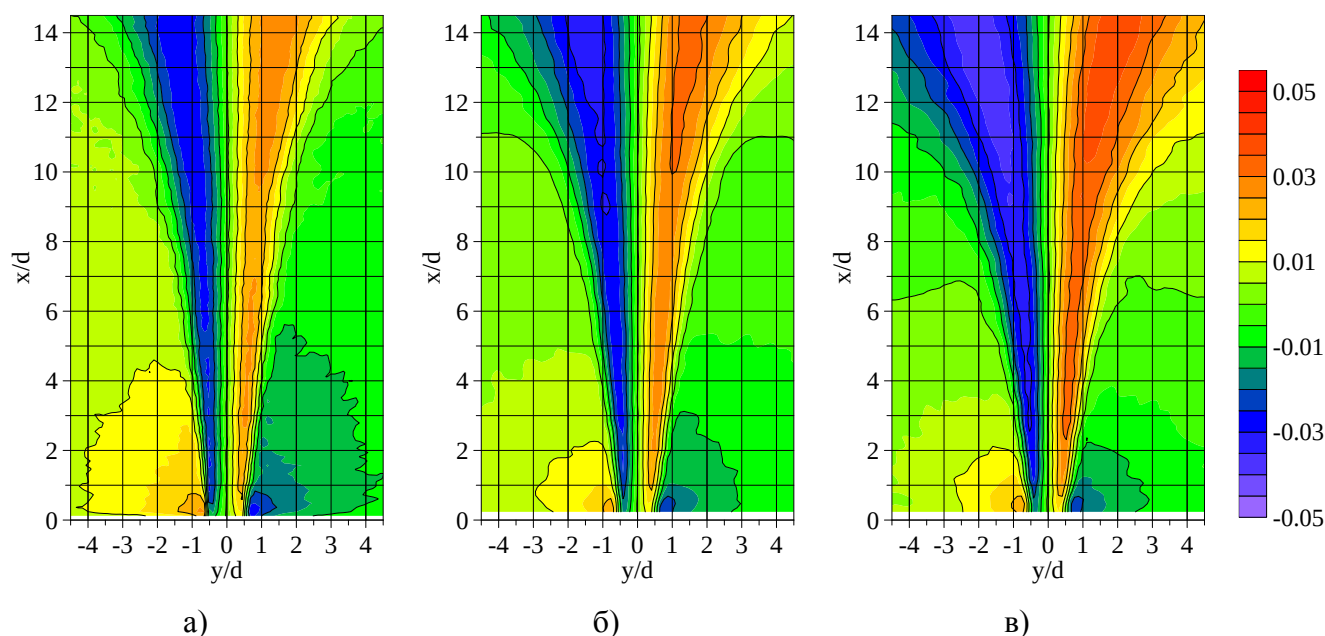


Рисунок 3.3.9. Распределение нормированной поперечной компоненты средней скорости для соотношения $h/d = 0,11$ а) $Re = 20\,000$, б) $Re = 10\,000$, в) $Re = 5\,000$.

Распределения пульсаций продольной компоненты скорости в зависимости от числа Re представлены на Рисунке 3.3.10. При числе $Re = 20\,000$ максимумы пульсаций продольной компоненты скорости, достигающие 15 % от U_{0m} , расположены на расстоянии порядка 1–2 калибров в слоях смешения на начальном участке струи, в местах максимального градиента продольной скорости. Значительная часть пульсаций продольной скорости на уровне 6–7 % от U_{0m} сосредоточена в слоях смешения в результате распространения и объединения вихревых структур. Далее вниз по потоку пульсации продольной скорости затухают. При уменьшении числа Re пульсации продольной скорости имеют значительно меньшую интенсивность (Рисунок 3.3.10 б). Режим с $Re = 5000$ характеризуется существенно более сильным затуханием осевой

продольной скорости (Рисунок 3.3.8 в) по сравнению с режимами $s = 20\,000$ и $Re = 10\,000$, что проявляется в конечном счете и на распределении пульсационных компонент скорости (Рисунок 3.3.10 в).

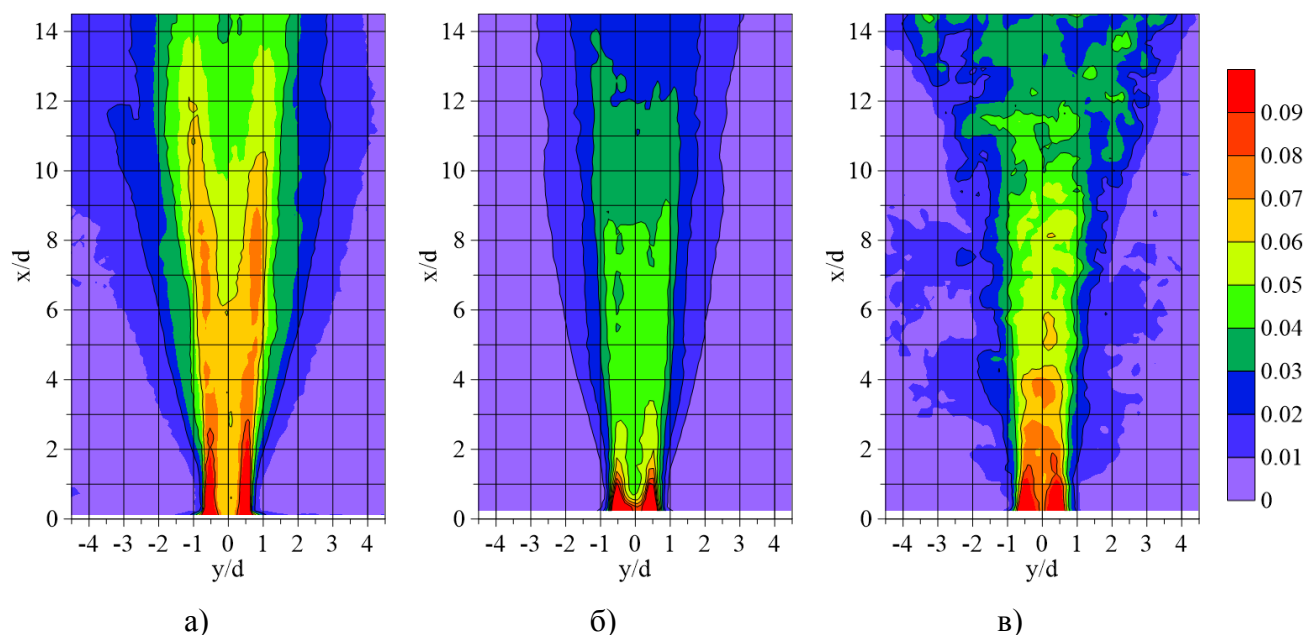


Рисунок 3.3.10. Распределение нормированных пульсаций продольной компоненты скорости для соотношения $h/d = 0,11$ а) $Re = 20\,000$, б) $Re = 10\,000$, в) $Re = 5\,000$.

Распределение пульсаций поперечной компоненты скорости представлены на Рисунке 3.3.11. Для числа $Re = 20\,000$ области высоких значений пульсаций поперечной компоненты скорости сконцентрированы в слоях смешения струи. Распределения пульсаций поперечной компоненты скорости расширяются вследствие роста масштаба вихревых структур.

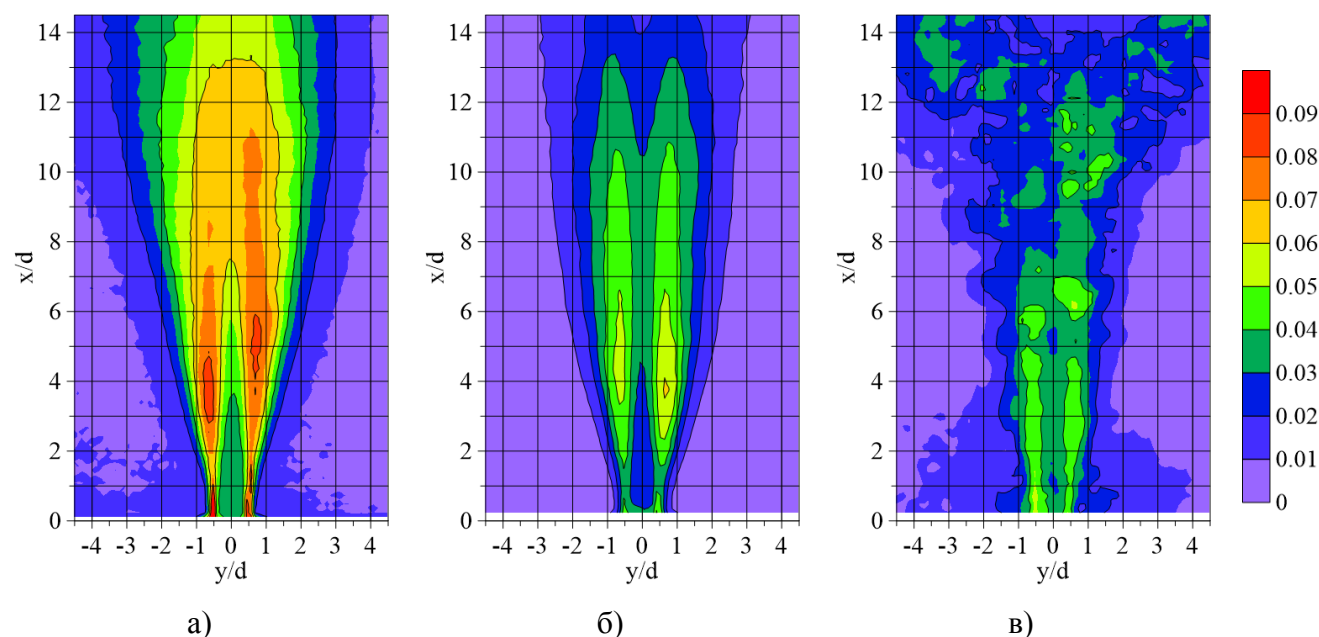


Рисунок 3.3.11. Распределение нормированных пульсаций поперечной компоненты скорости для соотношения $h/d = 0,11$ а) $Re = 20\,000$, б) $Re = 10\,000$, в) $Re = 5\,000$.

На расстоянии около 6 калибров от сопла распределение пульсаций поперечной компоненты скорости с двумя максимумами переходит в распределение, характеризующееся единым максимумом. Переход к единому максимуму происходит в результате нарастания поперечных колебаний струи, связанных с развитием меандрирования квазидвумерной турбулентной струи. С уменьшением числа Re значения пульсаций поперечной компоненты скорости падают вследствие снижения интенсивности вихревых структур и уменьшения амплитуды меандрирования квазидвумерной турбулентной струи.

Для определения влияния геометрических параметров ширины сопла d и высоты канала h были проведены эксперименты с $h = 2$ мм и $d = 10$ мм, а также $h = 4$ мм и $d = 10$ мм. Эксперименты с $h = 2$ мм и $d = 10$ мм были направлены на определение влияния импульса струи на гидродинамические характеристики квазидвумерной турбулентной струи при сохранении значения высоты (закона трения). А в случае $h = 4$ мм и $d = 10$ мм эксперименты проводились для определения влияния высоты канала на гидродинамические характеристики квазидвумерной турбулентной струи при сохранении импульса струи.

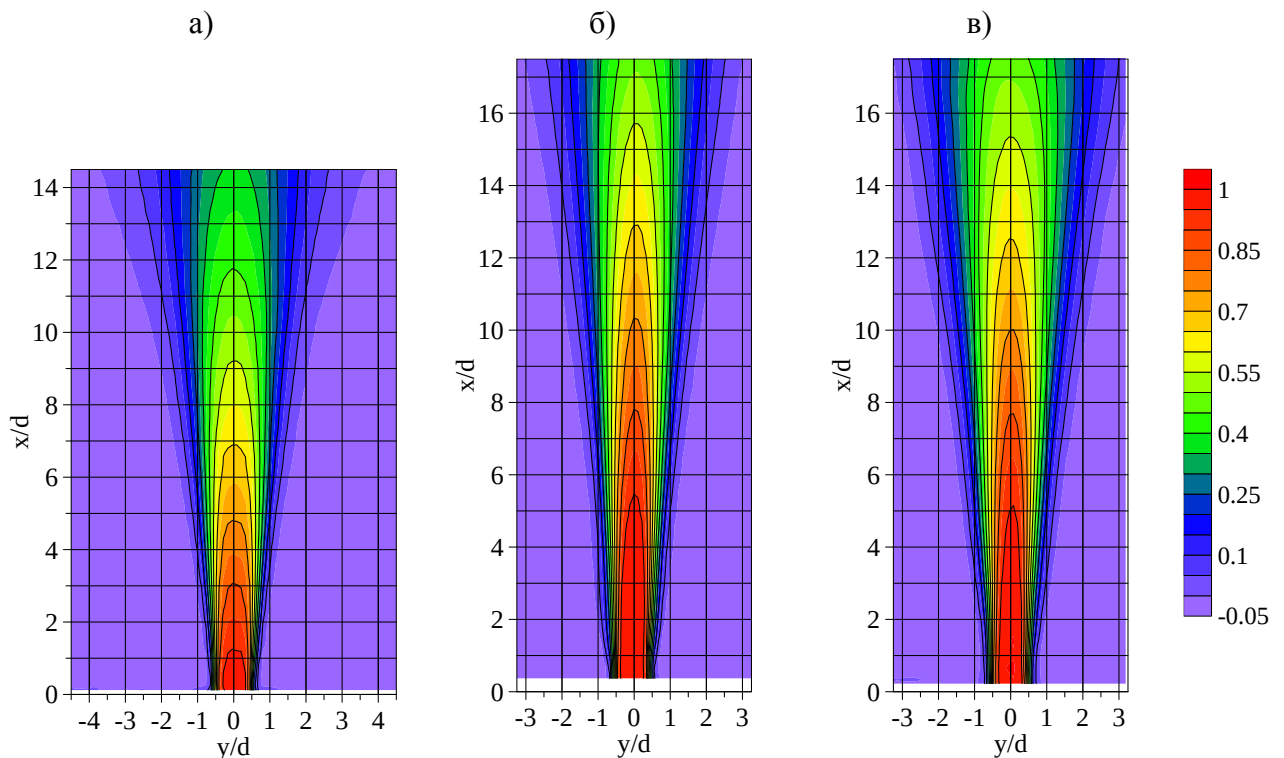


Рисунок 3.3.12. Распределение нормированной продольной компоненты средней скорости для $Re = 20\,000$ а) $h/d = 0,11$, б) $h/d = 0,2$, в) $h/d = 0,4$.

Влияние соотношения h/d на статистические характеристики квазидвумерной турбулентной струи для числа $Re = 20\,000$ показано на Рисунках 3.3.12 - 3.3.14. Характерной особенностью распределений продольной компоненты средней скорости для геометрических вариантов с $h/d = 0,2$ и $h/d = 0,4$ является наличие ядра струи длиной около 4 калибров. Закон расширения струи остается нелинейным во всем диапазоне h/d . В случае учета длины ядра струи

закон раскрытия струи остается подобным, но для $h/d = 0,4$ струя расширяется немного быстрее (Рисунок 3.3.19). Сравнение распределений поперечной компоненты средней скорости для различных h/d показывает, что наличие ядра струи приводит к увеличению области вовлечения внешней жидкости в струю, связанную с формированием вторичных течений. Длина области интенсивного вовлечения жидкости в струю составляет $1 d$, $2 d$, и $3 d$ для $h/d = 0,11$, $h/d = 0,2$ и $h/d = 0,4$, соответственно. Скорость увлечения внешней жидкости в струю возрастает при увеличении соотношения h/d , на что указывает повышение значений поперечной скорости вдоль границы струи. Таким образом, с одной стороны увеличение высоты канала затягивает переход к квазидвумерному турбулентному течению и формирование квазидвумерных вихревых структур, с другой – обеспечивается большее количество вовлекаемой внешней жидкости, что приводит к увеличению роста масштаба вихревых структур.

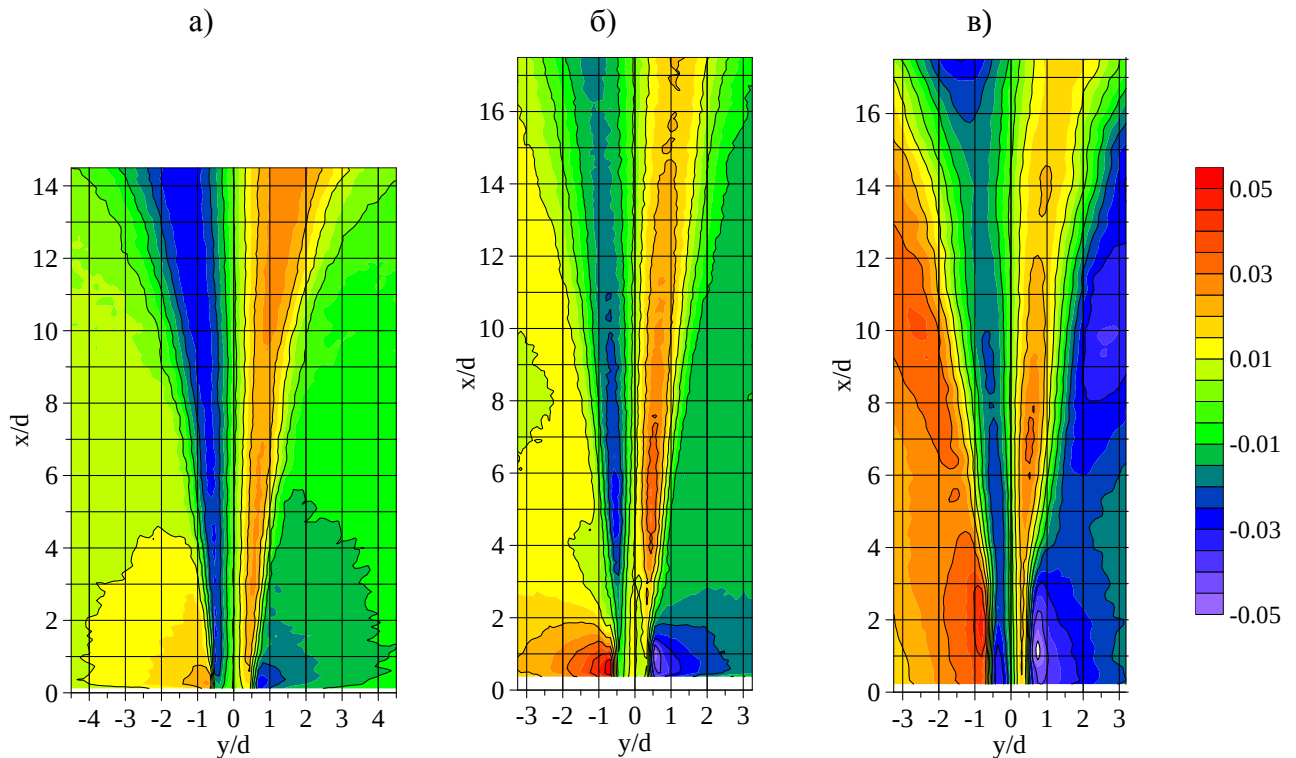


Рисунок 3.3.13. Распределение нормированной поперечной компоненты средней скорости для $Re = 20\,000$ а) $h/d = 0,11$, б) $h/d = 0,2$, в) $h/d = 0,4$.

В связи с тем, что уровень пульсаций зависит от пространственного разрешения метода PIV, сравнение пульсаций скорости для $h/d = 0,11$ и $h/d = 0,2$, $h/d = 0,4$ носит качественный характер виду сильного различия между пространственным разрешением в данных экспериментах. На выходе из сопла максимальные значения нормированных пульсаций продольной компоненты скорости сосредоточены в узкой области слоев смешения. В ядре струи уровень пульсации на порядок ниже, за исключением случая $h/d = 0,11$, для которого характерен значительный уровень пульсаций в центре струи (Рисунок 3.3.14 а). Вниз по потоку области

максимальных значений пульсаций продольной компоненты скорости медленно расширяются и объединяются на границе ядра струи. В распределении пульсаций продольной компоненты скорости идентифицируются два выраженных максимума, ширина которых увеличивается вниз по течению. Положения максимальных значений пульсаций продольной компоненты скорости соответствуют траекториям прохождения вихревых структур, определенных по значениям Q критерия.

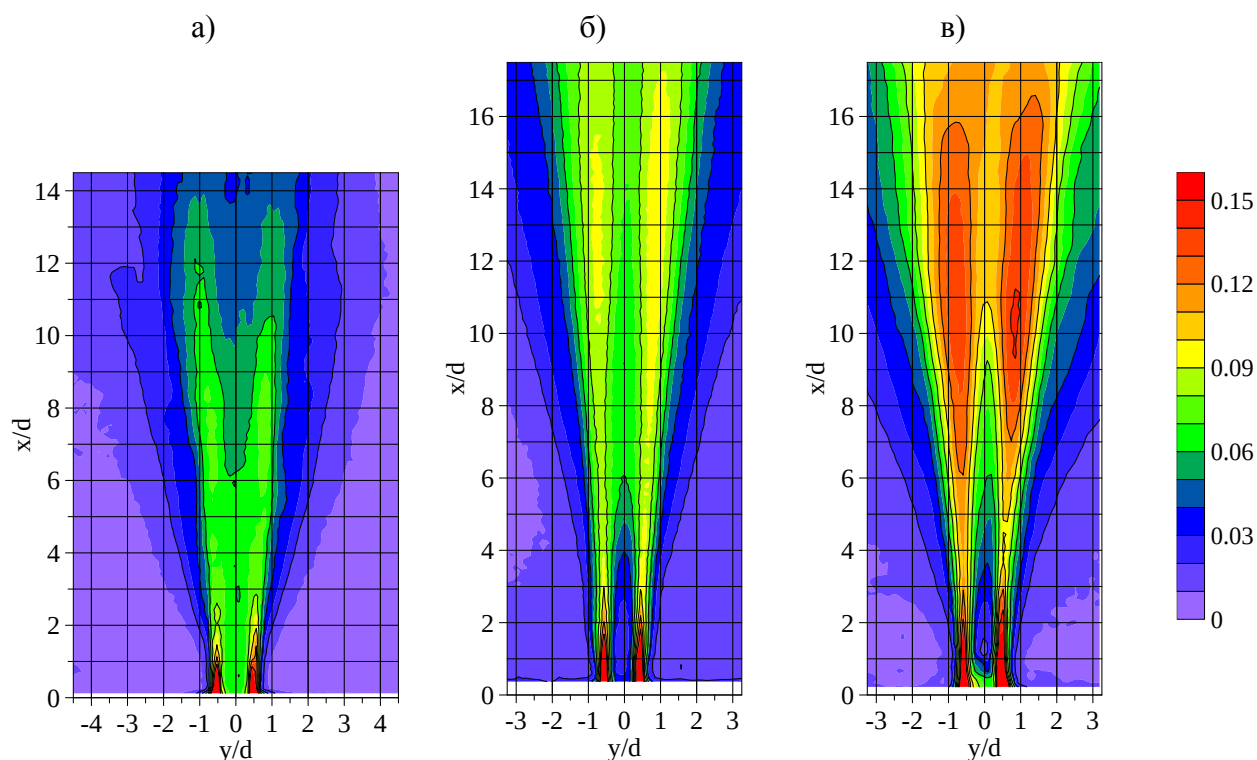


Рисунок 3.3.14. Распределение нормированных пульсаций продольной компоненты скорости для $Re = 20\,000$ а) $h/d = 0,11$, б) $h/d = 0,2$, в) $h/d = 0,4$.

При увеличении соотношения h/d ширина и значения нормированных пульсаций продольной компоненты скорости возрастают в полтора раза (Рисунок 3.3.14 б, в). Распределения нормированных пульсаций поперечной компоненты скорости имеют подобные распределения для всех исследуемых соотношений h/d (Рисунок 3.3.15). На начальном участке в области доминирования вторичных течений распределение пульсаций поперечной компоненты скорости сосредоточено в узких областях, ширина которых остается неизменной. Далее вниз по потоку на расстоянии одного калибра от среза сопла ($h/d = 0,11$) и от конца ядра струй ($h/d = 0,2$, $h/d = 0,4$) происходит нелинейный рост ширины распределения пульсаций поперечной компоненты скорости. Нелинейный рост связан с формированием квазидвумерных вихревых структур, а также увеличением их поперечного масштаба в результате слияния. Распределение нормированных пульсаций поперечной компоненты скорости с двумя выраженными максимумами переходит в распределение с единственным максимумом вследствие их

объединения. Объединение обусловлено началом меандрирования квазидвумерной турбулентной струи.

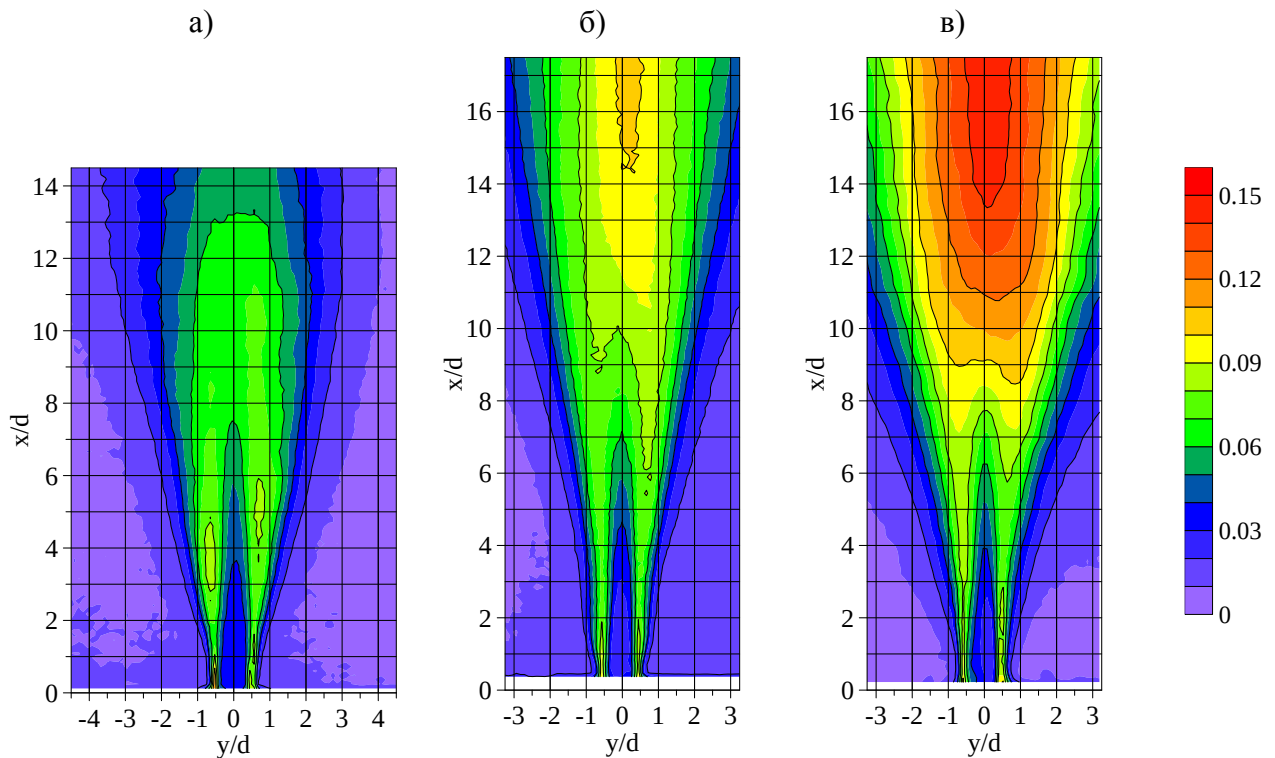


Рисунок 3.3.15. Распределение нормированных пульсаций поперечной компоненты скорости для $Re = 20\,000$ а) $h/d = 0,11$, б) $h/d = 0,2$, в) $h/d = 0,4$.

Количественный анализ статистических характеристик проводился по профилям средней скорости и пульсаций скорости, построенным на оси струи и в поперечных сечениях струи. На Рисунке 3.3.16 а представлены профили продольной компоненты скорости, измеренные методом PIV в настоящей работе (сплошные линии) и методом ЛДА (пунктирные линии с маркерами) в работе [55]. Экспериментальные данные были получены на одной установке. Профили скорости представлены в безразмерном виде. Продольная координата нормировалась на корень квадратный из площади сечения сопла. Сравнение данных показывает хорошее совпадение во всем исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса. В зависимости от числа Рейнольдса профили осевой скорости расслаиваются вниз по потоку. Расслоение происходит в результате потери импульса струи за счет влияния силы трения о стенки канала. В дальнем поле струи экспериментальные данные хорошо описываются зависимостью (уравнение 1.4.10 главы 1) [55], обозначенной черными крестиками. Согласно работе [55] в зависимость осевой скорости входит два параметра, связанных с трением и вихревой вязкостью, соответственно, коэффициент трения c_f и коэффициент c_t вихревой вязкости. Для определения влияния коэффициента трения на распространение осевой скорости на основании зависимости осевой скорости при $Re = 20\,000$ были построены еще две зависимости для значений коэффициента трения c_f , соответствующие

$Re = 10\,000$ и $Re = 5\,000$. Коэффициент трения c_f рассчитывался по формуле $c_f = 0,073 \times (Re)^{-1/4}$, предложенной в работе [175] для щелевидных каналов. Профили нормированной осевой скорости в зависимости от значений c_f расслаиваются (Рисунок 3.3.16 б, пунктирные линии) подобно экспериментальным данным, показанным на Рисунке 3.3.16 а. Сравнение зависимостей осевой скорости, рассчитанных по экспериментальным данным для трех чисел Re (сплошные линии) и рассчитанных для трех значений c_f , показывает, что распределение осевой скорости для чисел $Re > 10\,000$ слабо зависит от начальной скорости струи. Изменение начальной скорости в 2 раза практически не влияет на осевую скорость, что демонстрируют зависимости, указанные синей пунктирной и сплошной линией (Рисунок 3.3.16 б). В случае $Re = 5\,000$ пунктирные и сплошные линии зеленого цвета расходятся более существенно. Возможно, это связано с тем, что используемая зависимость, полученная в работе [55] не работает в области перехода от струйного к ползущему течению.

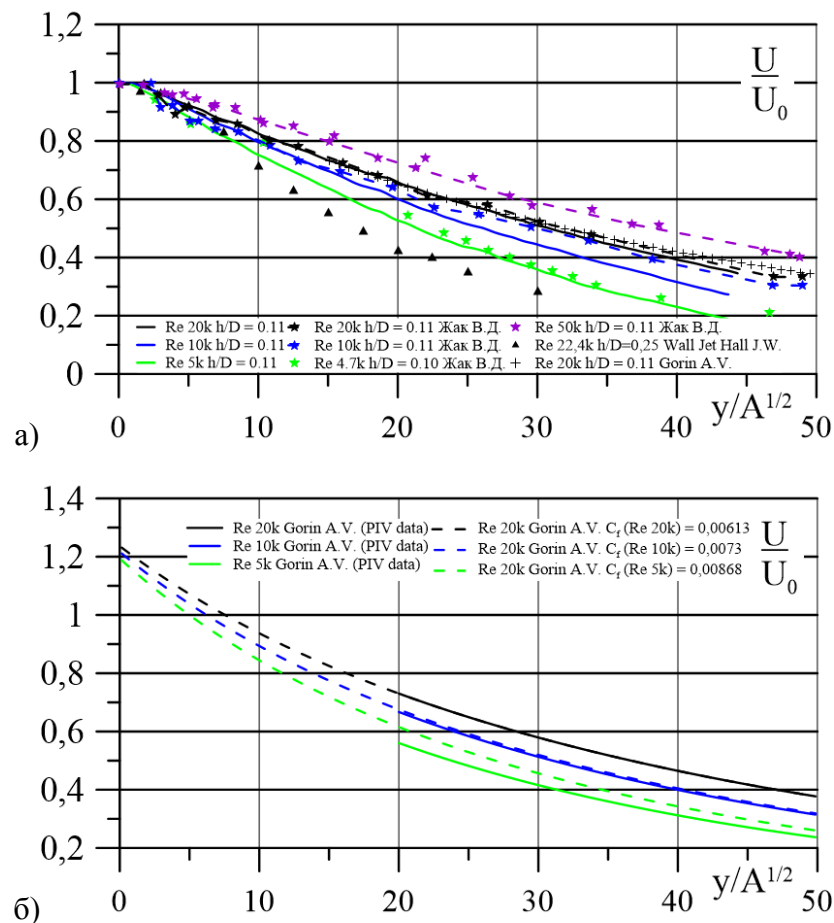


Рисунок 3.3.16. а) Профиль нормированной продольной компоненты скорости на оси струи. Сравнение результатов с данными работы [55] для случая $h/d = 0,11$; б) профили нормированной продольной компоненты скорости на оси струи, рассчитанные по уравнению 1.4.10 для различных коэффициентов трения и экспериментальных данных для различных чисел Рейнольдса.

Влияние ширины сопла и высоты канала на закон затухания осевой скорости демонстрирует Рисунок 3.3.17 а. При уменьшении ширины сопла в продольном распределении осевой скорости возникает участок длиной 4 калибра с постоянным значением нормированной скорости, соответствующий ядру струи. Далее вниз по потоку, как и в случае $h/D = 0,11$, профили осевой скорости расслаиваются (маркеры трех цветов).

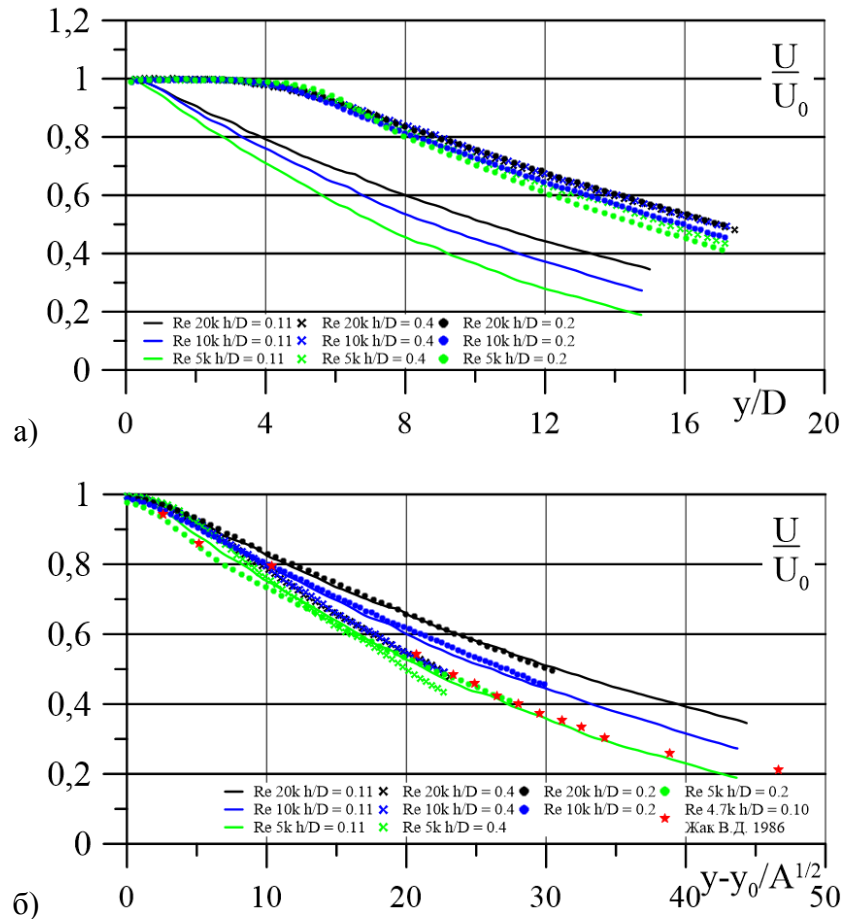


Рисунок 3.3.17. Профиль нормированной продольной компоненты скорости на оси струи для различных h/D в зависимости от координаты, нормированной на d (а) и на $A^{1/2}$ с учетом источника струи (б).

Для сравнения законов затухания осевой скорости, относящихся к трем различным h/D , использовался подход, предложенный в [1], который состоит в использовании виртуального начала координат, и с нормированием продольной координаты на параметр, определяемый как квадратный корень площади выходного поперечного сечения сопла $A^{1/2}$, являющийся масштабом длины, связанным с начальным потоком импульса струи (Рисунок 3.3.17 б). Данная нормировка была использована для проведения сравнения для различного соотношения размеров сопла в работе [21]. В данной нормировке профили осевой скорости, относящиеся к близким $h = 2$ мм и $h = 2,4$ мм хорошо совпадают во всем диапазоне чисел Re. Закон затухания осевой скорости для

$h/D = 0,4$ имеет более крутую зависимость, что согласуется с аналитическим решением [58] (уравнение 1.4.5 главы 1).

Рисунок 3.3.18 демонстрирует затухание квазидвумерной турбулентной струи в исследуемом диапазоне чисел Re и соотношений h/D . Затухание плоской турбулентной струи, сохраняющей свой импульс, описывается линейной зависимостью обратного квадрата средней скорости от расстояния, отсчитываемого от ядра струи [2]. Зависимость по уравнению 1.4.1 (глава 1) для плоской турбулентной струи обозначена красной линией на Рисунке 3.3.18.

