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

На правах рукописи

Лобасов Алексей Сергеевич

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВКЛАДА КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕНОС И ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ ПРИ ГОРЕНИИ В ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУЕ

1.3.14. Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор РАН
Дулин Владимир Михайлович

Новосибирск – 2026

Оглавление

Введение 4

Глава 1. Вихревые структуры и течения в камерах сгорания: современные методы исследования 13

1.1 Организация низкоэмиссионных пламён в камерах сгорания 13

1.2 Исследование структуры закрученных пламён 18

1.3 Физические основы методов оптической диагностики 26

1.3.1 Поглощение и испускание света 26

1.3.2 Лазерно-индуцированная флуоресценция 29

1.3.3 Количественная интерпретация сигнала флуоресценции 33

1.3.4 Рассеяние света 39

1.3.5 Анемометрия по изображениям частиц 42

Основные результаты Главы 1 48

Глава 2. Оптические измерительные системы и обработка данных 50

2.1 Объект исследования и экспериментальный стенд. 51

2.2 Трассеры 54

2.2.1 Молекулярные трассеры для ПЛИФ: изотермические условия 54

2.2.2 Молекулярные трассеры для ПЛИФ: реагирующие течения 56

2.2.4 PIV трассеры 58

2.3 Оборудование 60

2.3.1 Твердотельные Nd: YAG-лазеры 61

2.3.2 Лазеры на красителях 62

2.3.3 Оптические элементы для доставки лазерного излучения 63

2.3.4 Контроль энергии импульсов лазерного излучения 65

2.3.5 Цифровые камеры и усилители изображения 66

2.3.6 Оптические фильтры 68

2.3.7 Синхронизация измерительного оборудования по времени 69

2.4 Оптические измерительные системы 69

2.4.1 Исследование турбулентных изотермических закрученных струй 69

2.4.2 Исследование турбулентных закрученных пламён 76

2.4.3 Исследование трёхмерных структур в пламени 83
2.5 Анализ экспериментальных данных 93
2.6 Источники и факторы неопределённости измерений 99
Основные результаты Главы 2 102
Глава 3. Влияние РВЯ на турбулентный перенос. Ближняя область закрученной струи 103
3.1 Оценка влияния пространственного разрешения 104
3.2 Средняя структура течений 105
3.3 Исследование вихревых структур 111
3.4 Турбулентный перенос 114
Основные результаты Главы 3 121
Глава 4. Форма пламени в закрученной струе с РВЯ 123
4.1 Томографический PIV: тест на ламинарном пламени 124
4.2 Трехмерные вихревые структуры в закрученном пламени 132
4.3 Исследование фронта пламени методом НСНО ПЛИФ 136
Основные результаты Главы 4 144
Глава 5. Взаимодействие пламени с вихревыми структурами 145
5.1 Тест на ламинарном пламени: локализация тепловыделения и роль пространственного разрешения 146
5.2 Средние структуры закрученных турбулентных пламён 149
5.3 Богатое пламя 152
5.4 Бедное пламя 158
Основные результаты Главы 5 162
Основные результаты и выводы работы 163
Список публикаций по теме диссертации 165
Список литературы 167

Введение

Современные энергетические установки, такие как газовые турбины, авиационные двигатели, промышленные печи и котлы, часто используют закрученные течения для организации стабильного и компактного горения. Закрутка потока создаёт зону возвратных течений, что обеспечивает надёжный поджиг и стабильное горения даже при низких значениях коэффициента избытка топлива, что позволяет эффективно сжигать топливо в широком диапазоне параметров смесей топлива и воздуха.

Ключевую роль в этих процессах играют крупномасштабные вихревые структуры: спиральные вихри, прецессирующее вихревое ядро и вторичные вихри во внутреннем и внешнем слоях смешения. Они напрямую влияют на деформацию фронта пламени, локальное тепловыделение и пульсации давления. При сильной закрутке потока возникает явление распада вихревого ядра, являющееся нестационарным по своей природе и приводящее к срыву пламени или нежелательным термоакустическим пульсациям. Однако, следует учитывать, что при сжигании предварительно перемешанных обеднённых топливовоздушных смесей: с одной стороны, такой режим снижает выбросы NO_x, с другой – делает пламя более восприимчивым к термоакустическим возмущениям.

В то же время, вихревые структуры интенсифицируют тепло- и массообмен между свежей смесью, поступающей в рабочую зону камеры сгорания, и продуктами сгорания, приводя к деформации и растяжению фронта пламени. Количественная оценка этого эффекта, с использованием современных методов оптической диагностики, открывает путь к оптимизации конструкции горелочных устройств. Понимание связи между вихревыми структурами и пульсациями тепловыделения критически важно для разработки методов подавления термоакустической неустойчивости – одной из главных причин разрушения оборудования в камерах сгорания. Поэтому, детальное изучение гидродинамики реагирующих закрученных течений и процессов горения распространённых в камерах сгорания становится основой для создания высокоэффективных и экологически безопасных энергетических установок нового поколения.

Актуальность темы исследования обусловлена тем, что развитие энергетики и авиадвигателестроения сегодня напрямую связано с решением фундаментальных задач теплофизики, касающихся процессов горения в закрученных потоках. Растущие экологические требования, в том числе международные стандарты (например, ICAO CAEP/8), ужесточают ограничения на выбросы NO_x и CO от газовых турбин и авиационных установок. Это подталкивает к широкому внедрению технологий сжигания предварительно перемешанных обеднённых смесей топлива с воздухом. Однако такие режимы горения отличаются повышенной неустойчивостью, что требует глубокого понимания механизмов стабилизации пламени в условиях сильной закрутки потока.

В современных камерах сгорания широко применяется горение хорошо перемешанных смесей с избытком топлива (например: Lean Premixed Prevaporized или Dry Lean Combustion), которые особенно чувствительны к развитию термоакустических пульсаций. Б. В. Рушенбах в книге «Вибрационное горение» показывает, что такие пульсации способны приводить к виброгорению, сопровождающемуся интенсивными колебаниями давления и, в конечном счёте, к разрушению элементов камеры сгорания и турбины. При этом влияние прецессирующего вихревого ядра (ПВЯ) на возникновение и развитие виброгорения к настоящему времени остаётся недостаточно изученным, в особенности отсутствуют количественные данные, позволяющие оценить связь динамики ПВЯ с амплитудой и частотой пульсаций тепловыделения и давления. Без установления таких взаимосвязей затруднено прогнозирование устойчивости горения в перспективных конструкциях камер сгорания и разработка эффективных методов подавления опасных режимов работы.

Особую сложность создаёт недостаточная изученность роли вторичных вихрей во внутреннем и внешнем слоях смешения при различных режимах горения. Например, в случае бедных пламён эти структуры могут как стабилизировать фронт пламени, так и провоцировать локальные погасания. При этом влияние вихревых структур на процессы горения меняется в зависимости от коэффициента избытка топлива, степени закрутки потока и геометрии горелочного устройства. Отсутствие,

для различных режимов горения, систематизированных данных о динамике крупномасштабных вихревых структур в пламени затрудняет создание универсальных численных моделей, способных надёжно описывать взаимодействие между вихрями и фронтом пламени в реальных условиях эксплуатации.

Существующие модели турбулентности, применяющиеся в инженерных расчётах, например, осреднённые по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса, плохо описывают нестационарные вихревые структуры, характерные для закрученных реагирующих течений. Они опираются на осреднённые по времени параметры и не учитывают нестационарные эффекты, связанные с прецессией или распадом вихревого ядра. Детальное численное моделирование с помощью метода крупных вихрей потенциально способно преодолеть эти ограничения, но требует надёжной экспериментальной верификации. Без точных данных о полях скорости, распределении интермедиатов (например, OH и HCHO) и локализации вихревых структур численные модели остаются недостаточно надёжными для прогнозирования термоакустической неустойчивости и выбросов вредных веществ.

Современные методы диагностики и обработки экспериментальных данных, такие как PIV, HCHO/OH ПЛИФ, POD-анализ, открывают принципиально новые возможности для изучения описанных процессов. Они позволяют одновременно измерять поля скорости, визуализировать фронт пламени и выделять вихревые структуры в трёхмерном пространстве. Однако систематические исследования, связывающие динамику вихрей с деформациями зоны химического реагирования и локальным тепловыделением, пока остаются редкими. Особенно это касается комплексных экспериментов, где анализируется влияние степени закрутки, коэффициента избытка топлива и геометрии горелочного устройства на взаимодействие вихревых структур с фронтом пламени. Практическое значение таких исследований очевидно, полученные данные помогут разработать рекомендации по выбору степени закрутки и геометрии горелочных устройств для устойчивой стабилизации бедных пламён, критически важного режима горения для снижения выбросов NO_x. Кроме того, понимание связи между вихревыми структурами и пульсациями тепловыделения позволит предложить эффективные методы

подавления термоакустических пульсаций через управление динамикой вихрей. Повышение точности прогнозирования выбросов CO и NO_x за счёт внедрения детальных моделей, точно описывающих взаимодействие между вихрями и фронтом пламени, напрямую повлияет на проектирование малоэмиссионных камер сгорания.

Целью исследования является применение панорамных оптических методов для количественной оценки вклада крупномасштабных вихревых структур в турбулентный перенос и тепловыделение при горении в струе с различной степенью закрутки. Для достижения поставленной цели решались **следующие задачи**:

1. Развитие панорамных оптических методов для количественной оценки локального турбулентного переноса.

2. Экспериментальное исследование вихревых винтовых структур и турбулентного переноса в струе с различной степенью закрутки потока.

3. Исследование винтовых вихревых структур в пламени с сильной закруткой потока прямыми трёхмерными измерениями.

4. Определение роли винтовых вихревых структур при наличии прецессирующего вихревого ядра на стабилизацию пламени в закрученных струях.

Научная новизна исследования

1. Впервые оценено влияние пространственного разрешения и оптических искажений на количественные измерения панорамными оптическими методами.

2. Впервые получена количественная оценка вклада крупномасштабных вихревых структур в турбулентный перенос и продемонстрировано подтверждение применимости моделей градиентного переноса в турбулентных струях с различной степенью закрутки потока.

3. Впервые подтверждено наличие вихревых винтовых структур в пламени прямым трёхмерным измерением скорости с использование томографического PIV и исследовано их влияния на форму пламени.

4. Впервые проведено исследование роли винтовых вихревых структур в процессе стабилизации пламени.

Теоретическая и практическая значимость исследования

Проведённое исследование существенно расширяет понимание механизмов взаимодействия вихревых структур с фронтом пламени в турбулентных закрученных течениях. Созданная научная база позволяет развивать теорию реагирующих течений и совершенствовать физико-математические модели, учитывая влияние спиральных вихревых структур на процессы тепломассообмена в потоке.

Практическая ценность работы заключается в возможности использования полученных результатов для оптимизации конструкции современных энергетических установок. Установленные закономерности влияния вихревых структур на динамику фронта пламени и локальное тепловыделение создают основу для разработки более эффективных систем стабилизации горения и снижения выбросов вредных веществ.

Результаты исследования могут быть применены при проектировании камер сгорания газотурбинных установок нового поколения, модернизации существующих горелочных устройств и создании систем управления процессами горения. Разработанная база экспериментальных данных позволяет верифицировать численные модели турбулентного горения и совершенствовать методы диагностики реагирующих течений, что способствует повышению эффективности и экологичности энергетических установок.

Методология и методы исследования

В работе применён комплексный подход к исследованию теплофизических процессов в закрученных потоках с горением, основанный на сочетании современных экспериментальных методов бесконтактной диагностики и математических методов обработки данных. Основу экспериментальной части составили оптические методы исследования: анемометрия по изображениям частиц для измерения дву- и трехмерных распределений скорости, плоскостная лазерно-индуцированная флуоресценция паров ацетона, гидроксильного радикала и формальдегида для изучения процессов перемешивания в струе, структуры фронта пламени и процессов горения. Для обработки полученных в эксперименте

ансамблей мгновенных распределений исследуемых величин, использовались современные методы статистического анализа, включая собственное ортогональное разложение с использованием метода кадров реализованное через сингулярное разложение. Таким образом, методы математической обработки экспериментальных данных, включали как стандартные процедуры анализа турбулентных полей, так и специализированные алгоритмы для выявления когерентных структур с оценкой их вклада в турбулентный перенос и пульсации тепловыделения. Особое внимание уделялось верификации полученных в эксперименте результатов с помощью независимых измерений и сопоставлению данных, полученных различными диагностическими методами. Все экспериментальные исследования проводились с использованием сертифицированного оборудования, как измерительного, так и отвечающего за контроль параметров и установок на экспериментальном стенде, что обеспечило высокую точность и надёжность полученных результатов. Применением современных измерительных систем, обеспечивало погрешность не более 5–7% для основных определяемых характеристик.

Достоверность результатов

Достоверность полученных результатов основана на использование современных верифицированные оптических методов диагностики, с обязательным проведением анализа погрешности этих методов применительно к исследуемым в работе объектам. Особое внимание уделялось воспроизводимости результатов при повторных испытаниях и их согласованности с данными других исследователей для сопоставимых условий течения и горелочных устройств схожей геометрии, а также с результатами численного моделирования. Комплексный подход к обработке и анализу данных, включающий современные методы статистического анализа, обеспечил надёжность и достоверность полученных выводов. Результаты исследования прошли апробацию на международных конференциях и были опубликованы в рецензируемых научных журналах, что дополнительно подтверждает их научную обоснованность.

Положения, выносимые на защиту:

1. Дана количественная оценка влияния пространственного разрешения и оптических искажений на результаты измерений панорамными оптическими методами, что позволяет минимизировать систематические погрешности при измерении скорости и оценке турбулентного переноса в закрученных струях в том числе с горением.

2. Количественно исследован вклад крупномасштабных вихревых структур в турбулентный перенос в рассмотренных режимах течения и экспериментально подтверждена применимость моделей градиентного переноса в струях с различной степенью закрутки потока.

3. Экспериментально подтверждено наличие винтовых вихревых структур в пламени прямыми измерениями скорости методом томографического PIV и проанализировано их влияние на деформации фронта пламени.

4. Определена роль винтовых вихревых структур в процессе стабилизации пламени в закрученных струях, установлена их связь с локальными областями тепловыделения.

Личный вклад автора

Выносимые на защиту научные результаты и выводы, являющиеся основой диссертации, получены соискателем самостоятельно. Постановка решаемых задач исследования проводилась диссертантом совместно с научным руководителем профессором РАН, д. ф. -м. н В.М. Дулиным. Автор лично или при непосредственном участии осуществлял комплекс работ, обеспечивших получение экспериментальных данных: создание и модернизация экспериментальных стендов, отладка и адаптация измерительных методик под специфику изучаемых течений, проведение серий измерений с последующей обработкой и анализом полученных данных, а также подготовки результатов исследований к публикации. Обработка исходных PIV данных в томографической конфигурации и реконструкция трехмерных полей скорости осуществлялась к. ф. -м. н. М. П. Токаревым.