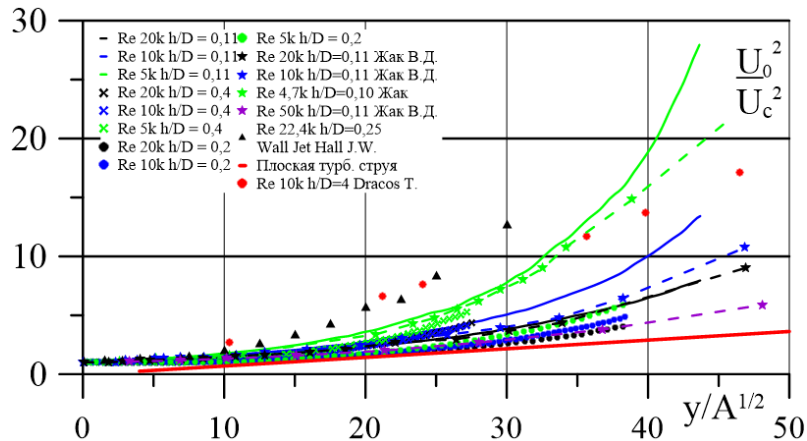


Рисунок 3.3.18. Профиль обратного квадрата нормированной продольной компоненты средней скорости от нормированной на $A^{1/2}$ продольной координаты.

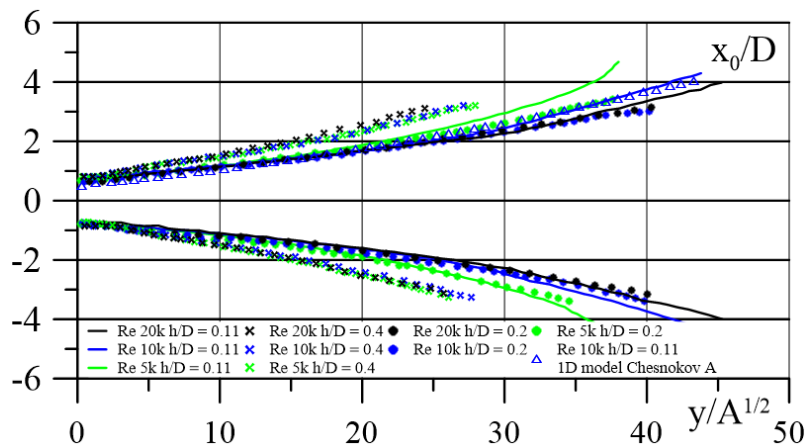


Рисунок 3.3.19. Зависимость границы струи от безразмерной продольной координаты.

Зависимость для затухания квазидвумерной турбулентной струи значительно отличается от плоской турбулентной струи. В квазидвумерной турбулентной струе импульс струи не сохраняется, а затухает по экспоненциальной зависимости вследствие влияния силы трения [55,58]. Более крутые зависимости также характерны для пристенных турбулентных струй (треугольные маркеры), где влияние придонного трения влияет на закон затухания [21]. При увеличении числа Re линии, описывающие зависимости обратного квадрата средней продольной

скорости квазидвумерной турбулентной струи, «выползают» в пределе больших значений числа Re . Граница струи, определенная как поперечная координата точки, в которой $U/U_0 = 0$, представлена в зависимости от продольной координаты, нормированной на $A^{1/2}$. В случае большей высоты канала $h = 4$ мм квазидвумерная турбулентная струя расширяется быстрее по сравнению с $h = 2$ мм и $h = 2,4$ мм (Рисунок 3.3.19). Большее раскрытие обусловлено интенсивным увлечением внешней жидкости струей за счет меньшего влияния ограничивающих стенок и развития более интенсивных квазидвумерных вихревых структур. Как видно из Рисунка 3.3.19, на степень расширения квазидвумерной турбулентной струи оказывают влияние число Re и соотношение h/D . При увеличении числа Re происходит расслоение кривых, показывающих границы струй. Граница струи определяется при этом как координата со значением осредненной продольной скорости, равной $U_0 = 0$. С уменьшением соотношения h/D расслоение усиливается. Так, в случае $h/D = 0,11$ наблюдается наиболее сильное расслоение границ струи в зависимости от числа Re . Расслоение между границами струи связано с зависимостью импульса струи от коэффициента трения c_f . Импульс квазидвумерной турбулентной струи затухает экспоненциально $J = DU_0^2 e^{(-\frac{c_f}{h}(x-x_u))}$ согласно работе [55]. При уменьшении числа Re коэффициент трения c_f возрастает согласно $c_f = 0,073 \times (Re)^{-1/4}$ [175], что приводит к еще большему падению импульса струи. Падение импульса струи приводит к уменьшению инерционных сил и поле скорости вниз по течению стремится к распределению, описываемому уравнением $\nabla P = \mu \Delta V$. Данный переход от струйного к ползущему течению был продемонстрирован при помощи визуализации струйного потока в щелевом канале [176].

Важной характеристикой для описания распространения струи является зависимость полуширины струи от продольной координаты. Полуширина струи в поперечном сечении определяется как координата, в которой скорость равна половине скорости на оси струи в данном сечении. Изменение полуширины струи относительно нормированной продольной координаты показано на Рисунке 3.3.20. Для унификации зависимостей полуширины струи, соответствующих различным значениям h/D , была вычтена половина ширины сопла $D/2$. Зависимости полуширины квазидвумерной турбулентной струи существенно отличаются плоских турбулентных струй, описываемых линейным законом расширения струи (уравнение 1.1.1. глава 1) (Рисунок 3.3.20 а). Зависимости полуширины струи для $D = 10$ мм практически совпадают, расхождение между зависимостями происходит только в дальнем поле струи. В случае $h/D = 0,11$ расширение струи происходит по более крутой зависимости. Для высоких чисел Re при нормировке полуширины струи на $A^{1/2}$ зависимости выходят на одну асимптотику (Рисунок 3.3.20 б) с той разницей, что в случае $h/D = 0,4$ значения лежат выше. Зависимости полуширины квазидвумерной турбулентной струи в зависимости от числа Re

расслаиваются, что характерно для случая $h/D = 0,11$ (Рисунок 3.3.20 в). Экспериментальные данные для полуширины квазидвумерной турбулентной струи (сплошные линии) хорошо описываются экспоненциальной зависимостью (пунктирные линии), полученной в [55] (уравнение 1.4.11 глава 1).

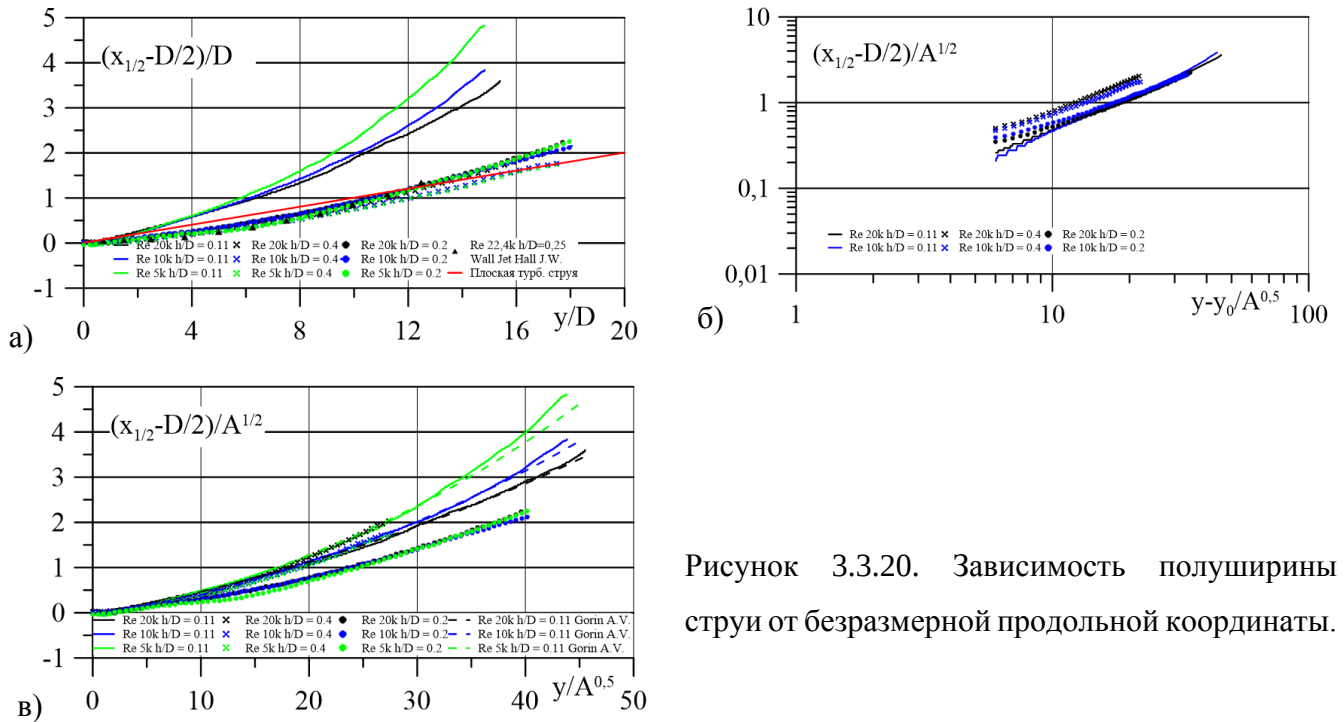


Рисунок 3.3.20. Зависимость полуширины струи от безразмерной продольной координаты.

Изменения нормированных пульсаций скорости вдоль оси струи в зависимости от h/D и числа Re представлены на Рисунке 3.3.21. Продольная координата нормирована на ширину сопла D для определения влияния h при постоянном $D = 10$ мм. В закономерностях пульсаций продольной скорости на оси струи можно выделить два характерных участка, за исключением случая $h/D = 0,11$: область линейного роста на расстоянии от 2 до 7 калибров и область постоянных значений пульсаций продольной компоненты скорости (Рисунок 3.3.21 а). На границе областей на расстоянии 7 калибров от среза сопла происходит расслоение профилей пульсаций продольной скорости. С увеличением числа Re наблюдается рост значений пульсаций продольной скорости вниз по потоку. В случае $h/D = 0,2$ после линейного роста пульсации продольной скорости в зависимости от числа Re имеют разные тренды. Для чисел $Re = 5\,000$ и $10\,000$ значения пульсаций продольной скорости падают вниз по потоку, а при $Re = 20\,000$ наблюдается небольшой рост. На степень возрастания пульсаций продольной скорости сильно влияет высота канала h . На Рисунке 3.3.21 а видно, как сильно расходятся профили пульсаций продольной скорости, относящиеся к различным значениям h (круглые и крестообразные маркеры). Увеличение глубины канала h приводит к значительном росту пульсаций скорости вниз по потоку. Значения пульсаций продольной скорости в случае $Re = 5\,000$ немного больше,

но имеют подобный тренд. Для меньшего соотношения высоты канала к ширине сопла $h/D = 0,11$ зависимости пульсаций скорости на оси струи значительно отличаются от таковых при $h/D = 0,2$ и $h/D = 0,4$. Пульсации продольной скорости в случае $h/D = 0,11$ затухают с ростом продольной координаты (сплошные линии). Нормированные пульсации поперечной скорости для трех значений h/D и трех чисел Re представлены на Рисунке 3.3.21 б. Как и в случае с пульсациями продольной скорости, пульсации поперечной скорости имеют два характерных участка с той же границей перехода на 7 калибрах, за исключением случая $h/D = 0,11$. На линейном участке от 2 до 7 калибров скорости роста пульсаций поперечной и продольной скорости являются близкими. Далее с 7 калибров начинается область нелинейного роста значений пульсаций поперечной скорости с выходом на постоянное значение. Начиная с 7 калибров зависимости пульсаций поперечной скорости расслаиваются как для разных чисел Re , так и соотношения h/D . В дальнейшем поле значения пульсаций поперечной скорости примерно на 16% выше значений пульсаций продольной скорости и составляют 14% от скорости на оси струи U_0 . Рост пульсаций скорости в дальнейшем поле квазидвумерной турбулентной струи связан с развитием крупномасштабных вихревых структур, приводящих к меандрированию струи в целом.

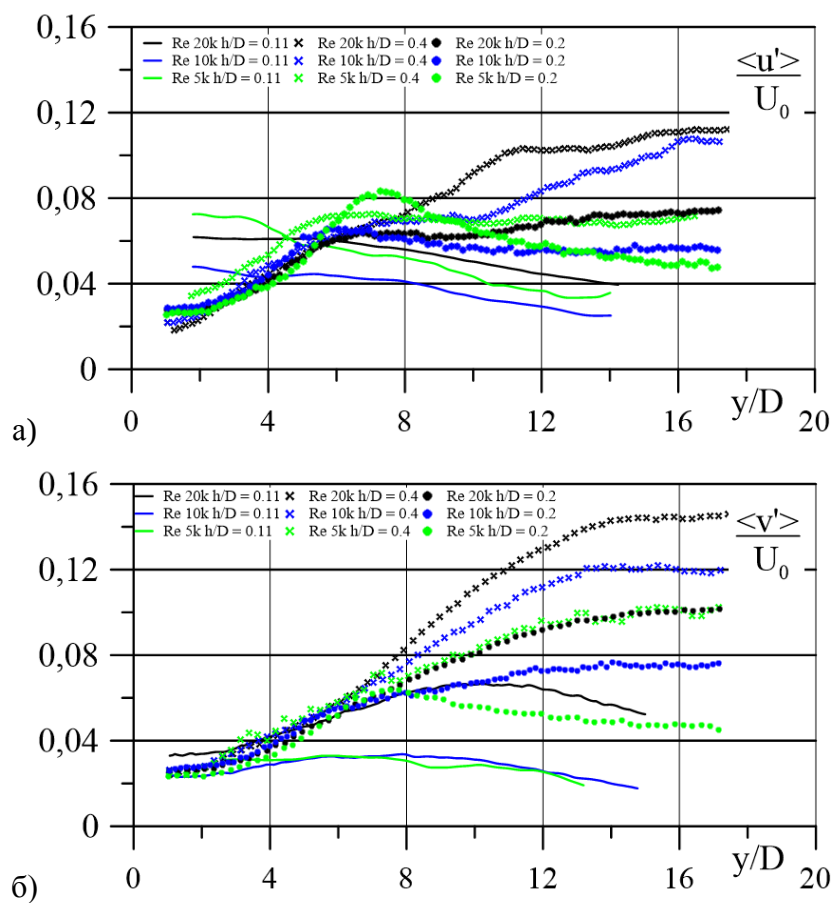
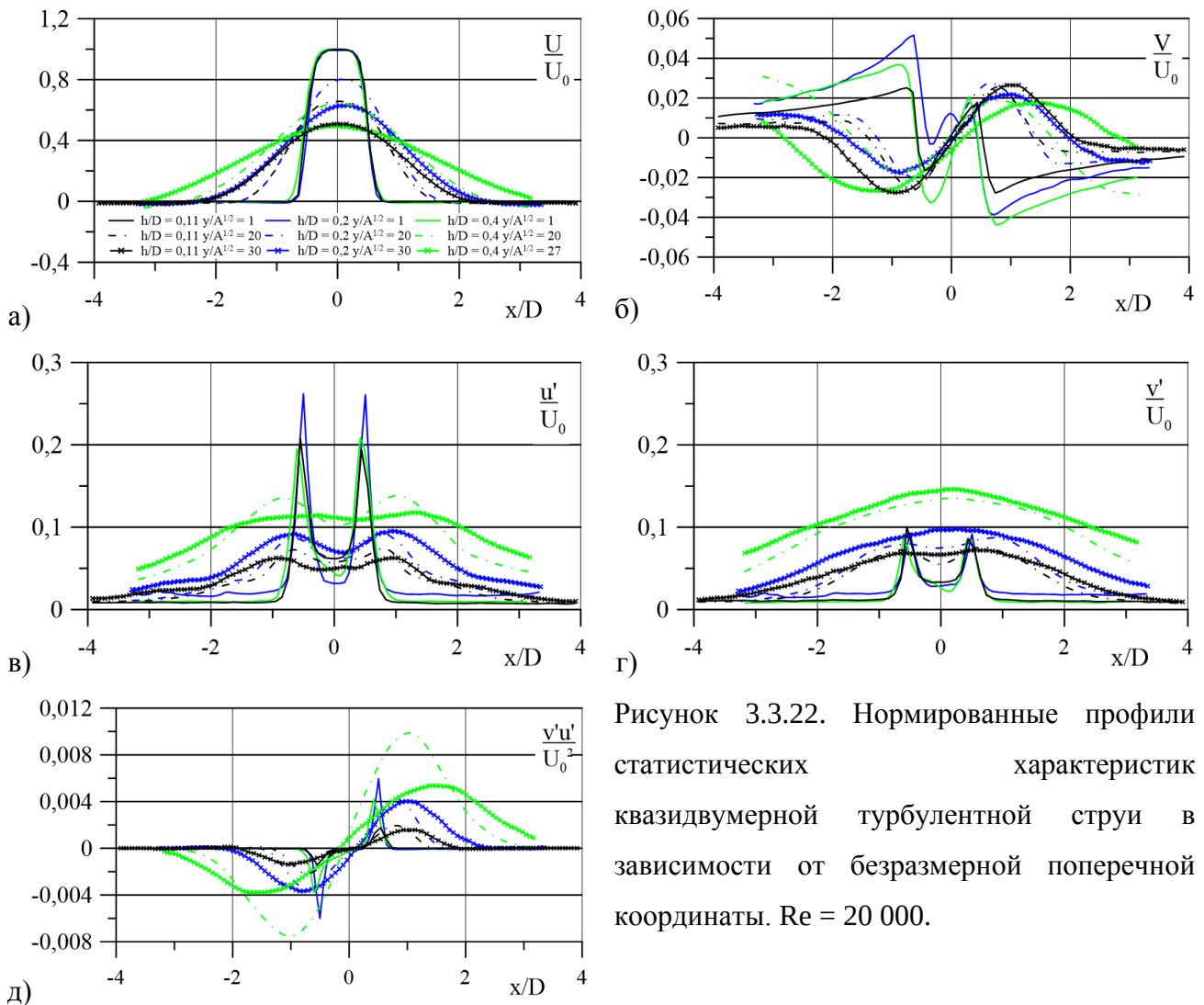


Рисунок 3.3.21. Зависимости нормированных пульсаций скорости вдоль оси струи от h/D .

Влияние значений соотношения h/D на развитие квазидвумерной турбулентной струи представлено виде профилей статистических характеристик, построенных в поперечных

сечениях на разных расстояниях от среза сопла (Рисунок 3.3.22). Значения нормированы на значение осевой скорости на выходе из сопла. Поперечная координата нормирована на ширину сопла D . На всех рисунках цвет линий соответствует значению h/D , а стиль линии относится к расположению поперечного сечения. На Рисунке 3.3.22 а представлены профили продольной скорости. В ближнем поле струи на расстоянии $y/A^{1/2} = 1$ профили продольной скорости для всех значений h/D совпадают с хорошей точностью. Вниз по потоку профили продольной скорости различаются в зависимости от значений h/D . При примерно равных начальных импульсах струи, соответствующих $h/D = 0,11$ и $h/D = 0,4$, значения максимумов скоростей совпадают в каждом сечении струи (совпадение линий зеленого и черного цвета). В случае примерно равных высот канала, соответствующих $h = 2$ мм и $h = 2,4$ мм, совпадают границы струи в каждом сечении струи (совпадение линий синего и черного цвета). Так, в дальнем поле струи профиль продольной скорости для $h = 4$ мм, обозначенный зелеными крестиками, спадает значительно медленнее, чем в случае меньших значений h (профили, обозначенные черными и синими крестиками). Таким образом, скорость на оси струи (дальнобойность), где влияние сил трения минимально, зависит от начального импульса струи, а расширение струи (положение границы), где силы трения сравнимы с инерционными силами, зависит от высоты канала. Профили поперечной скорости, несмотря на то что значения поперечной скорости заметно различаются в зависимости от значений h/D , имеют общий тренд (Рисунок 3.3.22 б). Ближнее поле струи характеризуется интенсивным вовлечением внешней жидкости, что отражается на профиле поперечной скорости. На расстоянии $y/A^{1/2} = 1$ в области слоев смешения $x/D = \pm 0,5$ поперечная скорость меняет знак и резко возрастает (сплошные линии на Рисунке 3.3.22 б). Смена знака поперечной скорости связана с формированием вторичных течений [153]. В дальнем поле струи $y/A^{1/2} = 20$ и $y/A^{1/2} = 30$ граница струи, характеризующаяся сменой знака поперечной скорости, смещается все дальше от оси струи, происходит расширение струи. При увеличении h/D ширина струи и скорость вовлечения в струю увеличивается, о чем свидетельствуют большие значения поперечной скорости вблизи границ струи ($V = 0$) (профили зеленого цвета). Максимальные значения поперечной скорости в любом поперечном сечении не превышают 5% осевой скорости на выходе из сопла, что характерно для турбулентных трехмерных струй. Профили нормированных пульсаций скорости, рассчитанные путем извлечения квадратного корня из среднеквадратичных значений скорости, представлены на Рисунках 3.3.22 в, г. Сравнения профилей пульсаций скорости для $h/D = 0,11$ с $h/D = 0,2$ и $h/D = 0,4$ носит качественный характер в связи с различным пространственным разрешением между экспериментами. В ближнем поле при $y/A^{1/2} = 1$ формы профилей и расположения максимумов пульсаций как для продольной, так и для поперечной скорости, совпадают с хорошей точностью. Профили пульсаций продольной скорости характеризуются двумя максимумами, расположенными в слоях смешения струи. Вниз

по потоку профили пульсаций продольной скорости расширяются, при этом максимальные значения незначительно спадают. Профили пульсаций поперечной скорости также характеризуются наличием двух максимумов в слоях смешения струи (Рисунок 3.3.22 г). Вниз по потоку форма профиля пульсаций поперечной скорости изменяется и переходит к форме с одним максимумом. В случае $h/D = 0,4$ переход происходит раньше. В дальнем поле струи максимальные значения пульсаций продольной и поперечной скорости сравниваются. Профили нормированных Рейнольдсовых напряжений представлены на Рисунке 3.3.22 д. Максимальные значения Рейнольдсовых напряжений сосредоточены в слоях смешения струи. Вниз по потоку значения Рейнольдсовых напряжений возрастают. Рост сопровождается увеличением ширины профиля. При $h/D = 0,4$ значения Рейнольдсовых напряжений переходят максимум в районе $y = 20 A^{1/2}$ и далее начинают спадать в дальнем поле струи.



Еще одно отличие квазидвумерной турбулентной струи от трехмерной турбулентной струи демонстрирует Рисунок 3.3.23, на котором представлено сравнение нормированных

профилей продольной скорости, измеренных в дальнем поле струи с решением Райхардта, описывающего автомодельное поперечное распределение продольной скорости плоских турбулентных струй. Поперечное распределение нормированной средней по времени продольной скорости построено для $Re = 20\,000$ и трех значений h/D . Продольная скорость нормирована на максимальную скорость на оси струи U_c , поперечная координата нормирована на значение полширины струи в данном сечении $x_{1/2} = x(U = 0,5 U_c)$. По большей части экспериментальные данные для всех значений h/D хорошо согласуются с аналитическим решением Райхардта. Заметное расхождение между профилями продольной скорости как между собой, так с автомодельным решением Райхардта, наблюдается на границах струи. Различие в значениях скорости между квазидвумерными турбулентными струями и автомодельным решением также находит подтверждение в экспериментальных работах других авторов [52,153]. Данное расхождение может быть обусловлено поперечным распределением коэффициента трения c_f поперек струи, а также изменением коэффициентом вовлечения в струю вследствие наличия ограничивающих стенок канала.

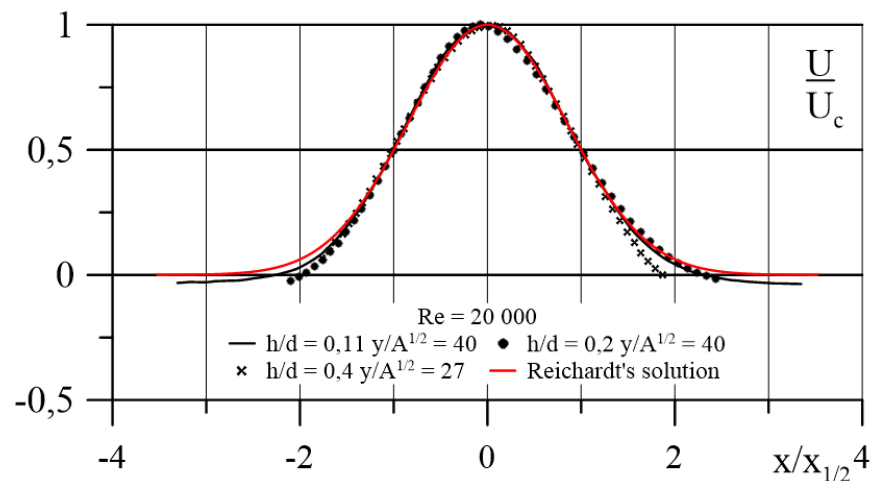


Рисунок 3.3.23. Профиль продольной скорости в дальнем поле квазидвумерной турбулентной струи.

Влияние числа Re на распределения статистических характеристик в дальнем поле струи представлено на Рисунке 3.3.24. Профили представлены в безразмерном виде. Нормирование проводилось на скорость на оси U_c и полуширину струи $x_{1/2}$ в представленном сечении. При такой нормировке поперечные формы профилей для каждой статистической характеристики имеют общие закономерности. Профили продольной скорости хорошо совпадают. Профили поперечной скорости имеют общую зависимость, но с увеличением числа Re ширина профиля уменьшается, значения поперечной скорости в струе снижаются, а скорость вовлечения увеличивается. Значения пульсаций продольной и поперечной скорости, а также напряжения Рейнольдса с ростом числа Re возрастают. Расслоение профилей статических характеристик

является следствием нелинейного влияния силы трения и ее зависимости от числа Re на распространение квазидвумерной турбулентной струи.

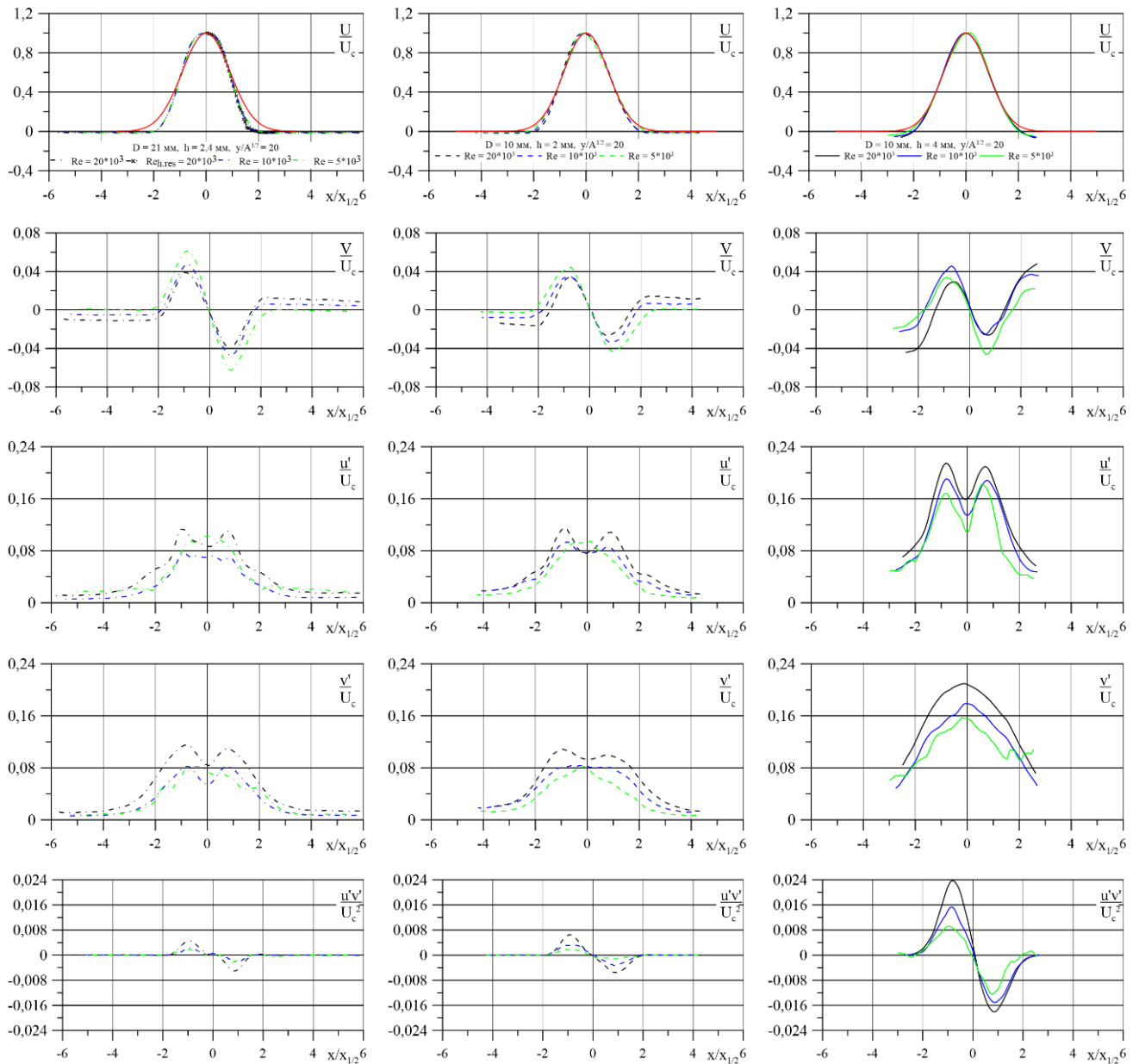


Рисунок 3.3.24. Влияние числа Re на поперечные распределения статистических характеристик квазидвумерной турбулентной струи в дальнем поле.

Выводы по Главе 3

Применение панорамных оптических методов исследования потоков позволило получить количественные данные о динамике крупномасштабных вихревых структур, сценариях развития вихревых структур, процессах их объединения, а также определить их частотные характеристики

в ближнем, переходном и дальнем поле квазидвумерной струи, распространяющейся в щелевом канале.

При помощи высокоскоростной PLIF визуализации исследована динамика течения турбулентной струи в щелевом канале, изучены процессы эволюции квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур в условиях наличия близкорасположенных ограничивающих стенок. Показано, что вниз по течению происходит рост масштаба квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур, который обусловлен слиянием вихревых структур меньшего масштаба и вовлечением внешней жидкости. Впервые в дальнем поле квазидвумерной турбулентной струи зарегистрированы продольные структуры, с линейным масштабом, на порядки превышающим глубину канала. Наличие продольных вихревых структур в дальнем поле квазидвумерной турбулентной струи указывает на существенную роль трехмерных эффектов, что необходимо учитывать при построении численных моделей тепломассопереноса.

На основе высокоскоростной визуализации течения впервые обнаружено ранее ненаблюдаемое явление модуляции амплитуды меандрирования квазидвумерной турбулентной струи. В терминах симметричного и несимметричного сценария развития вихревых структур, связанных с варикозной и синусоидальной модой неустойчивости струи, представлено описание наблюдаемого явления перехода от одного сценария к другому.

На основе прецизионных PIV измерений показано, что наличие близкорасположенных ограничивающих стенок существенно влияет на средние и пульсационные характеристики квазидвумерной турбулентной струи, которая не является автомодельной. Законы распространения квазидвумерной турбулентной струи в значительной степени зависят от Re и h/D и отличаются от законов распространения трехмерных свободных и ограниченных турбулентных плоских струй. Показано, что при $h/D < 1$ законы затухания осевой скорости и расширения струи зависят от коэффициента трения c_f и носят экспоненциальный характер.

В квазидвумерной турбулентной струе реализуются формы энергетического спектра пульсаций, соответствующие прямому каскаду энтропии и обратному каскаду энергии, характерные для двумерной турбулентности. Зависимость частоты меандрирования от продольной координаты качественно описывается зависимостью $f \sim (y/d)^{-3/2}$ в широком диапазоне исследуемых параметров: чисел Re и соотношения h/D . С ростом числа Re безразмерная частота, соответствующая спектральному максимуму, уменьшается.

Глава 4. Экспериментальное исследование пространственной структуры квазидвумерной турбулентной струи

Данная глава посвящена исследованию пространственной структуры квазидвумерной турбулентной струи в ближнем, среднем и дальнем поле. Обзор литературы, представленный в первой главе, а также результаты измерений в различных плоскостях от стенок канала показывают, что ближнее поле квазидвумерной турбулентной струи характеризуется наличием вторичных течений и является развитым трехмерным течением. Данные визуализации, представленные в главе 3, указывают на трехмерную структуру течения, реализующуюся в среднем и дальнем поле квазидвумерной турбулентной струи. Отсутствие количественных экспериментальных данных о вторичных течениях и механизмах их формирования, а также правомерность использования моделей течения квазидвумерной турбулентной струи, основанных на усреднении по глубине канала, требуют проведения прямых трехмерных измерений всех трех компонент скорости. Предложенный в [114] метод Томо-PIV позволяет измерить все три компоненты мгновенной скорости в объеме потока, однако необходима апробация метода для измерения скорости в ограниченных пространствах.

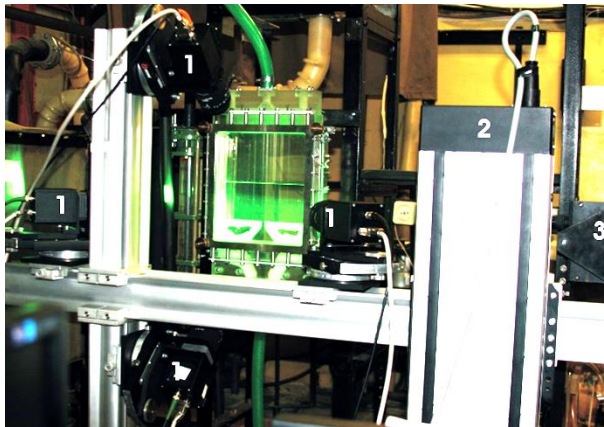
4.1. Методика и параметры измерений

Измерение мгновенных пространственных распределений трех компонент скорости в квазидвумерной турбулентной струе проводились при помощи Томо-PIV метода, описанного в п. 2.2 главы 2. Эксперименты проводились на гидродинамическом стенде, описанном в п. 2.4.1, с рабочим участком – каналом с высотой $h = 4$ мм, описанным в п. 2.4.3 главы 2. Использовались две конфигурации измерительной Томо-PIV системы с низким и высоким временным разрешением.

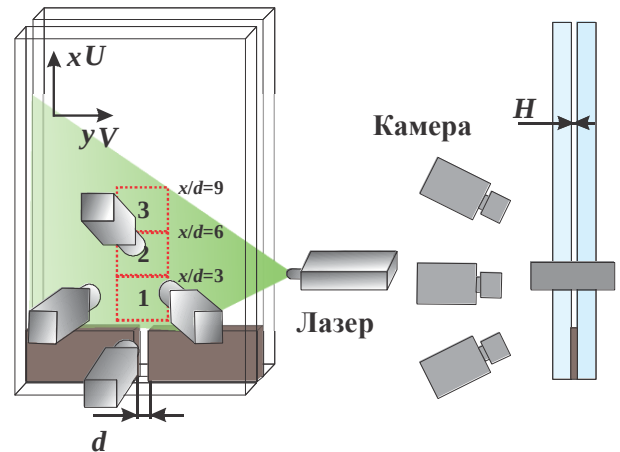
4.1.1. Томо-PIV эксперименты с низким временным разрешением

Измерительная Томо-PIV система «Полис» низкого временного разрешения состояла из четырех цифровых 1 Мрiх камер ПОЛИС с объективами Nikon с фокусным расстоянием 50 мм, сдвоенного импульсного Nd: YAG лазера ПОЛИС и синхронизирующего процессора ПОЛИС. Камеры устанавливались на координатные системы (маунты), позволяющие расположить их под

небольшим углом к оси объектива для реализации коррекции Шаймпфлюга. Камеры с маунтами крепились на взаимно перпендикулярных оптических балках, образуя крестовое расположение (Рисунок 2.2.4 б, глава 2). Данное расположение камер обеспечивало равные расстояния от всех камер до измерительной области. Ввод лазерного освещения осуществлялся через оптическое окно, расположенное на боковой стороне рабочего канала. Толщина лазерного ножа превышала глубину канала h , что позволяло осветить весь измерительный объем. В качестве трассеров использовались полиамидные частицы размером 20 мкм и плотностью 1,05 кг/л. Количество частиц обеспечивало среднюю концентрацию, на одной проекции равной 0,04 частиц/пикс. Синхронизованная работа компонент измерительной Томо-PIV системы организовывалась при помощи синхронизирующего процессора, управляемого программным обеспечением «ActualFlow». Фотография установки с измерительной системой, а также схема расположения основных элементов Томо-PIV системы представлены на Рисунке 4.1.1.



а)



б)

Рисунок 4.1.1. А) фотография экспериментальной установки. 1 – цифровые ПЗС камеры, 2 – моторизованная координатная система, 3 – Nd:АИГ лазер, б) схема экспериментальной установки и расположение компонент измерительной системы.

Измерения проводились в трех одинаковых измерительных областях, расположенных последовательно вниз по потоку. В каждой области набиралась статистика в 500 мгновенных распределений трассеров для каждой камеры (проекций объема). Измерения проводились с частотой 1 Гц. Для построения модели камер, с целью определения соответствия точки измерительного объема с положением на каждой из четырех проекций (изображения камер), проводилась калибровка измерительной системы. В калибровке использовалась высокоточная калибровочная мишень Edmund Optics размером $50 \times 50 \text{ мм}^2$ с диаметром маркеров 1 мм, которые располагались на декартовой сетке с шагом 1 мм. Вследствие большой толщины мишени (3,2 мм), которая была сравнима с глубиной канала $h = 4 \text{ мм}$, перемещения калибровочной

мишени внутри измерительного объема были невозможны. В результате калибровка осуществлялась на основании виртуальных смещений мишени внутри измерительного объема, рассчитанных по перемещениям измерительной системы как целого. Пересчет производился в рамках геометрической оптики с учетом разницы показателей преломления воздуха и воды при условии, что стенка канала представляла собой плоскопараллельную пластину. Перемещение измерительной системы контролировалось с точностью 10 мкм. Калибровочная мишень снималась для пяти разных позиций измерительной системы. Обработка данных и калибровка измерительной системы проводилась при помощи программного обеспечения «ActualFlow». Параметры модели камеры оценивались путем нелинейной оптимизации второго порядка алгоритмом Левенберга–Марквардта. Типичное значение ошибки калибровки камер составило 0,5–0,8 пикс. С целью уточнения моделей камер применялся метод самокалибровки по зарегистрированным экспериментальным изображениям частиц [137]. В результате применения четырех итераций процедуры самокалибровки среднее значение диспаратета не превышало 0,05 пикс, что соответствовало точности сведения лучей наблюдения всех четырех камер и обеспечило успешную реконструкцию измерительных объемов с трассерами. Томографическая реконструкция измерительных объемов производилась при помощи 15 итерации MLOS SMART алгоритма [140,177]. После реконструкции было получено 500 объемных распределений трассеров размером $40 \times 36 \times 4,2 \text{ мм}^3$ ($768 \times 1024 \times 128$ вокс³) каждый. Расчет полей скорости проводился итерационным корреляционным алгоритмом с двумя итерациями и 50% перекрытием расчетных областей. Область осреднения экспериментальных данных после последней итерации ($32 \times 32 \times 16$ вокс³) составила $1,66 \times 1,125 \times 0,525 \text{ мм}^3$. Разрешение полученного 3D мгновенного распределения скорости соответствовало $47 \times 64 \times 15$ векторов.

4.1.2. Томо-PIV эксперименты с высоким временным разрешением

Измерительная Томо-PIV система «Полис» высокого временного разрешения состояла из четырех высокоскоростных цифровых КМОП камеры Photron FASTCAM SA5 с объективами SIGMA MACRO с фокусным расстоянием 105 мм, высокоскоростного сдвоенного импульсного лазера Photonix DM-532-DH-150 и синхронизирующего процессора Berkeley Nucleonics BNC 575. Детальное описание измерительной системы приведено в п. 2.5 главы 2. Фотография экспериментальной установки и схема измерительной системы представлены на Рисунке 4.1.2. Учитывая габариты камер и размер измерительной области, была выбрана иная компоновка камер. Камеры устанавливались на штативные головки Manfrotto 405, которые крепились на горизонтальной оптической балке. Для обеспечения одинаковых параметров оптической

системы каждой камеры, камеры были расположены в углах квадрата в плоскости параллельной центральной плоскости измерительного объема: две снизу и две сверху одна под другой (Рисунок 2.2.4 а глава 2). Углы расположения камер в вертикальной и горизонтальной плоскости были равны 30 градусов. При такой конфигурации измерительной системы камеры располагались в четырех точках на сфере с центром, совпадающим с центром измерительного объема, в результате обеспечивались идентичные условия для каждой камеры, такие как углы поворота камер, углы коррекции Шаймпфлюга и расстояние от камер до центра измерительной области. В данной конфигурации необходимо было произвести коррекцию Шаймпфлюга в двух плоскостях. Для совпадения фокальной плоскости и плоскости матрицы в двух плоскостях были разработаны и изготовлены с помощью 3D печати адаптеры, позволяющие устанавливать объектив относительно камеры в любой полуплоскости на угол от 0 до 12 градусов. Калибровка измерительной Томо-PIV системы производилась по высокоточной мишени Edmund Optics размерами $50 \times 50 \text{ мм}^2$, представляющие собой матовую стеклянную пластину с нанесенными на нее круглыми маркерами диаметром 1 мм, расположенные в узлах декартовой сетки с шагом 1 мм. Калибровка проводилась аналогичным способом, что и в случае низкоскоростного Томо-PIV эксперимента.

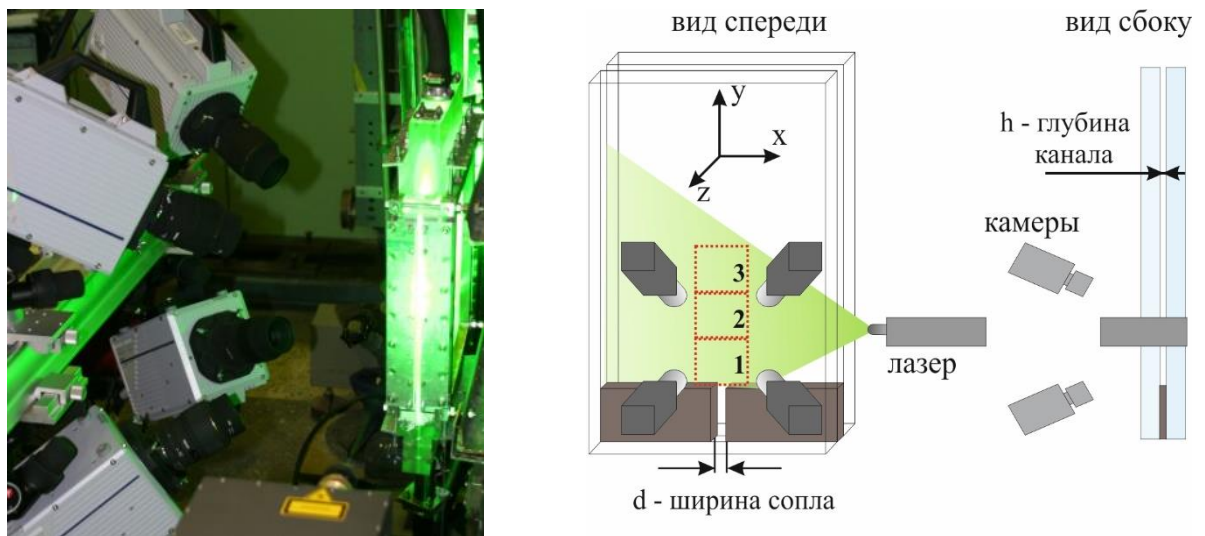


Рисунок 4.1.2. Экспериментальная установка и схема измерительной системы для высокоскоростных Томо-PIV измерений в квази-двумерной турбулентной струе.

Для обработки данных, калибровки и самокалибровки использовалось программное обеспечение «ActualFlow». Для уточнения параметров калибровки оптической модели проводилась процедура самокалибровки по 1000 изображениям трассеров [137]. Применение трех итераций процедуры самокалибровки позволило уменьшить осредненное значение диспаритета до 0,05 пикселя. Перед реконструкцией объемов изображений трассеров,

изображения проекции объема с каждой камеры проходили предобработку, вычитался статистический минимум интенсивности (для каждого пикселя) по ансамблю исходных изображений. Томографическая реконструкция производилась с помощью SMART алгоритма [140,177]. Восстановленный измерительный объем с трассерами для одного мгновенного поля имел размеры $615 \times 615 \times 77$ вокселей. Физический размер вокселя приблизительно равнялся $0.063 \times 0.063 \times 0.063$ мм³. Объемная концентрация частиц составила 8,5 частиц/мм³. Корреляционный анализ проводился с использованием итерационного многосеточного алгоритма с непрерывным смещением измерительного окна. При расчете скорости было выполнено четыре итерации, две итерации с разрешением $64 \times 64 \times 32$ вокселя и две итерации с разрешением $32 \times 32 \times 16$ вокселя. Последняя итерация выполнялась с перекрытием 75%, в результате чего окончательный размер области для одного вектора скорости составил $0,5 \times 0,5 \times 0,25$ мм³.

Измерения проводились в трех последовательных областях, центры которых располагались на расстояниях 2 D, 6 D и 10 D от края сопла. Объем измерительной области равнялся $50 \times 50 \times 4$ мм³. Измерения изображений частиц проводились в однокадровом режиме с частотой съемки равной 10 кГц, что соответствовало задержке между кадрами в 100 мкс. Было зарегистрировано 21 625 изображений в каждой измерительной области и для каждой камеры. Трехмерное трехкомпонентное мгновенное распределение скорости в первой измерительной области рассчитывалась по последовательным изображениями, что соответствовало частоте съемки 10 кГц, во второй и третьей измерительной области распределение скорости рассчитывалось через изображение, что соответствовало частоте съемки вдвое ниже, 5 кГц.

4.2. Результаты Томо-PIV экспериментов

Представлены результаты томографических PIV измерений трехкомпонентных трехмерных мгновенных значений скорости в квазидвумерной турбулентной струе с низким и высоким временным разрешением. Апробация Томо-PIV метода проводилась в рамках экспериментов с низким временным разрешением. Результаты низкоскоростного эксперимента дают представление о осредненных характеристиках. Опыт в проведении Томо-PIV измерений позволил реализовать Томо-PIV эксперименты с высоким временным разрешением и получить данные о динамике трехмерного квазидвумерного турбулентного струйного течения.

4.2.1. Результаты низкоскоростного Томо-PIV эксперимента

На Рисунках 4.2.1 и 4.2.2 представлены трехмерные распределения для компонент средней скорости. Осреднение проводилось по ансамблям из 1 000 мгновенных трехмерных трехкомпонентных распределений скорости, полученных с низким временным разрешением. Изоповерхности продольной компоненты средней скорости представлены на Рисунке 4.2.1 (левый столбец) для значений $-0,01 Uq$, $0,1 Uq$, $0,25 Uq$, $0,5 Uq$, $0,75 Uq$ и $1,0 Uq$. Изоповерхность красного цвета, соответствующая значению скорости $1,0 Uq$, характеризует форму и длину ядра квазидвумерной турбулентной струи. Вниз по потоку ядро струи переходит от прямоугольной формы в коническую, что соответствует развитию пограничных слоев, вблизи ограничивающих стенок $z/D = \pm 0,2$ и свободных слоев смещения струи. Изоповерхности синего цвета, соответствующие значению скорости $-0,01 Uq$, указывают границу опускного течения, обусловленного увлечением внешней жидкости в струю. Форма фронта изоповерхности $-0,01 Uq$ изменяется вниз по потоку, переходя от ударной (заполненной) к параболической. Такое изменение указывает на снижение скорости увлечения внешней жидкости от ближнего к дальнему полю струи. Изоповерхности, расположенные между ядром и внешней границей струи, трансформируются вниз по потоку. Наблюдается три характерных участка: первый участок от сопла до $y = 0,7 D$, на котором изоповерхности имеют плоскую форму; второй участок, начинающийся от $y = 0,7 D$, соответствует развитию вогнутой формы изоповерхностей скорости с двумя максимумами, локализованными вблизи ограничивающих стенок. На расстоянии в $3 D$ происходит рост максимумов близи стенок, далее начинается их уменьшение. При достижении $5 D$ со стороны внутренних изоповерхностей начинается выполаживание формы изоповерхности и переход к выпуклой форме с одним максимумом. Третий участок от $10,3 D$ соответствует вложенным друг в друга изоповерхностям постоянной скорости выпуклой формы. Данную трансформацию изоповерхностей постоянных скоростей более детально демонстрируют контурные поля продольной скорости в поперечных сечениях струи (Рисунок 4.2.1 правый столбец). Поперечные сечения расположены вниз по потоку с шагом $0,5 D$. Эволюция изотак продольной скорости в поперечных сечениях струи вниз по потоку хорошо согласуется с результатами работы [178]. Изменение формы изотак скорости и формирование седловидного профиля в ближнем поле ограниченной турбулентной струи было показано в ряде работ [29,35,38,178–181]. Седловидный профиль соответствует тому, что полуширина струи больше вблизи стенок, чем в центре струи, что находит подтверждение в результатах визуализации работы [153]. Появление седловидного профиля продольной скорости в поперечных сечениях связывают с формированием вторичных течений [29,37,153,178,180].

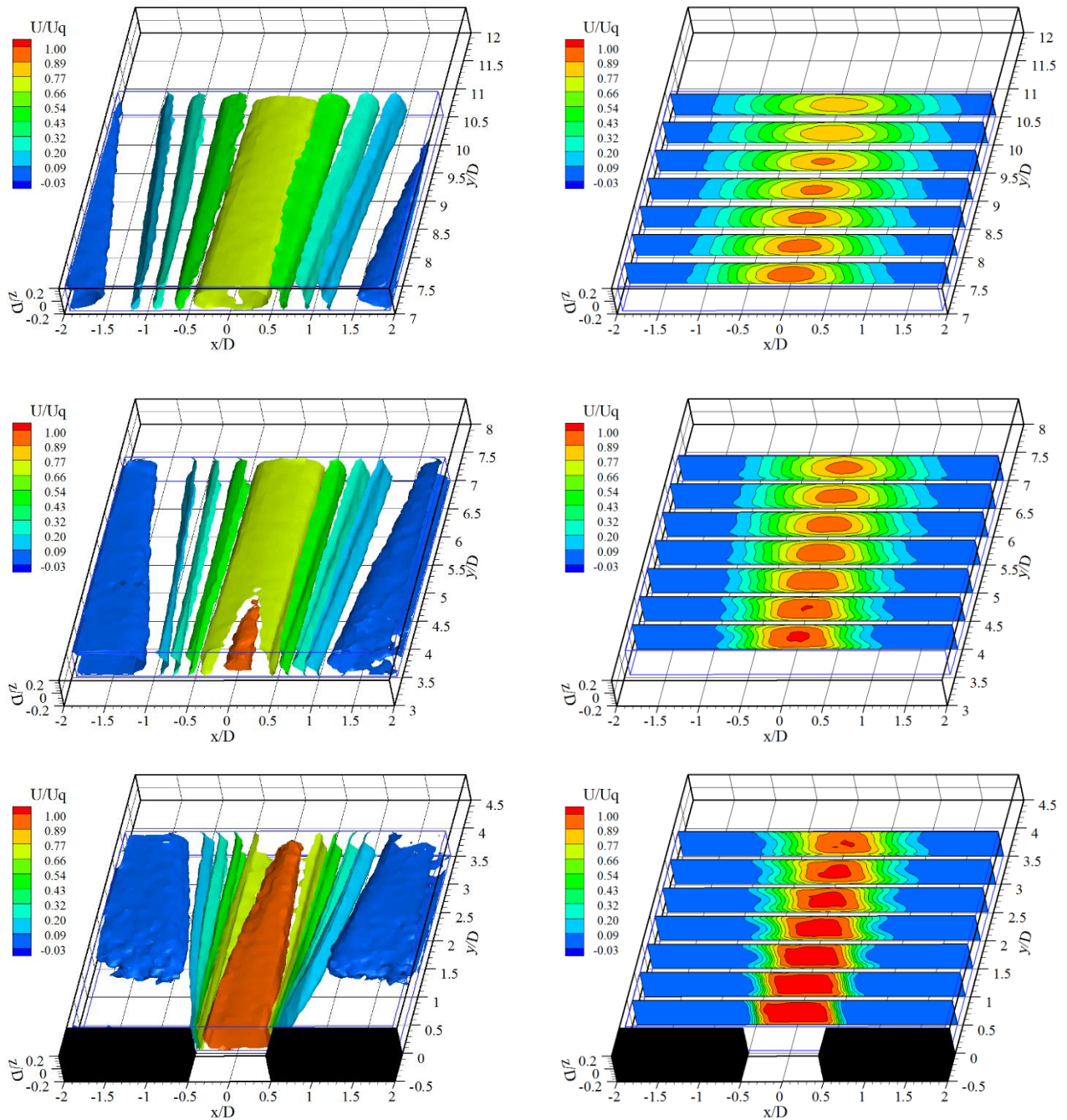


Рисунок 4.2.1. Продольная компонента средней скорости, представленная в виде изоповерхностей (левый столбец) и контурных полей в поперечных сечениях (правый столбец) для трех измерительных областей. Число $Re = 20\,000$.

Вторичные течения в ближнем поле квазидвумерной турбулентной струи приводят к существенной трехмерности течения. О трехмерности течения в ближнем поле квазидвумерной турбулентной струи можно судить по распределениям поперечной и нормальной к стенке компоненты средней скорости. На Рисунке 4.2.2 представлены распределения поперечной и нормальной к стенке компонент средней скорости в виде контурных полей скорости в поперечных сечениях квазидвумерной турбулентной струи.

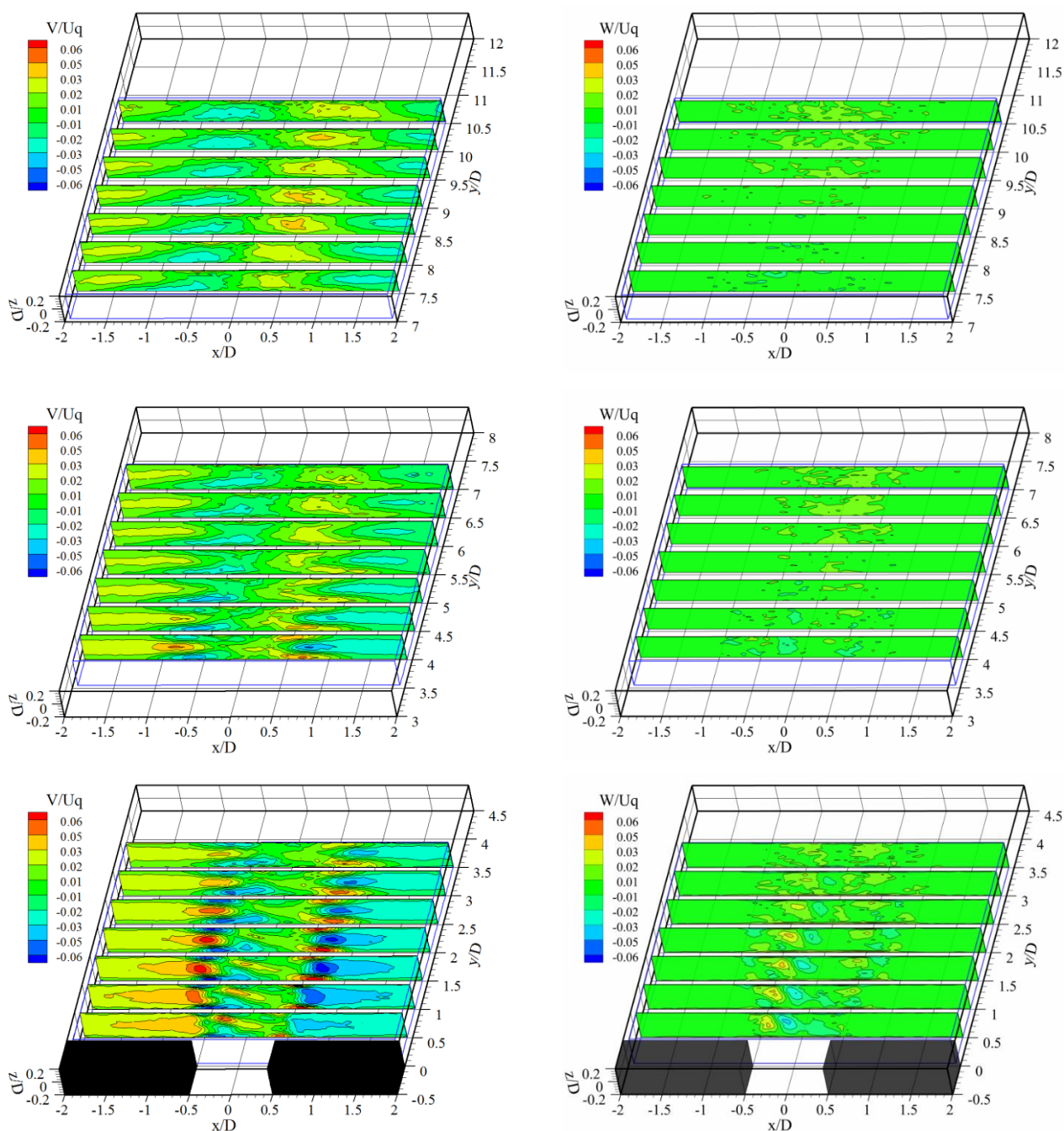


Рисунок 4.2.2. Поперечная (левый столбец) и нормальная стенке (правый столбец) компонента средней скорости, представленная в виде контурных полей в поперечных сечениях для трех измерительных областей. Число $Re = 20\,000$.

Ближнее поле струи характеризуется экстремальными значениями поперечной компоненты средней скорости, которые находятся на уровне $\pm 0,06 Uq$. В области, равноудалённой от ограничивающих стенок, на протяжении ядра струи от $y = 0,7 D$ до $y = 4,5 D$, формируется течение, направленное в струю с максимальными значениями поперечной скорости $\pm 0,075 Uq$ на расстоянии $y = 1,7 D$. По мере удаления от сопла скорость натекания в струю падает. Течение, направленное в струю в средней плоскости, сопровождается противотечениями

вблизи ограничивающих стенок с максимальными значениями поперечной средней скорости, расположенными в сечениях $z/D = \pm 0,16$. Внутри ядра струи, на протяжении всей его длины присутствует области с противотечениями (Рисунок 4.2.2 левый столбец). Данные противотечения соответствуют вторичному течению, связанному с условиями формирования течения внутри сопла – прямоугольного канала [32,33,182]. В дальнем поле струи значения поперечной компоненты средней скорости снижаются незначительно, но изменяется их пространственное распределение. Значения поперечной скорости внутри струи, соответствующие расширению струи, и снаружи, соответствующие увлечению внешней жидкости, выравниваются, что согласуется с результатами двумерного PIV (Рисунок 3.3.24). Максимальные значения нормальной к стенке компоненты средней скорости, которые находятся на уровне $\pm 0,03 U_q$, характерны для ближнего поля струи и связаны в основном с вторичными течениями, образованными в сопле. Значения нормальной к стенке компоненты средней скорости, соответствующие трехмерной структуре течения, находятся на уровне $\pm 0,03 U_q$. Далее вниз по потоку происходит затухание нормальной к стенке компоненты средней скорости и в дальнем поле ее значения становятся порядка 1% от среднерасходной скорости (Рисунок 4.2.2 правый столбец). Учитывая малость значений нормальной к стенке компоненты средней скорости к продольной и поперечной средней скорости, можно охарактеризовать осредненное течение ограниченной турбулентной струи как квазидвумерное.

Для определения и выявления характеристик вторичных течений на основе трех компонент средней скорости была рассчитана продольная компонента средней завихренности (Рисунок 4.2.3). Вторичные течения локализуются в слоях смешения квазидвумерной турбулентной струи. В развитии вторичных течений можно выделить три основных участка, соответствующих этапам зарождения, развития, роста и затухания вторичных течений. Данные участки хорошо коррелируют с седловидным профилем скорости. На расстоянии $y = 0,7 D$ происходит формирование вторичных вихревых течений. Развитие и усиление вторичных течений происходит в ближнем поле струи на расстоянии от $y = 0,7 D$ до $y = 2 D$. Далее вниз по потоку вторичные течения начинают затухать и после $y = 5 D$ исчезают. Также хорошо идентифицируются вторичные течения, связанные со структурой потока внутри сопла, которые, в отличие от вторичных течений в слое смешения, начинают затухать вниз по потоку и исчезают на расстоянии 3 калибров (Рисунок 4.2.3).

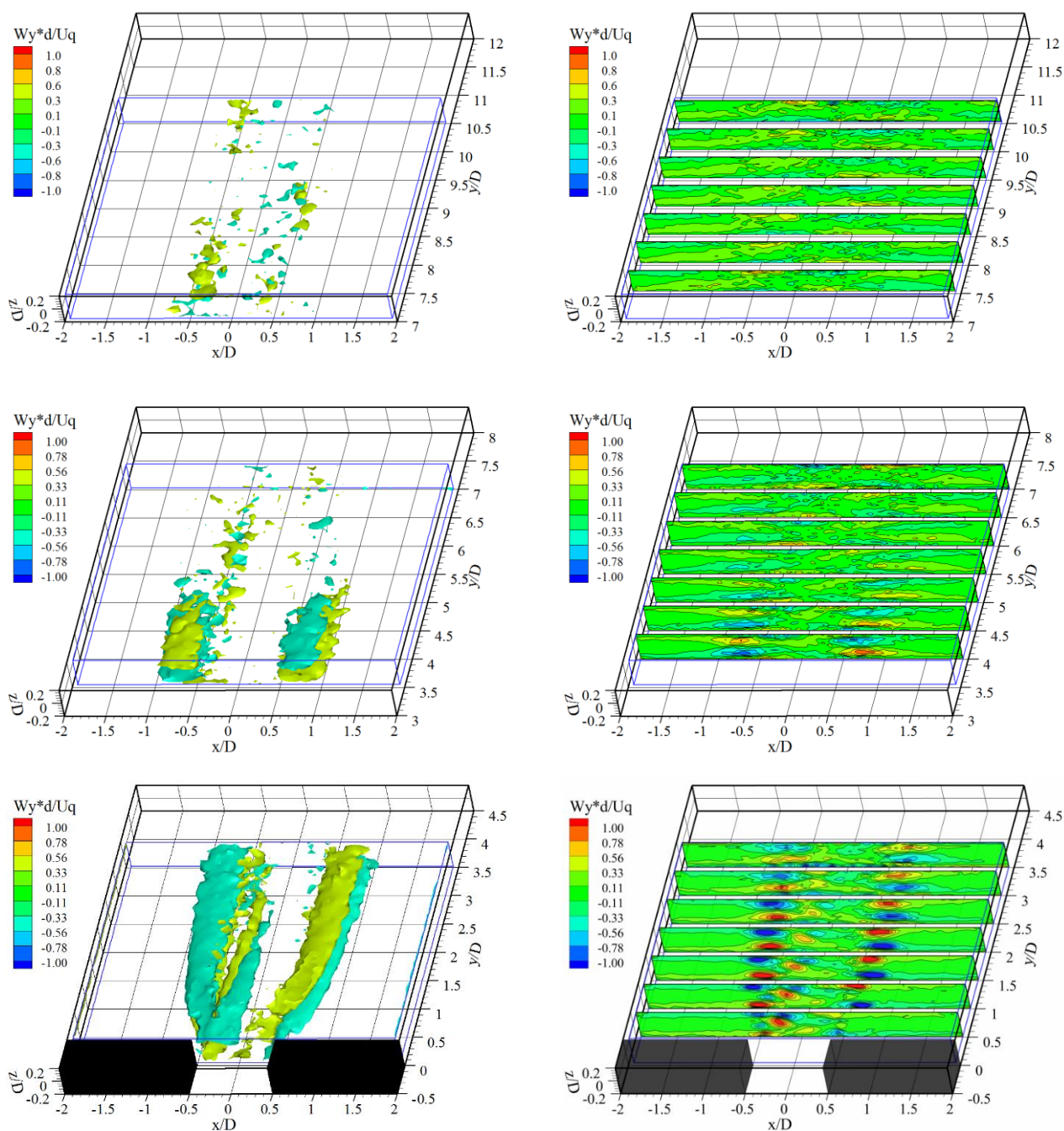


Рисунок 4.2.3. Продольная компонента средней завихренности, представленная в виде изоповерхностей (левый столбец) и контурных полей в поперечных сечениях (правый столбец) для трех измерительных областей. Число $Re = 20\,000$.

Модели и механизмы формирования вторичных течений на основе деформации вихревых структур были предложены в работах [29,153,178,180,183]. Для подтверждения или опровержения предложенных механизмов формирования вторичных течений необходимо было идентифицировать трехмерные вихревые структуры в потоке с целью определения их пространственной топологии. Уровень некоррелированного шума не позволял использовать 3D мгновенные распределения скорости напрямую для расчета производных скорости, необходимых для идентификации вихревых структур в потоке с помощью Q критерия. Для

получения сглаженного 3D мгновенного распределения скорости проводилась статистическая фильтрация данных при помощи POD метода [184]. В POD разложении использовалось 500 пар 3D мгновенных распределений скорости. Реконструкция трехмерного трехкомпонентного мгновенного распределения скорости проводилось на основании 10 первых POD мод, содержащих 9% кинетической энергии турбулентности. На Рисунке 4.2.4 представлены изоповерхности Q критерия для идентификации вихревых структур в потоке. Изоповерхности желтого цвета соответствуют сдвиговым вихревым структурам Кельвина–Гельмгольца, которые периодически образуются в слоях смешения струи. Начиная с 1 калибра к вихревым структурам примыкают продольные вихревые структуры, обозначенные изоповерхностями Q критерия. Изоповерхности красного и синего цвета соответствуют положительным и отрицательным значениям продольной компоненты завихренности, указывающим направление вращения продольных вихревых структур. Для пространственного ориентира построено векторное поле в средней плоскости канала $z/D = 0$. Каждая вихревая структура Кельвина–Гельмгольца сопряжена с парой противовращающихся продольных вихревых структур, находящихся по разные стороны от средней плоскости канала. Смена направления вращения продольных структур при переходе через среднюю плоскость зависит от направления вращения вихревых структур Кельвина–Гельмгольца. Формирование вихревых структур Кельвина–Гельмгольца инициирует образование продольных вихревых структур, в результате образуется вихревая структура с топологией, напоминающей вытянутую подкову – «шпильку». Данная топология вихревой структуры подобна структуре, составленной на основе визуализации в работе [181]. В ближнем поле струи продольные структуры располагаются параллельно друг другу и их расположение определяется углом раскрытия квазидвумерной турбулентной струи. Продольные вихревые структуры при усреднении формируют вторичные течения вследствие их малого отклонения от продольной ориентации в потоке. Таким образом показано, что вторичные течения являются результатом образования продольных вихревых структур, которые формируются вследствие взаимодействия сдвиговых вихревых структур Кельвина–Гельмгольца с ограничивающими стенками.

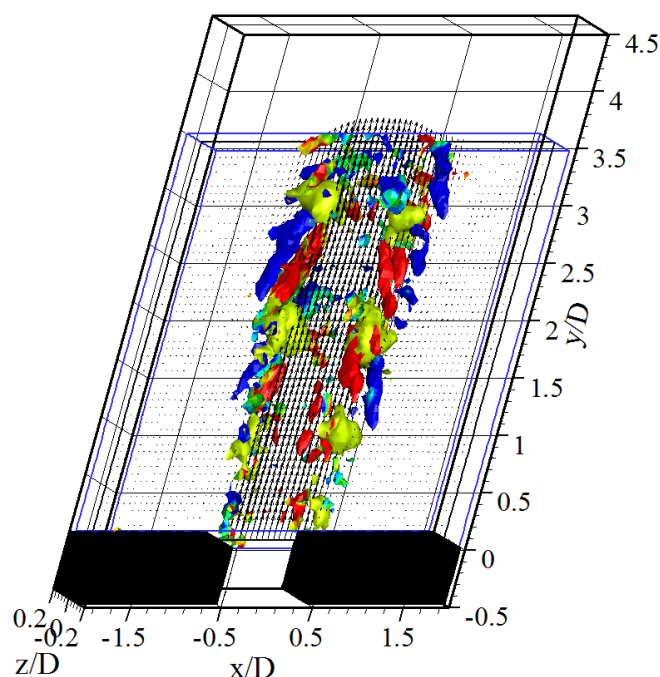


Рисунок 4.2.4. Мгновенное трехмерное распределение Q критерия, рассчитанного на основании реконструированного мгновенного трехмерного трехкомпонентного распределения скорости по первым 10 POD модам.

4.2.2. Результаты высокоскоростного Томо-PIV эксперимента

Динамика мгновенной структуры квазидвумерной турбулентной струи в ближнем и дальнем поле представлена на Рисунках 4.2.5 – 4.2.10. На Рисунке 4.2.5 для трех различных моментов времени показаны 3D изоповерхности продольной мгновенной скорости (левый столбец) и векторных полей скорости (правый столбец). Последовательность мгновенных распределений скорости представлена снизу вверх по мере увеличения времени. Представлено каждое 13-е мгновенное распределение скорости с шагом в 1,3 мс. Продольная компонента мгновенной скорости в ближнем поле струи представлена в виде 3D изоповерхностей для значений $0,1 U_q$, $0,45 U_q$ и $0,8 U_q$ (Рисунок 4.2.5 левый столбец). Сложная топология изоповерхностей продольной компоненты мгновенной скорости указывает на неоднородную и трехмерную структуру течения, связанную с развитием вихревых структур, идентифицируемых по двумерным векторным полям скорости (Рисунок 4.2.5 правый столбец).

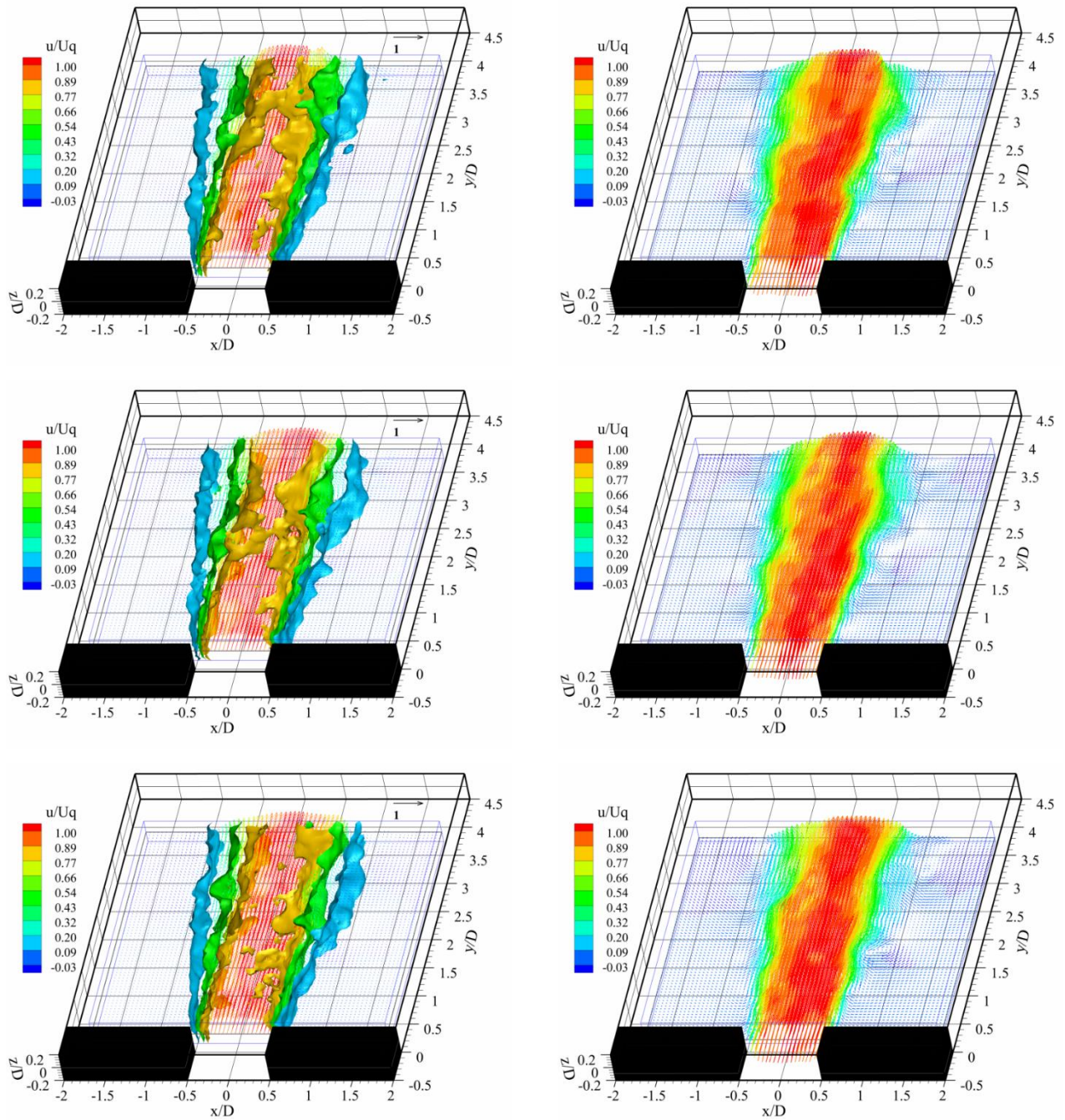


Рисунок 4.2.5. Последовательность безразмерных мгновенных 3D изоповерхностей продольной компоненты скорости для значений $0,1 Uq$, $0,45 Uq$ и $0,8 Uq$ (слева) и мгновенные векторные поля скорости в сечении $z/D = 0,09$ (справа). Время между 3D распределениями скорости 1,3 мс. $Re = 20\,000$.