Апробация работы

Результаты диссертационной работы обсуждались на российских и международных конференциях и семинарах: Международная научная конференция «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (Алушта, 2014), International Symposium on Flow Visualization (Окинава, 2014), Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» (Москва, 2015), Asian Symposium on Visualization (Новосибирск, 2015), International Symposium On Turbulence Heat and Mass Transfer (Сараево 2015, Рио-де-Жанейро 2018), Всероссийская конференция с международным участием «Горение топлива: теория, эксперимент, приложения» (Новосибирск, 2015, 2018), International Symposium on Combustion (Сеул, 2016), Научная конференция отдела горения и взрыва ИХФ РАН (Москва, 2017, 2018), Всероссийская школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» (Санкт-Петербург, 2017), International Symposium on Particle Image Velocimetry (Пусан, 2017), International Seminar on Flame Structures (Новосибирск, 2017), International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems (Бостон, 2017), Всероссийская конференция Сибирский теплофизический семинар (Новосибирск, 2017, 2019, 2020), Всероссийская научная конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика» (Ялта, 2017), Всероссийской конференции с международным участием «Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках» (Новосибирск, 2017, Рыбинск 2019), Annual Meeting of the American Physical Society (Денвер, 2017), Международная конференция по методам аэрофизических исследований (Новосибирск 2018, 2020), International Symposium on Applications of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics (Лиссабон, 2018), International Retreat on Vortical Flow and Aerodynamics (Новосибирск, 2018), International ERCOFTAC symposium on engineering, turbulence, modelling and measurements (Montpellier, 2018), Всероссийская конференция с международным участием «Высокоэнергетические процессы в механике сплошной среды» (Новосибирск 2019), International Conference on Multi-scale Computational Methods for Solids and Fluids (Сараево, 2019).

Публикации

В ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях из списка, рекомендованного ВАК, по теме диссертации опубликовано 15 работ.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка публикаций по теме диссертации и списка литературы. Работа изложена на 186 страницах, включает 94 рисунка и 1 таблицу. Список литературы состоит из 240 наименований.

Глава 1. Вихревые структуры и течения в камерах сгорания: современные методы исследования

1.1 Организация низкоэмиссионных пламён в камерах сгорания

Чистые и устойчивые энергетические системы - одна из приоритетных задач современности. Большинство прогнозов свидетельствует о том, что системы преобразования энергии на основе сгорания топлива останутся доминирующим способом обеспечения энергетических потребностей в обозримом будущем. Одной из ключевых проблем, сдерживающих развитие чистых и высокоэффективных систем сгорания, применяемых, например, в энергетике, системах отопления и транспортных установках, являются нестационарные процессы, которые во многом определяют основные конструктивные и эксплуатационные ограничения современных камер сгорания. Они могут быть переходными, гармонически-периодическими или статистически стационарными (стохастическими). Например, процессы инициирования зажигания, срыва или повторного воспламенения являются переходными явлениями, определяющими допустимый диапазон отношений топливо/окислитель и скорости потока. Эти процессы сопряжены со сложным взаимодействием химической кинетики, массо- и теплообмена, распространения фронта пламени в сдвиговых зонах, гидродинамической устойчивости потока и влияния расширения продуктов сгорания на локальную скорость.

Помимо сложностей, связанных с нестационарностью процессов горения, одной из наиболее острых проблем при реализации теплотехнических устройств, включая камеры сгорания газотурбинных установок, остаются вредные выбросы, возникающие в процессе сжигания ископаемого топлива. Основными загрязняющими веществами, образующимися при горении, являются оксиды азота (NO_x), оксид углерода (CO), диоксид углерода (CO_2), несгоревшие углеводороды (НУВ), а также твёрдые частицы. Эти выбросы не только оказывают существенное влияние на состояние окружающей среды, но и ограничивают возможности применения высокоэффективных режимов горения, особенно при пониженных нагрузках или переменных режимах работы [1]. В камерах сгорания газовых

турбин условия высокой температуры, давления и интенсивного перемешивания способствуют активному термическому синтезу NO_x, в особенности за счёт механизма Зельдовича. В случае неполного сгорания, что характерно для обогащённых или сильно разбавленных смесей, возрастает концентрация CO и НУВ, усугубляя экологические последствия. Такие условия могут возникать при запуске, переходных режимах или вблизи границ устойчивого горения, где затруднено поддержание оптимального соотношения топлива и окислителя. Нестационарные колебания давления и температуры дополнительно осложняют контроль над процессом сгорания и способствуют неравномерному распределению температуры, что увеличивает локальные выбросы.

Одной из широко применяемых технологий снижения концентраций вредных выбросов NO_x и CO в промышленных горелках, камерах сгорания, теплообменниках и других теплотехнических устройствах является сжигание предварительно перемешанных топливовоздушных смесей с существенным избытком воздуха [1–4]. Несмотря на экологические преимущества, реализация обеднённого горения сопряжена с рядом серьёзных технологических трудностей. В частности, бедные пламёна характеризуются высокой чувствительностью к внешним и внутренним возмущениям, что может приводить к развитию термоакустических нестабильностей, срыву фронта пламени, его погасанию [5] и виброгорению [6]. Ключевые механизмы, ответственные за возникновение этих неблагоприятных последствий, обусловлены сложным сопряжённым взаимодействием гидродинамической структуры потока, акустических колебаний, процессов локального перемешивания и кинетики химических реакций.

Детальные экспериментальные измерения в натурных камерах сгорания газовых турбин сложны и очень дороги, зачастую исследования фундаментальных аспектов внедрения новых технологий проводятся на лабораторных горелочных устройствах меньшего масштаба, которые адекватно моделируют основные особенности работы реальных устройств и спроектированы с учётом необходимости проведения подробных измерений физических и химических процессов. В связи с тем, что применение контактных методов измерения приводит

к локальным возмущениям течения и может существенно повлиять на условия стабилизации пламени [7, 8], в настоящее время широкое распространение для исследования процессов горения получили оптические методы диагностики [9].

Внутри горелок, камер сгорания и других промышленных теплотехнических устройств широко применяется организация закрученного течения. Такое течение способствует интенсификации процессов перемешивания и тепломассообмена в центральной зоне струи после внезапного расширения, обеспечивает надёжный поджиг и устойчивое компактное горение в широком диапазоне соотношений топливо–окислитель [10–23]. Исследованию закрученных течений посвящено значительное количество экспериментальных и теоретических работ [19, 24–48]. Для незакрученных или слабозакрученных струй характерно формирование кольцевых вихрей в зоне смешения, обусловленных развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. При увеличении степени закрутки в струе формируются спиральные вихревые структуры, которые существенно интенсифицируют массообмен и процессы перемешивания [17, 49–52]. Влияние закрутки потока на структуру течения продемонстрировано на рисунке 1.1.

При достижении или превышении критического значения степени закрутки в условиях внезапного расширения, характерного для подачи закрученного потока в рабочую зону камеры сгорания, наблюдаются распад вихревого ядра (РВЯ) – явление, сопровождающееся значительным усилением локального перемешивания, особенно при высоких числах Рейнольдса, и формирование центральной зоны рециркуляции (ЦЗР) обусловленной наибольшим торможением потока на оси струи [10, 33, 38, 50, 51, 53–57]. В процессе горения горячие продукты сгорания концентрируются в области пониженного давления в ядре вихря и проникают в ЦЗР [58–61]. В результате тепломассообмен между поступающей в рабочую зону камеры сгорания свежей горючей смесью, и горячими продуктами горения внутри ЦЗР создаёт благоприятные условия для успешного поджига и поддержания устойчивого горения [62, 63]. Визуализация струйных течений с распадом вихревого ядра продемонстрирована на рисунке 1.2.

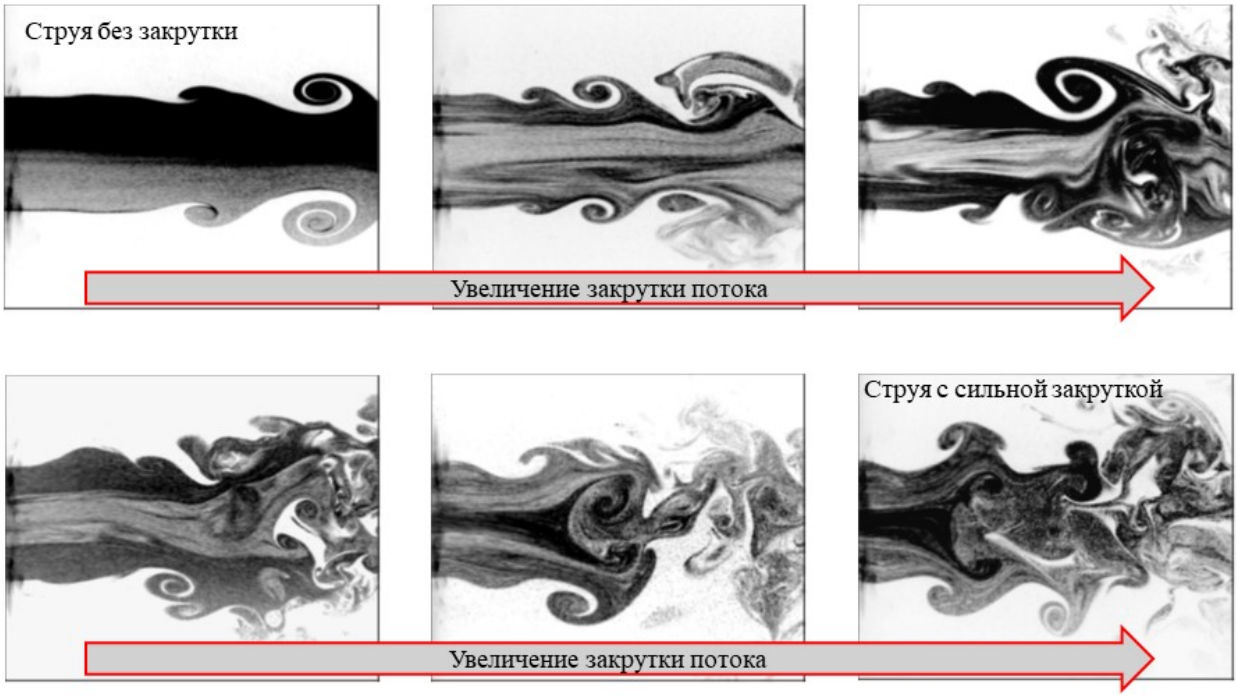

Рисунок 1.1. Влияние закрутки на структуру струйного течения [64].

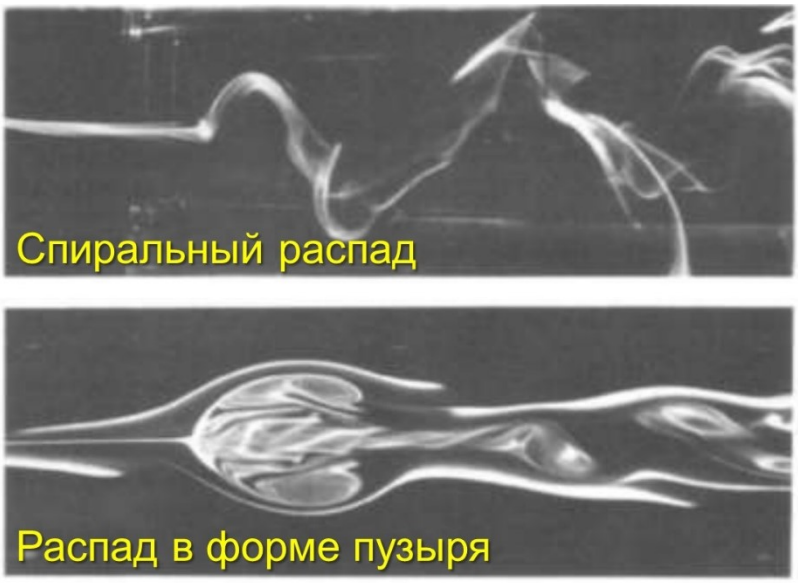

Рисунок 1.2. Распад вихревого ядра [65].

В то же время ряд работ [66–68], на примере конфигурации «low-swirl burner», то есть при слабой закрутки потока, демонстрируют формирование устойчивого горения в камере сгорания при небольшой степени закрутки потока, без формирования центральной зоны рециркуляции. В данной конфигурации стабилизация пламени обеспечивается формированием области пониженной

скорости в окрестности оси струи в следе от завихрителя с перфорированным центральным телом. Отсутствие центральной зоны рециркуляции приводит к снижению времени пребывания продуктов сгорания в области повышенных температур, что, в свою очередь, способствует уменьшению концентрации NO_x при сжигании обеднённых топливовоздушных смесей с большим избытком воздуха. С другой стороны, снижение температуры горения при таких условиях сопровождается повышением концентрации CO в продуктах сгорания [69]. Эти особенности подчёркивают актуальность проведения детальных исследований процессов горения в нестационарных течениях и необходимость оптимизации аэродинамической конфигурации при проектировании вихревых горелок.

Ещё одним важным явлением, характерным для закрученных течений, является прецессия вихревого ядра (ПВЯ), оно широко изучалось для различных конфигураций закрученного потока, включая закрученные струи [10, 33, 70]. В некоторых случая прецессия выражена слабо, в других оказывает существенное влияние на структуру течения , приводя к выраженным пульсациям скорости и давления [54, 71–79]. Очень часто, особенно при высоких числах Рейнольдса, ЦЗР оказывается неустойчивой и сопровождается интенсивной ПВЯ. В ряде недавних работ [43, 56] было выдвинуто предположение, что при увеличении степени закрутки формирование ЦЗР изначально носит периодический характер, а при достижении критических условий она становится устойчиво присутствующей в потоке. Нестационарная динамика сильно закрученных течений с ПВЯ сопряжена с развитием автоколебаний, обусловленных абсолютной гидродинамической неустойчивостью, вызванной наличием обратного течения вдоль оси струи [51, 70, 73, 80]. На основе лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА), выполненной в турбулентной закрученной струе, и одновременной регистрации пульсаций давления вблизи выхода из сопла, авторы [81] провели фазовое осреднение компонент скорости в начальной области струи относительно фазы квазипериодических пульсаций давления. Предположив, что интенсивные пульсации давления обусловлены наличием вращающейся когерентной структурой, авторы реконструировали трехмерную когерентную составляющую

пульсаций скорости. Анализ показал, что наряду с прецессирующим вихревым ядром структура включает два вторичных спиральных вихря, индуцированных во внешнем и внутреннем слоях смешения потока. Примеры ПВЯ и вихревых структур, восстановленных из двумерных экспериментальных данных и измеренных напрямую используя трехмерные методы, показаны на рисунке 1.3.