На Рисунке 4.2.6 представлены мгновенные 3D изоповерхности поперечной и нормальной к стенке компоненты скорости и мгновенные векторные поля скорости, построенные в срединном сечении канала. Максимальные значения поперечной и нормальной к стенке компонент мгновенной скорости, сосредоточенные в слоях смешения, не превышают 15 % от среднерасходной скорости.

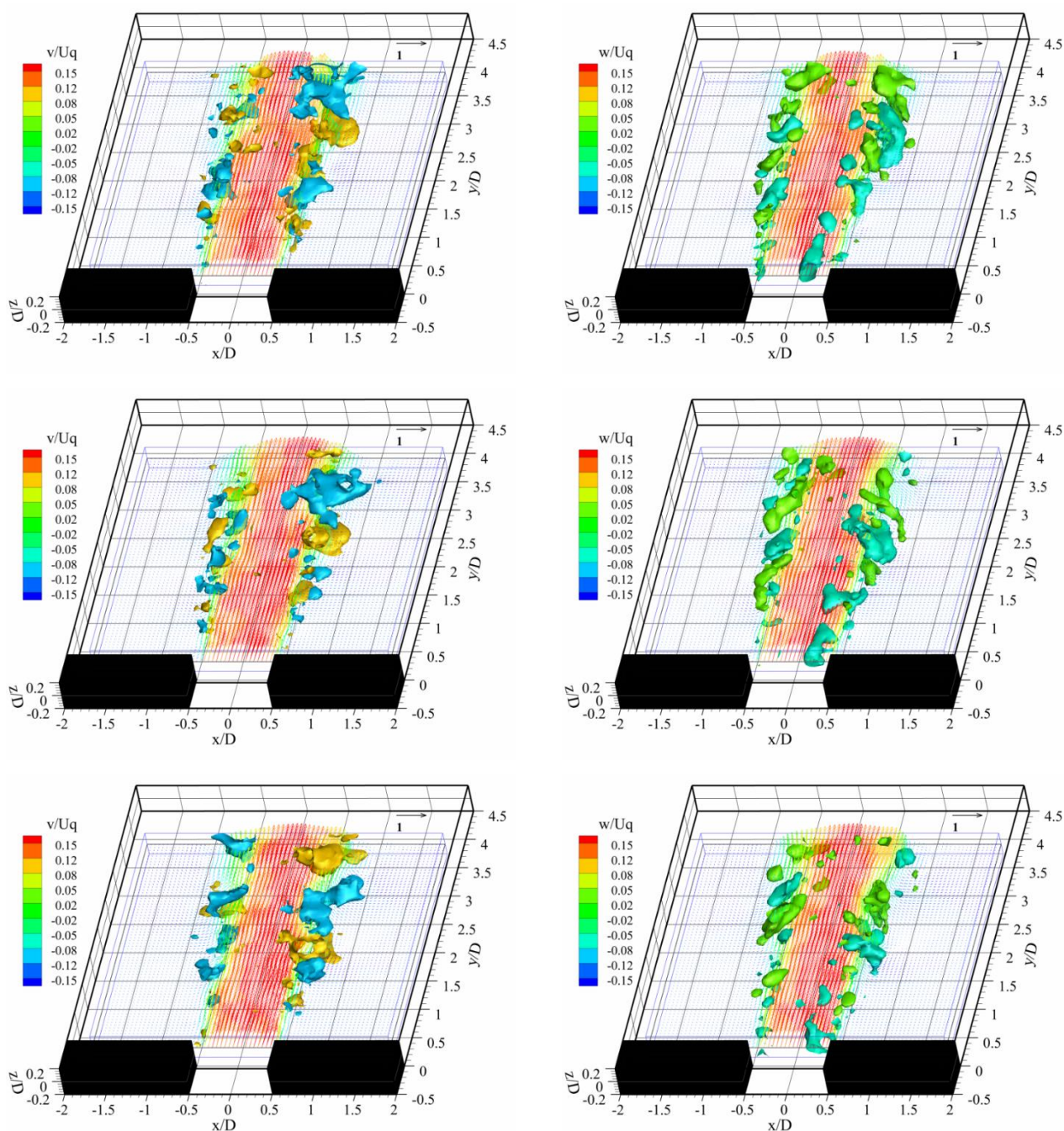


Рисунок 4.2.6. Последовательность безразмерных мгновенных 3D изоповерхностей поперечной скорости для значений $-0,1 Uq$ и $0,1 Uq$ (слева) и нормальной к стенке компоненты скорости для значений $-0,05 Uq$ и $0,05 Uq$ (справа). Моменты времени соответствуют 3D распределениям на Рисунке 4.2.5.

Последовательность изоповерхностей положительных и отрицательных значений поперечной скорости соответствует периодическому вовлечению и истечению жидкости из струи, связанному с развитием сдвиговых вихревых структур Кельвина–Гельмгольца. Увеличивающийся размер областей положительной и отрицательной скорости вниз по потоку соответствует росту масштаба вихревых структур. Представленные 3D изоповерхности

поперечной компоненты мгновенной скорости соответствуют значениям $-0,1 Uq$ и $0,1 Uq$, в два раза превышающим значения нормальной к стенке компоненты скорости $-0,05 Uq$ и $0,05 Uq$. Близкие значения данных компонент скорости указывают на развитое трехмерное течение. Чередующиеся 3D изоповерхности положительных (зеленого цвета) и отрицательных (синего цвета) значений нормальной к стенке компоненты мгновенной скорости соответствуют подъемному и опускному течению между ограничивающими стенками канала (Рисунок 4.2.6 правый столбец). Данный характер течения соответствует наличию вихревых структур с компонентами завихренности, параллельными стенкам канала. Для определения и визуализации вихревых структур, соответствующих 3D мгновенным распределениям скорости (Рисунки 4.2.5 и 4.2.6), были рассчитаны мгновенные распределения Q критерия. Экспериментальные результаты низкоскоростного Томо-PIV эксперимента показали, что в квазидвумерной турбулентной струе образуются два типа вихревых структур: сдвиговые вихревые структуры Кельвина-Гельмгольца и продольные вихревые структуры, первоначально наблюдаемые в экспериментах по визуализации, описанных в Главе 3 (Рисунок 4.2.4). Для идентификации сдвиговых вихревых структур рассчитывались значения Q^{2D} критерия на основании продольной и поперечной компонент скорости. На Рисунке 4.2.7 слева представлена динамика сдвиговых вихревых структур, изоповерхности Q^{2D} раскрашены в значения безразмерной z – компоненты завихренности. Противовращающиеся сдвиговые вихревые структуры обозначены красными и синими окружностями. Как и в случае PIV измерений (глава 3), можно выделить процессы генерации, объединения и увеличения масштаба вихревых структур. Изменение значений z – компоненты завихренности вниз по потоку указывает на уменьшение интенсивности вращения сдвиговых вихревых структур. Идентификация продольных вихревых структур проводилась на основании Q критерия по всем компонентам скорости. Для выделения участков изоповерхностей, относящихся к продольным структурам изоповерхности Q^{2D} – критерия тушировались сеткой желтого цвета. На Рисунке 4.2.7 (справа) представлена динамика продольных вихревых структур вниз по потоку. Продольные вихревые структуры представляют собой вытянутые вдоль потока изоповерхности синего и красного цвета. Цвет указывает на направление вращения и соответствует отрицательным или положительным значениям продольной (y) компоненты завихренности. Перемещение и развитие продольных вихревых структур вниз по потоку представлено на примере структур, обозначенных цифрами на Рисунке 4.2.7 справа. Начиная с 1,5 калибров от среза сопла продольные вихревые структуры достигают масштабов, которые хорошо идентифицируются при данном пространственном разрешении Томо-PIV экспериментов.

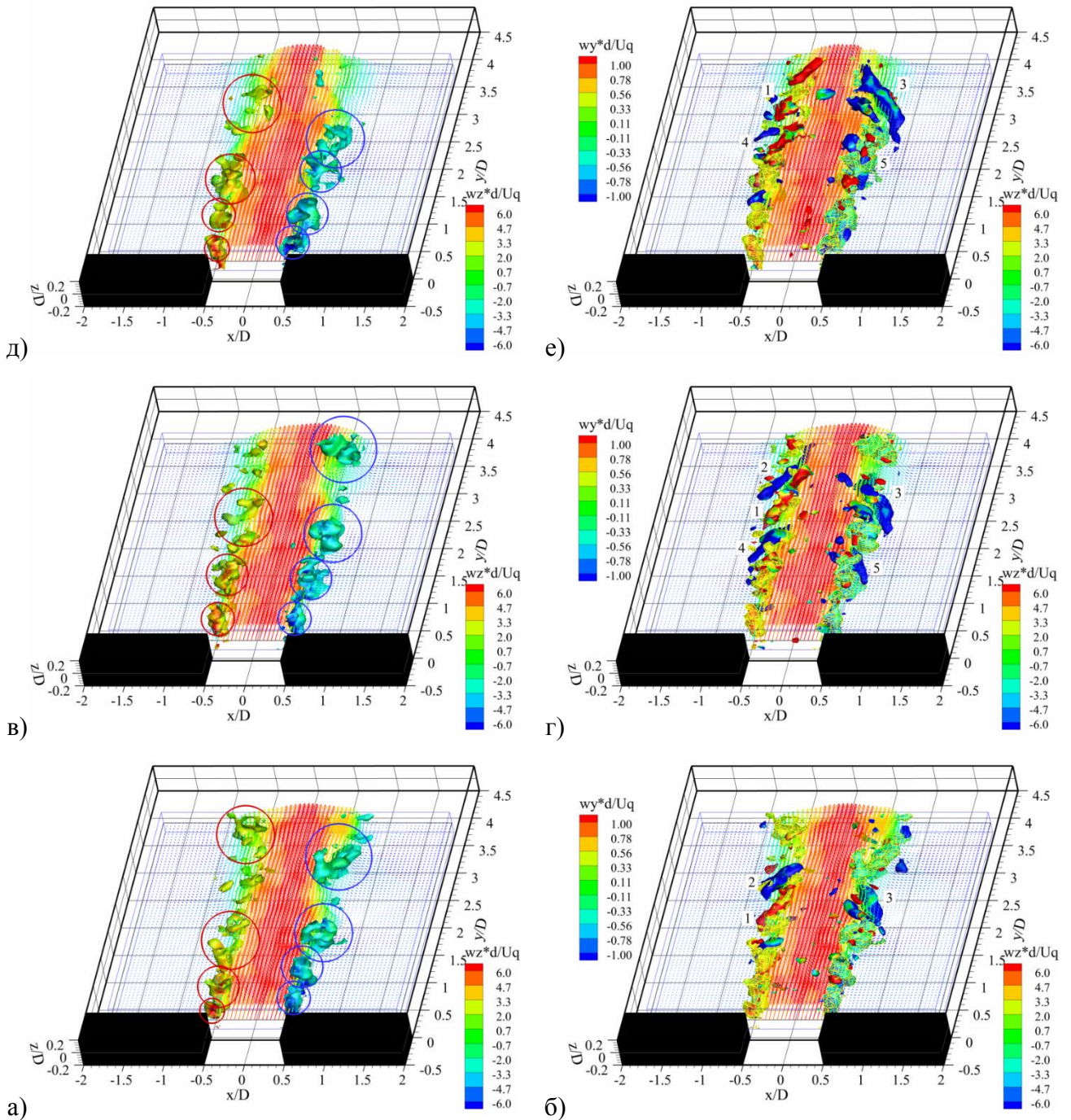


Рисунок 4.2.7. Мгновенные распределения безразмерного Q^{2D} критерия (слева) и мгновенные распределения безразмерного Q критерия (справа).

Продольные структуры пересекают векторное поле скорости, что указывает на их расположение под небольшим углом к срединной плоскости канала. Структуры, обозначенные цифрами 1, 2 и 3, сносятся вниз по потоку, и, попадая в ядро струи, увеличивают свой линейный масштаб в результате растяжения (Рисунок 4.2.7 г-е). Процесс генерации продольных вихревых структур повторяется, инициализируются новые структуры 4 и 5 (Рисунок 4.2.7 г). На основании анализа временных последовательностей Q критерия и топологии вихревых структур, можно утверждать, что механизм образования продольных вихревых структур отличается от

предложенных ранее. Предложенные в работах [29,153,178,180,183] механизмы образования продольных вихревых структур возможно реализуются в окрестности выхода струи из сопла, там, где пространственное разрешение данных Томо-PIV экспериментов было недостаточным, чтобы разрешить масштаб вихревых структур.

Динамика мгновенной структуры квазидвумерной турбулентной струи в дальнем поле представлена на Рисунках 4.2.8 – 4.2.10. Аналогично ближнему полю, представлены 3D изоповерхности продольной, поперечной и нормальной к стенке компоненты скорости, а также распределения Q^{2D} и Q – критерия. На Рисунке 4.2.8 для трех различных моментов времени представлены 3D изоповерхности продольной мгновенной скорости (левый столбец) и векторных полей скорости (правый столбец). Последовательность мгновенных распределений скорости представлена снизу вверх по мере увеличения времени. Представлено каждое 100-е мгновенное распределение скорости, что соответствует шагу по времени в 10 мс. Изоповерхности продольной безразмерной компоненты мгновенной скорости построены для значений ближнего поля $0,1 Uq$, $0,45 Uq$ и $0,8 Uq$ (Рисунок 4.2.8 а, в, д). Расстояния между 3D изоповерхности продольной компоненты мгновенной скорости в дальнем поле струи увеличиваются, что указывает на расширение квазидвумерной турбулентной струи. В дальнем поле динамика квазидвумерной турбулентной струи определяется движением крупномасштабных квазидвумерных вихревых структур, которые идентифицируются на векторных полях скорости (Рисунок 4.2.8 б). Данные структуры, двигаясь в шахматном порядке, приводят к значительным поперечным отклонениям квазидвумерной турбулентной струи от ее оси (Рисунок 4.2.8 в). Формы изоповерхностей продольной компоненты скорости становятся более плавными, что указывает на снижении высокочастотных пульсаций скорости в дальнем поле струи. 3D изоповерхности нормированной продольной компоненты мгновенной скорости для значений $-0,1 Uq$ и $0,1 Uq$ представлены на Рисунках 4.2.9 а, в и д. В дальнем поле изоповерхности положительных и отрицательных значений поперечной скорости расположены последовательно и распространяются на всю измерительную область. Такое расположение изоповерхностей образуется в результате колебания (меандрирования) квазидвумерной турбулентной струи как целого вследствие движения крупномасштабных вихревых структур.

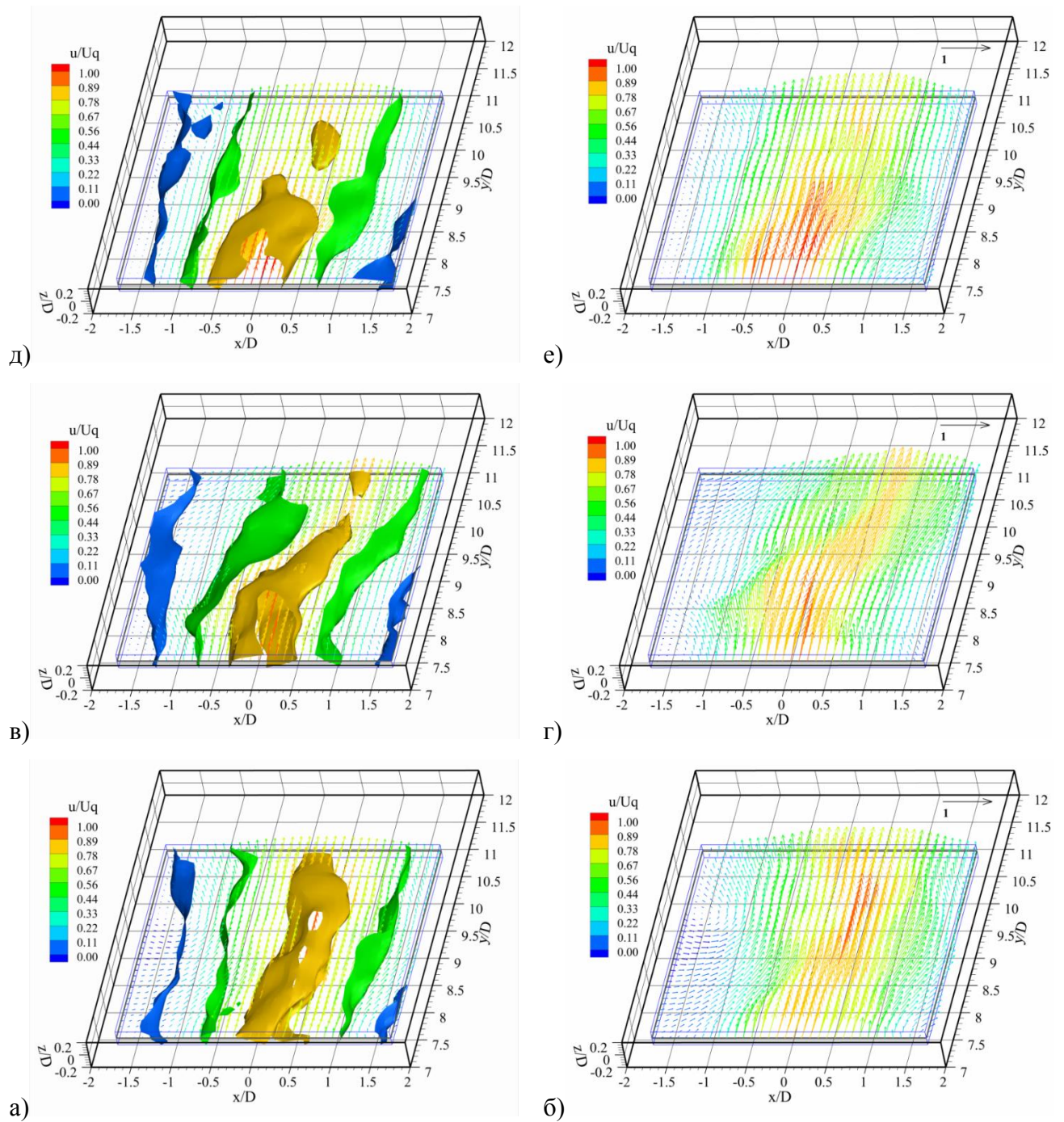


Рисунок 4.2.8. Последовательность безразмерных мгновенных 3D изоповерхностей продольной компоненты скорости для значений $0,1 Uq$, $0,45 Uq$ и $0,8 Uq$ (слева) и мгновенные векторные поля скорости в сечении $z/D = 0$ (справа). $Re = 20\,000$.

На Рисунках 4.2.9 б, г, е представлены 3D изоповерхности нормированной нормальной к стенке компоненты мгновенной скорости для значений $-0,025 Uq$ и $0,025 Uq$. В дальнем поле струи значения нормальной к стенке компоненты мгновенной скорости в четыре раза ниже поперечной компоненты мгновенной скорости и в два раза меньше, чем в ближнем поле струи. Однако масштаб областей нормальной к стенке компоненты скорости соизмерим с областями поперечной компоненты скорости. Изоповерхности положительных и отрицательных значений нормальной к стенке компоненты скорости располагаются попарно и представляют

собой вытянутые области. Наличие ненулевых значений нормальной к стенке компоненты скорости в протяженных областях указывает на движение жидкости в направлении, перпендикулярном ограничивающим стенкам канала. Несмотря на то, что значения нормальной к стенке компоненты скорости составляют 2,5% от среднерасходной, они становятся сравнимы с другими компонентами на границах струи. Таким образом, в дальнем поле течение квазидвумерной турбулентной струи является трехмерным, что необходимо учитывать при разработке моделей тепломассопереноса, основанных на осреднении уравнений движения по глубине канала.

Определение локализации и трехмерной топологии вихревых структур проводилось при помощи Q критерия. По аналогии с ближним полем струи были рассчитаны распределения Q^{2D} и Q критерия. На Рисунках 4.2.10 а, в, д представлены 3D изоповерхности Q^{2D} критерия, соответствующие центрам квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур. 3D изоповерхности Q^{2D} окрашены в значения нормальной к стенке компоненты завихренности, показывающей направление вращения вихревой структуры. Расположение изоповерхностей, соответствующих положительным и отрицательным значениям z – компоненты завихренности, подтверждает шахматное расположение квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур в квазидвумерной турбулентной струе. Движение крупномасштабных вихревых структур носит квазипериодический характер, см. движение структур 3-4, и появление структуры 5 (Рисунок 4.2.10 а, в, д). Наличие продольных вихревых структур в потоке демонстрируют распределения Q критерия на Рисунках 4.2.10 б, г, е. 3D изоповерхности раскрашены в значения продольной компоненты завихренности, указывающие направление вращения вихревых структур. В большинстве случаев противовращающиеся продольные вихревые структуры образуются и двигаются попарно (структуры 1-2, 3-4 и 5-6). Поперечный масштаб продольных вихревых структур превышает глубину канала и составляет порядка $2/3 h$. Линейный масштаб продольных вихревых структур достигает 4-5 калибров на расстоянии $\sim 10 D$ от среза сопла.

Анализ последовательных 3D распределений Q критерия показал, что формирование продольных вихревых структур и их динамика связаны с развитием и поочередным движением противовращающихся квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур. Продольные вихревые структуры образуются за крупномасштабной квазидвумерной вихревой структурой в результате захвата и увлечения внешней жидкости (Рисунок 4.2.10 б). Попадая в область поперечного градиента скорости между противовращающимися крупномасштабными квазидвумерными вихревыми структурами, они увеличиваются в размерах (Рисунок 4.2.10 г). Далее вниз по потоку в результате развития последующей вихревой структуры сносятся на внешнюю границу струи и затухают (Рисунок 4.2.10 е).

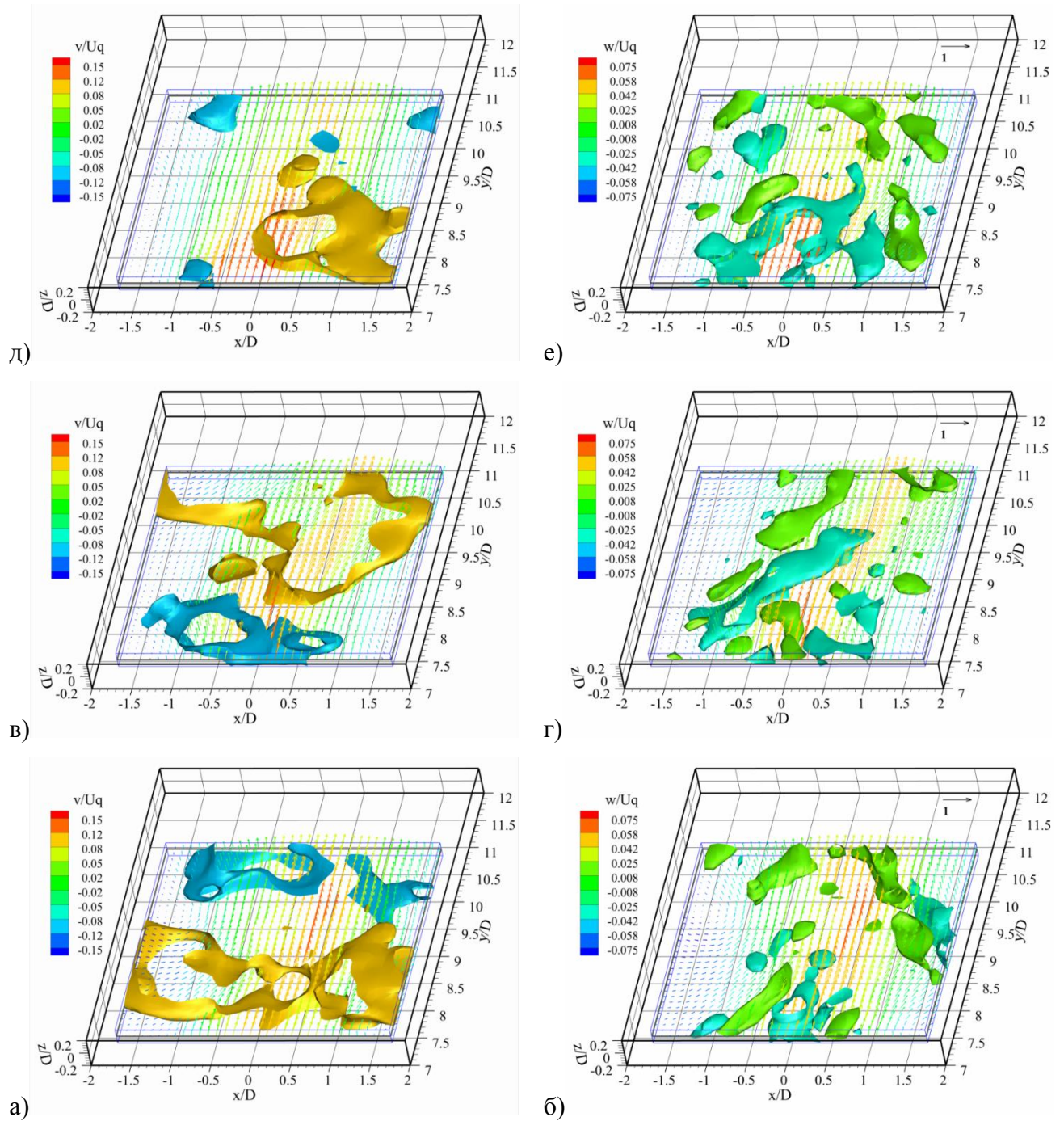


Рисунок 4.2.9. Последовательность безразмерных мгновенных 3D изоповерхностей поперечной скорости для значений $-0.1 U_q$ и $0.1 U_q$ (слева) и нормальной к стенке компоненты скорости для значений $-0.025 U_q$ и $0.025 U_q$ (справа). $Re = 20\,000$.

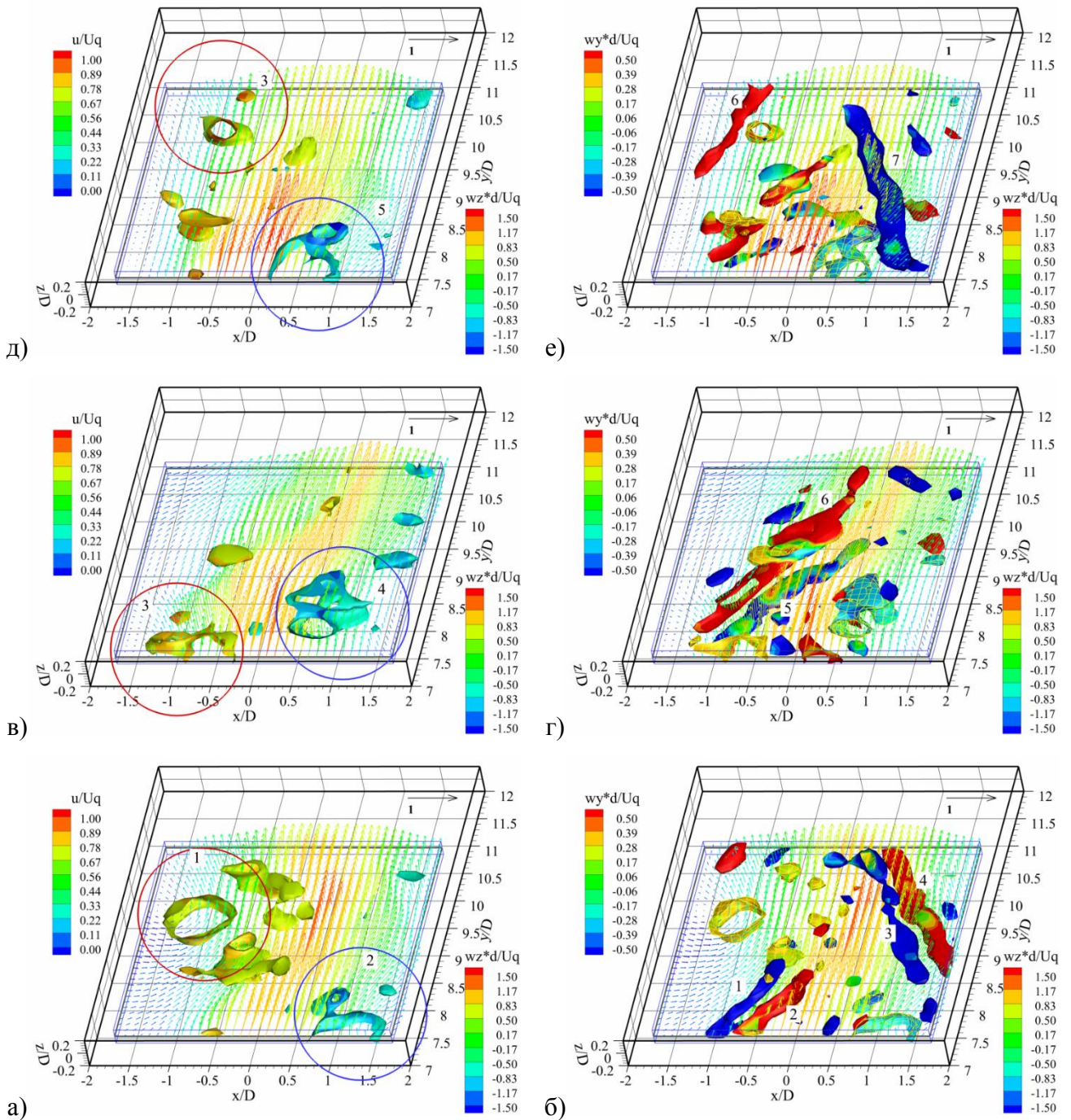


Рисунок 4.2.10. Мгновенные распределения безразмерного Q^{2D} критерия (слева) и мгновенные распределения безразмерного Q критерия (справа) в дальнем поле струи.

Временные спектры для каждой компоненты скорости, а также полный спектр пульсаций скорости для ближнего и дальнего поля струи представлены на Рисунке 4.2.11. В ближнем поле струи спектры пульсаций скорости рассчитывались по 3000 мгновенным 3D распределениям скорости в точке, расположенной в слое смешения струи, с координатами $x = 0,5 D$, $y = 3 D$ и $z = 0,01 D$ (Рисунок 4.2.11 а). Формы энергетических спектров для каждой из компонент скорости близки, что указывает на развитое трехмерное турбулентное течение. Первый общий пик кинетической энергии для каждой компоненты скорости соответствует безразмерной частоте

$Sh_D = 0,25$ (38,6 Гц), второй – в районе $Sh_D = 0,44$ (67,23 Гц). Пик в спектре на общей частоте для разных компонент скорости указывает на корреляцию между генерацией их пульсаций, а также на соизмеримый масштаб вихревых структур. Корреляция в частоте генерации для разных компонент скорости дополняет утверждение о том, что продольные вихревые структуры являются следствием развития сдвиговых вихревых структур Кельвина-Гельмгольца. В дальнем поле струи спектры значительно расходятся на частотах, соответствующих длинноволновому движению, что является следствием ограничения нормальной к стенке компоненты скорости (Рисунок 4.2.11 б). «Безграничность» в горизонтальном направлении приводит к росту масштаба квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур. Для горизонтальных u и v компонент скорости наблюдается два пика на безразмерных частотах $Sh_D^\Gamma = 0,07$ и $Sh_D^\Gamma = 0,1$, что согласуется с результатами PIV измерений и литературными данными [52,153]. В спектре пульсаций нормальной к стенке компоненты скорости наблюдается один ярко выраженный пик, соответствующий безразмерной частоте, построенной по глубине канала h , равной $Sh_h = 0,1$. Данный максимум проявляется также в спектрах горизонтальных компонент скорости и по частоте совпадает с максимумом в ближнем поле струи $f = 38,6$ Гц (Рисунок 4.2.11 а).

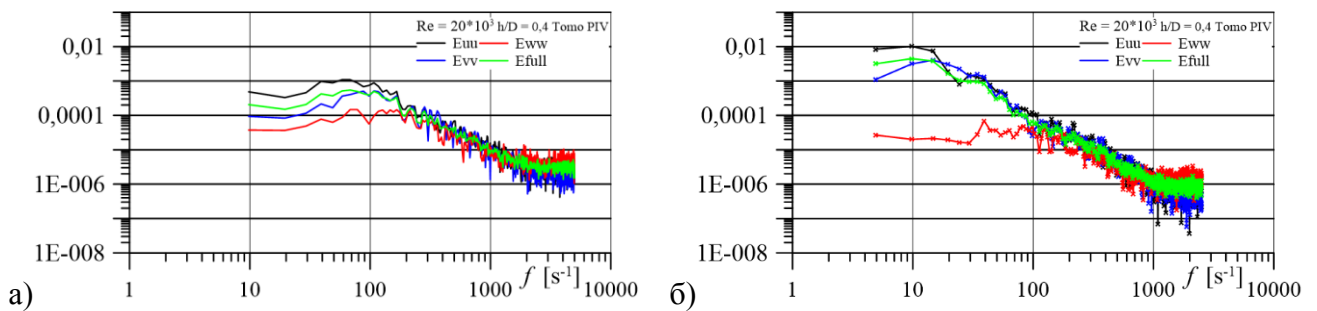


Рисунок 4.2.11 Временные спектры пульсаций скорости в ближнем (а) и дальнем (б) поле струи. $Re = 20\ 000$.

На Рисунке 4.2.12 представлены нормированные профили для трех компонент средней скорости в центральном сечении и сечении, соответствующем наибольшему влиянию вторичных течений. Наличие вторичных течений в ближнем поле приводит к увеличению ширины квазидвумерной турбулентной струи на ее границах, что соответствует расхождению профилей продольной компоненты средней скорости в центре канала (сплошная линия) и на расстоянии $z = 0,095 D$ (пунктирная линия) (Рисунок 4.2.12 а). В дальнем поле профили продольной компоненты средней скорости расходятся в центре струи в результате формирования параболического профиля между стенками канала (Рисунок 4.2.14 а). На границах струи профили

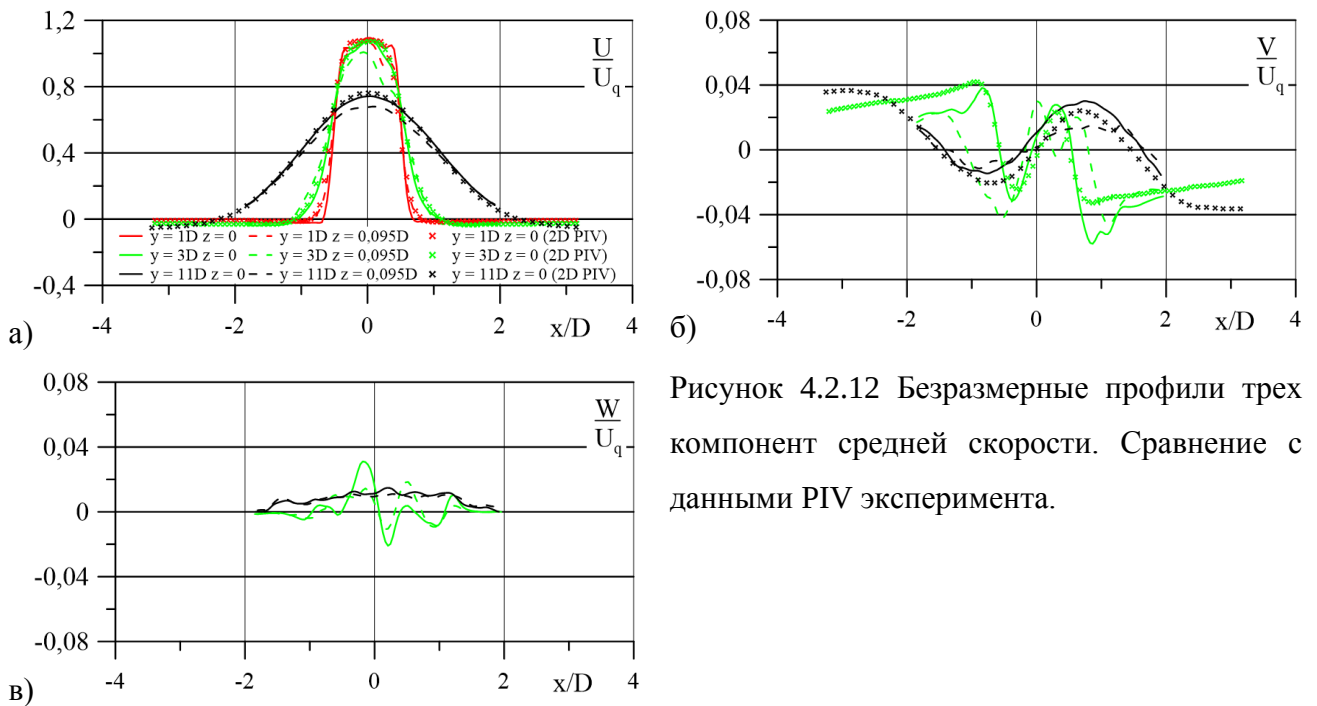


Рисунок 4.2.12 Безразмерные профили трех компонент средней скорости. Сравнение с данными PIV эксперимента.