1.2 Исследование структуры закрученных пламён

Последующие исследования, выполненные на основе точечных ЛДА-измерений и анализа мгновенных полей скорости, полученных с использованием метода PIV, подтвердили наличие аналогичных когерентных вихревых структур как в нереагирующих струйных течениях [43, 82, 83], так и в струйных пламёнах [44, 84, 85], характеризующихся сильной закруткой и распадом вихревого ядра. В работе [43] с использованием метода главных компонент известным как собственное ортогональное разложение (proper orthogonal decomposition, POD; [86]), применённого к набору мгновенных полей скорости, полученных на основе PIV-измерений, было проведено исследование фазово-осреднённых характеристик закрученной струи. Обнаруженная когерентная структура включала спиральное прецессирующее вихревое ядро внутри центральной зоны рециркуляции, а также вторичный винтовой вихрь во внешнем слое смешения между струёй и окружающей средой. Исходя из предположения, что квазипериодические пульсации скорости и давления обусловлены вращением когерентной структуры вокруг оси симметрии сопла, в работах [43, 84] была выполнена реконструкция трёхмерной когерентной составляющей пульсаций скорости на основе двух наиболее энергетически значимых POD-мод, извлечённых из мгновенных реализаций полей скорости. Позднее, в работе [87], наличие винтовых вихрей в закрученной струе было подтверждено на основе прямых трёхмерных измерений скорости, выполненных методом томографического PIV и проанализированных с применением POD. Авторы показали, что вращение внешнего винтового вихря происходит в направлении, противоположном закрутке струи. Кроме того, наличие внешних винтовых вихрей в закрученных струях также было зафиксировано в [52, 89] на основе анализа

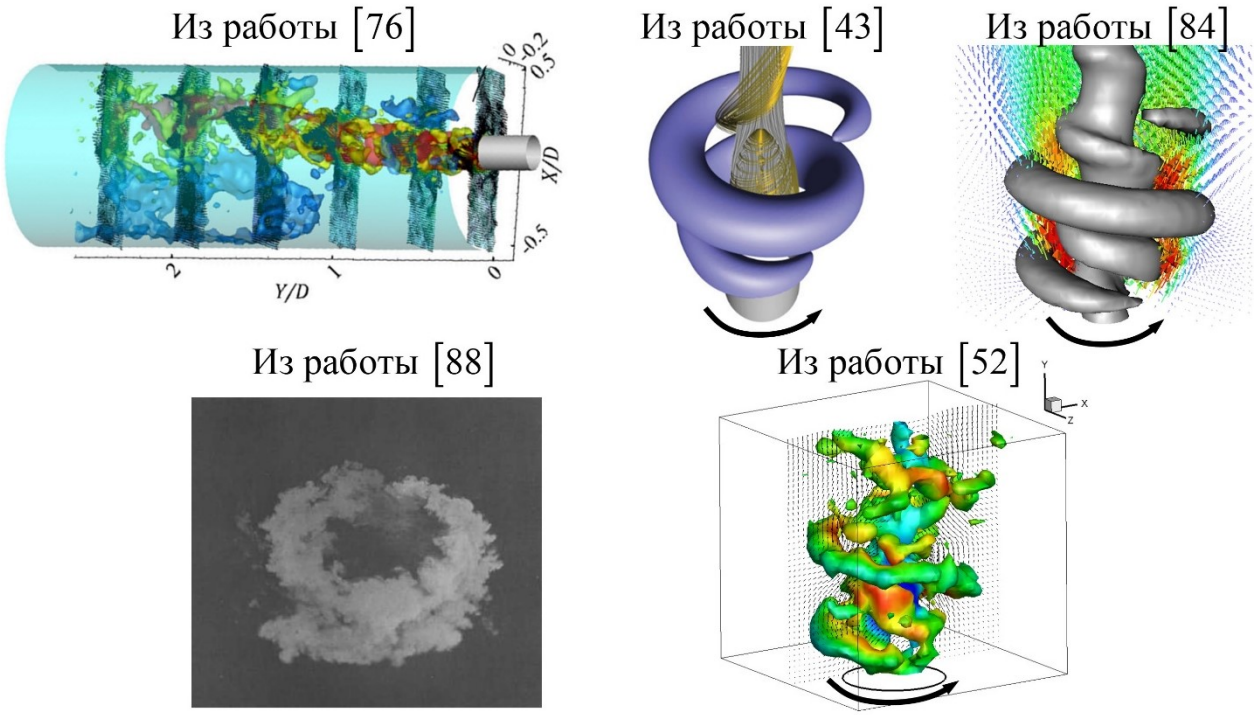

Рисунок 1.3. Прецессия вихревого ядра и вихревые структуры в струйных течениях, исследованные в различных работах [43, 52, 76, 84, 88].

мгновенных трёхмерных полей скорости, полученных с использованием томографического PIV.

Однако в литературе отсутствует единое мнение относительно влияния крупномасштабных спиральных и винтовых вихревых структур, в том числе при наличии ПВЯ, на стабилизацию пламени, нестационарные режимы горения и термоакустические колебания в камере сгорания [63, 70, 90]. Например, авторы в работе [91], основываясь на ЛДА-измерениях в горелке с организацией закрутки потока как с предварительно перемешанной подачей топлива и окислителя, так и в случае диффузионного горения, пришли к выводу, что ПВЯ формируется только в последнем случае. С другой стороны, авторы в работе [59] показали, что интенсивность квазипериодических пульсаций давления, связанных с ПВЯ, в модельных камерах сгорания с центральной зоной рециркуляции и распадом вихревого ядра, не изменяется существенно при сжигании бедной предварительно перемешанной смеси. Позднее, на основе численного моделирования

реагирующего течения в модельной камере сгорания аналогичной геометрии с использованием метода крупных вихрей (LES), в работе [92] продемонстрировали, что движение ПВЯ статистически коррелирует с локальными изменениями плотности, что указывает на влияние когерентных структур на локальное тепловыделение и нестационарную динамику пламени.

В работе [84] была исследована закрученная струя с распадом вихревого ядра. Авторы показали, что при горении богатой пропановоздушной смеси, стабилизированной на определённом расстоянии от кромки сопла, форма когерентной структуры существенно не изменяется и включает спиральное ПВЯ, а также вторичный винтовой вихрь. Также было продемонстрировано, что наложение внешнего периодического возмущения на поток может использоваться для интенсификации перемешивания струи с окружающим воздухом за счёт вынужденного формирования тороидальных вихрей, что приводит к улучшению полноты сгорания топлива в начальной зоне струи. На основе линейного анализа устойчивости [77] установили, что распределения скорости и плотности оказывают значительное влияние на амплитуду прецессирующего вихревого ядра. В другой работе тех же авторов [93] было показано, что инжекция дополнительной струи через центральное тело обтекания приводит к модификации центральной зоны рециркуляции и снижению интенсивности прецессии. В последнее время значительное внимание уделяется изучению влияния ПВЯ на механизмы стабилизации пламени. В частности, активно обсуждаются методы контроля и управления прецессией, направленные на повышение эффективности работы вихревых камер сгорания, снижение выбросов загрязняющих веществ (NO_x, CO) и повышение устойчивости горения. Примеры описанных выше структур, реконструированные в реагирующем закрученном течение с помощью численного моделирования методом отсоединённых вихрей, выполненным авторами в работе [94], показаны на рисунке 1.4.

Анализ литературных источников показывает, что для более глубоко понимания взаимодействия динамики закрученного потока с пламенем, в том числе в течениях с распадом и прецессией вихревого ядра, значительно более

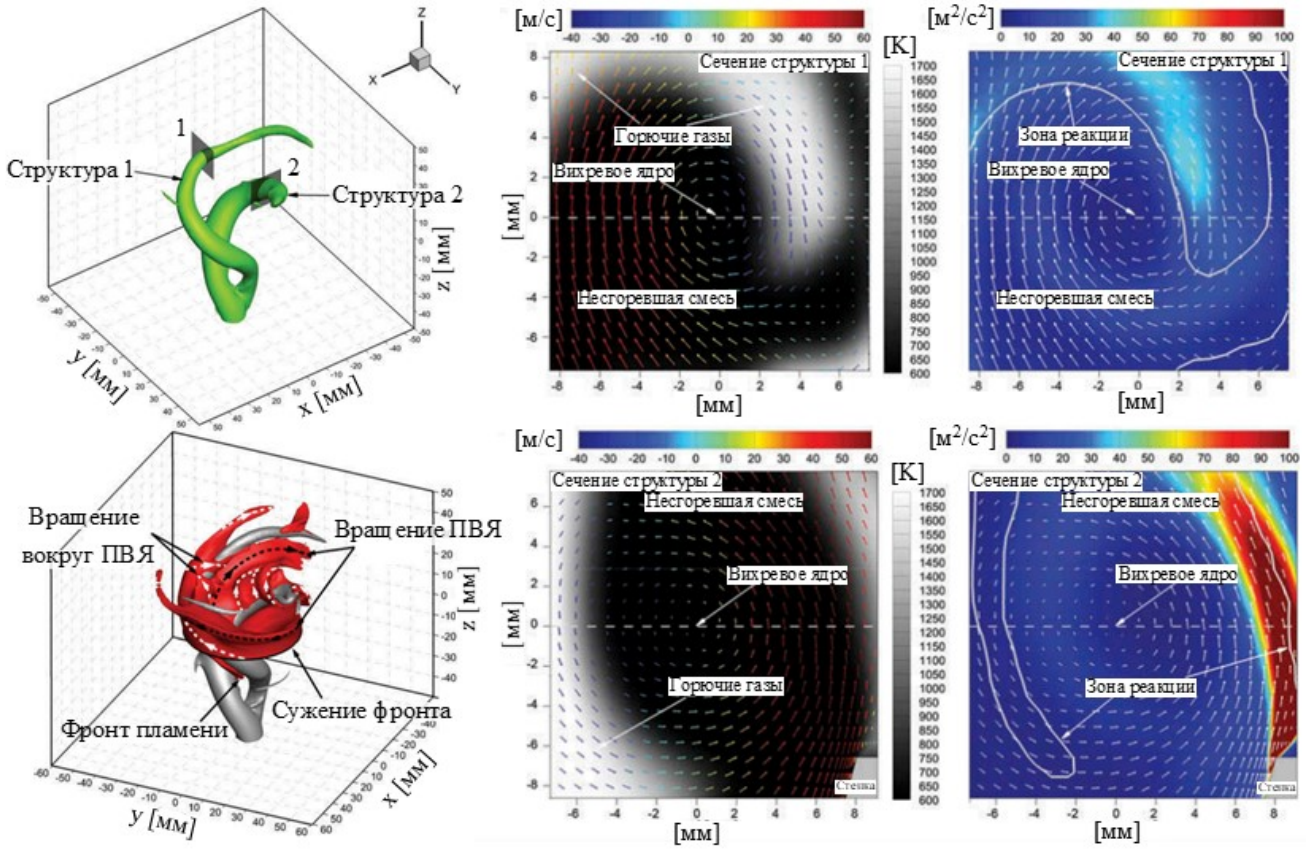

Рисунок 1.4. Численное моделирования методом отсоединённых вихрей [94]. Слева: визуализация когерентной структуры с ПВЯ взаимодействующей с зоной реакции. Справа: поля течения, температуры, турбулентной кинетической энергии и зоны реакции в двух сечениях перпендикулярных к оси вихрей.

выигрышными являются исследования, в которых авторы совместно с измерением поля скорости фиксируют распределения температуры газа, локальной концентрации топлива, формы фронта пламени и т.д. Таким инструментом, получившим широкое распространение в литературе, дополняющим исследования структуры течений основанные на анализе распределений скорости, позволяющим исследовать нестационарное горение и изучать взаимодействие когерентных структур с пламенем, является метод плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции (ПЛИФ). Метод ПЛИФ, используемый для диагностики пространственной структуры потоков, основан на регистрации изображений интенсивности флуоресценции молекул, электронно-возбужденных в выбранной плоскости потока с использованием лазерного излучения. В потоках с горением изменение длины волны лазерного

излучения позволяет возбудить различные типы молекул, являющихся реагентами (углеводороды, O_2), интермедиатами (HCHO, HCO, CH, CO, OH и др.) или продуктами горения (NO, NO_2), а также молекул, практически не участвующих в химических реакциях (I_2, SO_2). В частности, метод ПЛИФ эффективен для исследования пространственных распределений концентрации радикалов, которые визуализируют зоны химического реагирования и области локального тепловыделения [95–97]. Пример подробного анализа пламён с использование плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции представлен на рисунке 1.5.

В работе [98] провели исследование горения метановоздушной смеси в камере сгорания с закруткой потока ($Re = 9000$ для изотермических условий), с использованием совместных измерений пространственных распределений скорости и гидроксильного радикала, объединив методы PIV и OH ПЛИФ. Анализ полей скорости методом POD выявил наличие в потоке пары спиральных винтовых вихрей, а осреднение интенсивности флуоресценции по фазе когерентных пульсаций скорости, показало, что когерентные структуры оказывают значительное влияние на форму пламени. В работах [99, 100], а затем [85] и других, анализировали взаимодействие потока и пламени в камере сгорания идентичной геометрии с использованием совместных PIV (в стереоскопической конфигурации) и OH ПЛИФ измерений с высоким временным разрешением (смотри рисунок 1.6).

В работе [85] при исследовании закрученного реагирующего потока помимо пары винтовых вихрей спиральной формы, авторы наблюдали центральное вихревое ядро, распространяющийся вдоль оси в направлении выхлопной трубы камеры сгорания. Авторы пришли к выводу, что крупномасштабный винтовой вихрь расположенный во внутреннем слое смешения между центральной зоной рециркуляции и кольцевой струей, способствует горению за счет интенсификации тепло- и массообмена между свежей смесью, поступающей из сопла, и продуктами сгорания, а также приводит к деформации фронта пламени.

В работе [100], авторы провели исследование динамики закрученного течения, при горении предварительно перемешанной смеси метана и воздуха в камере сгорания, сделав акцент на сопоставлении двух режимов горения: с интенсивными

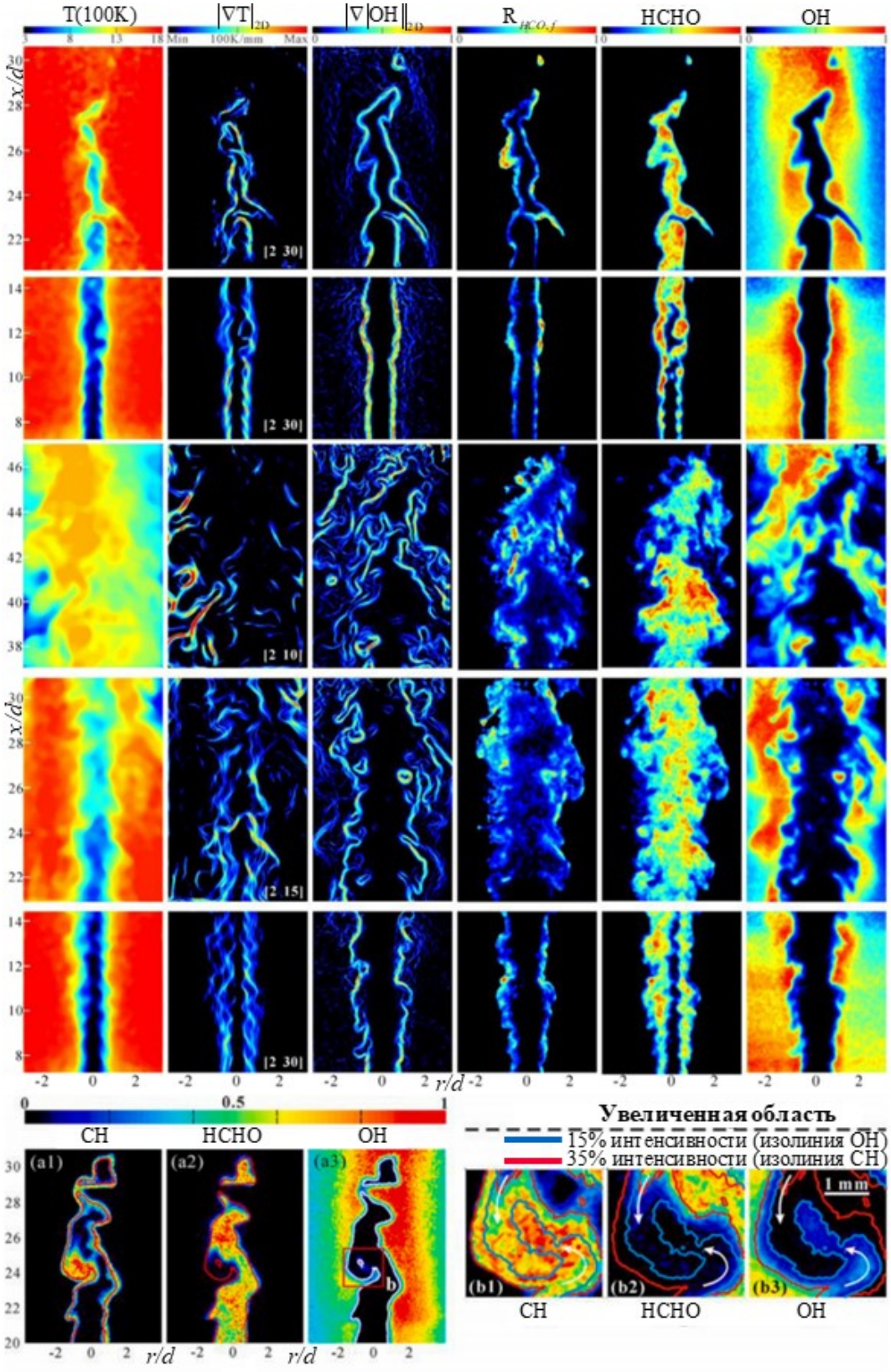

Рисунок 1.5. Примеры данных измерений температуры, формальдегида и гидроксильных радикалов. Представлена общая структура пламенного образования с характерной нитевидной структурой по данным одновременных измерений CH/HCHO/OH с наложенной изоповерхностью OH [101].