продольной компоненты средней скорости стремятся к одному значению, что обусловлено отсутствием вторичных течений в дальнем поле струи. В ближнем поле в результате наличия вторичных течений профили поперечной компоненты средней скорости значительно различаются начиная с границы струи $x = \pm 0,5 D$ (Рисунок 4.2.12 б). Отходя от границ струи, поперечная компонента средней скорости имеют равные значения, но противоположные направление в центре канала и в сечении $z = 0,095 D$. Данное распределение поперечной компоненты средней скорости соответствует ситуации, когда жидкость втекает в струю в центральной плоскости и вытекает из струи вблизи ограничивающих стенок канала, что является следствием влияния вторичных течений. Различие профилей поперечной скорости в ядре струи связано с вторичным течением, образованным в сопловом канале, что подтверждается распределением нормальной к стенке компоненты скорости (Рисунок 4.2.12 в). В дальнем поле струи профили поперечной компоненты средней скорости для разных сечений приобретают общую зависимость. В ближнем поле струи профили нормальной к стенке компоненты средней скорости дважды меняют знак при $x = \pm 0,7 D$ и $x = \pm 1,3 D$, что указывает на подъемное и опускное течение, которое отчетливо видно для сечения $z = 0,095 D$. Данное распределение соответствует вращательному движению, обусловленному наличием вторичных течений. Сравнение данных Томо-PIV экспериментов и двумерных PIV измерений показывает хорошее совпадение (Рисунок 4.2.12 а и б). Небольшое расхождение между Томо-PIV и PIV данными является результатом усреднения по толщине лазерного ножа в PIV экспериментах.

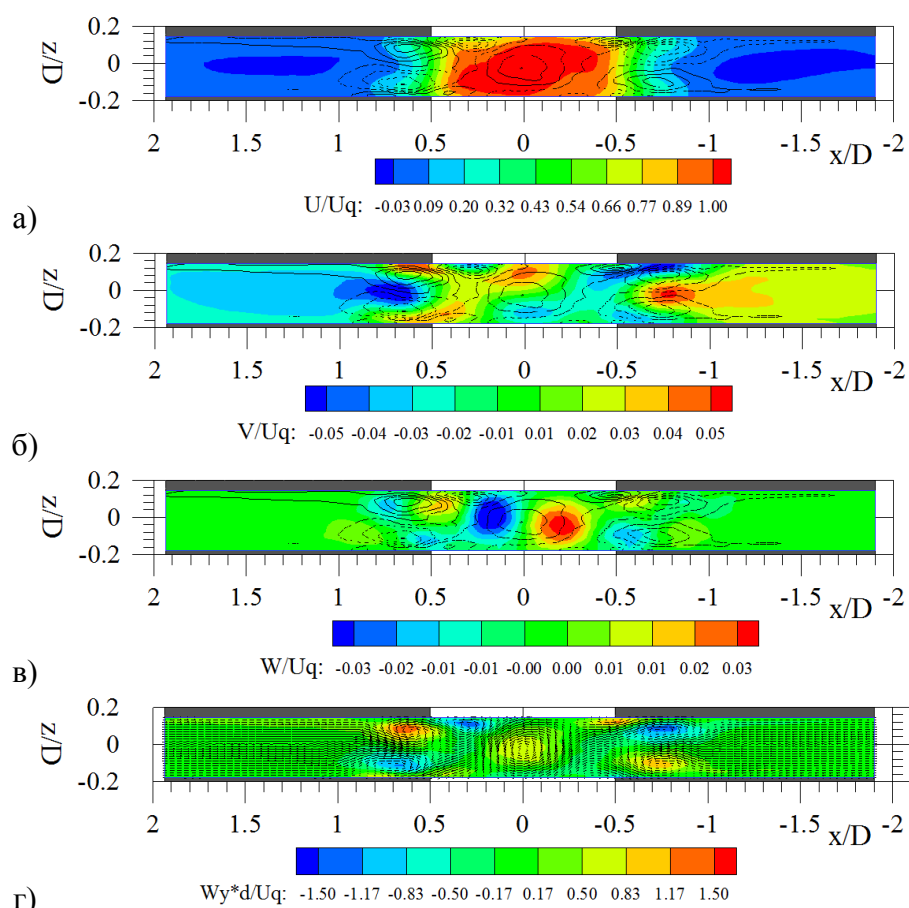


Рисунок 4.2.13 Распределения трех компонент средней скорости и распределение продольной компоненты завихренности в поперечном сечении, расположенном на расстоянии $y/D = 2$ от среза сопла.

Влияние вторичных течений на распределение компонент средней скорости в ближнем поле струи демонстрирует Рисунок 4.2.13. На этом рисунке показаны распределения компонент скорости, построенные в поперечном сечении $y/D = 2$, на которых сплошными и пунктирными линиями обозначены контуры положительной и отрицательной продольной компоненты завихренности.

Эволюция профилей осредненных компонент скорости вниз по потоку показана на Рисунке 4.2.14. Профили для трех компонент скорости представлены для двух YZ – плоскостей с координатами сечений $x/D = 0$ (вдоль оси струи) и $x/D = 0,65$. Форма профиля продольной скорости на расстоянии $y/D = 1$ (красная сплошная линия) является заполненной, что свидетельствует о развитом турбулентном течении на выходе из сопла (Рисунок 4.2.14 а). Далее вниз по потоку форма профиля плавно переходит к параболической $y/D = 11$ (сплошная черная линия), что указывает на ламинаризацию потока вследствие влияния сил трения. Для ближнего поля струи профили продольной скорости в сечении $x/D = 0,65$ (пунктирные линии) имеют характерную седловидную форму, соответствующую наличию вторичных течений. По мере распада вторичных течений в дальнем поле струи седловидная форма переходит в

параболическую. Изменение профилей поперечной скорости вдоль течения представлено на Рисунке 4.2.14 б. Значения поперечной скорости не превышают 5 % от среднерасходной скорости. Профили поперечной скорости в центральной плоскости (сплошные красные и зеленые линии) соответствуют вторичному течению, организованному внутри соплового канала и в отсутствие его поперечная скорость должна быть равна нулю. В дальнем поле струи наличие положительной поперечной скорости в центральном сечении является следствием недостаточной выборки усреднения. В ближнем поле струи в сечении $x/D = 0,65$ значения поперечной скорости в средней плоскости канала являются соизмеримыми со значениями продольной скорости, что указывает на интенсивное вовлечение жидкости в струю (красные пунктирные линии) (Рисунки 4.2.14 а и 4.2.14 б). Далее с развитием вторичных течений вблизи ограничивающих стенок канала формируются области положительной скорости, соответствующей оттоку жидкости из струи, что формирует форму профиля поперечной скорости, показанного пунктирной зеленой линией. В дальнем поле струи профиль поперечной скорости имеет положительные значения в средней плоскости канала, что указывает на слабое расширение струи. Профили нормальной к стенке компоненты скорости представлены на Рисунке 4.2.14 в. Наличие ненулевых значений нормальной к стенке компоненты скорости в центральном сечении ближнего поля струи соответствует опускному и подъемному движению жидкости, вызванному вторичным течением, сформированным в сопловом канале (Рисунок 4.2.13 г). В сечении $x/D = 0,65$ нормальная к стенке компонента скорости при переходе в среднюю плоскость канала меняет знак, что соответствует встречному движению жидкости в результате действия вторичных течений (Рисунки 4.2.13 в и 4.2.13 г).

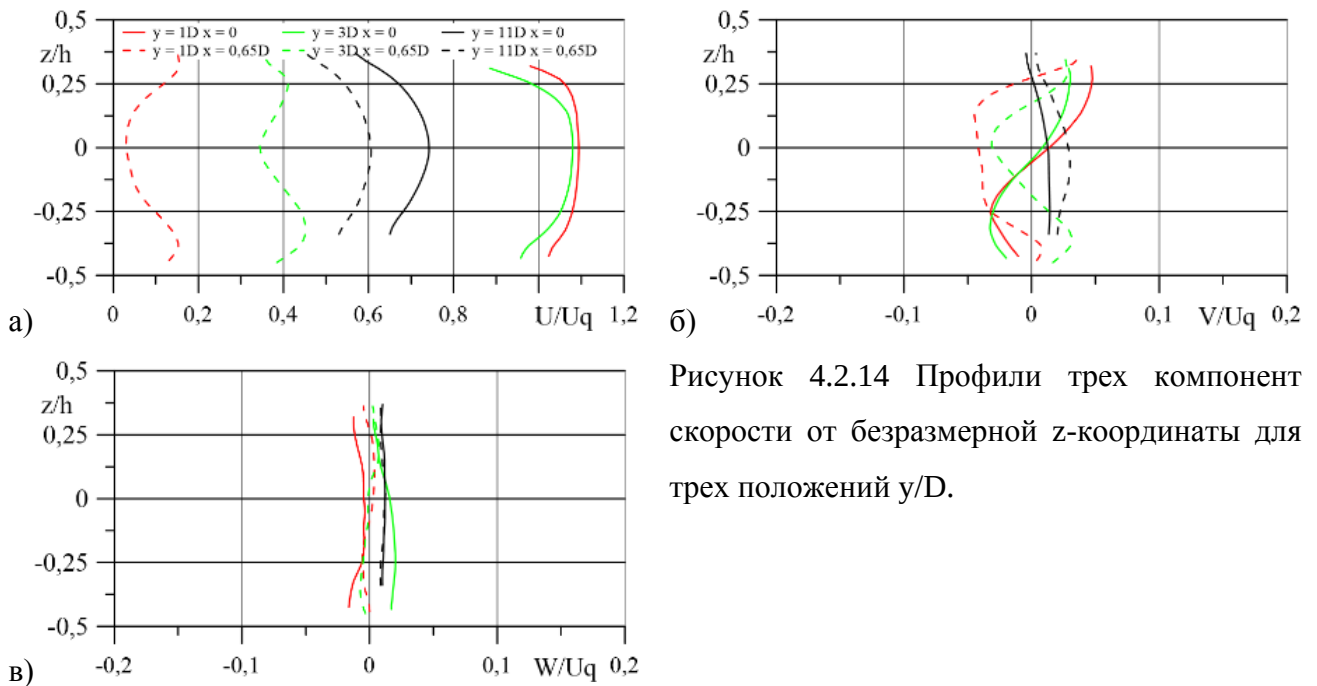


Рисунок 4.2.14 Профили трех компонент скорости от безразмерной z -координаты для трех положений y/D .

Выводы по Главе 4

Применен и апробирован томографический PIV метод с высоким временным разрешением для измерения пространственных трехкомпонентных распределений скорости в ограниченных сдвиговых течениях.

Впервые получены ансамбли пространственных мгновенных трехкомпонентных распределений скорости в квазидвумерной турбулентной струе с соотношением $h/D < 1$, на базе которых рассчитан набор осредненных характеристик. На основании прямых измерений трех компонент скорости в объеме потока подтверждено наличие вторичных течений в ближнем поле струи. Определена область влияния вторичных течений на осредненную структуру квазидвумерной турбулентной струи.

Впервые экспериментально показано наличие двух видов когерентных вихревых структур: крупномасштабных квазидвумерных вихревых структур и продольных вихревых структур в ближнем и дальнем поле квазидвумерной турбулентной струи. Показано, что локальные вторичные течения являются следствием образования продольных вихревых структур. Впервые при помощи томографического PIV метода с высоким временным разрешением получены экспериментальные данные о динамике вихревых структур в квазидвумерной турбулентной струе. Анализ последовательных во времени распределений Q критерия в ближнем поле струи показал, что продольные вихревые структуры образуются в результате взаимодействия вихревых структур Кельвина - Гельмгольца с ограничивающими стенками канала. На основе последовательностей трехмерных трехкомпонентных мгновенных распределений скорости рассчитаны частотные спектры пульсаций скорости. Определены характерные безразмерные частоты распространения квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур. Показана взаимосвязь между частотой генерации квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур и продольных вихревых структур.

Анализ полученных экспериментальных данных показал, что наличие периодически формирующихся трехмерных продольных вихревых структур в квазидвумерной турбулентной струе необходимо учитывать при разработке моделей тепломассопереноса в квазидвумерных сдвиговых течениях.

Глава 5. Экспериментальное исследование пространственной структуры квазидвумерного турбулентного следа

Обтекание ограниченного цилиндра встречается во многих технических приложениях, имеющих практическое значение. Течение, образующееся вокруг ограниченного цилиндра, представляет также фундаментальный интерес и сопровождается формированием сложных когерентных вихревых систем и их взаимодействием с ограничивающими стенками. Известно, что основной особенностью обтекания ограниченных цилиндров является система подковообразных вихрей, образующихся в области сопряжения цилиндр – стенка [89,185–188]. Системы подковообразных вихрей значительно увеличивают коэффициент теплообмена вокруг передней части цилиндра, а также в слоях смешения, за счет ориентированных по потоку концов подковообразных вихрей [189,190]. В последнее время в связи с развитием микрофлюидики и биомикрофлюидики, а также с развитием оптимизации систем охлаждения электроники и аэродинамических поверхностей лопаток газовых турбин, изучение структуры квазидвумерного турбулентного следа за цилиндром, высота которого сравнима или меньше его диаметра $h/D < 1$, привлекает все большее внимание исследователей. Гидродинамическая структура течения, образующаяся за цилиндром, зависит от соотношения h/D , а также от расстояния между ограничивающими стенками h [191–194]. Размещение цилиндра между близко расположенными плоскими параллельными стенками значительно изменяет вихревую топологию не только вокруг цилиндра, но и в его следе [192,194,195]. Данная глава посвящена исследованию трехмерной структуры при обтекании цилиндра, установленного между двумя близкорасположенными параллельными стенками, для соотношения высоты цилиндра h к диаметру D равным 0.4. Выбор объекта исследования и его параметры были связаны не только с его практической актуальностью, но и являлись логическим продолжением исследования продольных вихревых структур, обнаруженных при течении квазидвумерной турбулентной струи, описанной в главах 3 и 4. Поэтому диаметр цилиндра $D = 10$ мм был равен ширине сопла в главе 4, а высота целевого канала осталась такой же и равнялась $h = 4$ мм. Подобная геометрия течений упрощала проведение сравнительного анализа экспериментальных данных для двух сдвиговых течений – струи и следа, повышала консистентность данных, а также позволяла определять общие закономерности данных течений. Кроме этого, обтекание цилиндра в первом приближении можно рассматривать как модель взаимодействия квазидвумерной крупномасштабной вихревой структуры с ограниченным потоком. Детальное исследование трехмерной структуры в ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа позволит лучше понять механизмы формирования продольных вихревых структур и процессы их взаимодействия с квазидвумерными

крупномасштабными вихревыми структурами. В качестве измерительного метода использовался предложенный в [114] метод Томо-PIV, который был апробирован в экспериментах по исследованию квазидвумерной турбулентной струи.

5.1. Методика и параметры измерений

Измерения трехмерных трехкомпонентных мгновенных скоростей в квазидвумерном турбулентном следе проводились при помощи Томо-PIV метода с высоким временным разрешением, описанного в п. 2.2 главы 2. Эксперименты проводились на гидродинамическом стенде, описанном в п. 2.4.1, с рабочим участком – каналом с высотой $h = 4$ мм, описанным в п. 2.4.4 главы 2.

5.1.1. Измерительная Томо-PIV система

В качестве измерительной системы использовалась Томографическая PIV система «ПОЛИС», состоящая из сдвоенного Nd:YLF лазера New wave Pegasus и четырех цифровых КМОП камер PCO.1200 hs и синхронизирующего процессора «ПОЛИС». Фотография расположения основных элементов Томо-PIV системы и схема измерительной области представлены на Рисунке 5.1.1. Освещение измерительного объема осуществлялось при помощи лазерного ножа толщиной 4 мм. Лазерный нож направлялся в рабочий канал через оптическое окно, при помощи зеркала, установленного под углом 90 градусов к горизонтальной плоскости. Камеры располагались таким образом, что положения их цифровых матриц находились на окружности с радиусом 300 мм с центром, совпадающим с центром цилиндра (Рисунок 2.2.4 в глава 2). Углы обзора «внешних» и «внутренних» камер относительно оси цилиндра равнялись $\pm 42^\circ$ и $\pm 18^\circ$, соответственно. В оптической системе использовались объективы SIGMA DG MACRO с фокусным расстоянием 50 мм. Параметры оптической системы подбирались таким образом, чтобы глубина резкости с учетом угла обзора была больше толщины измерительного объема. Размер измерительного объема, расположенного непосредственно за цилиндром, равнялся $26 \times 34 \times 3,9$ мм³ (Рисунок 5.1.1 б). Небольшие размеры измерительного объема в 3D экспериментах позволили не применять коррекцию Шаймпфлюга, при этом весь измерительный объем находился в резкости для каждой из камер. В экспериментах число диафрагмы равнялось 16, этого было достаточно для того, чтобы все частицы были сфокусированы на изображениях

калибровка измерительной системы. Процедура калибровки производилась путем последовательной регистрации калибровочной мишени в нескольких плоскостях, расположенных вдоль измерительного объема. Калибровка проводилась при помощи плоской высокоточной калибровочной мишени, представляющей собой стекло белого цвета размером $25 \times 25 \text{ мм}^2$ и толщиной 3.2 мм, на поверхность которого нанесены металлические окружности черного цвета диаметром 1 мм. Окружности располагались в узлах декартовой сетки с шагом 1 мм. Учитывая ограниченность пространства внутри рабочего канала (глубина канала 4 мм), процедура калибровки производилась способом, аналогичным Томо-PIV экспериментам, описанным в главе 4. Положения измерительной системы пересчитывались в «виртуальные» положения калибровочной мишени внутри канала с учетом разницы показателей преломления воды и воздуха. Перемещения измерительной системы подбирались таким образом, что изображения калибровочной мишени внутри канала соответствовали пяти положениям: двум, соответствующим границам измерительного объема $\pm 1.77 \text{ мм}$, одному, соответствующему центральному сечению канала 0, и двум промежуточным значениям $\pm 1 \text{ мм}$. Проверка применимости и оценка точности данной процедуры расчета перемещений осуществлялась путем прямого сравнения перемещения калибровочной мишени и перемещений, рассчитанных по перемещению измерительной системы. Данные двух методов совпали с высокой точностью.

Повышение точности модели камер полученной фотограмметрической калибровкой оптической системы проводилась при помощи алгоритма самокалибровки по изображениям частиц, описанного в пункте 2.3.5 главы 2 [137]. Для проведения самокалибровки измерительный объем разбивался на 75 подобъемов (5,5,3): 5 по x-координате, 5 по y-координате и 3 по z-координате. Вектора диспаратности строились по 1 000 изображений. Условия совпадения образов частиц были следующие: бинаризованный порог (threshold) 3, минимальный размер частицы 1 пикс. Проводилось три итерации с последующем уменьшением области поиска. Начальная полуширина области поиска равнялась 8 пикс, а масштаб 2 пикс. Порядок камер был прямой – с первой по четвертую. При реконструкции образов частиц использовалась pin-hole модель. В результате применения алгоритма самокалибровки средняя величина невязки, полученная по изображениям частиц, составила порядка 0,02 пикс, в то время как по мишени невязка равнялась 0,07 пикс.

Измерения трехкомпонентных 3D мгновенных распределений скорости проводились для двух чисел Рейнольдса $Re_D = 2600$ и $Re_D = 3500$. Число Рейнольдса было построено по среднерасходной скорости набегающего потока U_q и диаметра цилиндра $D = 10 \text{ мм}$. Измерения 3D распределения скорости, соответствующие числу $Re_D = 2600$ проводились в однокадровом режиме. В случае $Re_D = 2600$ было получено 3 640 изображений размером $500 \times 1024 \text{ пикс}^2$ для каждой камеры. Для числа $Re_D = 3500$ измерения 3D распределений скорости проводились в

двухкадровом режиме съемки. Для режима течения $Re_D = 3500$ было зарегистрировано 1 000 парных изображений размером 900×1024 пикс² для каждой камеры. Перед реконструкцией объемных распределений трассеров с целью повышения соотношения сигнал/шум зарегистрированных изображений (проекций) проводилась предварительная обработка. Предварительная обработка изображений включала следующие процедуры: вычитание медианного значения; вычитание минимального значения; увеличение динамического диапазона и применение низкочастотного фильтра.

Томографическая реконструкция проводилась с помощью SMART алгоритма [177]. Реконструкция объемных распределений производилась при следующих параметрах: 24 итерации, SMART алгоритм, сохранение объемных распределений частиц производилось в 16 битовом формате, перестроение интенсивности на основе гистограммы нового максимума по формуле $(\text{mean} + \text{STD}) \times 36$. Для определения границ измерительного объема и нового максимума интенсивности трассеров проводилась реконструкция объема для трех различных глубин объема (z-направление) и при постоянных размерах по двум другим направлениям. В итоге были выбраны следующие размеры реконструированного объема: по x - направлению от -11 мм до 11 мм, по y - направлению от -19 мм до 20 мм, и по z - направлению от -2,3 мм до 2,3 мм. Реконструированный объем соответствовал $517 \times 917 \times 108$ вокселям при масштабном коэффициенте равном 0,0425 мм/пикс, что соответствовало физическому объему $26 \times 34 \times 4$ мм³. Физический объем вокселя составил $0,0425 \times 0,0425 \times 0,0425$ мм³. На Рисунке 5.1.2 представлен нормированный осредненный по x- и y- направлениям профиль интенсивности реконструированного распределения трассеров в объеме вдоль z- направления. Данный профиль, подобный профилю “top-hat”, демонстрирует хорошее соотношение сигнал/шум интенсивности реконструированных трассеров к интенсивности фантомных трассеров («ghost particles»), которая находится в районе 0,5. Согласно результатам PIV Challenge 2014 [196] соотношение в 50% является хорошим результатом для реконструированного объема в томографическом PIV эксперименте.

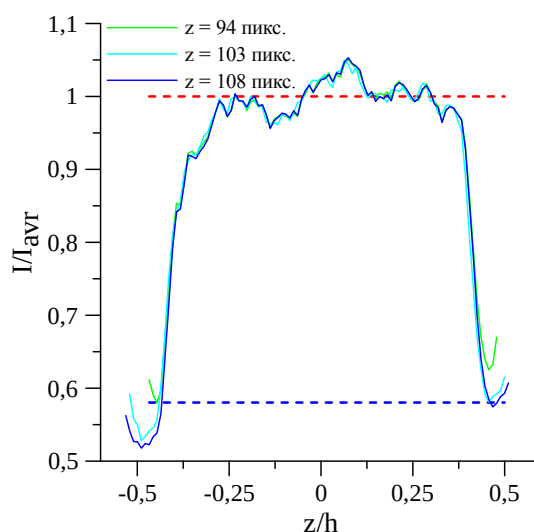


Рисунок 5.1.2. Осреднённый по x - и y -направлениям нормированный профиль интенсивности реконструированного распределения трассеров в объеме вдоль z .

Расчет трехмерных трехкомпонентных мгновенных векторов скорости проводился при помощи трехмерного итерационного кросскорреляционного алгоритма с уменьшением расчетного объема. При расчете скорости было выполнено четыре итерации, две итерации с разрешением $64 \times 64 \times 32$ вокселя и две итерации с разрешением $32 \times 32 \times 16$ вокселя. На каждой итерации, кроме последней, использовалось 50% перекрытие расчетных объемов. Последняя итерация выполнялась с перекрытием 75%, в результате чего окончательный размер области для одного вектора скорости составил $0,34 \times 0,34 \times 0,17$ мм³.

5.2. Результаты Томо-PIV экспериментов

Представлены результаты томографических PIV измерений трехкомпонентных трехмерных мгновенных скоростей в ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа для двух режимов течения, соответствующих числам $Re_D = 2\,600$ и $Re_D = 3\,500$. Экспериментальные данные для числа $Re_D = 2\,600$, полученные с высоким временным разрешением, позволяют наблюдать развитие и взаимодействие вихревых структур в динамике. Результаты эксперимента с низким временным разрешением, выполненные для числа $Re_D = 3\,500$, дают представление об осредненных характеристиках течения квазидвумерного следа.

5.2.1. Осредненные распределения скорости в ближнем поле квазидвумерного следа

Расчет трехмерных трехкомпонентных распределений средней скорости проводился по последовательностям, состоящим из 3 640 и 1 000 трехмерных трехкомпонентных мгновенных распределений скорости для числа $Re_D = 2\,600$ и $Re_D = 3\,500$, соответственно. На Рисунке 5.2.1 для $Re_D = 2\,600$ (сверху) и $Re_D = 3\,500$ (снизу) представлены контурные поля продольной компоненты средней скорости и линии тока осредненного течения для трех расстояний от ограничивающей стенки, соответствующих $z/D = 0$ (центр канала), $z/D = -0,06$ и $z/D = -0,12$. Структура осредненного течения в ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа характеризуется обширной зоной рециркуляции, которая изменяет свою пространственную топологию при изменении расстояния от стенки канала и размер при изменении числа Re . Картина линий тока возвратного течения в ближнем следе для центральной части канала представляет собой два фокуса $F1$ и $F2$, расположенные между двух седловых точек $S1$ и $S2$ (Рисунок 5.2.1 г и е). При приближении к стенке фокусы $F1$ и $F2$ смещаются в сторону цилиндра с $y/D = 1,83$ до $y/D = 1,75$. Седловая точка $S1$, которая соответствует размеру рециркуляционной зоны, остается на месте $y/D = 2,4$, также как и седловая точка $S2$ $y/D = 0,57$. Поперечное расположение особых точек $F1$ и $F2$ не изменяется, они располагаются в точках $x/D = \pm 0,28$, а $S1$ и $S2$ – на оси. Вблизи стенки канала картина линий тока меняется (Рисунок 5.2.1 е). При приближении к стенке седловая точка $S1$, характеризующая длину рециркуляционной зоны, удаляется от цилиндра с $y/D = 2,4$ до $y/D = 2,5$, фокусы $F1$ и $F2$ приближаются к цилиндру в сечении $y/D = 1,6$, а также появляется еще одна седловая точка $S3$ на расстоянии $y/D = 0,95$. Изменение картины линий тока вблизи фокусов, которые при переходе от центральной к пристеночной части канала изменяются от источника к стоку, а также появление третьей седловой точки, указывают на трехмерную картину течения. При увеличении числа Re общая картина линий тока остается подобной за исключением того, что седловая точка $S2$ не образуется. Положение седловой точки $S1$, характеризующее длину пузыря, при приближении к стенке смещается от цилиндра на величину $y/D = 0,1$, а положение фокусов смещается к цилиндру на $y/D = 0,23$. Полученные картины линий тока на разных расстояниях от стенки канала хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными в работе для аналогичного соотношения $h/D = 0,4$ [197].

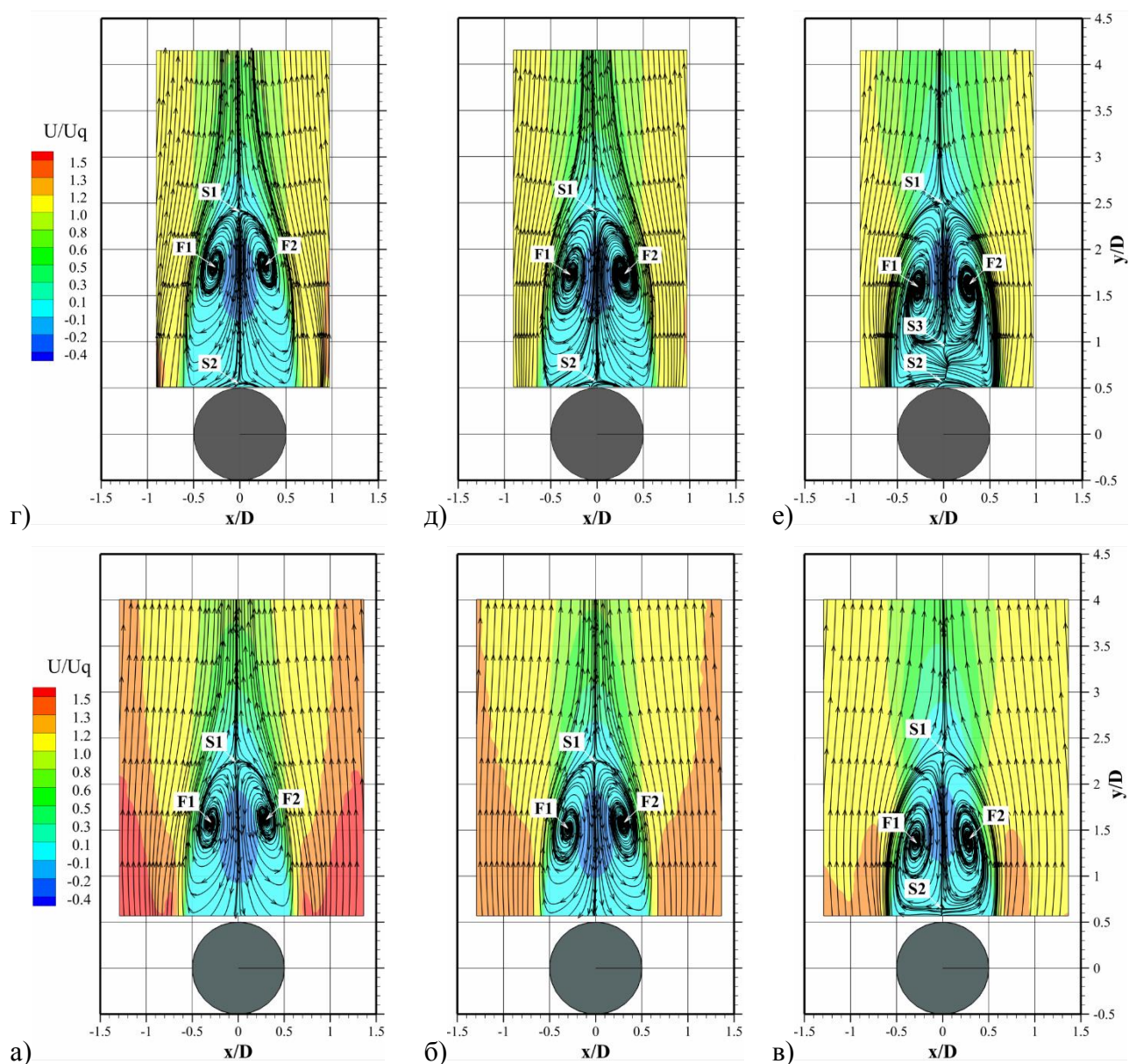


Рисунок 5.2.1 Поля продольной компоненты скорости и линии тока осредненного течения в XY сечениях для $z/D = 0$ (а, г); $-0,06$ (б, д); $-0,12$ (в, е). $Re_D = 2\,600$ (сверху), $Re_D = 3\,500$ (снизу).

Трехмерную структуру течения в ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа демонстрируют 3D изоповерхности и распределения в поперечных сечениях трех компонент средней скорости (Рисунки 5.2.2 - 5.2.3). Изоповерхности нормированной продольной компоненты средней скорости для значений от $-0,25 U_q$ до $1,5 U_q$ с шагом $0,25 U_q$ представлены на Рисунке 5.2.2 (левый столбец). Изоповерхность синего цвета, соответствующая значению скорости $-0,25 U_q$, указывает на границу возвратного течения, обусловленного зоной рециркуляции.

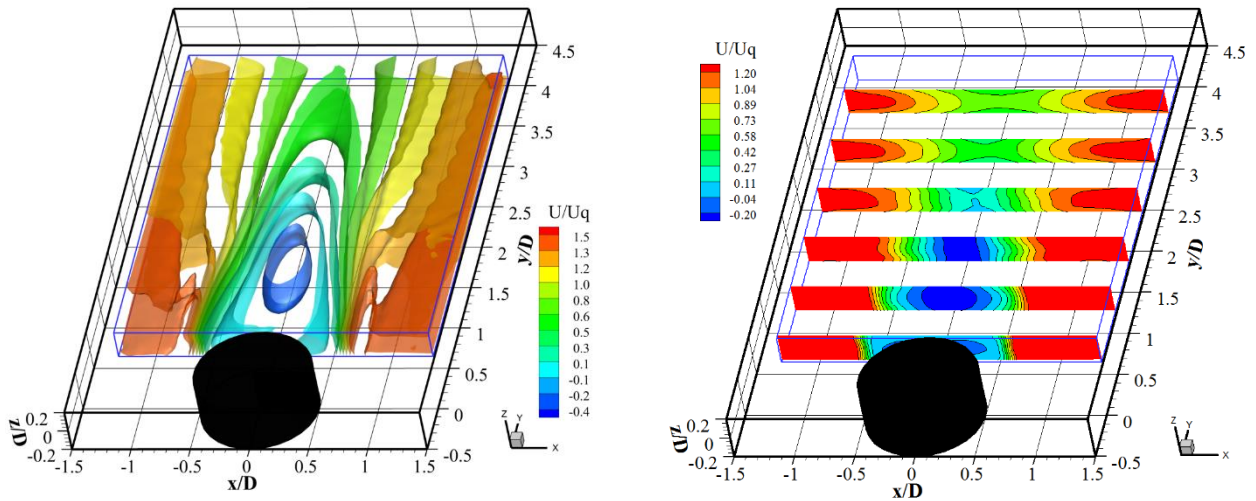


Рисунок 5.2.2. Продольная компонента средней скорости, представленная в виде изоповерхностей (слева) и контурных полей в поперечных сечениях (справа). $Re_D = 3\,500$.

Изоповерхность голубого цвета $0\,Uq$ характеризует форму и длину рециркуляционной зоны «пузыря» квазидвумерного турбулентного следа. На оси следа изоповерхность $0\,Uq$ имеет форму обратной параболы, что подтверждают данные линий тока (Рисунок 5.2.1), и показывает, что значения на оси меньше, чем около стенки. Изоповерхности, расположенные между рециркуляционной зоной и обтекаемым потоком, характеризуют структуру слоев смешения. На Рисунке 5.2.2 можно видеть, что формы изоповерхностей слоев смешения в ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа являются подобными формам изоповерхностей слоев смешения квазидвумерной турбулентной струи. Аналогично струе в следе наблюдается три характерных участка: первый участок от сопла до $y = 1\,D$, на котором изоповерхности имеют плоскую форму; второй участок, начинающийся от $y = 1,0\,D$, соответствует развитию вогнутой формы изоповерхностей скорости с двумя максимумами, локализованными вблизи ограничивающих стенок. На расстоянии в $2,5\,D$ происходит выполаживание формы изоповерхности и далее начинается переход к параболической форме с одним максимумом. Данную трансформацию изоповерхностей постоянных скоростей более детально демонстрируют контурные поля продольной скорости в поперечных сечениях струи (Рисунок 5.2.2 справа). Поперечные сечения расположены вниз по потоку с шагом $0,6\,D$. Наблюдаемая аналогия в изменениях изотах продольной скорости с квазидвумерной турбулентной струей и формирование седловидного профиля продольной скорости в поперечных сечениях указывает на формирование вторичных течений на внутренних границах слоя смешения в ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа. Изоповерхности продольной скорости $1,5\,Uq$ имеют выраженный пик в области $\pm 0,7\,x/D$. Данное распределение продольной скорости, наблюдаемое впервые, связано с действием концевых участков подковообразных вихревых структур, которые вследствие малого соотношения $h/D = 0,4$ образуются максимально близко к друг другу. В

результате действия интенсивных близко расположенных продольных вихревых структур происходит вовлечение высокоскоростной жидкости из внешнего потока в сторону слоев смещения следа. Таким образом образуются максимумы вблизи слоев смещения и провалы продольной скорости (минимумы) в области расположения концевых участков подковообразных вихревых структур $\pm 0,75 x/D$. Локализованные продольно ориентированные концевые участки подковообразных вихревых структур формируют вторичные течения. Вторичные течения на внутренних границах слоя смещения и вторичные течения, образованные за счет подковообразных вихревых структур, приводят к существенной трехмерности течения в ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа. Трехмерность течения в ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа демонстрируют 3D изоповерхности и распределения поперечной и нормальной к стенке компонент средней скорости (Рисунок 5.2.3). Ближнее поле характеризуется сложной пространственной топологией поперечной компоненты средней скорости. Распределение поперечной компоненты скорости имеет зеркальную симметрию относительно центральной плоскости следа. Максимальные значения поперечной компоненты средней скорости находятся на уровне 20 % от среднерасходной скорости Uq . Рециркуляционные зоны, образующиеся за счет схода вихревых структур Кармана, формируют поперечное течение, направленное к центральной плоскости следа с внешней стороны возвратного течения, «пузыря», и направленное от центральной плоскости внутрь его. Область около сечений $\pm 0,75 x/D$, связанная с концевыми участками подковообразных вихревых структур, характеризуется противотоками вблизи стенок канала, т.е. направление поперечной скорости имеет противоположный знак (Рисунок 5.2.3 сверху). 3D изоповерхности нормальной к стенке компоненты скорости представляют собой восемь продольно расположенных областей: четыре внутренних и четыре внешних. Области расположены парами в виде положительных и отрицательных значений. Максимальные значения нормальной к стенке компоненты скорости достигают 4% от среднерасходной скорости набегающего потока Uq . Продольно ориентированные области распространяются на расстояние $2,5 y/D$, далее значения нормальной к стенке компоненты средней скорости затухают. Генерация внешних продольно ориентированных областей связана с наличием интенсивных направленных по потоку подковообразных вихревых структур (Рисунок 5.2.3 снизу). Внутренние области формируются в результате развития и взаимодействия сдвиговых вихревых структур, образующихся в слое смещения следа, с ограничивающими стенками канала.