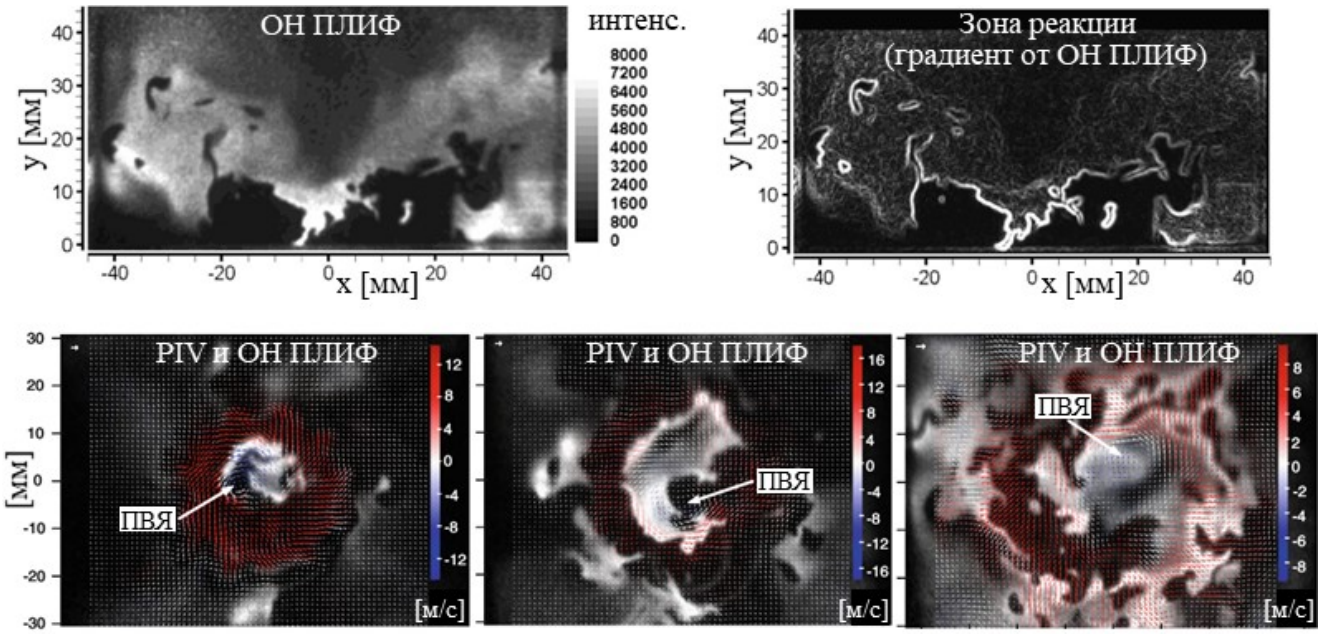

Рисунок 1.6. Взаимодействие пламени с ПВЯ [98, 99].

термоакустическими пульсациями и без них. Авторами было обнаружено, что для режима горения с интенсивными термоакустическими пульсациями зона рециркуляции имела форму пузыря и наблюдалась прецессия вихревого ядра, тогда как во втором случае возвратные токи имели коническую форму, без явных признаков ПВЯ. В результате, авторы делают вывод о связи между термоакустической неустойчивостью пламени и крупномасштабной неоднородностью поля скорости, связанной с динамикой ПВЯ. Так же, авторы наблюдали случаи локального погасания пламени в областях с выраженной деформацией течения, которые, однако, не приводили к срыву пламени. Кроме того, изображения флуоресценции гидроксильного радикала, показывают наличие изолированных областей горения, расположенных в центрах крупномасштабных вихревых структур, которые, вероятно, связаны с событиями самовоспламенения.

Однако, экспериментальных исследований, посвященных количественному анализу вклада когерентных структур на процессы переноса и перемешивания в камерах сгорания с закруткой потока по-прежнему не хватает. В частности, на основе визуализации рассеяния Ми на частицах-трассерах от импульсного лазерного излучения развернутого в плоский нож, в работе [88] исследовали

закрученное течение в вихревой модельной камере сгорания и предположили, что спиральные вихревые структуры оказывают значительное влияние на локальное перемешивание. Авторы в работах [102–104] провели детальное исследование структуру потока и процессов переноса и перемешивания в модельной камере сгорания с использованием фронтового устройства газотурбинной установки (ГТУ) типа TURBOMECA. Эксперименты проводились на воде при числе Рейнольдса 8000, с использованием PIV и ПЛИФ на флуоресцентном красителе родамин. Авторами было показано, что инжекция топливной струи, через центральный канал, оказывает существенное влияние на течение и особенно на прецессию вихревого ядра. В случаи отсутствия центральной струи, наблюдалась дестабилизация структуры течения и увеличение интенсивности ПВЯ. Следует отметить, что полученные коллективом экспериментальные данные о структуре течения и особенностей перемешивания на начальном участке, служат эталоном, для верификации методов численного моделирования [105].

В работах [106, 107] исследовали особенности закрученного течения при наличии горения, организованного аналогичным фронтовым устройством, установленным в газовой турбине (при числах Рейнольдса от 46 000 до 138 000). В качестве топлива использовался метан. Топливо подавалось через прямоточный центральный канал и в результате стабилизация пламени в камере сгорания происходила на некотором расстояние от фронтового устройства. Для измерения скорости использовалась ЛДА, а метод ПЛИФ был использован для получения информации о перемешивании и положении фронта пламени. Авторы обнаружили, что наличие пламени не вносит существенных изменений в структуру потока. Как в изотермическом, так и в потоке с химическим реагированием, наблюдались отчётливые пики на Фурье-спектрах пульсаций скорости, которые, вероятно связаны с крупномасштабными вихревыми структурами, включая прецессию вихревого ядра.

С использованием методов численного моделирования были получены данные о пространственных распределениях поля скорости с одновременными полями температуры/плотности и тепловыделения (например, [92, 108], но их всё ещё трудно подтвердить экспериментальными исследованиями, особенно для

сложных конфигураций пламени. Для получения информации о фазово-осреднённых пульсациях тепловыделения, могут быть использованы изображения хемилюминесценции пламени [109, 110]. Комбинация HCHO ПЛИФ и OH ПЛИФ используется для выявления зон интенсивного тепловыделения при горении углеводородных пламён с избытком воздуха (например, [95, 111]). Пересечение областей флуоресценции OH и HCHO служит индикатором химической реакции $OH + HCHO \rightarrow HCO + H_2O$, являющейся важным этапом на пути окисления углеводородов. В работе [112] провели сравнение методов измерения скорости тепловыделения в ламинарном предварительно перемешанном пламени Бунзена, при использовании комбинации HCHO ПЛИФ и OH ПЛИФ, а также комбинацию HCHO ПЛИФ и H-атом ПЛИФ. В результате, обе комбинации ПЛИФ методов показали близкие оценки скорости тепловыделения, хотя вторая комбинация кажется более сложной, в связи с необходимостью осуществлять двухфотонное возбуждение флуоресценции атома водорода. Авторы в работе [113] обсудили корреляцию, между результатами визуализации областей с интенсивным локальным тепловыделением, при горении предварительно перемешанной закрученной смеси метана и воздуха, полученными с использованием регистрации хемилюминесценции OH (после осреднения по времени было применено обратное преобразования Абеля) и комбинации HCHO ПЛИФ и OH ПЛИФ. В результате, авторы работы делают вывод, что комбинация HCHO ПЛИФ и OH ПЛИФ является более точным методом, поскольку измерительная система в такой конфигурации разрешает пространственные структуры в турбулентном пламени.

1.3 Физические основы методов оптической диагностики

1.3.1 Поглощение и испускание света

Поглощение и испускание света в атомных и молекулярных системах обусловлены их дискретной энергетической структурой, что лежит в основе целого ряда спектроскопических и лазерно-диагностических методов. Подробное изложение теоретических основ оптики и спектроскопии можно найти в классических трудах [114–120].

Электромагнитное излучение (свет) представляет собой поток фотонов – квантов энергии, распространяющихся в виде электромагнитной волны. Энергия фотона $E_{\text{ф}}$ связана с его частотой ν через постоянную Планка h:

$$E_{\text{ф}} = h\nu . \tag{1.1}$$

Длина волны λ определяется как отношение скорости света c к частоте ν:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}. \tag{1.2}$$

Согласно модели Бора, электрон в атоме движется по строго квантованным орбитам вокруг ядра. Энергия атома может возрастать при поглощении фотона, что приводит к возбуждению электрона на более высокий энергетический уровень. Дискретность этих переходов позволяет использовать атомную и молекулярную спектроскопию для элементного анализа вещества. Молекулы, в отличие от атомов, обладают дополнительными степенями свободы: колебательной и вращательной. Поэтому внутренняя энергия молекулы складывается из трёх компонент:

$$E \equiv E\left(e,\upsilon,J\right) = E_{\text{эл}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вр}}, \tag{1.3}$$

где $E_{\text{эл}}, E_{\text{кол}}, E_{\text{вр}}$ - электронная, колебательная, вращательная энергии, а e,υ,J - электронные, колебательные, вращательные квантовые числа, соответственно. Эти величины соответствуют квантованным состояниям электронной оболочки, колебаний ядер вдоль межъядерной оси и вращения молекулы как целого. Энергетический переход реализуется при следующем условии:

$$E' \pm E_{\text{ф}} = E'', \tag{1.4}$$

что можно развернуть в виде:

$$E'(e',\upsilon',J') - E''(e'',\upsilon'',J'') = \frac{hc}{\lambda}, \tag{1.5}$$

где штрихи обозначают верхний и нижний энергетические уровни.

Вращательная энергия для линейных двухатомных молекул:

$$E_{\text{вр}} = B_{\text{вр}} J(J+1), \quad J = 0,1,2,\ldots, \tag{1.6}$$

$$B_{\text{вр}} = \frac{h}{8\pi^2 Ic}, \quad I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} r_0^2, \tag{1.7}$$

Где $B_{\text{вр}}$ - вращательная постоянная, I - момент инерции молекулы, m_1 и m_2 - совокупность двух масс, соединённых жестким стержнем длиной r_0.

Колебательная энергия описывается моделью ангармонического осциллятора:

$$E_{\text{кол}} = \omega_e \left(\upsilon + \frac{1}{2} \right) + \chi_e \omega_e \left(\upsilon + \frac{1}{2} \right)^2, \quad \upsilon = 0,1,2,\ldots, \tag{1.8}$$

$$\omega_e = \frac{1}{2\pi c} \sqrt{\frac{q_s}{\mu}}, \; \chi_e = \frac{h\omega_e}{8\pi D_e}, \tag{1.9}$$

где ω_e - колебательная постоянная, q_s - жёсткость пружины, μ - приведённая масса, χ_e - постоянная ангармонизма, D_e – энергия диссоциации молекулы (согласно модели Морзе).

Объединяя электронную, колебательную и вращательную энергии, полная энергия квантового состояния записывается:

$$E(e,\upsilon,J) = E_{\text{эл}} + \omega_e \left(\upsilon + \frac{1}{2} \right) + \chi_e \omega_e \left(\upsilon + \frac{1}{2} \right)^2 + B_{\text{вр}} J(J+1). \tag{1.10}$$

Следует отметить, что электронные переходы, как правило, происходят на энергии, на несколько порядков превышающей колебательные переходы, а последние в свою очередь на несколько порядков превосходят вращательные. Это позволяет описывать совокупную структуру уровней в рамках приближения Борна-Оппенгеймера, где каждый вклад в общую энергию молекулы считается независимым.

Дополнительно стоит отметить важную роль флуоресценции – процесса спонтанного излучения фотона, следующего за возбуждением молекулы или атома при поглощении фотона. Этот процесс находит широкое применение в оптической диагностике газодинамических и реакционноспособных сред. Исторически флуоресценция в пламени была впервые зафиксирована в работах [121, 122] при

наблюдении излучения кальция и стронция в водородном пламени. В дальнейшем исследователи в работе [123] подчеркнули диагностическую ценность атомной флуоресцентной спектроскопии благодаря высокой чувствительности и меньшей зависимости от термохимических условий по сравнению с методами возбуждения в пламени. В работе [124] проведён теоретический анализ радиометрической эффективности флуоресценции для различных типов источников излучения, предложив пути её оптимизации в условиях ограниченного спектрального диапазона.

В молекулярных системах наличие плотных колебательно-вращательных подуровней и возможность безызлучательных переходов (например, за счёт резонансного перенос энергии или колебательной релаксация) приводят к явлениям тушения флуоресценции. Эти процессы зависят от температуры, давления и частоты столкновений. С другой стороны, многоуровневая структура возбуждённых состояний может способствовать перераспределению заселённости и повышать вероятность спонтанного испускания. Наконец, важную роль играют необратимые процессы, такие как ионизация и предиссоциация. При ионизации электрон покидает молекулу, а при предиссоциации происходит её безызлучательный распад на атомы. Оба процесса снижают число молекул, способных участвовать в флуоресцентном отклике, и должны учитываться при интерпретации спектров [125]. Таким образом, полное описание процессов поглощения и испускания излучения требует учёта квантовой структуры молекул, характеристик возбуждающего поля, параметров среды и вероятностей энергетических переходов, что делает спектроскопию мощным инструментом диагностики в задачах тепломассопереноса и реактивных течений.

1.3.2 Лазерно-индуцированная флуоресценция

Лазерно-индуцированная флуоресценция (ЛИФ) является мощным диагностическим методом, широко используемым для количественного и качественного анализа процессов горения и динамики газовых сред. Основной принцип метода заключается в избирательном возбуждении молекулярных или атомных уровней лазерным излучением с последующим измерением

флуоресцентного сигнала, испускаемого при релаксации возбужденных состояний. При взаимодействии лазерного излучения с исследуемой средой происходит резонансное поглощение фотонов молекулами или атомами, что приводит к переходу электронов с основного энергетического уровня на возбужденный. Эффективность этого процесса описывается коэффициентом возбуждения b_{12}, определяемым интегралом произведения спектральной плотности интенсивности возбуждающего излучения $I(\nu)$, коэффициента Эйнштейна для вынужденного поглощения B и спектрального профиля поглощения $g(\nu)$:

$$b_{12} = B\int I(\nu)g(\nu)d\nu\,. \tag{1.11}$$

Интенсивность флуоресценции F пропорциональна плотности населенностей основного энергетического уровня N_1, объему исследуемой пробы V_l, коэффициенту возбуждения и квантовому выходу флуоресценции *Y*, учитывающему конкуренцию между спонтанным излучением и процессами нерадиационного тушения:

$$F = \eta V_l N_1 b_{12} Y\,, \tag{1.12}$$

где η - коэффициент эффективности оптической системы сбора сигнала. В реальных условиях столкновительный перенос энергии приводит к перераспределению населённостей по нескольким возбужденным состояниям, что требует учета суммарного квантового выхода флуоресценции интегрированного по всем релевантным состояниям [126–128].