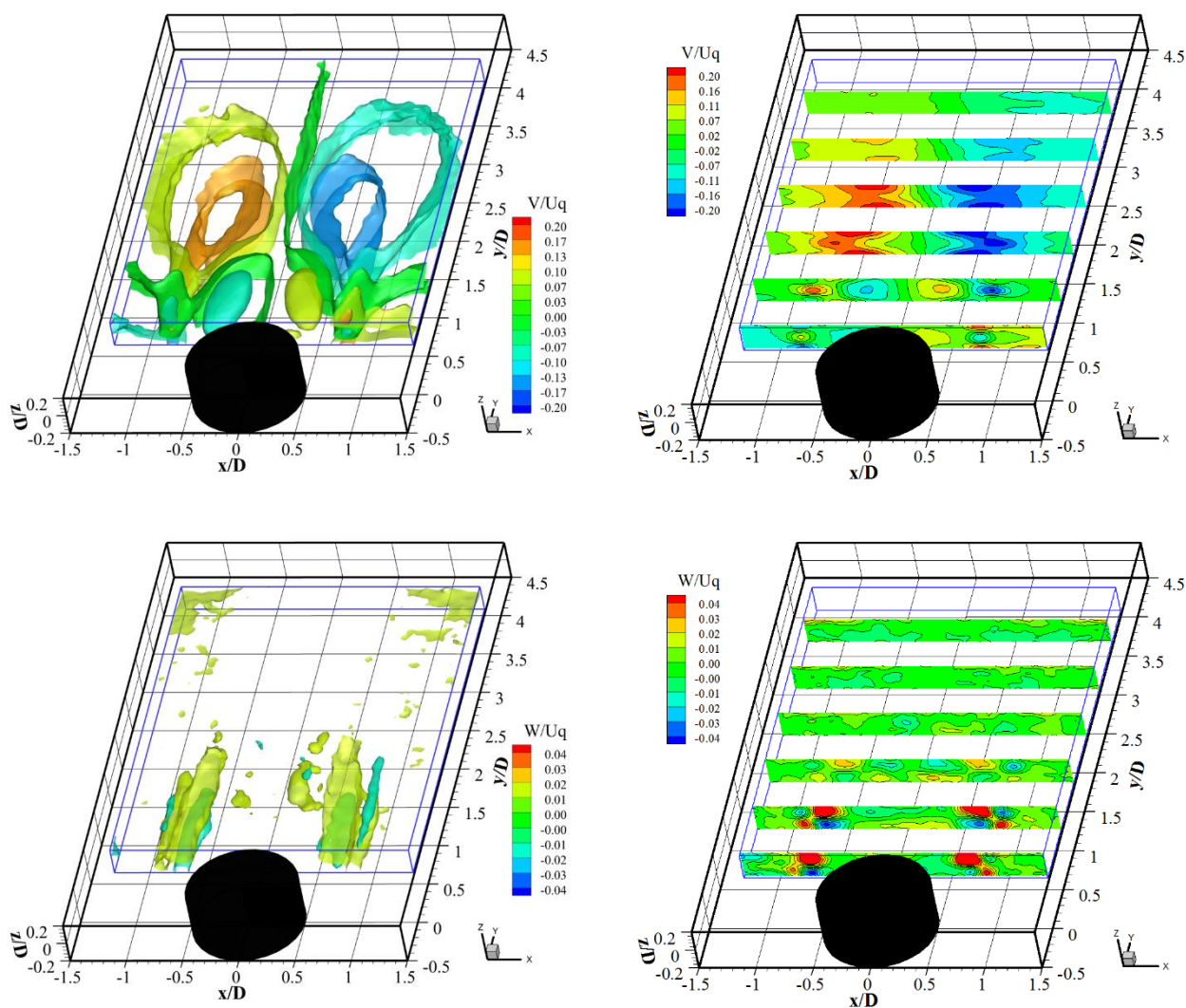


Рисунок 5.2.3. 3D изоповерхности и распределения в поперечных сечениях поперечной (сверху) и нормальной к стенке (снизу) компонент средней скорости. $Re_D = 3\,500$.

Трехмерные распределения каждой компоненты скорости указывают на сложную трехмерную структуру потока, а также на наличие вторичных течений. Для определения и выявления характеристик вторичных течений на основе трех компонент средней скорости была рассчитана продольная компонента средней завихренности. Для демонстрации взаимосвязи вторичных течений с распределениями компонент средней скорости в поперечных сечениях канала, представлены линии продольной компоненты средней завихренности (Рисунок 5.2.4). Трехмерная топология формы изоповерхностей в слоях смешения связана с внутренними вторичными течениями. На Рисунке 5.2.4 а можно видеть, что контуры продольной завихренности совпадают с максимумами в седловидном профиле продольной скорости, расположенные на внутренних сторонах слоев смешения. Максимумы образуются за счет выноса высокоскоростной жидкости к стенке и вовлечения низкоскоростной жидкости в центр канала в результате вращательного движения. Внешние вторичные течения, имеющие противоположное вращение относительно внутренних вторичных течений, имеют обратное действие, в результате

в центр канала вносится высокоскоростная жидкость (Рисунок 5.2.4 б), а вблизи – низкоскоростная жидкость. Данный механизм объясняет образования максимума и минимума в изоповерхностях продольной компоненты средней скорости. Формирование нормальной к стенке компоненты скорости в виде продольно ориентированных областей сопряжено с вторичными течениями. На Рисунке 5.2.4 в можно видеть, что опускное и подъемное течение расположены на границах вторичных течений. Внутренние и внешние вторичные течения представлены в виде поперечных распределений продольной завихренности на Рисунке 5.2.4 г. Внутренние и внешние вторичные течения имеют разную пространственную топологию, интенсивность, продолжительность и направление вращения. Внутренние имеют асимметричное распределение, которое увеличивается в размерах вниз по потоку. Можно наблюдать три стадии развития внутренних вторичных течений: зарождение, развитие и затухание, – по аналогии с квазидвумерной турбулентной струей.

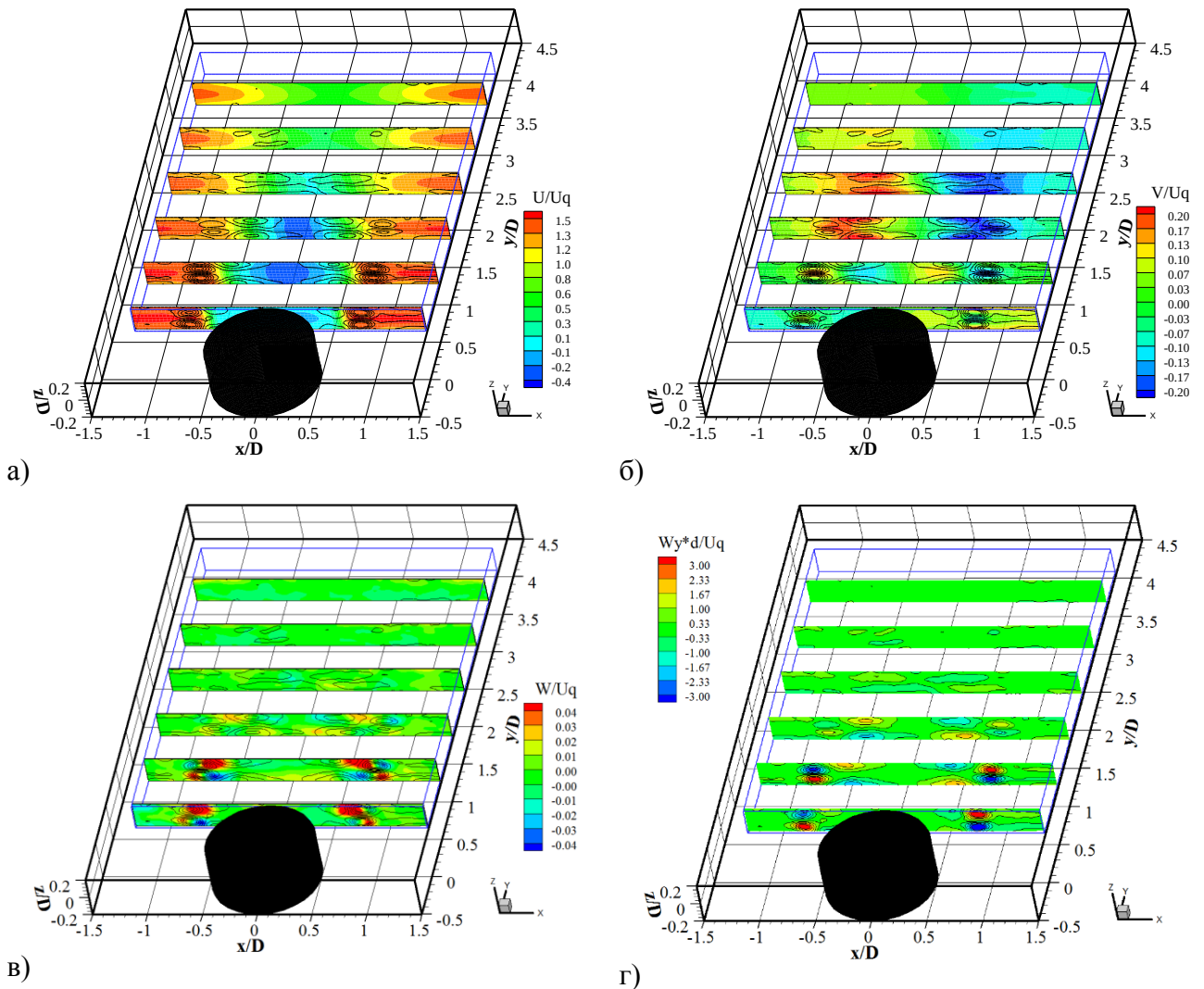


Рисунок 5.2.4. Распределения продольной (а), поперечной (б), нормальной к стенке (в) компонент средней скорости и распределение продольной компоненты завихренности (г) в поперечных сечениях. $Re = 3\,500$.

Внутренние вторичные течения формируются в результате образования продольно ориентированных участков у сдвиговых вихревых структур вследствие взаимодействия их с ограничивающими стенками канала. Продольно ориентированные участки сдвиговых вихревых структур наблюдались при численном моделировании в ряде работ и были обозначены как «connectors» в работе [94]. Внешние вторичные течения, образующиеся в результате концевых участков подковообразных вихревых структур [198], являются более локализованными в пространстве и имеют симметричное распределение. В отличие от внутренних внешние вторичные течения затухают вниз по потоку (Рисунок 5.2.4 г). Таким образом, в ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа формируются два квадрупольных распределения продольной завихренности, соответствующие внешним и внутренним вторичным течениям (Рисунок 5.2.5). Рисунок 5.2.5 б демонстрирует развитие вторичных течений вниз по потоку в виде распределений продольной завихренности и поперечного векторного поля скорости, а также изоповерхностей с указанием направления вращения вторичных течений.

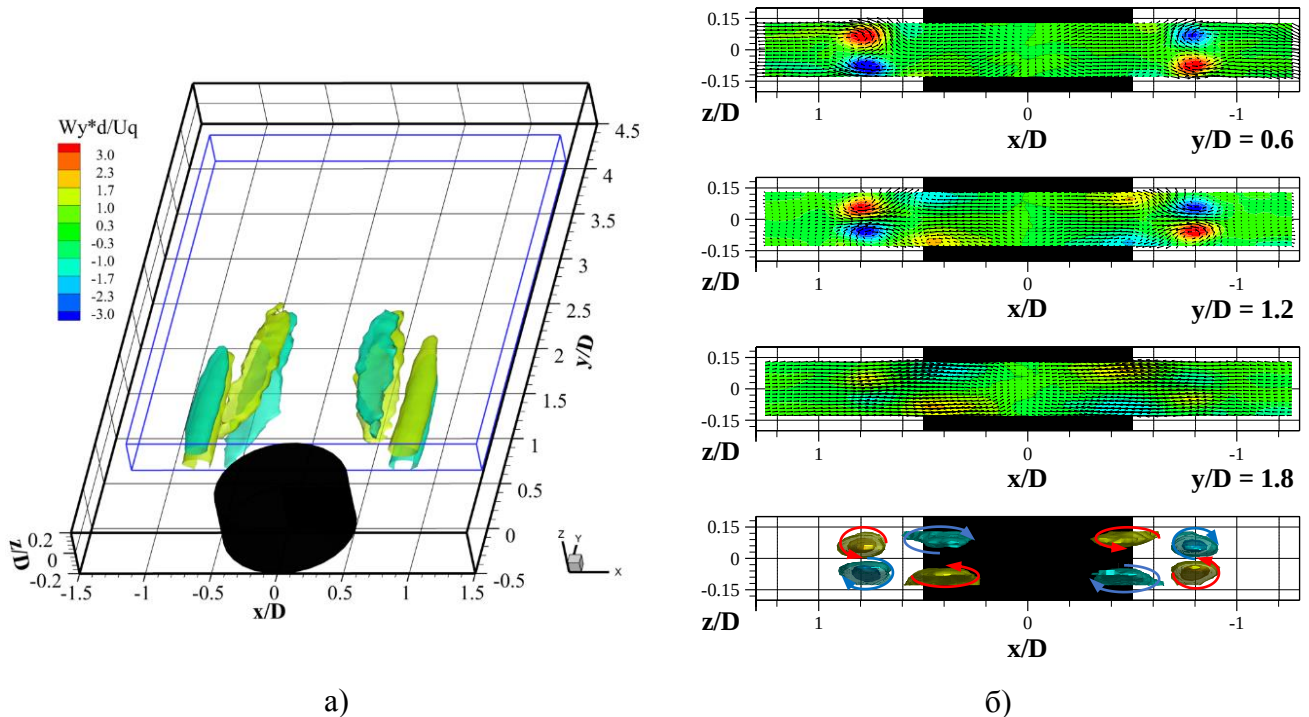


Рисунок 5.2.5. Изоповерхности продольной осредненной завихренности (а), распределение продольной осредненной завихренности и поперечного поля вектора скорости в поперечных сечениях, а также изоповерхности завихренности с указанием направления вращения (б).

5.2.2. Результаты высокоскоростного Томо-PIV эксперимента

Исследование динамики вихревых структур в ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа проводилось при числе $Re_D = 2\,600$. При $Re_h > 1500$ развитие квазидвумерного следа зависит от параметра устойчивости S [199,200]. В настоящей работе числа Рейнольдса равнялись $Re_h = 1040$ ($Re_D = 2\,600$) и $Re_h = 1400$ ($Re_D = 3\,500$), а соответствующие им параметры устойчивости $S_{1040} = 0,032$ и $S_{1400} = 0,03$. Значение параметра устойчивости потока $S < 0,2$ указывает на реализующийся тип неустойчивости, соответствующий вихревой дорожке Кармана в квазидвумерном турбулентном следе при близких к критическому числу Re_h . Динамика мгновенной структуры квазидвумерного турбулентного следа в ближнем поле представлена на Рисунках 5.2.6 – 5.2.7. На Рисунке 5.2.6 для трех различных моментов времени показаны 3D изоповерхности продольной мгновенной скорости (левый столбец) и векторных полей скорости (правый столбец). Последовательность мгновенных распределений скорости представлена снизу вверх по мере увеличения времени. Представлено каждое 30-е мгновенное распределение скорости с шагом в 72 мс. Продольная компонента мгновенной скорости в ближнем поле струи представлена в виде 3D изоповерхностей для значений $0\,Uq$, $0,65\,Uq$ и $1,3\,Uq$ (Рисунок 5.2.6 левый столбец). Сложная топология изоповерхностей продольной компоненты мгновенной скорости указывает на неоднородную и трехмерную структуру течения, связанную с развитием вихревых структур, идентифицируемых по двумерным векторным полям скорости (Рисунок 5.2.6 правый столбец). 3D изоповерхности зеленого цвета, относящиеся к слоям смешения, указывают на меандрирующий характер течения, обусловленный формированием вихревых структур Кармана. Область возвратного течения, обозначенная изоповерхностями голубого цвета, подвергается продольным и поперечным колебаниям. Наиболее интенсивными являются продольные колебания, в результате которых протяженность возвратного течения увеличивается на один калибр по сравнению со средним значением. Наличие интенсивных локализованных продольных вихревых структур (концевых участков подковообразных вихрей) приводит к выделению локализованных полосчатых областей максимальной продольной скорости (изоповерхности красного цвета) с линейным размером порядка 2 калибров. На Рисунке 5.2.7 представлены мгновенные 3D изоповерхности поперечной и нормальной к стенке компоненты скорости, а также мгновенные векторные поля скорости, построенные в срединном сечении канала. Максимальные значения поперечной и нормальной к стенке компонент мгновенной скорости в три раза превышают осредненные значения. Экстремальные значения достигают $\pm 0,6\,Uq$ и

$\pm 0,25 U_q$ для поперечной и нормальной к стенке компонент мгновенной скорости соответственно.

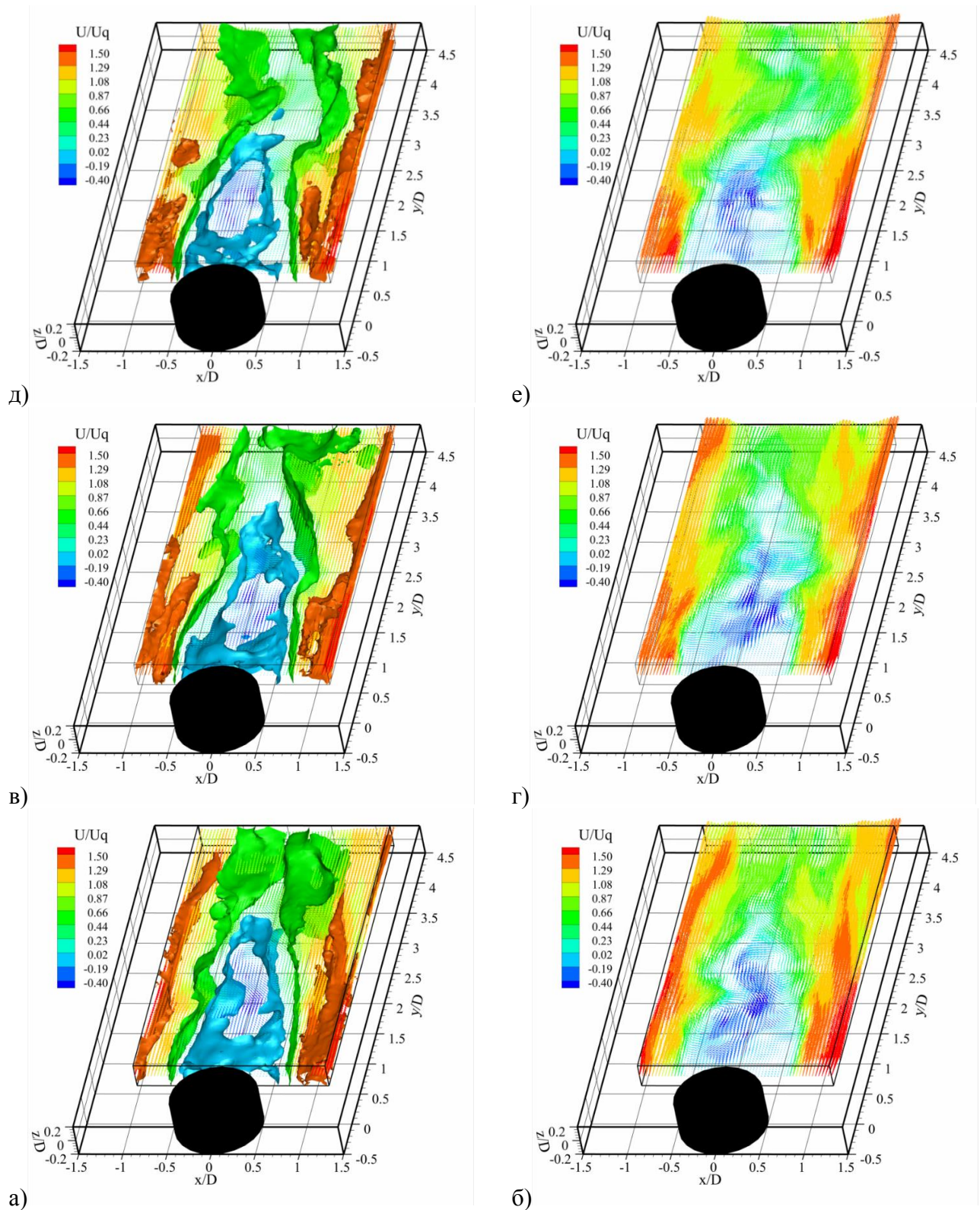


Рисунок 5.2.6. Последовательность безразмерных мгновенных 3D изоповерхностей продольной компоненты скорости для значений $0 U_q$, $0,65 U_q$ и $1,3 U_q$ (слева) и мгновенные векторные поля скорости в сечении $z/D = 0$ (справа). Время между распределениями скорости 72 мс. $Re_D = 2\,600$.

На Рисунке 5.2.7 (слева) представлены 3D изоповерхности поперечной компоненты скорости для значений $\pm 0,25 Uq$. Поочередное схождение вихревых структур Кармана формирует шахматное расположение областей переменного знака поперечной компоненты скорости. Наличие интенсивных локализованных продольных вихревых структур (концевых участков подковообразных вихрей) отражается и на распределениях поперечной и нормальной к стенке компонент скорости (Рисунок 5.2.7). В результате действия подковообразных вихревых структур образуются локализованные продольные распределения поперечной (Рисунок 5.2.7 слева) и продольные распределения противоположных знаков нормальной к стенке компонент мгновенной скорости (Рисунок 5.2.7 справа). 3D изоповерхности нормальной к стенке компоненты мгновенной скорости указывают на наличие подъемных и опускных движений жидкости в местах, не связанных с интенсивными концевыми участками подковообразных вихрей. Подъемные и опускные движения жидкости между ограничивающими стенками канала встречаются на границе возвратного течения (Рисунок 5.2.7 б), на оси следа (Рисунок 5.2.7 г), а также вниз по потоку в следе (Рисунок 5.2.7 е). Данный характер течения может соответствовать продольным вихревым структурам, по интенсивности сравнимым с концевыми участками подковообразных вихрей.

Определение и визуализация вихревых структур, соответствующих 3D мгновенным распределениям скорости (Рисунок 5.2.8), проводились на основании мгновенных распределений Q-критерия. Для идентификации сдвиговых вихревых структур Кармана рассчитывались значения Q^{2D} критерия на основании продольной и поперечной компонент скорости. На Рисунке 5.2.8 слева представлена динамика сдвиговых вихревых структур, изоповерхности Q^{2D} раскрашены в значения безразмерной z – компоненты завихренности. Противовращающиеся сдвиговые вихревые структуры обозначены красным и синим цветом. Идентификация продольных вихревых структур проводилась на основании Q- критерия, рассчитанного по всем трем компонентам скорости. На Рисунке 5.2.8 (справа) представлена динамика продольных вихревых структур вниз по потоку. Продольные вихревые структуры представляют собой вытянутые вдоль потока изоповерхности синего и красного цвета. Цвет указывает на направление вращения и соответствует отрицательным или положительным значениям продольной (y) компоненты завихренности. Продольные вихревые структуры, являющиеся концевыми участками подковообразных вихрей, отмечены зеленой пунктирной линией. Данные продольные структуры, всегда ориентированы по потоку и располагаются с внешней стороны слоев смешения. В ближнем поле квазидвумерного турбулентного следа также идентифицируются продольные вихревые структуры, которые формируются в виде массивов из двух, трех и более противовращающихся вихревых структур (обозначены красной пунктирной линией).

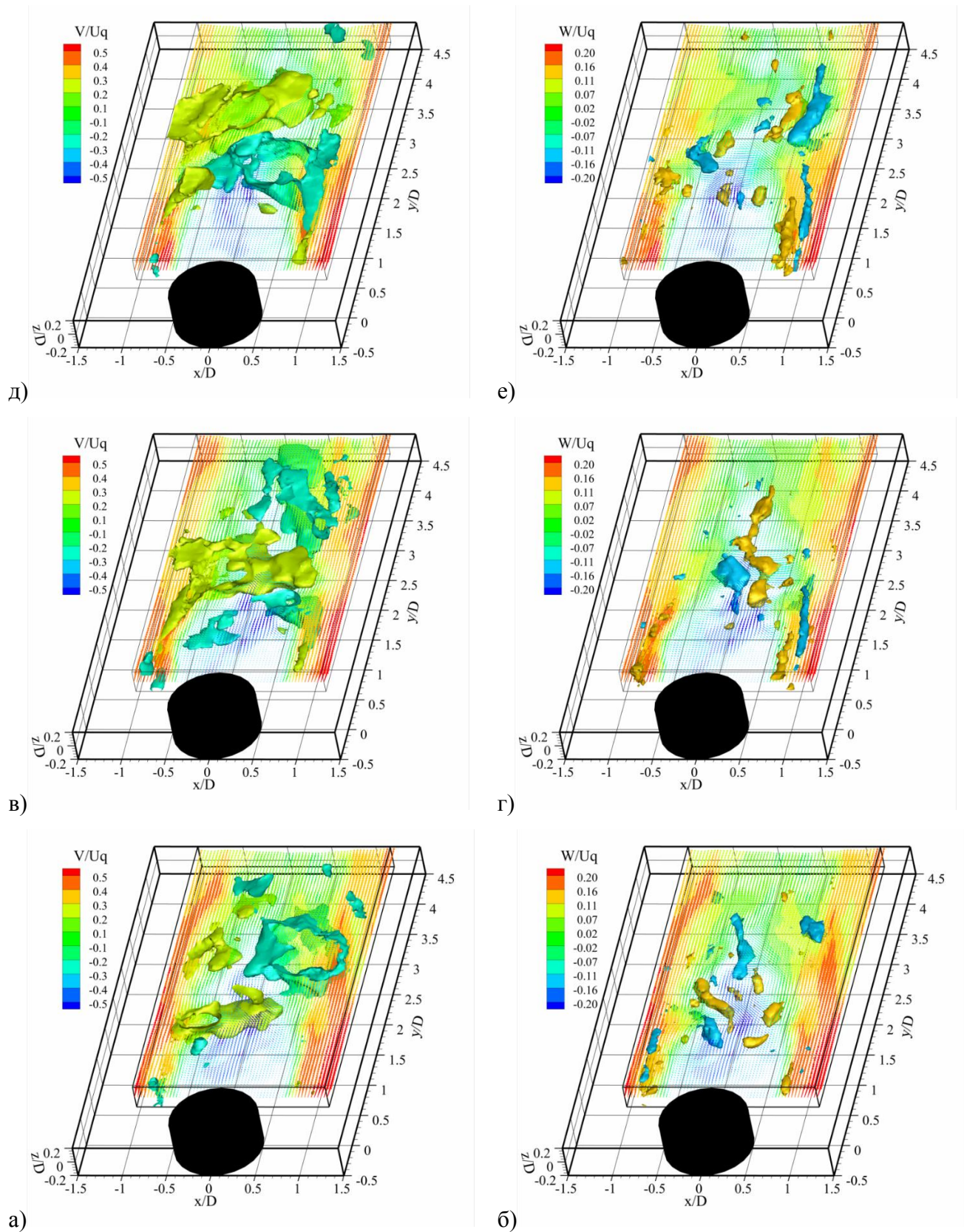


Рисунок 5.2.7. Последовательность безразмерных мгновенных 3D изоповерхностей поперечной скорости для значений $\pm 0,25 Uq$ (слева) и нормальной к стенке компоненты скорости для значений $\pm 0,13 Uq$ (справа). В моменты времени, соответствующие 3D распределениям на Рисунке 5.2.6.

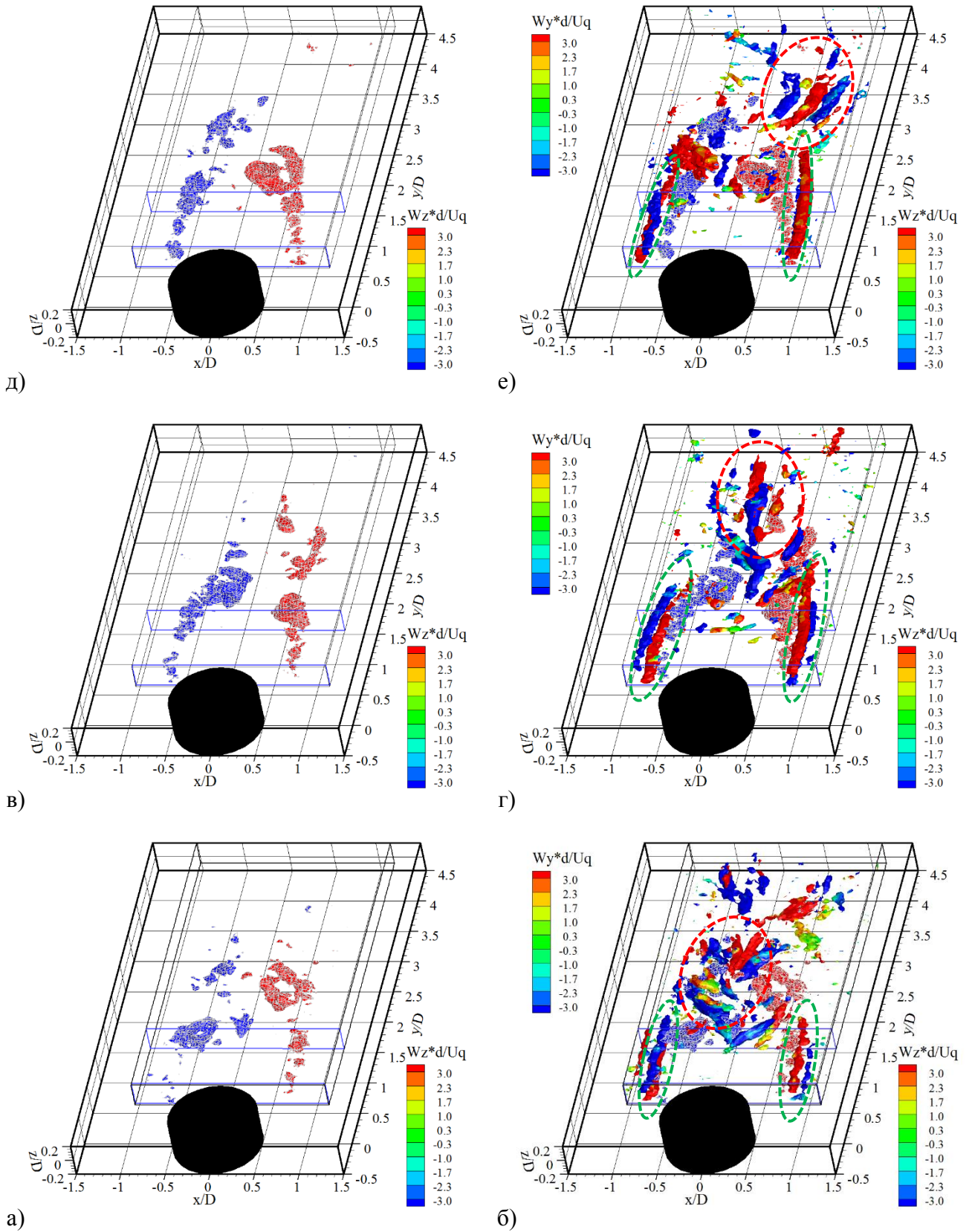


Рисунок 5.2.8. Мгновенные распределения безразмерного Q^{2D} критерия (слева) и мгновенные распределения безразмерного Q -критерия (справа). В моменты времени, соответствующие 3D распределениям на Рисунке 5.2.6. $Re_D = 2\,600$.

Подобные каскады наблюдались в результатах численного моделирования при обтекании цилиндра [96]. Поперечный масштаб продольных вихревых структур превышает глубину канала и составляет порядка $2/3 h$. Линейный масштаб наблюдаемых продольных вихревых структур достигает 1,5 калибров. Анализ последовательных 3D распределений Q-критерия показал, что формирование продольных вихревых структур и их динамика связаны с развитием и поочередным движением противворачивающихся квазидвумерных крупномасштабных вихревых структур Кармана. Динамика продольных вихревых структур представлена в виде поперечных распределений продольной компоненты завихренности и поперечных векторных полей скорости в сечениях, указанных синей рамкой. В сечении $x/D = 0,6$ наблюдаются только подковообразные вихревые структуры, которые образуются перед цилиндром при его обтекании (Рисунок 5.2.9 а). Данные структуры локализованы в пространстве и практически не меняют своего положения со временем. Вниз по течению на расстоянии $x/D = 1,5$ количество продольных вихревых структур увеличивается (Рисунок 5.2.9 б). Подковообразные вихревые структуры приобретают небольшое движение вокруг своих стационарных позиций. В отличие от подковообразных вихревых структур продольные вихревые структуры являются более динамичными, появляясь и исчезая в данном сечении.

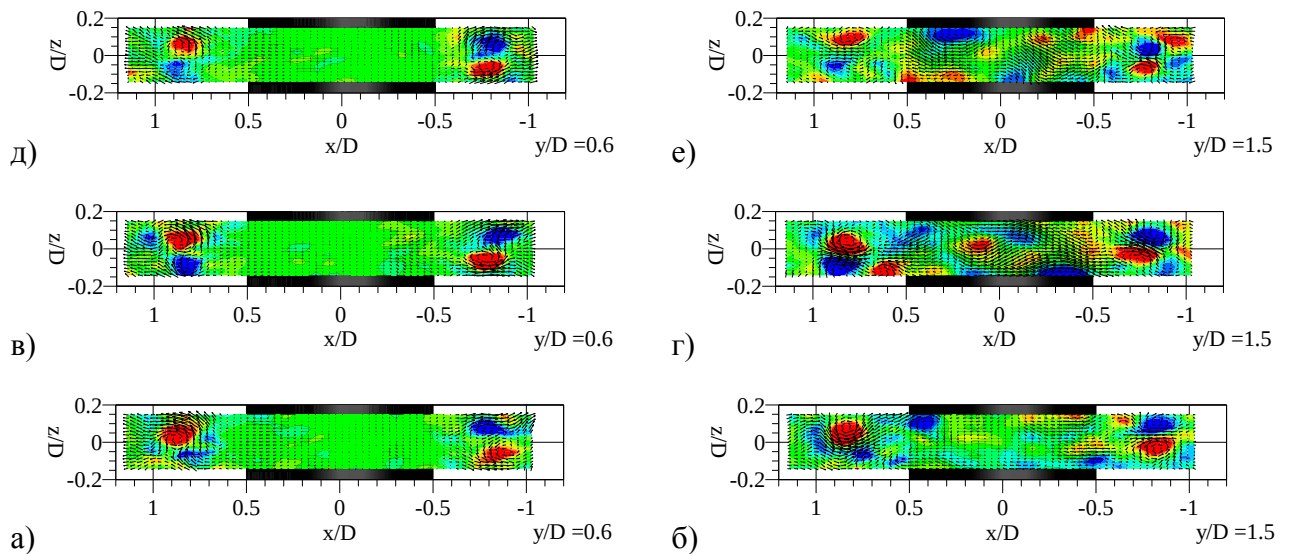


Рисунок 5.2.9. Распределения нормированной продольной компоненты мгновенной завихренности и поперечного векторного поля мгновенной скорости в сечении $x/D = 0,6$ (а) и $x/D = 1,5$ (б). В моменты времени, соответствующие 3D распределениям на Рисунке 5.2.6. $Re_D = 2\,600$.

Характер турбулентного течения демонстрируют эволюция во времени трех безразмерных компонент скорости в двух точках на оси следа $(x/D, y/D, z/D) = (0, 2,5, 0)$ и в слое смещения $(x/D, y/D, z/D) = (0,5, 2,5, 0)$, представленная на Рисунке 5.2.10. На оси следа в точке $(x/D, y/D, z/D) = (0, 2,5, 0)$, соответствующей длине рециркуляционной зоны, значения трех

компонент скорости колеблется вокруг нулевого значения в диапазоне значений $\pm 0,5 U_q$. Амплитуды пульсаций сравнимы для всех трех компонент скорости, особенно для второй части реализации от $\sim t = 1$ с (Рисунок 5.2.10 а). В данной точке во временных реализациях v – и w – компонент мгновенной скорости наблюдается примерно одна выделенная частота, которая соответствует пикам в их временных спектрах (Рисунок 5.2.10 в). Безразмерная частота данных максимумов во временных спектрах равна $Sh_D = 0,217$ и соответствует частоте схода вихревых структур дорожки Кармана, определяемой по максимумам в спектрах слоя смещения (Рисунок 5.2.10 г). Колебания мгновенной скорости, образующиеся в результате генерации и развития вихревых структур дорожки Кармана, наиболее заметны во временных реализациях горизонтальных u – и v – компонент мгновенной скорости в слое смещения (Рисунок 5.2.10 б). На Рисунке 5.2.10 б временная реализация w – компоненты мгновенной скорости характеризуется более высокой частотой, которая соответствует спектральному пику на безразмерной частоте $Sh_D = 0,58$, а также кратной ей частоте $Sh_D = 0,29$, связанной с прохождением парных продольных вихревых структур (Рисунок 5.2.10 г).

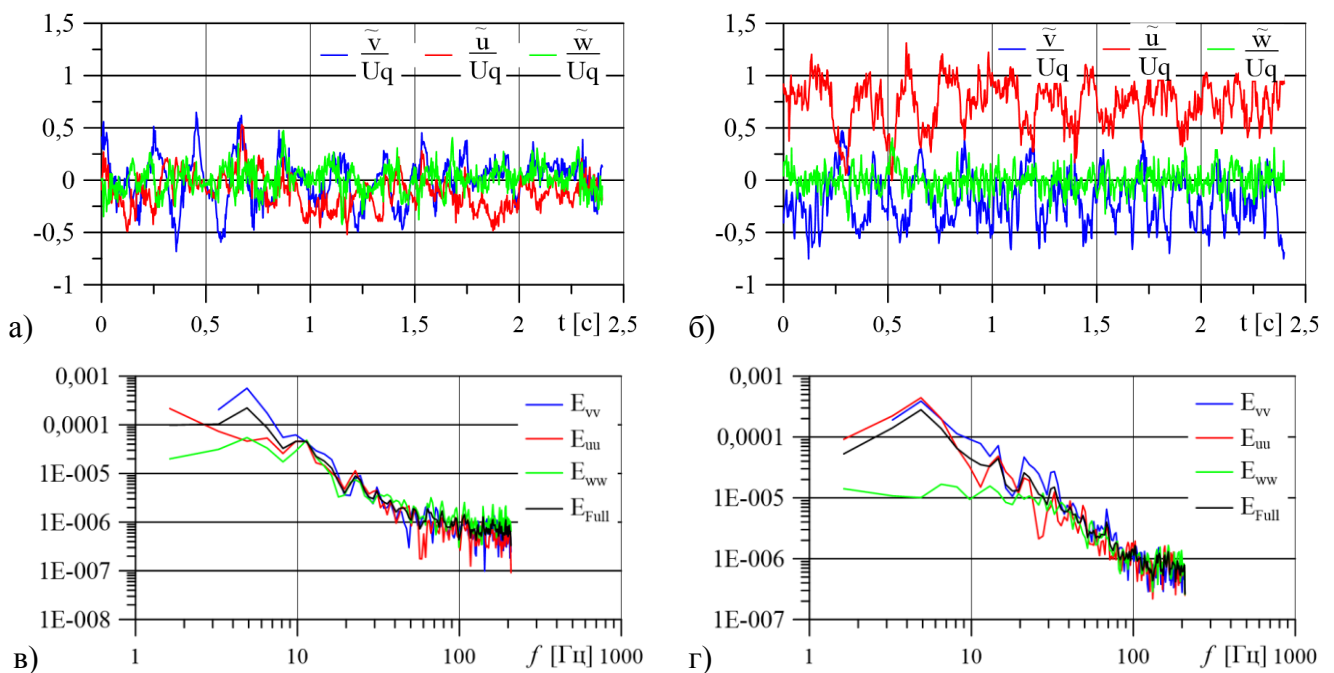


Рисунок 5.2.10. Временные реализации мгновенной скорости на оси следа (а) и в слое смещения (б). Соответствующие им временные спектры на оси (в) и в слое смещения (г). $Re_D = 2\,600$.

Изменение профилей трех компонент средней скорости и кинетической энергии турбулентности (КЭТ) в зависимости от продольной и нормальной координаты показана для $Re_D = 3\,500$ на Рисунке 5.2.11. Вблизи цилиндра при $y/D = 0,6$ профиль продольной средней скорости имеет U-образную форму. Вниз по течению с образованием рециркуляционной зоны профиль продольной скорости принимает V-образную форму. В результате действия внешних вторичных течений в профиле продольной скорости (черная и синяя линия) в области слоя

смещения при $x/D = \pm 0,75$ наблюдается локальный провал. При приближении к стенке канала $z/D = 0,075$ профиль продольной скорости выравнивается в области провала. Вниз по течению при достижении $y/D = 1,8$ профиль продольной скорости (зеленая линия) выравнивается и в центре канала, что согласуется с областью влияния внешних вторичных течений (Рисунок 5.2.5 а). Основное различие между профилями продольной скорости, относящимся к центральному сечению и вблизи стенки наблюдается на внешней границе следа. С увеличением продольной координаты различие в значениях продольной скорости продвигается внутрь следа. Кинетическая энергия турбулентности продольной скорости вблизи цилиндра $y/D = 0,6$ сосредоточена в слоях смешения областях максимальных градиентов скорости (Рисунок 5.2.11 б). Далее по течению с формированием возвратного течения начинается рост КЭТ продольной скорости внутри «пузыря», что обусловлено увеличением масштаба сдвиговых вихревых структур Кармана. Максимальные значения КЭТ продольной скорости наблюдаются при $y/D = 1,8$, соответствующие максимальному масштабу вихревых структур Кармана до образования вихревой дорожки. Формирование вихревой дорожки, поочередное движение вихревых структур слева и справа от оси следа, а также генерация продольных вихревых структур приводит к снижению КЭТ продольной скорости вниз по потоку (Рисунок 5.2.11 б). Наибольшее различие в значениях КЭТ продольной скорости наблюдается на внешней границе следа за областью внешних вторичных течений. При этом для профилей $\langle u'u' \rangle$, относящихся к сечению $z/D = 0,075$, значения выше. На Рисунке 5.2.11 в показано изменение нормированного профиля поперечной скорости вниз по потоку. В диапазоне $y/D = 0,6$ до $y/D = 1,2$ для профиля поперечной скорости характерны четыре экстремума скорости: внешние, более выраженные, и внутренние, пологие. Внешние экстремумы образуются в результате интенсивного вовлечения внешней жидкости в след под действием вторичных течений. Внутренние экстремумы соответствуют возвратному течению рециркуляционной зоны. С развитием сдвиговых вихревых структур скорость вовлечения увеличивается и внешние экстремумы скорости возрастают (синяя линия) (Рисунок 5.2.11 в). А также возрастают и внутренние экстремумы вследствие увеличения скорости возвратного течения. Внутри рециркуляционной зоны с увеличением продольной координаты разница в значениях профилей поперечной скорости, относящихся к разной высоте канала, возрастает. При переходе точки возвратного течения профили поперечной скорости стремятся к единому значению. Наибольшее различие между профилями поперечной скорости, относящихся к разной высоте канала, наблюдается в области внешних вторичных течений. При переходе границы рециркуляционной зоны внутренние экстремумы исчезают, и остаются только внешние, связанные с развитием вихревых структур Кармана. Вниз по потоку след медленно расширяется, при этом значения поперечной скорости падают до 6% от скорости набегающего потока (Рисунок 5.2.11 в). Профили кинетической энергии турбулентности поперечной скорости

на протяжении рециркуляционной зоны имеют два характерных максимума, которые формируются в слоях смешения следа за счет генерации сдвиговых вихревых структур.

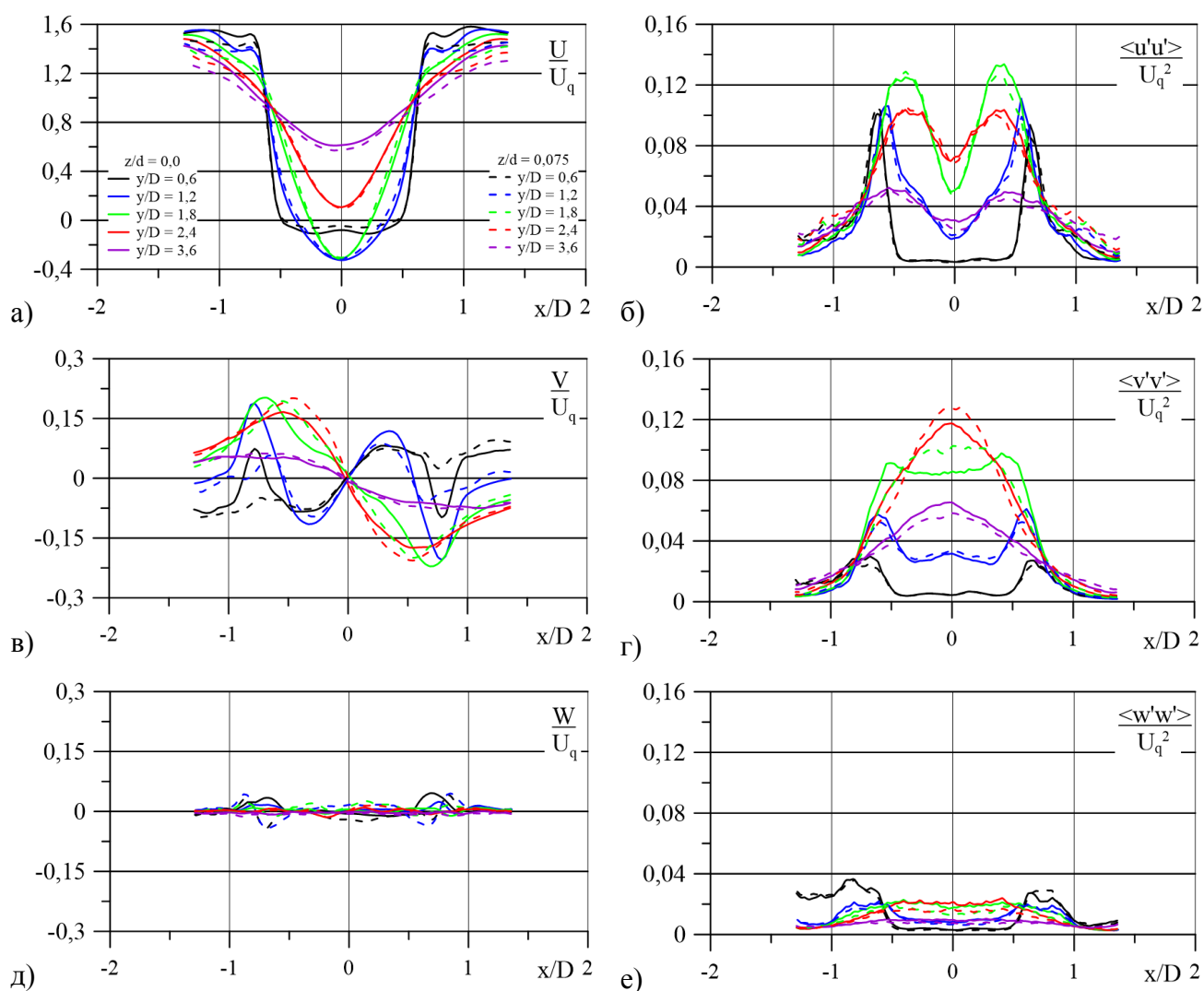


Рисунок 5.2.11. Эволюция вниз по потоку профилей нормированной средней скорости (а, в, д) и кинетической энергии турбулентности (б, г, е) в средней плоскости канала. $Re_D = 3\,500$.

Вниз по потоку распределение КЭТ поперечной скорости переходит к форме с одним максимумом, расположенным на оси следа. В отличие от продольной компоненты скорости, КЭТ поперечной компоненты скорости достигает максимальных значений на расстоянии от цилиндра $y/D = 2,4$, далее наблюдается их снижение (Рисунок 5.2.11 в). Наибольшие значения КЭТ поперечной компоненты скорости наблюдаются вблизи стенки на границе рециркуляционной зоны при $y/D = 1,8$ и $y/D = 2,4$. Значение нормальной к стенке средней скорости на уровне 2% от скорости набегающего потока сосредоточены в области внешних вторичных течений на протяжении рециркуляционной области. Профили нормальной к стенке скорости, расположенные в плоскости $z/D = 0,075$, при переходе через точки $x/D = \pm 0,75$ меняют знак. Изменение направления нормальной к стенке скорости обусловлено переходом через центры

внешних вторичных течений. Далее вниз по потоку значения нормальной к стенке скорости уменьшаются в результате затухания внешних вторичных течений. Значения кинетической энергии турбулентности нормальной к стенке скорости вблизи цилиндра имеют два характерных максимума, расположенных в слоях смешения следа и в области внешних вторичных течений. В результате генерации продольных вихревых структур значения КЭТ нормальной к стенке скорости выходят на постоянное значение поперек следа. При переходе в область дальнего поля следа значение КЭТ нормальной к стенке скорости уменьшается вдвое.

Изменения нормальных профилей средней скорости вдоль продольной координаты показаны на Рисунке 5.2.12. Профили нормированной скорости представлены в двух сечениях, расположенных на оси следа (сплошные линии) и в сечении при $x/D = 0,75$ (пунктирные линии), соответствующим локализации внешних вторичных течений. Профили продольной скорости в рециркуляционной зоне от $y/D = 0,6$ до $y/D = 1,8$ соответствуют возвратному течению (Рисунок 5.2.12 а). При удалении от цилиндра форма профиля изменяется от выпуклого к ударному, что указывает на развитие трехмерного турбулентного течения на границе возвратного течения. При переходе границы возвратного течения форма профиля изменяется от ударного к профилю, характерному для турбулентного течения в щелевых каналах [201]. Форма профилей продольной скорости в сечении $x/D = 0,75$ изменяется в соответствии с развитием внешних вторичных течений. Наличие интенсивных внешних вторичных течений приводит к формированию седлового профиля продольной скорости (черная пунктирная линия) в результате выноса скоростной жидкости из центра канала к его стенкам (Рисунок 5.2.12 а). По мере затухания внешних вторичных течений форма профиля продольной скорости уплощается и стремится к выпуклой форме вниз по течению. Значения поперечной скорости близки к нулю в результате наличия симметрии течения относительно центрального сечения следа (Рисунок 5.2.12 б). В сечении $x/D = 0,75$ поперечная скорость находится под влиянием внешних вторичных течений, что отражается на изменении формы ее профиля. На расстоянии $y/D = 0,6$ форма профиля поперечной скорости соответствует движению жидкости в сторону следа в середине канала и движению жидкости из следа вблизи стенок канала. Вниз по потоку по мере затухания вторичных течений скорость вблизи стенок канала уменьшается, а в центре канала увеличивается за счет интенсивного вовлечения внешней жидкости в результате развития сдвиговых вихревых структур (Рисунок 5.2.12 б). На Рисунке 5.2.12 в представлены нормированные профили нормальной к стенке компоненты средней скорости. Значения нормальной к стенке скорости в центральном сечении составляют порядка 2% от среднерасходной скорости набегающего потока. Внутри рециркуляционной зоны наблюдается слабые опускные и подъемные течения, которые имеют противоположные направления вблизи цилиндра и около границы зоны. Вне рециркуляционной зоны, вниз по течению значения нормальной к стенке скорости равны нулю.

В сечении $x/D = 0,75$ в верхней части канала наблюдается подъемное течение, обусловленное наличием интенсивных внешних вторичных течений (синяя и черная пунктирная линия).

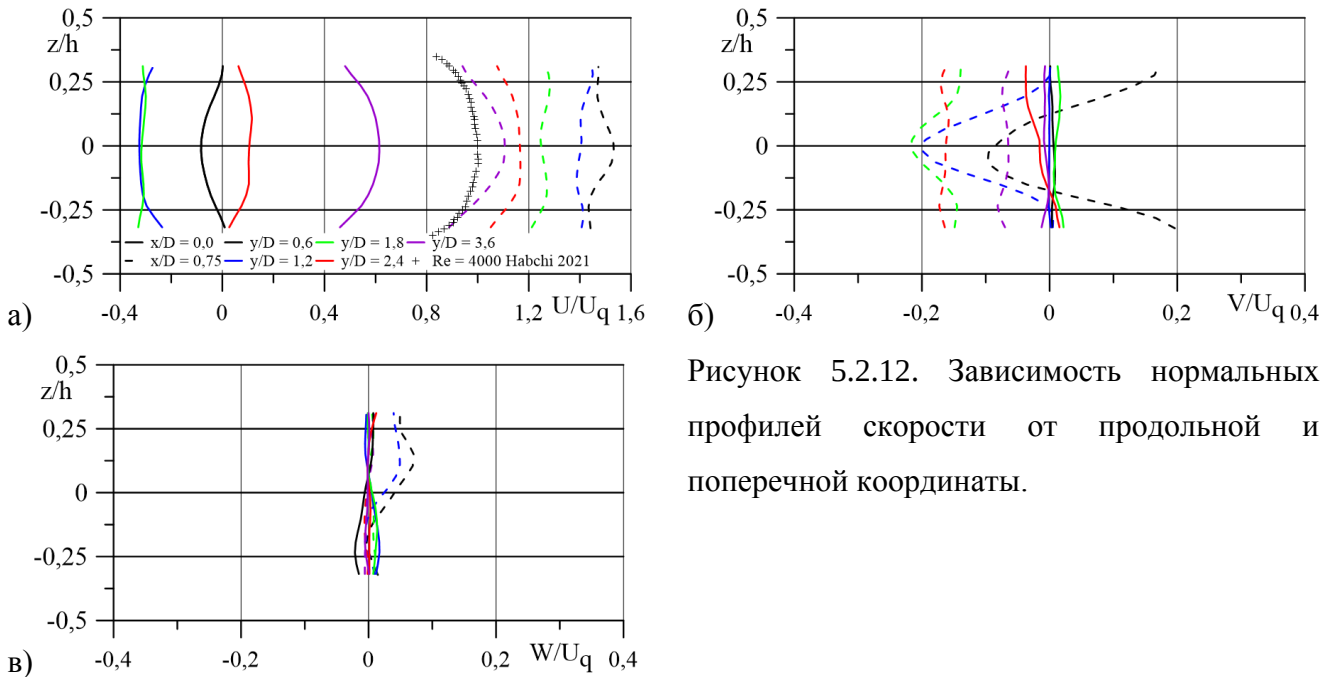


Рисунок 5.2.12. Зависимость нормальных профилей скорости от продольной и поперечной координаты.

На Рисунке 5.2.13 представлено сравнение данных Томо-PIV метода с данными PIV метода как наиболее апробированного метода для пространственных измерений, а также с данными LES [202] и PIV [203] других авторов. Сравнение Томо-PIV (линия) и PIV (треугольники) данных, полученных на одном рабочем участке для чисел $Re = 3\,500$ и $Re = 3\,750$ соответственно, показывают хорошее совпадение (Рисунок 5.2.13 а). Длина рециркуляционной зоны, определяемая как точка перехода через ось абсцисс, для PIV данных (треугольники) немного меньше, что связано с различием в значениях чисел Re и обратной зависимостью длины рециркуляционной зоны от числа Re . Нормированные нормальные напряжения Рейнольдса для Томо-PIV и PIV данных немного отличаются, что обусловлено толщиной усреднения в PIV методе, различием в пространственном разрешении экспериментов, а также разницей в числах Re , однако профили хорошо согласуются по форме (Рисунок 5.2.13 б). Нормированные профили продольной скорости для Томо-PIV и PIV данных [203] (круглые маркеры) немного различаются, но имеют близкие зависимости. Различия обусловлены разными соотношениями высоты цилиндра к диаметру, которые отличались в 2,5 раза и равнялись $h/D = 0,4$ и $h/D = 1,09$ в случае Томо-PIV измерений и PIV измерений соответственно. Разница в h/D значительно сказывается на распределениях нормальных напряжений Рейнольдса. В случае $h/D = 1,09$ значения нормальных напряжений Рейнольдса примерно в 2,5 раза больше для поперечной и нормальной к стенке компонент скорости, а также на 1/3 больше продольной компоненты скорости в случае Томо-PIV данных для $h/D = 0,4$ (Рисунок 5.2.13 б). Существенное различие в профилях нормальных напряжений Рейнольдса связано с меньшим влиянием ограничивающих

стенки в случае $h/D = 1,09$. Сравнение профилей продольной и поперечной компонент скорости в двух поперечных сечениях проводилось для данных, полученных при идентичных геометрических параметрах и близких числах Re . Формы профилей продольной скорости для Томо-PIV, PIV и LES [202] данных хорошо согласуются между собой, в том числе прогибы в профилях продольной скорости, связанные с внешними вторичными течениями. Сильное расхождение наблюдается между Томо-PIV и LES данными, в частности, в длине рециркуляционной зоны, которая в случае численного моделирования на 19% меньше, а также градиенте скорости в слоях смешения (Рисунок 5.2.13 в). Незначительные различия между Томо-PIV и PIV данными наблюдаются в областях с существенно трехмерной структурой течения, что связано с толщиной усреднения в PIV методе, которая составляла $0,175 h$ (Рисунок 5.2.13 в, г). Для областей, в которых нормальный профиль продольной и поперечной скорости является ударным или плоским (Рисунок 5.2.12 а, б), различие в Томо-PIV и PIV данных, обусловленное толщиной усреднения, уменьшается. Вниз по потоку различие в значениях продольной и поперечной скорости уменьшается.

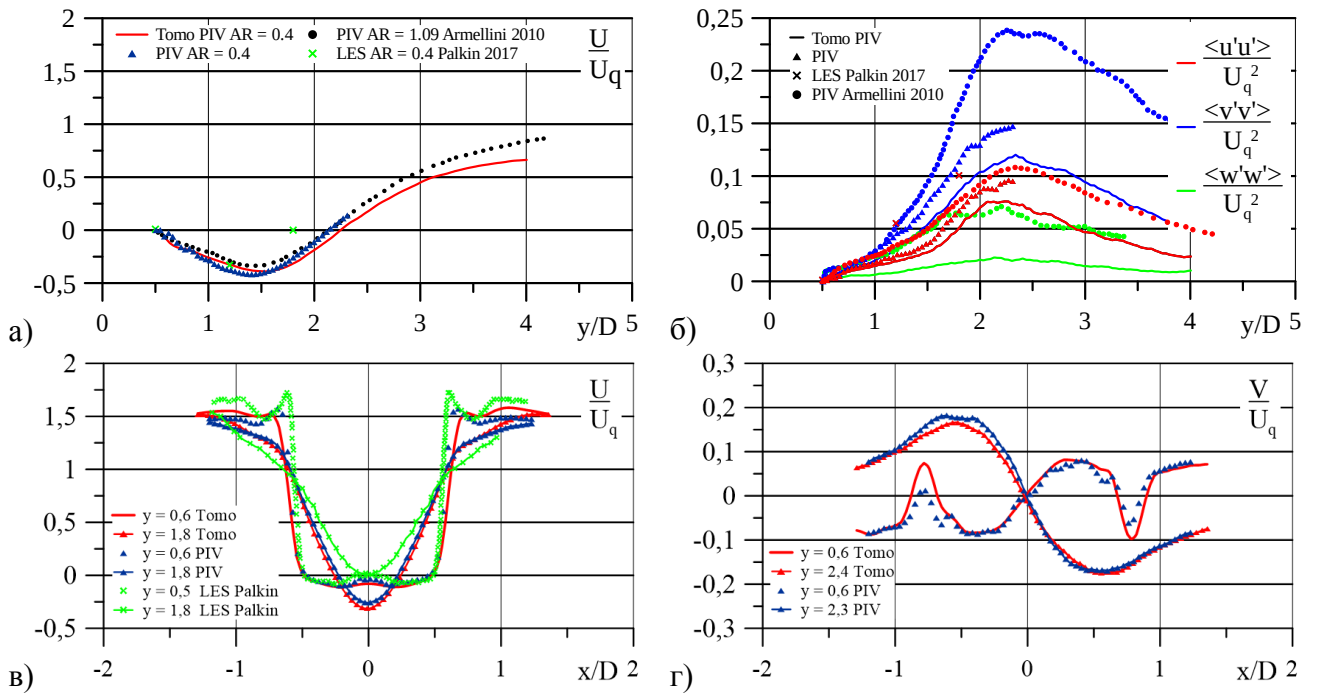


Рисунок 5.2.13 Сравнение Томо-PIV данных с данными LES и PIV методов. Профили продольной средней скорости (а) и нормальных напряжений Рейнольдса (б) на оси ограниченного следа. Профили продольной (в) и поперечной (г) компоненты средней скорости в поперечных сечениях.

Впервые при помощи томографического PIV-метода получены ансамбли пространственных мгновенных трехкомпонентных распределений скорости в квазидвумерном турбулентном следе за цилиндром с соотношением $h/D = 0,4$, рассчитан набор осредненных характеристик.

На основе одновременных измерений трех компонент скорости в объеме потока показано, что при обтекании ограниченного цилиндра с соотношением высоты цилиндра к диаметру 0,4 формируются два квадрупольных распределения продольной завихренности, соответствующие внешним и внутренним вторичным течениям. Внешние вторичные течения образуются в результате наличия концевых участков близко расположенных подковообразных вихревых структур. Внутренние вторичные течения, обнаруженные впервые в данной работе, формируются в результате деформации и растяжения сдвиговых вихревых структур Кельвина-Гельмгольца. Определена область влияния вторичных течений на осредненную структуру квазидвумерной турбулентной струи.

Впервые экспериментально в квазидвумерном турбулентном следе за цилиндром были обнаружены продольные вихревые структуры. Последовательные распределения Q критерия в ближнем поле струи показывают, что в продольные вихревые структуры образуются в результате взаимодействия сдвиговых вихревых структур Кельвина-Гельмгольца с ограничивающими стенками канала. На базе последовательностей трехмерных трехкомпонентных мгновенных распределений скорости рассчитаны частотные спектры пульсаций скорости. Определены характерные безразмерные частоты распространения сдвиговых вихревых структур дорожки Кармана.

Заключение

В заключении сформулированы основные результаты и выводы настоящей работы:

1. С использованием высокоскоростной PLIF визуализации, высокоскоростного PIV метода, в том числе в томографической конфигурации, проведено комплексное экспериментальное исследование структуры течения при распространении турбулентной струи и турбулентного следа за цилиндром в щелевом канале (квазидвумерной турбулентной струи и квазидвумерного следа). Впервые обнаружено явление модуляции амплитуды меандрирования квазидвумерной турбулентной струи. Модуляция обусловлена циклической сменой режимов течения, соответствующих варикозной и синусоидальной моде неустойчивости струи. Показано, что частота меандрирования уменьшается с ростом числа Re и качественно описывается зависимостью $f \sim (y/d)^{-3/2}$ в широком диапазоне исследуемых параметров (чисел Re и отношения глубины канала и ширины сопла h/D).

2. Рассчитанные на основе ансамбля полей скорости, измеренных для квазидвумерной турбулентной струи, временные одномерные энергетические спектры демонстрируют наличие зависимостей, характерных для двумерной турбулентности, - прямого каскада энтропии и обратного каскада энергии, что дает основу для использования соответствующих приближений для описания крупномасштабной структуры подобных течений.

3. Вместе с тем для изученных конфигураций течений продемонстрирована необходимость учета трехмерных эффектов, играющих существенную роль в процессах тепломассопереноса. Показано, что в квазидвумерной турбулентной струе закон затухания осевой скорости и закон расширения струи носят экспоненциальный характер и зависят от h/D и коэффициента трения c_f . Наличие близкорасположенных ограничивающих стенок приводит к тому, что течение в струе не является автомодельным, струя расширяется и затухает быстрее свободных и трехмерных ограниченных турбулентных плоских струй.

4. Проведена апробация методики томографического PIV с высоким временным разрешением для измерения трехмерных трехкомпонентных распределений скорости в ограниченных анизотропных сдвиговых течениях. Измерены пространственные трехкомпонентные распределения мгновенной и средней скорости в квазидвумерной турбулентной струе и турбулентном следе при обтекании цилиндра в щелевом канале с соотношением $h/D < 1$. Впервые в дальнем поле квазидвумерной турбулентной струи зарегистрированы продольные структуры, с линейным масштабом, на порядки превышающим глубину канала. В ближнем поле струи и ближнем поле следа также зарегистрированы продольные и шпилькообразные структуры соответственно, являющиеся результатом

взаимодействия сдвиговых крупномасштабных вихрей Кельвина-Гельмгольца с ограничивающими стенками канала. На основе рассчитанных временных спектров для каждой компоненты пульсаций скорости определены характерные безразмерные частоты распространения квазидвумерных крупномасштабных вихрей и продольных вихревых структур.

5. Экспериментально подтверждено наличие локальных вторичных течений в ближнем поле квазидвумерной турбулентной струи. Показано, что при обтекании ограниченного цилиндра формируются два квадрупольных распределения продольной завихренности, соответствующие внешним и внутренним локальным вторичным течениям. Локальные вторичные течения для струи и обнаруженные впервые внутренние вторичные течения для следа являются следствием образования продольных вихревых структур в ближнем поле струи, либо шпилькообразных структур в ближнем поле следа. Определена область влияния локальных вторичных течений на осредненную структуру квазидвумерной турбулентной струи и следа.

Список публикаций по теме диссертации

1. (Из перечня ВАК) Бильский А.В., Ложкин В.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.1 – 12. (Bilsky, A.V., Lozhkin, V.A., Markovich, D.M., Tokarev, M.P., Shestakov, M.V. Optimization and testing of the tomographic method of velocity measurement in the flow volume // Thermophys. Aeromechanics. – 2011. – V.18, – №4. – P. 535–545).
2. (Из перечня ВАК) M.V. Shestakov, D. M. Markovich, M. P. Tokarev, V.M. Dulin, D. Ph. Sikovsky PIV study of large-scale flow organization in slot jets // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2015. – V. 51. – P. 335–352.
3. (Из перечня ВАК) Шестаков М.В., Токарев М.П., Маркович Д.М. Применение метода Time-Resolved Tomographic PIV для исследования процессов формирования когерентных вихревых структур в квази-двумерной турбулентной струе // Научная визуализация. – 2015. – Т.7, – № 3. – С. 1 – 8.
4. (Из перечня ВАК) Shestakov M.V., Mullyadzhyanov R.I., Tokarev M.P., Markovich D.M. Modulation of large-scale meandering and three-dimensional flows in turbulent slot jets // Journal of Engineering Thermophysics. – 2016. – V.25, – №2. – P. 159 – 165.
5. (Из перечня ВАК) М.В. Шестаков, Д.М. Маркович Трехмерная структура потока в ближнем следе за цилиндром в щелевом канале // Теплофизика и аэромеханика. – 2021. – Т. 28, – № 6. – С. 807–812.
6. (Из перечня ВАК) Shestakov M.V., Tokarev M.P., Markovich D.M. 3D structure of flow in the near field of the quasi-two-dimensional turbulent jet // J. Phys.: Conf. Ser. – 2017. – V. 899. – P. 062006–1–062006–5.
7. (Из перечня ВАК) Seredkin A.V., Shestakov M.V., Tokarev M.P. An industrial light-field camera applied for 3D velocity measurements in a slot jet // AIP Conference Proceedings. – 2016. – V. 1770. – P. 030025–1–030025–5.
8. (Из перечня ВАК) Shestakov M.V., Dulin V.M., Tokarev M.P., Markovich D.M. Dynamics of primary and secondary vortices in a slot jet // 9th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, TSFP – 2015, 2015, 2.
9. Bilsky A.V., Dulin V.M., Markovich D.M., Shestakov M.V. Turbulent structure of quasi-two dimensional slot jet // THMT-05. Turbulence Heat and Mass Transfer 5. ICHMT Digital library online. – 2006. – V.10. –P. 429–432

10. Bilsky A.V., Dulin V.M., Markovich D.M., Shestakov M.V. Turbulence measurements in a quasi-two dimensional jet in a slot channel // 5th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, TSFP – 2007. – 2007. – P.1067–1072.
11. Dulin V.M., Markovich D.M., Tokarev M.P., Shestakov M.V. Stereo-PIV measurements of turbulent characteristics in a quasi two-dimensional jet flow // Proceedings of the 5th International Symposium PIV. – 2007.
12. Dulin V.M., Markovich D.M., Shestakov M.V. Stereo PIV measurements of turbulent structure of a quasi-two dimensional jet spreading in a slot channel // Proceedings of the 5th International Conference on Transport Phenomena in Multiphase Systems, HEAT – 2008, – 2008. – V.1. – P. 421 – 426.
13. Ложкин В.А., Маркович Д.М., Шестаков М.В. Исследование квази-двумерной турбулентной струи в щелевом канале // Сборник научных статей. Современная наука – 2010. – № 2 (4). – С. 195 – 200.
14. Ложкин В.А., Маркович Д.М., Токарев М.П., Шестаков М.В. Экспериментальное исследование вторичных течений в квазидвумерной турбулентной струе // Сборник научных статей. Современная наука – 2011. – № 2 (7). – С. 247–253. ISSN 2076-6866.
15. Бильский А.В., Ложкин В.А., Маркович Д.М., Токарев М.П. Шестаков М.В. Применение томографического метода измерения скорости в объеме потока // Материалы XI Международной научно-технической конференции ОМИП Издательский дом МЭИ, Москва, – 2011. – С.1–12
16. Bilsky A.V., Lozhkin V.A., Markovich D.M., Tokarev M.P., Shestakov M.V. Tomographic PIV and Planar Time-resolved PIV Measurements in a Turbulent Slot Jet // Proceedings of the 16th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. – 2012. – P. 1–10
17. Шестаков М.В., Токарев М.П., Маркович Д.М. 3D динамика вихревых структур в квазидвумерной турбулентной струе // Сборник научных статей. Современная наука № 1 (14) – 2014. – С. 146 – 151. ISSN 2076-6866
18. Shestakov M.V., Markovich D.M., M.P. Tokarev M.P. 3D Flow Dynamics in a Turbulent Slot Jet: Time-resolved Tomographic PIV Measurements. Proceedings of the 17th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. – 2014. – P. 1 – 7
19. Шестаков М.В., Токарев М.П., Маркович Д.М. Визуализация эволюции и взаимодействия вихревых структур в квазидвумерной турбулентной струе // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. – 2015. – №1(15). – С. 211 – 216.

20. Shestakov M.V., Tokarev M.P., Markovich D.M. 3D Dynamics of vortex structures in a quasi two-dimensional jet // Proc. 10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP – 10). Paper ID:189 – 2015. – P.1 – 7.
21. Shestakov M.V., Tokarev M.P., Markovich D.M. Visualizing the evolution and interaction of vortices in a quasi two-dimensional jet: Time-Resolved Tomographic PIV measurements // Proceedings of The 13th Asian Symposium on Visualization. – 2015. – P. 1-7.
22. Шестаков М.В., Токарев М.П., Маркович Д.М. Применение метода Time - Resolved Tomographic PIV для исследования процессов формирования когерентных вихревых структур в квази-двумерной турбулентной струе // Труды XIII международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков», г. Москва, Россия. – М.: Изд-во НИУ «МЭИ» – 2015. – С. 59 – 68.
23. Palkin E., Mullyadzhanov R., Shestakov M., Níceno B., Markovich D, Hanjalić K. Secondary currents and heat transfer in flow around a cylinder mounted in a narrow channel: LES and PIV // THMT-18. Turbulence Heat and Mass Transfer 9. ICHMT Digital library online. – 2018. – P. 255–258.
24. Palkin E., Shestakov M., Mullyadzhanov R. Secondary flows and heat transfer in shallow flow around a cylinder: LES, PIV // EPJ Web of Conferences 2019. – V. 196. – P. 00028–1–00028–5.
25. Seredkin A.V., Shestakov M.V., Tokarev M.P. An industrial light field camera applied for 3D velocity measurements in flow past confined cylinder // EPJ Web of Conferences. – 2019.– V. 196. – P. 00056–1–00056–5.

Список литературы

1. Rajaratnam N. Turbulent Jets. – Elsevier, – 1976. 304 p.
2. Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю. Теория турбулентных струй. М.: Наука. – 1984. 716 с.
3. Волков К.Н., Емельянов В.Н., Зазимко В.А. Турбулентные струи — статистические модели и моделирование крупных вихрей. М.: ФИЗМАТ. – 2014. 360 с.
4. Gutmark E., Wygnanski I. The planar turbulent jet // J. Fluid Mech. – 1976. – Vol. 73, – № 03. – P. 465–495.
5. Gordeyev S. V., Thomas F.O. Coherent structure in the turbulent planar jet. Part 1. Extraction of proper orthogonal decomposition eigenmodes and their self-similarity // J. Fluid Mech. – 2000. – Vol. 414. – P. 145–194.
6. Dracos T., Giger M., Jirka G.H. Plane turbulent jets in a bounded fluid layer // J. Fluid Mech. – 1992. – Vol. 241. – P. 587–614.
7. Bradbury L.J.S. The structure of a self-preserving turbulent plane jet // J. Fluid Mech. – 1965. – Vol. 23, – № 01. – P. 31.
8. Ho C.-M., Huerre P.A. Perturbed Free Shear Layers // Annu. Rev. Fluid Mech. – 1984. – Vol. 16. – P. 365–424.
9. George W.K., Abrahamsson H., Eriksson J., Karlsson R.I., Löfdahl L., Wosnik M. A similarity theory for the turbulent plane wall jet without external stream // J. Fluid Mech. – 2000. – Vol. 425. – P. 367–411.
10. Launder B.E., Rodi W. The Turbulent Wall Jet Measurements and Modeling // Annu. Rev. Fluid Mech. – 1983. – Vol. 15, – № 1. – P. 429–459.
11. Raffel M., Willert C.E., Scarano F., Kähler C., Wereley, S.T. Kompenhans J. Particle Image Velocimetry: A Practical Guide, Third edit. Springer International Publishing, – 2018. 669 p.
12. Sforza P., Steiger M., Trentacoste N. Studies on three-dimensional viscous jets. // AIAA J. – 1966. – Vol. 4, – № 5. – P. 800–806.
13. Davis M.R., Winarto H. Jet diffusion from a circular nozzle above a solid plane // J. Fluid Mech. – 1980. – Vol. 101, – № 1. – P. 201–221.
14. Padmanabham G., Lakshmana Gowda B.H. Mean and turbulence characteristics of a class of three-dimensional wall jets—Part 1: Mean flow characteristics // J. Fluids Eng. – 1991. – Vol. 113, – № 4. – P. 620–628.
15. Padmanabham G., Lakshmana Gowda B.H. Mean and Turbulence Characteristics of a Class of Three-Dimensional Wall Jets—Part 2: Turbulence Characteristics // J. Fluids Eng. – 1991. – Vol.