Расширение метода ЛИФ на двумерные измерения с помощью плоскостной лазерной индуцированной флуоресценции позволяет получать пространственно разрешённые карты концентраций и температур в исследуемых жидкостях или газах. При этом лазерный пучок формируется в виде лазерного ножа, распространяющегося через исследуемый объём в направлении (x,y), а флуоресцентный сигнал регистрируется плоской детекторной системой (цифровая камера) расположенной нормально к плоскости лазерного ножа, в направлении z. Интенсивность регистрируемого ПЛИФ-сигнала можно описать уравнением:

$$F = [\eta V_l] \times \left[I_л(x,y) e^{-\tau(x,y)} B \cdot \Gamma(P,T) \right] \times \left[N(P,T) f(T) e^{-\tau_{фл}(z)} \right] \times [Y], \quad (1.13)$$

где $I_л(x,y)$ - локальная интенсивность лазерного излучения, $e^{-\tau(x,y)}$ - ослабление лазера из-за поглощения и рассеяния при распространении через среду вдоль направления лазерного пучка (по закону Бугера–Ламберта-Бера), $\tau(x,y) = b_{12} + \sigma$ - оптическая толщина среды, σ - рассеяние (Рэлея, Ми) и другие потери, $\Gamma(P,T)$ - спектральное перекрытие лазерного излучения и линии поглощения (зависит от давления P и температуры T), $N(P,T)$ - плотность молекул (зависит от давления и температуры), $f(T) = \frac{g_k}{g_i} \exp\left(-\frac{E_k - E_i}{kT} \right)$ -функция распределения Больцмана (населённость возбуждённого уровня), g_k, g_i - статистические веса уровней, E_k, E_i - энергии уровней, k - постоянная Больцмана, $e^{-\tau_{фл}(z)}$ - множитель, учитывающий ослабление флуоресцентного сигнала при его распространении от точки с координатами (x,y) до детектора вдоль оси z, $\tau_{фл}(z)$ - оптическая толщина среды для флуоресцентного излучения на длине волны $\lambda_{фл}$. Схематичная диаграмма иллюстрирующая процесс ЛИФ показана на рисунке 1.7.

Другими словами, первая часть выражения (1.13) описывает аппаратные и геометрические факторы регистрации сигнала, вторая описывает процесс возбуждения молекул лазерным излучением, третья объединяет факторы, определяющие генерацию и распространение флуоресцентного сигнала, а четвёртая – квантовый выход флуоресценции [129]. Для корректной количественной интерпретации данных необходимо, чтобы лазер работал в режиме без насыщения, когда связь между интенсивностью лазерного излучения и флуоресценции имеет линейную зависимость, а параметры тушения оставались постоянными по всей области измерений. Коррекция сигнала выполняется на основе измерения распределения энергии лазерного ножа и учёта энергетических потерь вдоль пути излучения, что может быть реализовано одновременным получением изображения лазерного ножа и флуоресцентного сигнала [130, 131].

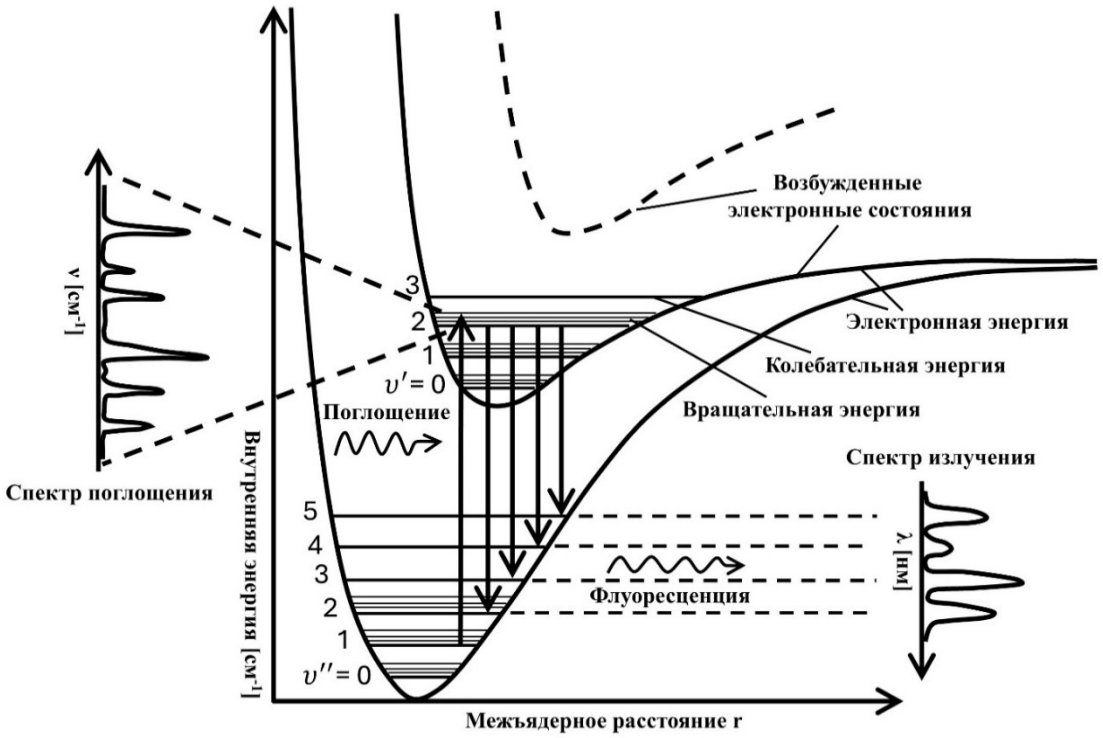

Рисунок 1.7. Схематичное представление кривых потенциальной энергии для основного и возбуждённого электронных состояний, дополненных диаграммой переходов, а также спектров поглощения и излучения, отражающее механизм ЛИФ.

Квантовый выход флуоресценции определяется выражением:

$$Y = \frac{A_{ki}}{\sum A_{kj} + Q_k\left(P,T\right) + P_k}, \tag{1.14}$$

где, i – начальный энергетический уровень; k – возбужденный энергетический уровень; j – энергетический уровень после релаксации; A_{ki} – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения; $\sum A_{kj}$ – определяет спонтанное излучение из состояния k на все остальные возможные энергетические уровни основного состояния; $Q_k\left(P,T\right)$ – тушение флуоресценции; P_k – предиссоциация [114, 117–120, 126, 127, 132–135].

Длина волны сигнала флуоресценции (обычно) имеет смещение в более длинноволновую область спектра (красное смещение) относительно длины волны индуцируемого лазерного излучения. Этот сдвиг позволяет исключить из

регистрируемого сигнала флуоресценции рассеяние Ми или Рэлея, которые происходят без изменения длины волны относительно лазерного излучения, с использованием, например, соответствующих оптических фильтров. Эта особенность позволяет комбинировать метод ПЛИФ с PIV.

1.3.3 Количественная интерпретация сигнала флуоресценции

Уравнение, которое обычно приводится в литературе для количественной оценки связи между измеренным сигналом флуоресценции F и локальной концентрацией молекулярных трассеров C, при постоянной температуре, имеет следующий вид [136]:

$$F = \eta \times I_л \times Y \times C, \tag{1.15}$$

здесь, η – эффективность измерительной системы, связывающей эффективность преобразования сигнала флуоресценции в выходной сигнал каждого пикселя цифровой камеры.

Схема стандартного ПЛИФ метода показана на рисунке 1.8. При использовании импульсных лазеров с высокой плотностью энергии, требуется тщательно следить, чтобы система продолжала работать в линейном режиме. После достижения критического значения энергии лазерного излучения, формула 1.15 перестанет выполняться, и дальнейшее увеличение энергии лазерного излучения не будет приводить к заметному увеличению регистрируемого сигнала флуоресценции [137, 138]. С учётом уравнения 1.15 запишем интенсивность сигнала, который регистрируется пикселем с координатами (p_x, p_y) в плоскости (x, y), где x направлено параллельно распространению лазерного излучения, а y перпендикулярно, за время съёмки t:

$$F(p_x, p_y, t) = \eta(p_x, p_y) \times I_л(x, y, C, t) \times Y \times C(x, y, t) + I_{фона}(p_x, p_y, t), \tag{1.16}$$

где, дополнительный член $I_{фона}(p_{x,}p_y, t)$ учитывает фоновый шум, связанный с вкладом собственного шума цифровой камеры (так называемый темновой ток) и паразитным сигналом, который не был блокирован оптическим фильтром (блики

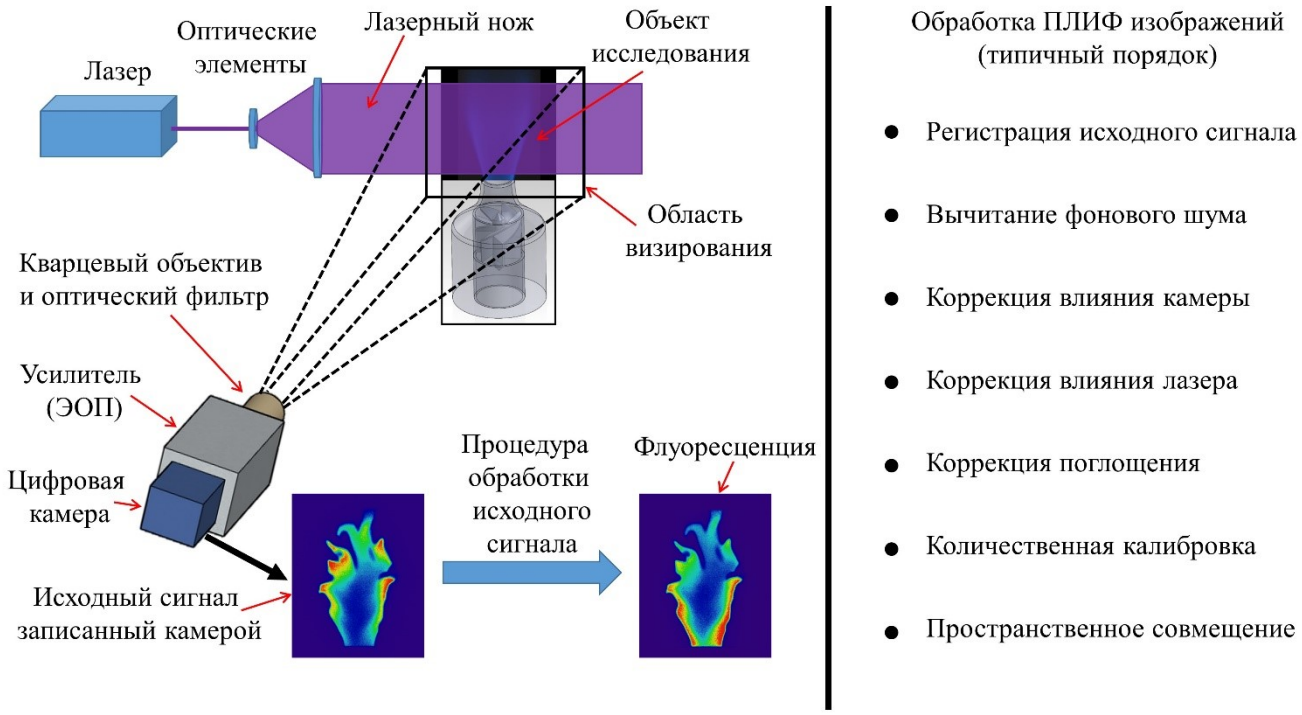

Рисунок 1.8. Схема стандартного ПЛИФ метода.

и переотражения лазерного излучения, свет от других источников излучения не связанных с исследуемым объектом). Для того чтобы выполнить калибровку измерительной системы для количественных измерений, необходимо провести регистрацию сигнала флуоресценции от равномерно перемешанных молекулярных трассеров с известной концентрацией $C_{калиб}$, тогда согласно уравнению 1.16 калибровочный сигнал $F_{калиб}$ будет определяться как:

$$F_{калиб}(p_x, p_y, t) = \eta(p_x, p_y) \times I_л(x, y, C_{калиб}, t) \times Y \times C_{калиб} + I_{фона}(p_{x,} p_y, t). \quad (1.17)$$

Зависимость калибровочного сигнала от времени связана с неравномерностью энергии лазерного излучения от импульса к импульсу и с изменением уровня фонового шума при регистрации камерой каждого изображения. Поэтому, в исследованиях используется осреднённое по времени значение калибровочного сигнала $\overline{F_{калиб}}(p_x, p_y)$, путём набора статистики из мгновенных изображений.

Для учёта фонового сигнала, проводят регистрацию изображений с подачей лазерных импульсов в область измерения не содержащую в данный момент

времени флуоресцентных индикаторов. По аналогии с калибровочным сигналом, при учёте фонового сигнала, так же берётся его осреднённое по времени значение. Тогда, можно записать выражение для безразмерного мгновенного сигнала концентрации молекулярных трассеров в пикселе как:

$$\frac{C(x,y,t)}{\overline{C_{калиб}}} = \frac{F(p_x,p_y,t) - \overline{I_{фон}}(p_x,p_y)}{\overline{F_{калиб}}(p_x,p_y) - \overline{I_{фон}}(p_x,p_y)}. \qquad (1.18)$$

Выражения 1.16 и 1.18 показывают, что с учётом коррекции фонового сигнала последним членом, зависящим от времени, влияющим на значение интенсивности зарегистрированного пикселем сигнала, является неравномерность энергии лазерного излучения от импульса к импульсу. Для учёта неравномерности мощности лазерного излучения между импульсами, распространённым способом является использование делителя пучка для отведения порядка 5 % лазерного излучения в измеритель энергии или в специальную кювету, наполненную жидкостью с равномерно перемешанным флуоресцентным красителем или парами флуоресцентных молекулярных трассеров. Значение интенсивности энергии лазерного импульса, полученное с использование измерителя энергии, обычно, сохраняется на самом приборе, либо после непосредственной передачи на компьютер в файл. При использовании кюветы с молекулярными трассерами изменение энергии лазерного излучения от импульса к импульсу оценивается по интенсивности сигнала флуоресценции, возбужденного при прохождении лазерного излучения сквозь кювету и зарегистрированного цифровой камерой. В общем виде выражение для коррекции неравномерности энергии лазерного излучения от импульса к импульсу в пикселе можно записать:

$$F_{коррекция}(p_x,p_y,t) = F(p_x,p_y,t) \times \left(\frac{\overline{I_л}(x,y)}{I_л(x,y,t)} \right), \qquad (1.19)$$

где, $F_{коррекция}(p_x,p_y,t)$ – скорректированное значение в пикселе, $\overline{I_л}(x,y)$ – осреднённая по времени энергия лазерного излучения. Подставив выражение 1.19 в 1.18 получаем реальное мгновенное значение флуоресценции в пикселе с учётом

фонового сигнала, неравномерности энергии лазерного излучения между импульсами, основанное на калибровочных данных:

$$\frac{C(x,y,t)}{\overline{C_{калиб}}} = \frac{F_{коррекция}(p_x,p_y,t) - \overline{I_{фон}}(p_x,p_y)}{\overline{F_{калиб}}(p_x,p_y) - \overline{I_{фон}}(p_x,p_y)}. \qquad (1.20)$$

При работе с мгновенным двумерным полем флуоресценции, зарегистрированным не одним пикселем, а всей матрицей камеры, на итоговое распределение сигнала влияют ещё такие особенности как: неравномерная чувствительность пикселей матрицы цифровой камеры и виньетирование, неравномерное распределение энергии в лазерном ноже связанное с гауссовой природой лазерного пучка в направлении y и поглощение лазерного излучения флуоресцентными молекулами при прохождении лазерного излучения сквозь измерительный объем в направлении x.

Для коррекции неравномерности чувствительности пикселей матрицы камеры проводят регистрацию расфокусированного изображения равномерно засвеченного белого листа W. Обычно, регистрируют не менее 200 мгновенных изображений белого листа с последующим осреднением по времени $\overline{W}$. Корректирующую матрицу получают путем деления среднего значения сигнала по всем пикселям изображения белого листа на сигнал в каждом пикселе и применяют её к зарегистрированному сигналу флуоресценции. Если количество пикселей в направлении x равно n, а в направлении y равно m, можно записать выражение для пикселя изображения Im:

$$Im(p_x,p_y)_{коррекция\ виньетирования} = Im(p_x,p_y) \times \left(\frac{\sum_{x,y} \overline{W}(p_x,p_y)}{n \times m} \Big/ \overline{W}(p_x,p_y) \right). \qquad (1.21)$$

Для коррекции неравномерного распределения энергии в лазерном ноже в направлении y, вызванной гауссовым распределением энергии в лазерном пучке, выполняют регистрацию изображения лазерного ножа. Лазерный нож, обычно, регистрируют двумя способами. В первом случае, в измерительную область вместо

исследуемого объекта устанавливают кювету с равномерно перемешанным флуорофором (пары ацетона в воздухе или флуоресцентный краситель в растворе воды). Затем, той же измерительной системой, которой проводили исследование, регистрируют сигнал флуоресценции в кювете возбужденный прохождением через неё лазерного излучения, развёрнутого в нож. Как и в случае регистрации изображения белого листа, проводят осреднение по времени полученных изображений лазерного ножа, обычно не менее чем по 200 мгновенным изображениям. Для получения информации именно о неравномерности пространственного распределения энергии в лазерном ноже, полученное изображение флуоресценции из кюветы зарегистрированное цифровой камерой необходимо скорректировать путём вычитания фонового сигнала, учёта неравномерности лазерной энергии от импульса к импульсу, учёта виньетирования. Затем, прежде чем сделать корректирующую матрицу из изображения лазерного ножа, необходимо учесть поглощение лазерного излучения флуоресцентными молекулами в кювете в направлении x.

Для учёта поглощения, при условии, что сигнал флуоресценции регистрируется в линейном режиме (это означает что сигнал флуоресценции линейно возрастает с ростом энергии лазерного излучения) принято использовать алгоритм, основанный на том, что поглощение лазерного излучения происходит согласно закону Бугера-Ламберта-Бера, который определяет ослабление монохроматического излучения при его распространении в поглощающей среде. На основе полученного после всех алгоритмов коррекции изображения лазерного ножа L, можно подготовить корректирующую матрицу путем деления среднего значения сигнала по всем пикселям изображения лазерного ножа на сигнал в каждом пикселе. Для пикселя изображения можно записать выражение:

$$Im(p_x, p_y)_{коррекция\ ножа} = Im(p_x, p_y) \times \left(\frac{\sum_{x,y} \overline{L}(p_x, p_y)}{n \times m} \Big/ \overline{L}(p_x, p_y) \right). \qquad (1.22)$$

Другой способ регистрации лазерного ножа отличается тем, что кювета с

флуорофором располагается не в области измерений, а лазерный нож (порядка 5 % от общей интенсивности) направляется в кювету с использованием делителя пучка. В этом случае, регистрация пространственного распределения энергии в лазерном ноже осуществляется одновременно с регистрацией неравномерности лазерного излучения от импульса к импульсу. С одной стороны, при регистрации лазерного ножа в кювете расположенной не в области измерений, процесс обработки, необходимый для подготовки корректирующей матрицы, усложняется. Это связано с тем, что регистрация сигнала флуоресценции в кювете, осуществляется другой измерительной системой. К изображению лазерного ножа в кювете, зарегистрированного одной камерой, необходимо применить пространственные преобразование, чтобы сопоставить его с изображением от камеры, входящей в состав основной измерительной системы. С другой стороны, в этом случае становится возможной коррекция неравномерности пространственного распределения энергии в лазерном ноже для каждого мгновенного изображения сигнала флуоресценции в измерительной области с использованием соответствующего мгновенного изображения лазерного ножа. Теперь, если иметь в виду что L это мгновенное обработанное изображение лазерного ножа (с учётом вычета фонового сигнала, коррекции виньетирования и чувствительности матрицы камеры, пространственных преобразований) выражение 1.22 принимает вид:

$$Im(p_x, p_y)_{коррекция\ ножа} = Im(p_x, p_y) \times \left(\frac{\sum_{x,y} L(p_x, p_y)}{n \times m} \Big/ L(p_x, p_y) \right). \qquad (1.23)$$

Следует отметить, что регистрацию фонового сигнала, изображения белого листа, калибровочной концентрации следует осуществлять без изменения параметров измерительной системы.

В случае совместной регистрации пространственных распределений флуоресценции и полей скорости методом PIV, обычно используется калибровочная мишень, связывающая PIV и ПЛИФ камеры. С использование информации полученной от использования калибровочной мишени, осуществляется

пространственное преобразование ПЛИФ изображений таким образом, чтобы каждому вектору поля скорости соответствовал свой пиксель ПЛИФ изображения. Другими словами, полученное ПЛИФ изображение разбивается на ячейки, для каждой из которых вычисляется среднее значение интенсивности флуоресценции от молекулярных трассеров. Размер этих ячеек определяется таким образом, чтобы они пространственно совпадали с размером ячеек, по которым вычислялся каждый вектор скорости в процессе обработки PIV изображений.

1.3.4 Рассеяние света

Рассеяние света трассирующими частицами является ключевым физическим механизмом, определяющим интенсивность изображения частиц, а, следовательно, и контрастность PIV-съёмок, прямо пропорциональны мощности рассеянного света, зачастую более эффективно и экономически оправдано повышать яркость изображений за счёт оптимального выбора трассирующих частиц, нежели увеличением мощности лазерного излучения. В общем случае светорассеяние малыми частицами определяется отношением показателей преломления частиц и окружающей среды, размерами, формой и ориентацией частиц. Дополнительно на рассеяние влияют поляризация падающего излучения и угол наблюдения. При этом особенно важную роль играет размер частицы относительно длины волны излучения. В случае сферических частиц, диаметр которых d_p превышает длину волны падающего света λ, применима теория Ми, дающая строгие решения уравнений Максвелла для задачи рассеяния электромагнитной волны на однородной сферической частице. Эта теория, предложенная Густавом Ми, широко используется для описания взаимодействия света с частицами в различных средах, включая газовые и жидкие потоки. Подробное описание и обсуждение изложены в литературе [139].

На рисунках 1.9 показано полярное распределение интенсивности рассеянного света для масляных частиц различных диаметров в воздухе при длине волны $\lambda = 532$ нм в соответствии с теорией Ми. Шкала интенсивности

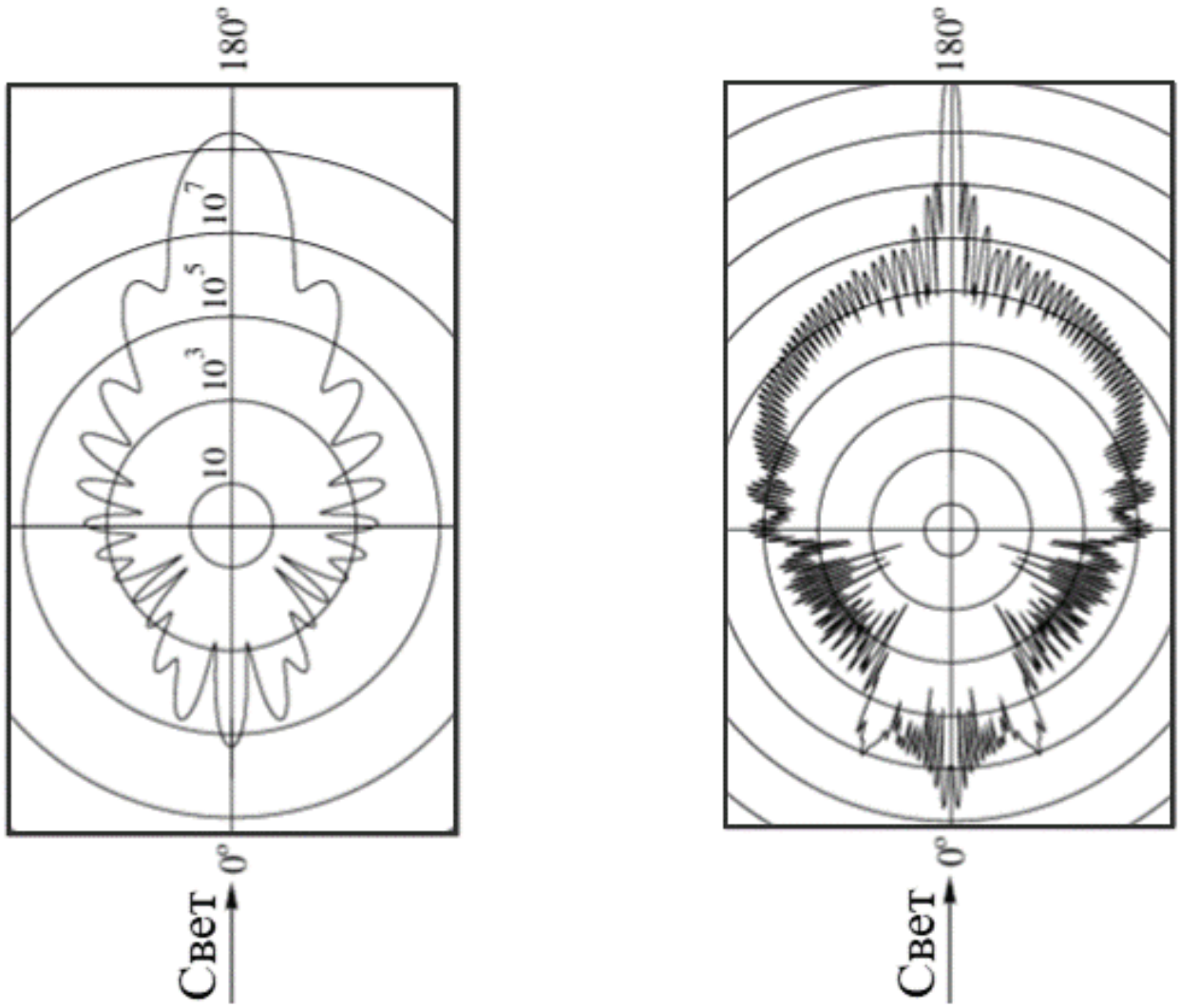

Рисунок 1.9. Диаграммы рассеяния света на масляных каплях в воздухе. Слева: капли размером 1 мкм. Справа: капли размером 10 мкм.

представлена в логарифмическом масштабе: значения на соседних кольцах различаются на два порядка. Для описания рассеяния Ми удобно использовать нормализованный диаметр:

$$q = \pi d_p / \lambda . \tag{1.24}$$

При $q > 1$ в угловом распределении интенсивности появляется примерно q локальных максимумов на интервале от 0° до 180°. При увеличении q отношение интенсивности прямого рассеяния к обратному быстро возрастает. С этой точки зрения предпочтительна регистрация в направлении прямого рассеяния, однако на практике из-за ограничения глубины резкости наиболее распространена съёмка под

углом 90°. Параксиальное рассеяние (при углах 0° или 180°) линейно поляризованного света приводит к сохранению направления поляризации, а эффективность рассеяния в этом случае не зависит от неё. В отличие от этого, при других углах наблюдения эффективность рассеяния существенно зависит от поляризации падающего света. Кроме того, в диапазоне углов от 0° до 180° может происходить частичный поворот вектора поляризации рассеянного света. Это важно учитывать при использовании методов, основанных на разделении изображений в зависимости от поляризации рассеянного света. Такие методы эффективно применимы лишь к определённым типам частиц, например, к масляным частицам диаметром 1 мкм в воздухе.

Интенсивность рассеянного света возрастает с увеличением диаметра частиц. Однако, поскольку число максимумов и минимумов в угловом распределении пропорционально q, зависимость интенсивности от размера частиц при фиксированном угле наблюдения характеризуется выраженными осцилляциями. Это означает, что высокая интенсивность изображения не всегда указывает на пересечение частицей центра измерительного объёма. Следовательно, определение смещения частицы в направлении, перпендикулярном плоскости освещённого сечения, на основе яркости изображения в известном распределении интенсивности лазерного пучка, как правило, невозможно. При усреднении по диапазону углов наблюдения, определяемому расстоянием от объектива и его апертурой, кривая интенсивности сглаживается. Средняя интенсивность возрастает приблизительно как q^2. Кроме того, эффективность рассеяния существенно зависит от отношения показателей преломления частицы и окружающей среды. Так, из-за меньшего показателя преломления воздуха по сравнению с водой, интенсивность рассеяния в воздушной среде на порядок выше, чем в водной, для частиц одинакового размера. В связи с этим в экспериментах с потоками воды необходимо использовать частицы значительно большего диаметра, что, как правило, допустимо благодаря лучшему согласованию плотности частиц с плотностью жидкости.

При высокой концентрации частиц в лазерном световом сечении возникает многократное рассеяние. В этом случае изображение, формируемое объективом,

создаётся не только за счёт первичного рассеяния, но и за счёт света, прошедшего множественные акты рассеяния на различных частицах. В сильно засеянных потоках это приводит к заметному увеличению интенсивности изображений отдельных частиц, поскольку интенсивность света, рассеянного под углом 90° к направлению падающего излучения, значительно ниже, чем в области прямого рассеяния. Отсюда следует, что для повышения эффективности рассеяния можно использовать как более крупные частицы, так и увеличенную концентрацию частиц в потоке. Однако этот подход ограничен двумя факторами. Во-первых, возрастает уровень фонового сигнала, что увеличивает уровень шума на изображениях. Во-вторых, при использовании полидисперсных частиц (различающихся по размеру), становится трудно установить, связано ли увеличение числа наблюдаемых частиц с общей концентрацией или с преобладанием частиц большего размера. Поскольку изображения крупных частиц оказывают доминирующее влияние на результаты PIV-анализа, становится затруднительным надёжно оценить эффективный размер частиц и соответствующее отставание их скорости от локальной скорости потока.

1.3.5 Анемометрия по изображениям частиц

Одним из хорошо зарекомендовавших себя методов измерения полей скорости является анемометрия по изображениям частиц, основанная на определение групповой скорости частиц-трассеров в некотором измерительном объёме, освещённом вспышками лазерного излучения. Зарегистрированные цифровой камерой изображения Ми рассеяния лазерного излучения на частицах-трассерах разбиваются на локальные идентичные области опроса размером $d_x \times d_y$ в которых рассчитывается кросскорреляционная функция $C(\Delta x, \Delta y)$ между парой кадров (I_1 и I_2) зарегистрированных за временной промежуток Δt. Задержка между парой импульсов лазера определяет временной интервал, а групповое смещение частиц определяется по положению максимума кросскорреляционной функции. В итоге, в каждой расчётной ячейки вычисляется двухкомпонентный вектор скорости (схема стандартного PIV метода показана на рисунке 1.10). Современные алгоритмы позволяют определять смещение частиц-трассеров с подпиксельной точностью.