- 113, – № 4. – P. 629–634.
16. Hall J.W., Ewing D. The effect of aspect-ratio on the development of the large-scale structures in the three-dimensional wall jet // *Proceedings of ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting and Exhibition. FEDSM 2005.* – 2005. – P. 1–12.
17. Matsuda H., Iida S., Hayakawa M. Coherent Structures in a Three-Dimensional Wall Jet // *J. Fluids Eng.* – 1990. – Vol. 112, – № 4. – P. 462–467.
18. Ewing D., Pollard A. Evolution of the large scale motions in a three-dimensional wall jet // *28th Fluid Dynamics Conference.* – 1997. – P. 1964.
19. Sun H., Ewing D. Development of the large-scale structures in the intermediate region of the three-dimensional wall jet // *Fluids Engineering Division Summer Meeting.* – 2002. – P. 1179–1186.
20. Hall J.W., Ewing D. The Asymmetry of the Large-Scale Structures in Turbulent Three-Dimensional Wall Jets Exiting Long Rectangular Channels // *J. Fluids Eng.* – 2007. – Vol. 129, – № 7. – P. 929.
21. Hall J.W., Ewing D. Three-Dimensional Turbulent Wall Jets Issuing from Moderate-Aspect-Ratio Rectangular Channels // *AIAA J.* – 2007. – Vol. 45, – № 6. – P. 1177–1186.
22. Hall J.W., Ewing D. Spectral linear stochastic estimation of the turbulent velocity in a square three-dimensional wall jet // *J. Fluids Eng.* – 2010. – Vol. 132, – № 5.
23. Namgyal L., Hall J.W. Coherent Streamwise Vortex Structures in the Near-Field of the Three-Dimensional Wall Jet // *J. Fluids Eng.* – 2013. – Vol. 135, – № 6. – P. 061204.
24. Namgyal L., Hall J.W. Reynolds stress distribution and turbulence generated secondary flow in the turbulent three-dimensional wall jet // *J. Fluid Mech.* – 2016. – Vol. 800. – P. 613–644.
25. Iii L.N.C., Sheplak M., Cattafesta L.N. Actuators for Active Flow Control // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 2011. – Vol. 43, – № 1. – P. 247–272.
26. Raghu S. Fluidic oscillators for flow control // *Exp. Fluids.* – 2013. – Vol. 54, – № 2. – P. 1–11.
27. Hossain M.A., Agricola L., Ameri A., Gregory J.W., Bons J.. Sweeping jet film cooling on a turbine vane // *J. Turbomach.* – 2019. – Vol. 141, – № 3. – P. 03007.
28. McCabe A. An Experimental Investigation of a Plane Subsonic Jet with an Aspect Ratio of Three // *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings.* – 1967. – P. 342–346.
29. Foss J.F., Jones J.B. Secondary flow effects in a bounded rectangular jet // *J. Basic Eng.* – 1968. – Vol. 90, – № 2. – P. 241–248.
30. Holdeman J.D., Foss J.F. The Initiation, Development, and Decay of the Secondary Flow in a Bounded Jet // *J. Fluids Eng.* – 1975. – Vol. 97, – № 3. – P. 342–352.
31. Rockwell D. Vortex Stretching due to Shear Layer Instability // *J. Fluids Eng.* – 1977. – P. 240–

- 244.
32. Owczarek J.A., Rockwell D.O. An experimental study of flows in planar nozzles // J. Basic Eng. – 1972. – Vol. 94, – № 3. – P. 682–688.
33. Wagner W.B., Owczarek J.A. An Investigation of the Corner Secondary Flows Generated in Planar Nozzles // J. Fluids Eng. – 1974. – Vol. 96. – P. 3234–3245.
34. Owczarek J.A., Siddiqui A.. Visualization of Secondary Flows in Planar Nozzles // J. Fluids Eng. – 1976. – Vol. 98, – № 2. – P. 326–328.
35. Nozaki T. Bounded Jet Flow Issuing from a Square Nozzle // Dep. Bull. Pap. Kagoshima Univ. – 1981. – Vol. 23. – P. 77–84.
36. Nozaki T. Reattachment flow issuing from a finite width nozzle: Report 4. effects of aspect ratio of the nozzle // Bull. JSME. – 1983. – Vol. 26, – № 221. – P. 1884–1890.
37. Nakashima M., Nozaki T., Hatta K. Study of a Bounded Jet Flow Considering the Initial Turbulence : 2nd Report, In the Case of Relatively Large Nozzle Aspect Ratio // Bull. JSME. – 1986. – Vol. 29, – № 253. – P. 2042–2048.
38. Nozaki T., Nakashima M., Hatta K. Study of a Bounded Jet Flow Considering the Initial Turbulence: Experiments with a Nozzle Having Aspect Ratio of 3 // Bull. JSME. – 1984. – Vol. 27, – № 234. – P. 2730–2738.
39. Shimizu A., Ishii H., T. W. A numerical analysis of vortex growth in a bounded rectangular jet // Comput. Fluids. – 1986. – Vol. 14, – № 4. – P. 327–359.
40. Nozaki T., Maekawa H., Kouno H. Experimental study of a bounded jet flow-Mechanism of the secondary flow // Flow Visualization IV. – 1987. – P. 495–499.
41. Deo R.C., Mi J., Nathan G.J. The influence of Reynolds number on a plane jet // Phys. Fluids. – 2008. – Vol. 20, – № 7. – P. 1–16.
42. Deo R.C., Mi J., Nathan G.J. The influence of nozzle-exit geometric profile on statistical properties of a turbulent plane jet // Exp. Therm. Fluid Sci. – 2007. – Vol. 32, – № 2. – P. 545–559.
43. Hitchman G.J., Strong A.B., Slawson P.R., Ray G.D. Turbulent plane jet with and without confining end walls // AIAA J. – 1990. – Vol. 28, – № 10. – P. 1699–1700.
44. Deo R.C., Nathan G.J., Mi J. Comparison of turbulent jets issuing from rectangular nozzles with and without sidewalls // Exp. Therm. Fluid Sci. – 2007. – Vol. 32, – № 2. – P. 596–606.
45. Alnahhal M., Panidis T. The effect of sidewalls on rectangular jets // Exp. Therm. Fluid Sci. – 2009. – Vol. 33, – № 5. – P. 838–851.
46. Жак В.Д., Мухин В.А., Накоряков В.Е., Сафонов С.А. Распространение затопленной струи в узкой щели // ПМТФ. – 1985. – Т. 151, – № 3. – С. 69–77.
47. Жак В.Д. Экспериментальное исследование течения жидкости в узких зазорах и кавернах:

- дис. ... канд. техн. наук: 01.02.05/Жак Владимир Давыдович. -Н., – 1986. 154 с.
48. Chu V.H., Baines W.D. Entrainment by Buoyant Jet between Confined Walls // J. Hydraul. Eng. – 1989. – Vol. 115, – № 4. – P. 475–492.
 49. Кашинский, О.Н. Козьменко Б.К., Накоряков В.Е., Павлов И.. Исследование струйного течения, распространяющегося между параллельными стенками // ПМТФ. – 1985. – Т. 1, – № 3. – С. 37–41.
 50. Chinak A., Kashinsky O., Nakoryakov V. Power Spectra of Wall Shear Stress Fluctuations in Turbulent Flows // Turb. Heat Mass Transf. – 1995. – Vol. 1. – P. 71–75.
 51. Giger M., Dracos T., Jirka G.H. Entrainment and mixing in plane turbulent jets in shallow water // J. Hydraul. Res. – 1991. – Vol. 29, – № 5. – P. 615–642.
 52. Landel J.R., Caulfield C.P., Woods A.W. Meandering due to large eddies and the statistically self-similar dynamics of quasi-two-dimensional jets // J. Fluid Mech. – 2012. – Vol. 692. – P. 347–368.
 53. Бычков Ю.М. Визуализация тонких потоков несжимаемой жидкости. - Кишинев: Штиинца, – 1980. 132 с.
 54. Бычков Ю.М. Гидродинамика тонких потоков несжимаемой жидкости. - Кишинев: Штиинца, – 1981. 112 с.
 55. Gorin A.V., Sikovsky D.P., Nakoryakov V.E., Zhak V.. Two-dimensional turbulent jet in a Hele-Shaw cell // The VII Proceeding of Conference on flow modeling and turbulence measurements. – 1998. – P. 269–276.
 56. Giger M. Der ebene Freistrah in flachem Wasser : thes. ... doct. philosophy. - ETH Zürich, – 1987.
 57. Lee J.H., Jirka G.H. Multiport diffuser as line source of momentum in shallow water // Water Resour. Res. – 1980. – Vol. 16, – № 4. – P. 695–708.
 58. Özsoy E., Ünlüata Ü. Ebb-tidal flow characteristics near inlets // Estuar. Coast. Shelf Sci. – 1982. – Vol. 14, – № 3. – P. 251–263.
 59. Chu V.H. Stability of turbulent shear flows in shallow channel // Proc. XX Congress IAHR, Moscow. – 1983. – P. 128–133.
 60. Chen D., Jirka G.H. Absolute and convective instabilities of plane turbulent wakes in a shallow water layer // J. Fluid Mech. – 1997. – Vol. 338. – P. 157–172.
 61. Daoyi C., Jirka G.H. Linear stability analysis of turbulent mixing layers and jets in shallow water layers // J. Hydraul. Res. – 1998. – Vol. 36, – № 5. – P. 815–830.
 62. Jirka G.H. Shallow jets // Recent Res. Adv. Fluid Mech. Turbul. Jets Plumes. – 1994. – P. 155–175.
 63. Socolofsky S. a, Jirka G.H. Large-scale flow structures and stability in shallow flows // J. Environ.

- Eng. Sci. – 2004. – Vol. 3, – № 5. – P. 451–462.
64. Canestrelli A., Nardin W., Edmonds D., Fagherazzi S., Slingerland R. Importance of frictional effects and jet instability on the morphodynamics of river mouth bars and levees // *J. Geophys. Res. Ocean.* – 2014. – Vol. 119, – № 1. – P. 509–522.
 65. Jirka G.H. Large scale flow structures and mixing processes in shallow flows // *J. Hydraul. Res.* – 2001. – Vol. 39, – № 6. – P. 567–573.
 66. Peltier Y., Erpicum S., Archambeau P., Pirotton M., Dewals B. Meandering jets in shallow rectangular reservoirs: POD analysis and identification of coherent structures // *Exp. Fluids.* – 2014. – Vol. 55, – № 6.
 67. Peltier Y., Erpicum S., Archambeau P., Pirotton M., Dewals B. Can meandering flows in shallow rectangular reservoirs be modeled with the 2D shallow water equations? // *J. Hydraul. Eng.* – 2015. – Vol. 141, – № 6. – P. 04015008.
 68. Kraichnan R.H. Inertial Ranges in Two-Dimensional Turbulence // *Phys. Fluids.* – 1967. – Vol. 10, – № 7. – P. 1417.
 69. Данилов С.Д., Давид Г. Квазидвумерная турбулентность // *Успехи физических наук.* – 2000. – Т. 170, – № 9. – С. 921–968.
 70. Фрик П.Г. Турбулентность: подходы и модели. Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, – 2003. 292 с.
 71. Xia H., Byrne D., Falkovich G., Shats M. Upscale energy transfer in thick turbulent fluid layers // *Nat. Phys.* – 2011. – Vol. 7, – № 4. – P. 321–324.
 72. Byrne D., Zhang J.A. Height-dependent transition from 3-D to 2-D turbulence in the hurricane boundary layer // *Geophys. Res. Lett.* – 2013. – Vol. 40, – № 7. – P. 1439–1442.
 73. Nazarenko S., Laval J.-P. Non-local two-dimensional turbulence and Batchelor's regime for passive scalars // *J. Fluid Mech.* – 2000. – Vol. 408. – P. 1–21.
 74. Мулладжанов Р.И. Устойчивость и когерентные структуры в струйных и отрывных течениях жидкости: дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.02.05/Мулладжанов Рустам Илхамович. -Н., – 2018. 253 с.
 75. Lin J.-C., Ozgoren M., Rockwell D. Spacetime development of the onset of a shallow-water vortex // *J. Fluid Mech.* – 2003. – Vol. 485. – P. 33–66.
 76. Sous D., Bonneton N., Sommeria J. Turbulent vortex dipoles in a shallow water layer // *Phys. Fluids.* – 2004. – Vol. 16, – № 8. – P. 2886–2898.
 77. Sous D., Bonneton N., Sommeria J. Transition from deep to shallow water layer: formation of vortex dipoles // *Eur. J. Mech.* – 2005. – Vol. 24, – № 1. – P. 19–32.
 78. Duran-Matute M., Albagnac J., Kamp L.P.J., van Heijst G.J.F. Dynamics and structure of decaying shallow dipolar vortices // *Phys. Fluids.* – 2010. – Vol. 22, – № 11.

79. Lacaze L., Brancher P., Eiff O., Labat L. Experimental characterization of the 3D dynamics of a laminar shallow vortex dipole // *Exp. Fluids*. – 2010. – Vol. 48, – № 2. – P. 225–231.
80. Albagnac J., Lacaze L., Brancher P., Eiff O. On the existence and evolution of a spanwise vortex in laminar shallow water dipoles // *Phys. Fluids*. – 2011. – Vol. 23, – № 8. – P. 1–11.
81. Albagnac J., Moulin F.Y., Eiff O., Lacaze L., Brancher P. A three-dimensional experimental investigation of the structure of the spanwise vortex generated by a shallow vortex dipole // *Environ. Fluid Mech.* – 2014. – Vol. 14, – № 5. – P. 957–970.
82. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, – 1969.
83. Williamson C.H. Vortex dynamics in the cylinder wake // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 1996. – Vol. 28, – № 1. – P. 477–539.
84. Zdravkovich M.M. Flow around circular cylinders; vol. I fundamentals // *J. Fluid Mech.* – 1997. – Vol. 350, – № 1. – P. 377–378.
85. Sumner D., Heseltine J.L., Dansereau O.J.P. Wake structure of a finite circular cylinder of small aspect ratio // *Exp. Fluids*. – 2004. – Vol. 37, – № 5. – P. 720–730.
86. Parnaudeau P., Carlier J., Heitz D., Lamballais E. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900 // *Phys. Fluids*. – 2008. – Vol. 20, – № 8. – P. 085101.
87. Rostamy N., Sumner D., Bergstrom D.J., Bugg J.D. Local flow field of a surface-mounted finite circular cylinder // *J. Fluids Struct.* – 2012. – Vol. 34. – P. 105–122.
88. Sumner D. Flow above the free end of a surface-mounted finite-height circular cylinder: a review // *J. Fluids Struct.* – 2013. – Vol. 43. – P. 41–63.
89. Kirkil G., Constantinescu G. A numerical study of the laminar necklace vortex system and its effect on the wake for a circular cylinder // *Phys. Fluids*. – 2012. – Vol. 24, – № 7. – P. 073602.
90. Ingram R.G., Chu V.H. Flow around islands in Rupert Bay: An investigation of the bottom friction effect // *J. Geophys. Res. Ocean.* – 1987. – Vol. 92, – № C13. – P. 14521–14533.
91. Chen D.Y., Jirka G.H. Experimental-Study of Plane Turbulent Wakes in a Shallow-Water Layer // *Fluid Dyn. Res.* – 1995. – Vol. 16, – № 1. – P. 11–41.
92. Carmer C.F., Rummel A.C., Jirka G.H. Mass Transport in Shallow Turbulent Wake Flow by Planar Concentration Analysis Technique // *J. Hydraul. Eng.* – 2009. – Vol. 135, – № April. – P. 257–270.
93. Kirkil G., Constantinescu S.G., Ettema R. Coherent structures in the flow field around a circular cylinder with scour hole // *J. Hydraul. Eng.* – 2008. – Vol. 134, – № 5. – P. 572–587.
94. Nasif G., Balachandar R., Barron R.. Characteristics of flow structures in the wake of a bed-mounted bluff body in shallow open channels // *J. Fluids Eng.* – 2015. – Vol. 137, – № 10. – P. 101207.

95. Akilli H., Rockwell D. Vortex formation from a cylinder in shallow water // *Phys. Fluids*. – 2002. – Vol. 14. – P. 2957.
96. Zeng J., Constantinescu G. Flow and coherent structures around circular cylinders in shallow water // *Phys. Fluids*. – 2017. – Vol. 29, – № 6. – P. 066601.
97. Adrian R.J. Twenty years of particle image velocimetry // *Exp. Fluids*. – 2005. – Vol. 39, – № 2. – P. 159–169.
98. Raffel M., Willert C., Wereley S.T., Kompenhans J. Particle image velocimetry - a practical guide // Springer. – 1998. 253 p.
99. Adrian R.J., Westerweel J. Particle image velocimetry. Cambridge university press, – 2011.
100. Jähne B. Digital Image Processing 5th revised and extended edition. Berlin: Springer-Verlag, – 2002.
101. Keane R.D., Adrian R.J. Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems // *Meas. Sci. Technol.* – 1990. – Vol. 1. – P. 1202.
102. Shavit U., Lowe R.J., Steinbuck J. V. Intensity Capping: a simple method to improve cross-correlation PIV results // *Exp. Fluids*. – 2007. – Vol. 42. – P. 225–240.
103. Westerweel J. Digital particle image velocimetry. Theory and Application: thes. ... doct. philosophy. – Delft, – 1993. 237 p.
104. Wereley S.T., Meinhart C.D. Second-order accurate particle image velocimetry // *Exp. Fluids*. – 2001. – Vol. 31, – № 3. – P. 258–268.
105. Astarita T., Cardone G. Analysis of interpolation schemes for image deformation methods in PIV // *Exp. Fluids*. – 2005. – Vol. 38, – № 2. – P. 233–243.
106. Thevenaz P., Blu T., Unser M. Interpolation revisited [medical images application] // *IEEE Trans. Med. Imaging*. – 2000. – Vol. 19, – № 7. – P. 739–758.
107. Yaroslavsky L.P. Signal sinc-interpolation: A fast computer algorithm // *Bioimaging*. – 1996. – Vol. 4, – № 4. – P. 225–231.
108. Adrian R.J. Dynamic ranges of velocity and spatial resolution of particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* – 1997. – Vol. 8, – № 12. – P. 1393.
109. Scharnowski S., Kähler C.J. On the loss-of-correlation due to PIV image noise // *Exp. Fluids*. – 2016. – Vol. 57, – № 7. – P. 1–12.
110. Nobach H., Bodenschatz E. Limitations of accuracy in PIV due to individual variations of particle image intensities // *Exp. Fluids*. – 2009. – Vol. 47, – № 1. – P. 27–38.
111. Scharnowski S., Grayson K., de Silva C.M., Hutchins N., Marusic I., Kähler C.. Generalization of the PIV loss-of-correlation formula introduced by Keane and Adrian // *Exp. Fluids*. – 2017. – Vol. 58, – № 10. – P. 1–12.
112. Hinsch K.D. Holographic particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* – 2002. – Vol. 13, –

№ 7. – P. R61.

113. Katz J., Sheng J. Applications of Holography in Fluid Mechanics and Particle Dynamics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 2010. – Vol. 42. – P. 531–555.
114. Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., van Oudheusden B.. Tomographic particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* – 2006. – Vol. 41, – № 6. – P. 933–947.
115. Brücker C., Hess D., Kitzhofer J. Single-view volumetric PIV via high-resolution scanning, isotropic voxel restructuring and 3D least-squares matching (3D-LSM) // *Meas. Sci. Technol.* – 2012. – Vol. 24, – № 2. – P. 024001.
116. Fahringer T.W., Lynch K.P., Thurow B.S. Volumetric particle image velocimetry with a single plenoptic camera // *Meas. Sci. Technol.* – 2015. – Vol. 26, – № 11. – P. 115201.
117. Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., van Oudheusden B.W. Tomographic particle image velocimetry // *6th Int. Symp. Part. Image Velocim.* – 2005. – P. 1–12.
118. Elsinga G.E., Wieneke B., Scarano F., van Oudheusden B.W. Assessment of Tomo-PIV for three-dimensional flows // *6th Int. Symp. Part. Image Velocim.* – 2005. – P. 1–10.
119. Scarano F. Tomographic PIV: Principles and practice // *Measurement Science and Technology*. Institute of Physics Publishing, – 2013. – Vol. 24, – № 1.
120. Scarano F., Poelma C. Three-dimensional vorticity patterns of cylinder wakes // *Exp. Fluids.* – 2009. – Vol. 47, – № 1. – P. 69–83.
121. Ghaemi S., Scarano F. Multi-pass light amplification for tomographic particle image velocimetry applications // *Meas. Sci. Technol.* – 2010. – Vol. 21, – № 12. – P. 127002.
122. Adrian R.J. Particle-image techniques for experimental fluid mechanics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 1991. – Vol. 23. – P. 261–304.
123. Novara M. Advances in tomographic PIV. – 2013.
124. Novara M., Batenburg K.J., Scarano F. Motion tracking-enhanced MART for tomographic PIV // *Meas. Sci. Technol.* – 2010. – Vol. 21. – P. 035401.
125. Adrian R.J., Yao C.S. Pulsed laser technique application to liquid and gaseous flows and the scattering power of seed materials // *Appl. Opt.* – 1985. – Vol. 24, – № 1. – P. 44–52.
126. Drost S., Westerweel J. Hele-Shaw rheometry // *J. Rheol. (N. Y. N. Y.)*. – 2013. – Vol. 57, – № 6. – P. 1787–1801.
127. Lynch K.P., Scarano F. An efficient and accurate approach to MTE-MART for time-resolved tomographic PIV // *Exp. Fluids.* – 2015. – Vol. 56, – № 3. – P. 1–16.
128. Lynch K.P., Scarano F. Experimental determination of tomographic PIV accuracy by a 12-camera system // *Meas. Sci. Technol.* Institute of Physics Publishing, – 2014. – Vol. 25, – № 8.
129. Michaelis D., Novara M., Scarano F., Wieneke B. Comparison of volume reconstruction techniques at different particle densities // *15th international symposium on applications of laser*

- techniques to fluid mechanics. – 2010. – P. 3–17.
130. Thomas L., Tremblais B., David L. Optimization of the volume reconstruction for classical Tomo-PIV algorithms (MART, BIMART and SMART): Synthetic and experimental studies // *Meas. Sci. Technol.* – 2014. – Vol. 25, – № 3. – P. 035303.
 131. Prasad A.K. Stereoscopic particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* – 2000. – Vol. 29, – № 2. – P. 103–116.
 132. Willert C. Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows // *Meas. Sci. Technol.* – 1997. – Vol. 8, – № 12. – P. 1465.
 133. Soloff S.M., Adrian R.J., Liu Z.C. Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* – 1997. – Vol. 8, – № 12. – P. 1441–1454.
 134. Tsai R. A versatile camera calibration technique for high-accuracy 3D machine vision metrology using off-the-shelf TV cameras and lenses // *IEEE J. Robot. Autom.* – 1987. – Vol. 3, – № 4. – P. 323–344.
 135. Raffel M., Willert C.E., Wereley S.T., Kompenhans J. *Particle Image Velocimetry* // Springer Berlin Heidelb. – 2007. – P. I–XX.
 136. Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., Van Oudheusden B.W. Tomographic particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* – 2006. – Vol. 41, – № 6. – P. 933–947.
 137. Wieneke B. Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* – 2008. – Vol. 45, – № 4. – P. 549–556.
 138. Wieneke B. Stereo-PIV using self-calibration on particle images // *Exp. Fluids.* – 2005. – Vol. 39, – № 2. – P. 267–280.
 139. Herman G.T., Lent A. Iterative reconstruction algorithms // *Comput. Biol. Med.* – 1976. – Vol. 6, – № 4. – P. 273–294.
 140. Atkinson C., Soria J. An efficient simultaneous reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // *Exp. Fluids.* – 2009. – Vol. 47, – № 4–5. – P. 553–568.
 141. Michaelis D., Neal D.R., Wieneke B. Peak-locking reduction for particle image velocimetry // *Meas. Sci. Technol.* Institute of Physics Publishing, – 2016. – Vol. 27, – № 10.
 142. Scarano F., Riethmuller M.L. Advances in iterative multigrid PIV image processing.
 143. Elsinga G.E., Westerweel J., Scarano F., Novara M. On the velocity of ghost particles and the bias errors in Tomographic-PIV // *Experiments in Fluids.* – 2011. – Vol. 50, – № 4. – P. 825–838.
 144. Atkinson C., Coudert S., Foucaut J.M., Stanislas M., Soria J. The accuracy of tomographic particle image velocimetry for measurements of a turbulent boundary layer // *Experiments in Fluids.* – 2011. – Vol. 50, – № 4. – P. 1031–1056.
 145. Westerweel J., Elsinga G.E., Adrian R.J. Particle image velocimetry for complex and turbulent flows // *Annual Review of Fluid Mechanics.* – 2013. – Vol. 45. – P. 409–436.

146. Novara M., Scarano F. Performances of motion tracking enhanced Tomo-PIV on turbulent shear flows // *Exp. Fluids*. – 2012. – Vol. 52, – № 4. – P. 1027–1041.
147. Discetti S., Natale A., Astarita T. Spatial filtering improved tomographic PIV // *Exp. Fluids*. – 2013. – Vol. 54, – № 4.
148. Sciacchitano A. et al. Collaborative framework for PIV uncertainty quantification: Comparative assessment of methods // *Meas. Sci. Technol.* – 2015. – Vol. 26, – № 7.
149. Patsayeva S.V., Yuzhakov V.I., Varlamov V. Laser-induced fluorescence saturation for binary mixtures of organic luminophores // *ICONO'98: Laser Spectroscopy and Optical Diagnostics: Novel Trends and Applications in Laser Chemistry, Biophysics, and Biomedicine*. – 1999. – P. 147–156.
150. Walker D.A. A fluorescence technique for measurement of concentration in mixing liquids // *J. Phys. E*. – 1987. – Vol. 20, – № 2. – P. 217.
151. Chu V.H., Babarutsi S. Confinement and Bed-Friction Effect in Shallow Turbulent Mixing Layers // *J. Hydraul. Eng.* – 1988. – Vol. 114, – № 10. – P. 1257–1274.
152. Giger M., Dracos T., Jirka G.H. Entrainment and mixing in plane turbulent jets in shallow water // *J. Hydraul. Res.* – 1991. – Vol. 29, – № 5. – P. 615–642.
153. Dracos T., Giger M., Jirka G.H. Plane turbulent jets in a bounded fluid layer // *J. Fluid Mech.* – 1992. – Vol. 241. – P. 587–614.
154. Chen D., Jirka G.H. LIF study of plane jet bounded in shallow water layer // *J. Hydraul. Engng.* – 1999. – Vol. 125, – № 8. – P. 817–826.
155. Peltier Y., Erpicum S., Archambeau P., Pirotton M., Dewals B. Meandering jets in shallow rectangular reservoirs: POD analysis and identification of coherent structures // *Exp. Fluids*. – 2014. – Vol. 55, – № 6.
156. Peltier Y., Erpicum S., Archambeau P., Pirotton M., Dewals B. Experimental investigation of meandering jets in shallow reservoirs // *Environ. Fluid Mech.* – 2014. – Vol. 14, – № 3. – P. 699–710.
157. Chesnokov A., Liapidevskii V. Mixing layer and turbulent jet flow in a Hele–Shaw cell // *Int. J. Non. Linear. Mech.* – 2020. – Vol. 125, – № March.
158. Ortega-Sánchez M., Losada M.A., Member I., Baquerizo A. A global model of a tidal jet including the effects of friction and bottom slope Un modèle global de ruissellement de marée comprenant les effets du frottement et de la pente de fond // *Journal of Hydraulic Research*. – 2008. – Vol. 46, – № 1. 80–86 p.
159. Chua L.P., Lua A.C. Measurements of a confined jet. – 1998.
160. Holdeehian J.D., Foss J.F., Asme M. The Initiation, Development, and Decay of the Secondary Flow in a Bounded Jet. – 1975.

161. Hernan M.A., Jimenez J. Computer analysis of a high-speed film of the plane turbulent mixing layer // J. Fluid Mech. – 1982. – Vol. 119. – P. 323–345.
162. Rockwell D. Vortex formation in shallow flows // Phys. Fluids. – 2008. – Vol. 20, – № 3. – P. 1–8.
163. Canestrelli A., Nardin W., Edmonds D., Fagherazzi S., Slingerland R. Importance of frictional effects and jet instability on the morphodynamics of river mouth bars and levees // J. Geophys. Res. Ocean. Blackwell Publishing Ltd, – 2014. – Vol. 119, – № 1. – P. 509–522.
164. Fagherazzi S. et al. Dynamics of river mouth deposits // Rev. Geophys. – 2015. – Vol. 53, – № 3. – P. 642–672.
165. Rowland J.C., Dietrich W.E., Stacey M.T. Morphodynamics of subaqueous levee formation: Insights into river mouth morphologies arising from experiments // J. Geophys. Res. Earth Surf. – 2010. – Vol. 115, – № 4. – P. 1–20.
166. Winant C.D., Browand F.K. Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number // J. Fluid Mech. – 1974. – Vol. 63, – № 02. – P. 237–255.
167. Hussain A.K.M.F. Coherent structures and turbulence // J. Fluid Mech. – 1986. – Vol. 173, – № 1. – P. 303.
168. Hunt J.C.R., Wray a a, Moin P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows // Cent. Turbul. Res. Proc. Summer Progr. – 1988. – № 1970. – P. 193–208.
169. Hanjalic K., Mullyadzhanov R. On spatial segregation of vortices and pressure eddies in a confined slot // Phys. Fluids. – 2015. – Vol. 27, – № 3. – P. 31703.
170. Козлов Г.В., Грек Г.Р., Сорокин А.М., Литвиненко Ю.А. Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру течения и устойчивость плоской струи // Вестник НГУ. Серия Физика. – 2008. – Vol. 3, – № 3. – P. 14–33.
171. Литвиненко Ю.А., Грек Г.Р., Козлов В.В., Козлов Г.В. Дозвуковая круглая и плоская макро- и микроструи в поперечном акустическом поле // Доклады академии наук. – 2011. – Т. 436, – № 1. – С. 47–53.
172. Литвиненко Ю.А., Литвиненко М.В., Катасонов М.М. Экспериментальное исследование влияния акустического поля на развитие плоской микроструи методом цифровой трассерной визуализации // Вестник НГУ. Серия Физика. – 2011. – Т. 6, – № 4. – С. 42–50.
173. Babiano A., Dubrulle B., Frick P. Scaling properties of numerical two-dimensional turbulence // Phys. Rev. E. – 1995. – Vol. 52, – № 4. – P. 3719–3729.
174. Babiano A., Dubrulle B., Frick P. Some properties of two-dimensional inverse energy cascade dynamics // Phys. Rev. E. – 1997. – Vol. 55, – № 3. – P. 2693–2706.
175. Dean R.B. Reynolds Number Dependence of Skin Friction and Other Bulk Flow Variables in Two-Dimensional Rectangular Duct Flow // J. Fluids Eng. – 1978. – Vol. 100, – № 2. – P. 215–

- 223.
176. Zhak V.D., Mukhin V.A., Nakoryakov V.E., Safonov S.A. Propagation of a submerged jet in a narrow slit // J. Appl. Mech. Tech. Phys. – 1985. – Vol. 26, – № 3. – P. 363–370.
177. Bilsky A. V., Lozhkin V.A., Markovich D.M., Tokarev M.P. A maximum entropy reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. – 2013. – Vol. 24, – № 4. – P. 045301.
178. Nozaki, Tsutomu; Nakashima M. Experimental study of turbulence properties for a bounded jet flow // 鹿児島大学工学部研究報告. – 1990. – Vol. 32. – P. 9–20.
179. McCabe A. An Experimental Investigation of a Plane Subsonic Jet with an Aspect Ratio of Three // Proc. Inst. Mech. Eng. Conf. Proc. – 1967. – Vol. 182, – № 8. – P. 342–346.
180. Holdeman J.D., Foss J.F. The initiation, development, and decay of the secondary flow in a bounded jet // J. Hydraul. Engng. – 1975. – Vol. 97, – № 3. – P. 342–352.
181. Nozaki T., Maekawa H., Kouno H. Experimental study of a bounded jet flow-Mechanism of the secondary flow // Flow Visualization IV. – 1987. – Vol. 1986. – P. 495–499.
182. Owczarek J.A., Siddiqui A.N. Visualization of Secondary Flows in Planar Nozzles. – 1976.
183. Rockwell D.O. Vortex stretching due to shear layer instability // J. Hydraul. Engng. – 1977. – Vol. 97. – P. 240–243.
184. Sirovich L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. III. Dynamics and scaling // Q. Appl. Math. – 1987. – Vol. 45, – № 3. – P. 583–590.
185. Simpson R.L. Junction flows // Annu. Rev. Fluid Mech. – 2001. – Vol. 33, – № 1. – P. 415–443.
186. Rodríguez Y Domínguez M., Romero-Méndez R., Ramos-Paláu M., Pérez-Gutiérrez F.G. The laminar horseshoe vortex upstream of a short-cylinder confined in a channel formed by a pair of parallel plates // J. Vis. – 2006. – Vol. 9, – № 3. – P. 309–318.
187. Ozturk N.A., Akkoca A., Sahin B. PIV measurements of flow past a confined cylinder // Exp. Fluids. – 2008. – Vol. 44, – № 6. – P. 1001–1014.
188. Escauriaza C., Sotiropoulos F. Reynolds number effects on the coherent dynamics of the turbulent horseshoe vortex system // Flow, Turbulence and Combustion. – 2011. – Vol. 86, – № 2. 231–262 p.
189. Vintrou S., Bougeard D., Russeil S., Nacereddine R., Harion J.L. Quantitative infrared investigation of local heat transfer in a circular finned tube heat exchanger assembly // Int. J. Heat Fluid Flow. Elsevier Inc., – 2013. – Vol. 44. – P. 197–207.
190. Simo Tala J. V., Russeil S., Bougeard D., Harion J.L. Investigation of the flow characteristics in a multirow finned-tube heat exchanger model by means of PIV measurements // Exp. Therm. Fluid Sci. Elsevier Inc., – 2013. – Vol. 50. – P. 45–53.
191. Попова Д.К., Щур Н.А., Смирнов Е.М. Численное исследование турбулентного обтекания

- кругового цилиндра, расположенного в щелевом канале // Матер. научн. конф. с международным участием Неделя науки СПбПУ. СПб. Политех-пресс. – 2019. – С. 48–51.
192. Palkin E., Mullyadzhhanov R. Influence of streamwise vortical structures on heat transfer in the far cylinder wake in a slot channel flow // J. Phys. Conf. Ser. – 2019. – Vol. 1359, – № 1.
 193. Palkin E. V., Mullyadzhhanov R.I. Low-Frequency Fluctuations in the Flow over Confined Cylinder in a Narrow Rectangular Duct at $Re = 3\,750$ // Sib. J. Phys. – 2017. – Vol. 12, – № 1. – P. 43–49.
 194. Borello D., Hanjalić K. LES of fluid and heat flow over a wall-bounded short cylinder at different inflow conditions // J. Phys. Conf. Ser. – 2011. – Vol. 318.
 195. Zeng J., Constantinescu G. Flow and coherent structures around circular cylinders in shallow water // Phys. Fluids. American Institute of Physics Inc., – 2017. – Vol. 29, – № 6.
 196. Kähler C.J. et al. Main results of the 4th International PIV Challenge // Exp. Fluids. – 2016. – Vol. 57, – № 6.
 197. Sahin B., Ozturk N.A., Gurlek C. Horseshoe vortex studies in the passage of a model plate-fin-and-tube heat exchanger // Int. J. Heat Fluid Flow. – 2008. – Vol. 29, – № 1. – P. 340–351.
 198. Kirkil G., Constantinescu G. A numerical study of the laminar necklace vortex system and its effect on the wake for a circular cylinder // Phys. Fluids. – 2012. – Vol. 24, – № 7.
 199. Chen D., Jirka G.H. Experimental study of plane turbulent wakes in a shallow water layer // Fluid Dynamics Research. – 1995. – Vol. 16, – № 1. – P. 11–41.
 200. Carmer C.F., Rummel A.C., Jirka G.H. Mass Transport in Shallow Turbulent Wake Flow by Planar Concentration Analysis Technique // J. Hydraul. Eng. – 2009. – Vol. 135, – № 4. – P. 257–270.
 201. Habchi C., Oneissi M., Russeil S., Bougeard D., Lemenand T. Comparison of eddy viscosity turbulence models and stereoscopic PIV measurements for a flow past rectangular-winglet pair vortex generator // Chem. Eng. Process. - Process Intensif. Elsevier B.V., – 2021. – Vol. 169, – № February. – P. 108637.
 202. Palkin E., Shestakov M., Mullyadzhhanov R., Markovich D., Hanjalić K. Flow around a confined cylinder: Les and PIV study // MATEC Web Conf. – 2017. – Vol. 115. – P. 2–5.
 203. Armellini A., Casarsa L., Giannattasio P. Low Reynolds number flow in rectangular cooling channels provided with low aspect ratio pin fins // Int. J. Heat Fluid Flow. Elsevier Inc., – 2010. – Vol. 31, – № 4. – P. 689–701.