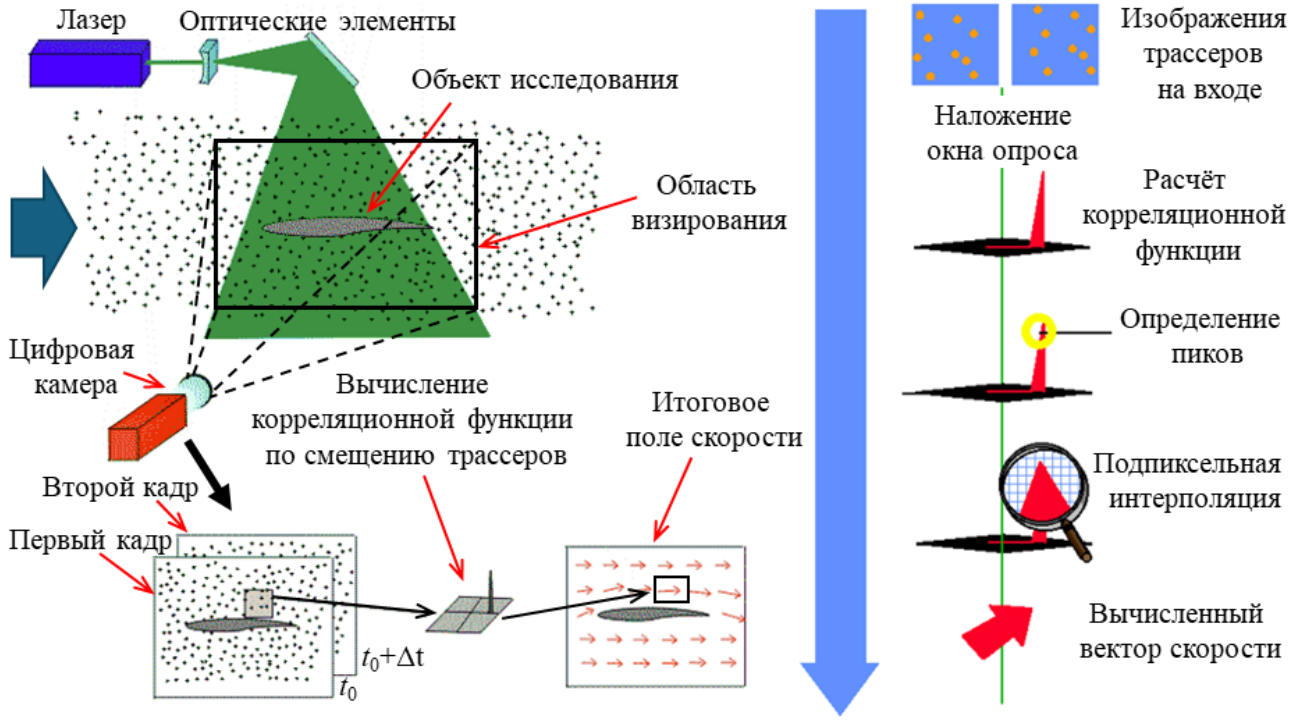

Рисунок 1.10. Схема стандартного PIV метода.

$$C_{I_1,I_2}(\Delta x,\Delta y)=\sum_{y_0-d_y/2}^{d_y/2}\sum_{x_0-d_x/2}^{d_x/2} I_1(x_0,y_0)\cdot I_2(x_0+\Delta x,y_0+\Delta y). \qquad (1.25)$$

Зная временную задержку между вспышками лазера, учитывая масштабный коэффициент M для пересчёта пространственных координат регистрирующей системы из пикселей в метры и рассчитав наиболее вероятное перемещение частиц Δs в данной элементарной области можно посчитать скорость:

$$V = M\frac{\Delta s}{\Delta t}. \qquad (1.26)$$

При использовании стандартного PIV-алгоритма, для получения достоверных результатов, рекомендуется задавать размер ячейки расчётной сетки четырёхкратно превышающий среднее смещение частиц внутри области. При этом максимальное смещение частиц не должно превышать размер расчётной ячейки. Плотность засева потока частицами-трассерами необходимо организовать таким образом, чтобы обеспечить присутствие в расчётной области как минимум пяти трассеров [140]. Для обеспечения эффективной подпиксельной интерполяции

корреляционного пика размер частицы-трассера на изображении должен соответствовать приблизительно трем пикселям [140], что в свою очередь определяет выбор оптимального пространственного разрешения всей системы. Несмотря на подпиксельную интерполяцию корреляционного пика дискретность изображения по-прежнему существенно влияет на точность определения смещения частиц-трассеров (так называемый «peak locking»-эффект). Аппроксимация корреляционного пика Гауссовой функцией позволят снизить вклад «peak locking»-эффекта до величины менее 0,1 пикселей [141].

В современных алгоритмах обработки трассерных изображений используется итерационный кросскорреляционный алгоритм, при котором одна и та же пара изображений обрабатывается несколько раз, с использованием результатов предыдущей итерации при обработке изображения на следующей итерации. При работе итерационного алгоритма, после одной-двух итераций, происходит оппозитное смещение и дробление окон опроса на первом и втором изображениях, с учётом рассчитанных векторов смещения на предыдущих итерациях. Важно отметить, что смещение расчётных ячеек возможно на не целое значение пикселей [142]. Для более точного определения вектора скорости помимо смещения часто используется деформация расчётных ячеек [143]. Использование алгоритмов смещения и деформации расчётных ячеек позволяет существенно уменьшить влияние «peak locking»-эффекта на вклад в ошибку в определении смещения частиц.

Одновременное измерение всех трех компонент вектора скорости в исследуемой плоскости течения реализуется с использованием метода PIV в стереоскопической модификации, так называемый стерео-PIV [144]. В данном подходе регистрация смещения трассеров в лазерном ноже осуществляется при одновременном использование двух цифровых камер, расположенных под углом к измерительной плоскости. Вычисление двухкомпонентного поля скорости осуществляется для изображений, зарегистрированных на каждую камеру, после чего с использованием калибровочных преобразований, полученных для каждой камеры, восстанавливается трехкомпонентное поле скорости. Калибровочные преобразования вычисляются на основе регистрации изображений калибровочной

мишени, помещенной в измерительную область, на каждую камеру. При использовании стерео-PIV подхода точность измерения компонент вектора скорости лежащих в измерительной области несколько выше, а компоненты нормальной к измерительной области несколько ниже, чем для стандартного PIV метода [145]. Существенным источником ошибки при измерении скорости методом стерео-PIV может являться рассогласование измерительной плоскости сформированной лазерным ножом и плоскости калибровочной мишени. Однако, в современных алгоритмах применяются автоматические подходы для коррекции рассогласования, которые практически полностью устраняются ошибку, связанную с рассогласованием калибровочной и измерительной плоскостей. Подробнее о калибровочных преобразованиях, связывающих 2D (двумерную) систему координат изображений камер с 3D (трехмерной) системой координат в области измерений, а так же проблемы вызванные рассогласованием калибровочной и измерительной плоскостей и способы коррекции представлены в работах [146–148].

Для реконструкции движения частиц в трехмерном измерительном объеме используется метод PIV в томографической конфигурации. Метод основан на одновременном наблюдении освещённых частиц цифровыми камерами, размещёнными вдоль нескольких направлений наблюдения [149]. Трёхмерное распределение интенсивности рассеянного трассерами света дискретизируется по массиву вокселей и затем анализируется с помощью трёхмерной кросскорреляционной обработки, что позволяет получить мгновенное трёхкомпонентное поле скоростей во всём измерительном объёме.

Наиболее важные ограничивающие факторы метода связаны с рядом технических и вычислительных аспектов. Прежде всего, это протяжённость глубины измерительного объёма: типичное отношение глубины к ширине составляет 0,25. Кроме того, мощность лазерного излучения, необходимая для объёмного освещения, обычно в 5 раз выше, чем для PIV в стереоскопической модификации. Существенное влияние оказывает как время, требуемое для цифровой обработки изображений, так и значительный объём данных для хранения, обычно он на порядок превышает аналогичный показатель для

двумерного PIV. Наконец, требуется несколько расширенный оптический доступ по сравнению с PIV в стереоскопической модификации, поскольку направления наблюдения обычно охватывают телесный угол.

Реконструкция трёхмерного объекта по цифровым изображениям требует предварительного знания функции отображения между плоскостями изображений и физическим пространством. Это достигается с помощью процедуры калибровки, аналогичной калибровке для PIV в стереоскопической модификации, но с важным отличием: функция отображения должна быть определена для объёмной области, а не для плоскости. Отсутствие необходимости точного совмещения калибровочной и измерительной плоскостей упрощает реализацию эксперимента с точки зрения позиционирования лазерного излучения. В то же время требование точного взаимного положения камер для томографического метода (1/5 диаметра изображения частицы) значительно строже, чем для стерео-PIV. Практически это достигается апостериорной коррекцией калибровочной функции отображения [150].

Трёхмерное поле рассеяния света (объект) реконструируется как дискретизированное трёхмерное распределение интенсивности света в физическом пространстве $\Omega(X, Y, Z)$ по его проекциям на массивы пикселей матриц цифровых камер. Эта задача реконструкции носит обратный характер и в общем случае неоднозначна: один набор проекций (изображений) может соответствовать множеству различных трёхмерных объектов. Определение наиболее вероятного трёхмерного распределения – предмет томографии [151]. Однако для разреженного поля излучателей (или рассеивателей) задача может быть точно решена при условии, что плотность информации не слишком высока.

Связь между интенсивностью *i*-го пикселя с координатами изображения (x_i, y_i) и распределением интенсивности света *j*-го вокселя в трёхмерном физическом пространстве задаётся линейным уравнением, описывающим проекцию поля объекта на изображение:

$$\sum_{j \in N_i} w_{i,j} \Omega\left(X_i, Y_j, Z_j\right) = I\left(x_i, y_i\right). \qquad (1.27)$$

Здесь N_i - окрестность вокселя (обычно цилиндр сечением 3x3 вокселя) вокруг линии визирования i-го пикселя (x_i, y_i) через объём. Весовой коэффициент $w_{i,j}$ описывает вклад j-го вокселя с интенсивностью $\Omega(X_j, Y_j, Z_j)$ в интенсивность пикселя $I(x_i, y_i)$ и рассчитывается как объёмная доля, пересекаемая линией визирования с рассматриваемым вокселем. Описанный процесс требует итерационной реализации (где it это номер итерации) с использованием метода предиктор-корректор, поскольку левая часть уравнения (1.27), т.е. подынтегральное выражение, неизвестна. Процесс требует ненулевой начальной интенсивности $\Omega^0(X, Y, Z)$ (например, равномерной), а результат уточняется с помощью уравнения мультипликативной коррекции:

$$\Omega\left(X_i, Y_j, Z_j\right)^{it+1} = \Omega\left(X_i, Y_j, Z_j\right)^{it} \left[\frac{I\left(x_i, y_i\right)}{\sum_{j \in N_i} w_{i,j} \Omega\left(X_i, Y_j, Z_j\right)^{it}} \right]^{\mu_p w_{i,j}}, \qquad (1.28)$$

где $\mu_p \leq 1$ - скалярный параметр релаксации; при $\mu_p = 1$ достигается максимальная скорость сходимости; Величина обновления определяется отношением измеренной интенсивности пикселя $I(x_i, y_i)$ к проекции текущего объекта $\Omega(X_i, Y_j, Z_j)^{it}$; Весовой коэффициент в показателе степени гарантирует, что обновляются только элементы $\Omega(X, Y, Z)$ с ненулевой проекцией на i-й пиксель; Следует отметить, что распространённая мультипликативная схема MART (Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique) требует, чтобы E и I были положительно определёнными.

Итерационный процесс можно считать сходящимся после 4-5 итераций, поскольку дальнейшие итерации не дают заметного улучшения точности измерений. Точность процесса реконструкции сильно зависит от нескольких факторов. Наиболее важные из них - количество камер наблюдения и количество изображений частиц на снимках. Численная оценка алгоритма MART показывает, что системы с двумя камерами подходят только для очень низкой плотности засева (менее 0,01 частиц на пиксель). Напротив, наиболее распространённая конфигурация с четырьмя камерами способна реконструировать поле с плотностью изображений частиц 0,05 частиц на пиксель (т.е. 50 000 частиц/Мегапиксель).

Точность реконструкции слабо зависит от угла между направлениями наблюдения, если этот угол находится в диапазоне 15-40 градусов.

Оценка смещения реконструированного паттерна частиц выполняется с помощью трёхмерного пространственного кросскорреляционного анализа. Нормализованная кросскорреляционная функция $C(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ в этом случае имеет вид:

$$C\left(\Delta x,\Delta y,\Delta z\right)=\frac{\sum_{x_0,y_0,z_0=-d_i/2}^{d_i/2}\Omega\left(x_0,y_0,z_0,t\right)\Omega\left(x_0+\Delta x,y_0+\Delta y,z_0+\Delta z,t+\Delta t\right)}{\sqrt{\mathrm{cov}\left(\Omega(t)\right)\mathrm{cov}\left(\Omega(t+\Delta t)\right)}}, \quad (1.29)$$

где, i - компонента трёхмерного пространства (x, y или z). Анализ может выполняться с использованием итерационного метода, основанного на подходе деформации окна [142], распространённой на трёхмерные поля интенсивности, где области опроса смещаются/деформируются на основе результата предыдущего опроса. Дополнительные подробности относительно метода PIV можно найти, помимо прочего, например, в работах [140, 152, 153].

Основные результаты Главы 1

В настоящее время закрутка потока часто используется для стабилизации горения в камерах сгорания, которая позволяет обеспечить устойчивое горение в относительно небольшом объеме, а также способствует достижению хороших характеристик поджига пламени и устойчивого горения в широком диапазоне соотношения топливо-окислитель. В струях закрутка интенсифицирует смешение и тепломассоперенос на начальном участке потока. При этом структура и динамика струй с закруткой значительно усложняется вследствие ряда эффектов: замедления потока вдоль оси и образования приосевого следа, распада вихревого ядра при превышении критического значения степени закрутки и образования центральной зоны рециркуляции, формирования винтовых вихрей, в том числе спиралевидного прецессирующего вихревого ядра.

В современных камерах сгорания широко применяется горение хорошо

перемешанных смесей с избытком топлива, которые особенно чувствительны к развитию термоакустических пульсаций. Известно, что такие пульсации способны приводить к виброгорению, сопровождающемуся интенсивными колебаниями давления и, в конечном счёте, к разрушению элементов камеры сгорания и турбины. При этом влияние ПВЯ на возникновение и развитие виброгорения к настоящему времени остаётся недостаточно изученным, в особенности отсутствуют количественные данные, позволяющие оценить связь динамики ПВЯ с амплитудой и частотой пульсаций тепловыделения и давления. Без установления таких взаимосвязей сложно прогнозировать, как именно спиральные вихри и прецессирующее вихревое ядро влияют на распределение зон тепловыделения и динамику фронта пламени, что затрудняет разработку эффективных методов подавления опасных режимов работы в перспективных конструкциях камер сгорания.

Современные методы численного моделирования турбулентных потоков открывают перспективу проведения оптимизационных расчетов горелочных устройств. Однако они все еще не достигли необходимого уровня и их дальнейшее совершенствование подразумевает верификацию с использованием разносторонних экспериментальных данных. Несмотря на то, что в литературе приведены обширные систематизированные данные о структуре турбулентных течений закрученных струй, эти данные, зачастую, ограничены профилями средней скорости и давления, интенсивностью пульсаций корреляционных функций и спектрами пульсаций.

В последнее время появилось множество работ, посвященных экспериментальному исследованию влияния горения на структуру закрученных потоков с использованием метода анемометрии по изображениям частиц. Проведение PIV-измерений и измерений с использованием метода плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции делает возможным бесконтактное измерение распределений концентрации пассивной примеси в изотермической струе и позволяют детально исследовать условия стабилизации пламени в турбулентном закрученном потоке и влияние крупных вихрей на этот процесс.

Глава 2. Оптические измерительные системы и обработка данных

Развитие оптоэлектронных технологий и таких методов измерения, как ЛДА или PIV, открывают новые перспективы для измерения характеристик турбулентного переноса в закрученных струях [36, 84, 154, 155], включая напряжения Рейнольдса и третьи статистические моменты пульсаций скорости. Более того, влияние этих методов на поток сводится к минимуму, что повышает достоверность данных. В последнее время появилось множество работ, посвященных экспериментальному исследованию влияния горения на структуру закрученных потоков с использованием метода PIV и его стереоскопической модификации [67, 82, 84] и томографической конфигурации [153, 156, 157]. Флуоресценция, индуцированная лазерным излучением, является широко применяемым методом в области передовой лазерной диагностики процессов горения. В типичной экспериментальной схеме ПЛИФ используется перестраиваемый лазер для резонансного возбуждения атомов или молекул исследуемого вещества, после чего фиксируется спонтанное флуоресцентное излучение, возникающее на определённых переходах, с помощью фотоумножителя или интенсифицированной цифровой камеры. Длина волны лазерного излучения, точно совпадающая с переходом, приводит к интенсивному флуоресцентному сигналу, что обеспечивает высокочувствительное определение концентраций как отдельных атомов, так и многоатомных молекул в условиях горения, достигая пределов обнаружения на уровне миллионной доли. Использование метода ПЛИФ делает возможным бесконтактное измерение распределений концентрации пассивной примеси и интенсивности пульсаций концентрации [41, 158, 159]. Проведение совместных PIV/ПЛИФ измерений позволяет детально исследовать условия стабилизации пламени в турбулентном закрученном потоке и влияние крупных вихрей на этот процесс [98, 160]. Далее будут детально рассмотрены объект исследования и экспериментальный стенд, особенности отладки и проведения измерений методами PIV/ПЛИФ, включая процесс обработки и анализа экспериментальных данных.

2.1 Объект исследования и экспериментальный стенд.

Для создания прямоточной и закрученной струй, при исследовании процессов переноса и перемешивания в изотермическом течение воздуха и при исследовании особенностей горения, было использовано осесимметричное профилированное сопло с выходным диаметром d равным 15 мм. Аналогичное сопло было использовано в других работах, например, [52, 84, 161]. Форма профиля сопла описывается следующим уравнением:

$$r(y) = \frac{1}{2} d_0 \left\{ 1 - \frac{\left(1-(d_0/d)^2\right)\left(1-(y/l)^2\right)}{\left(1+(y/l)^2/3\right)^3} \right\}^{-1/2}, \qquad (2.1)$$

где, l – длина профилированного участка; d_0 – внутренний диаметр предвключенного участка равный 60 мм.

Сопло спроектировано таким образом, чтобы обеспечить возможность установки внутри сопла лопастных завихрителей, обеспечивающих разную степень закрутки потока, за счёт изменения угла наклона лопастей ψ. Диаметр центрального тела, поддерживающего лопасти, d_1 равен 7 мм, а внутренний диаметр корпуса завихрителя d_2 равен 27 мм. Степень закрутки S, определяющую соотношение между моментом импульса и импульсом струи, грубо можно оценить из геометрических параметров завихрителя [11]:

$$S = \frac{2}{3}\left(\frac{1-\left(d_1/d_2\right)^3}{1-\left(d_1/d_2\right)^2} \right) \tan\left(\psi\right). \qquad (2.2)$$

В то же время, конструкция сопла позволяет организовать незакрученное течение с ударным профилем на срезе сопла. В этом случае завихритель вынимается из сопла, а в предвключенный участок устанавливаются две перфорированные пластины, для уменьшения влияния угловой зоны рециркуляции, возникающей после внезапного расширения при поступлении газа из трубы длиной 690 мм и диаметром 21 мм. Каждая пластина имеет толщину 1 мм и диаметр отверстий 4 мм, что обеспечивает перекрытие 65 % площади.

Расстояние между дном предвключенного участка и нижней пластиной составляет 12 мм. Расстояние от верхней пластины до начала профилированной части сопла равно расстоянию от дна предвключенного участка до аналогичной точки сопла в случае, когда в сопле установлен завихритель и составляет $l_0 = 40$ мм. На рисунке 2.1 показана трехмерная модель осесимметричного сопла без завихрителя с установленными перфорированными пластинами и с завихрителями имеющими различный угол наклона лопастей.

Измерения проводились на горелочном стенде, который представлял собой открытый контур, подключенный к баллонам с горючим газом и к магистрали со сжатым воздухом (давление до 2 МПа). Подача воздуха в сопло осуществлялась с использованием напорного воздушного тракта, а его расход точно контролировался с использованием массового расходомера-регулятора (Bronkhorst), с контролем температуры воздуха. Ацетоновый питатель, представляющий собой термостатированную емкость (помещалась в нагретую водяную баню, с температурой воды порядка 50 °C) с жидким ацетоном, через который продувался воздух, подключался по байпасной схеме к воздушному тракту и обеспечивал засев исследуемого потока парами ацетона, порядка $C_0 = 2$ % от массовой доли воздуха. Температура воздуха засеянного парами ацетона контролировалась термопарой на выходе из сопла, перед проведение PIV/ПЛИФ измерений. По другой байпасной схеме к воздушному тракту был подключен ещё один питатель, обеспечивающий засев потока частицами оксида титана TiO_2 со средним размером порядка 0,5 мкм, необходимыми для проведения PIV измерений. Окружающий воздух вокруг сопла засеивался аэрозолем, с использованием генератора дыма.

Для организации предварительно перемешанных закрученных пламен, вместе с воздухом в сопло подавалось топливо (метан или пропан, 99,99%), путём впрыска через иглу в смесительное устройство. Воздух и топливо полностью перемешивались в трубе, соединяющей смесительное устройство и сопловой блок, длиной 690 мм. Расход топлива задавался контроллерами массового расхода (Bronkhorst), которые контролировали также температуру газов. Схема подводящего топливно-воздушного тракта показана на рисунке 2.2.

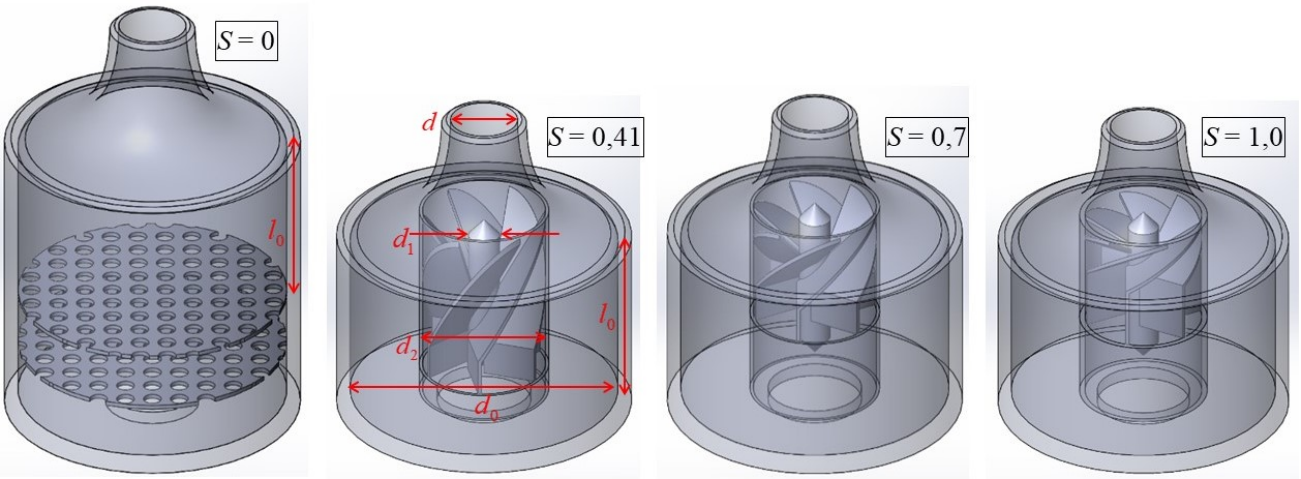

Рисунок 2.1. Модель осесимметричного сопла в различных конфигурациях.

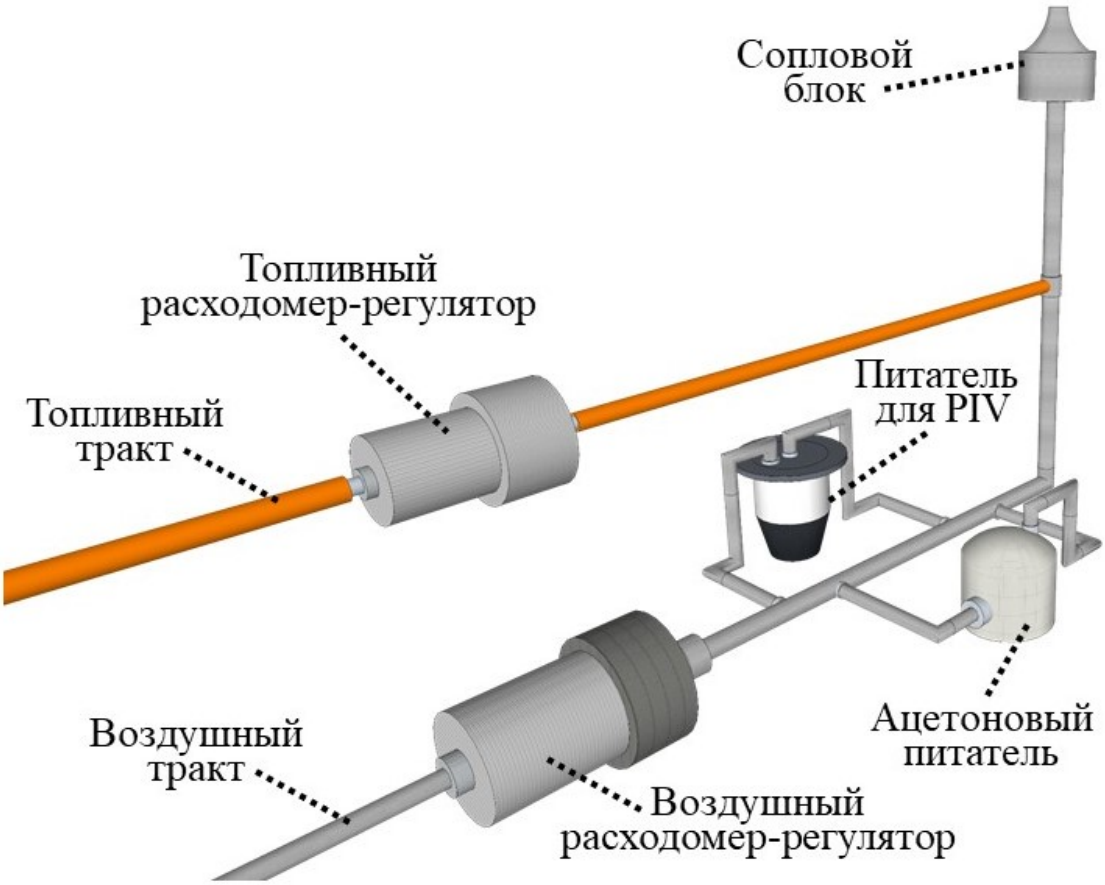

Рисунок 2.2. Схема подводящего топливно-воздушного тракта.

При проведении экспериментов с горением, важным параметром является коэффициент избытка топлива Ф (является обратной величиной для коэффициента избытка воздуха), который определяется по фактическому соотношению топлива (обозначено в формуле «топ.») и окислителя (обозначено в формуле «окисл.»), в

поступающей из сопла струе к стехиометрическому (обозначено в формуле «ст.»):

$$\Phi = \frac{\left(m_{\text{топ.}}/m_{\text{окисл.}}\right)}{\left(m_{\text{топ.}}/m_{\text{окисл.}}\right)_{\text{ст.}}} = \frac{\left(Q_{\text{топ.}}/Q_{\text{окисл.}}\right)}{\left(Q_{\text{топ.}}/Q_{\text{окисл.}}\right)_{\text{ст.}}} = \frac{\left(X_{\text{топ.}}/X_{\text{окисл.}}\right)}{\left(X_{\text{топ.}}/X_{\text{окисл.}}\right)_{\text{ст.}}}, \qquad (2.3)$$

где m, Q, X это, соответственно, массовый и объёмный расходы, и молярное количество топлива и окислителя. В работе коэффициент избытка топлива определялся по объемным расходам воздуха и горючего газа и варьировался в диапазоне от 0,7 до 2,5. Следует добавить, что стехиометрическое соотношение воздух/топливо для метана и пропана при нормальных условиях равняется 9,6 и 23,6, соответственно. Дополнительно, объемный расход воздуха $Q_{\text{в}}$ и его кинематическая вязкость $\nu_{\text{в}}$ применялись для вычисления характерного числа Рейнольдса для изотермического и реагирующего течений: $\text{Re}_{\text{в}} = 4Q_{\text{в}}/d\pi\nu_{\text{в}}$. Объемный расход воздуха задавался таким образом, чтобы обеспечить $\text{Re}_{\text{в}} = 5000$ для всех исследуемых турбулентных струй, представленных в работе.

2.2 Трассеры

2.2.1 Молекулярные трассеры для ПЛИФ: изотермические условия

Метод ПЛИФ широко используется для исследования процессов перемешивания и переноса в струйных течениях и количественного измерения концентрации пассивной примеси [162–171]. В качестве пассивной примеси, при исследовании течений жидкости и газа, например, при экспериментальном моделировании смешения в камере сгорания ГТУ, в течения, моделирующие топливо или окислитель добавляют такие флуоресцентные индикаторы, как радомин, оксид серы, бензол, ацетон, пентанон, биацетил, ацетальдегид [172–177].

В данной работе для исследования процессов переноса и перемешивания в качестве пассивной примеси в исследуемые течения добавлялись пары ацетона. Ацетон (CH_3–C(O)–CH_3), является простейшим представителем насыщенных кетонов с одной карбонильной группой и двумя метильными группами, а его молярная масса составляет 58,08 г/моль. Он летуч, при атмосферном давлении температура плавления равна 178 К, точка кипения равна 329 К, а температура

самовоспламенения равна 738 К. Относительно высокое давление насыщенных паров ацетона при комнатной температуре (приблизительно 0,3 атм при 25 ºС), обеспечивает достаточно высокую концентрацию пассивной примеси, что позволяет получить достаточную интенсивность сигнала флуоресценции при добавлении небольшой объемной доли ацетона в исследуемое течение. Критическая точка ацетона составляет 48 (± 4) атм и 508 (± 2) К, что близко к критической точке керосина, стандартного топлива в авиационных двигателях. Широко распространение в качестве пассивной примеси при исследовании процессов перемешивания в воздушных потоках ацетон приобрел благодаря линейной зависимости между интенсивностью сигнала флуоресценции, концентрацией ацетона в исследуемой области и интенсивностью лазерного излучения, при постоянных давлении и температуре среды в области регистрации сигнала флуоресценции [178]. Так же к преимуществам ацетона можно отнести относительно низкую токсичность (по сравнению с другими флуоресцентными индикаторами, таким как бензол, ацетальдегид, оксид серы), невысокую стоимость и доступность. Тем не менее, при работе с ацетоном следует соблюдать осторожность и исключать ситуации, при которых исследователь подвергается воздействию ацетона длительное время или при высоких концентрациях.

Ацетон поглощает излучение в диапазоне 220-320 нм, поглощение монотонно возрастает и достигает своего максимума на длине волны приблизительной равной 275 нм, а затем монотонно снижается [174]. Достаточно широкий спектр поглощения, позволяет осуществлять возбуждение флуоресценции использую различные лазерные системы, например, эксимерные KrF-лазеры с длиной волны 248 нм и XeCl-лазеры с длиной волны 308 нм или четвёртую гармонику твердотельных Nd: YAG-лазеров с длиной волны 266 нм. Ацетон флуоресцирует в диапазоне 350-550 нм с максимумом приблизительно 405 нм. Ацетон также может фосфоресцировать, при этом спектр фосфоресценции немного смещен в длинноволновую область по сравнению со спектром флуоресценции и находится в диапазоне 350-600 нм. Пример спектров поглощения и излучения флуоресценции ацетона приведены на рисунке 2.3.

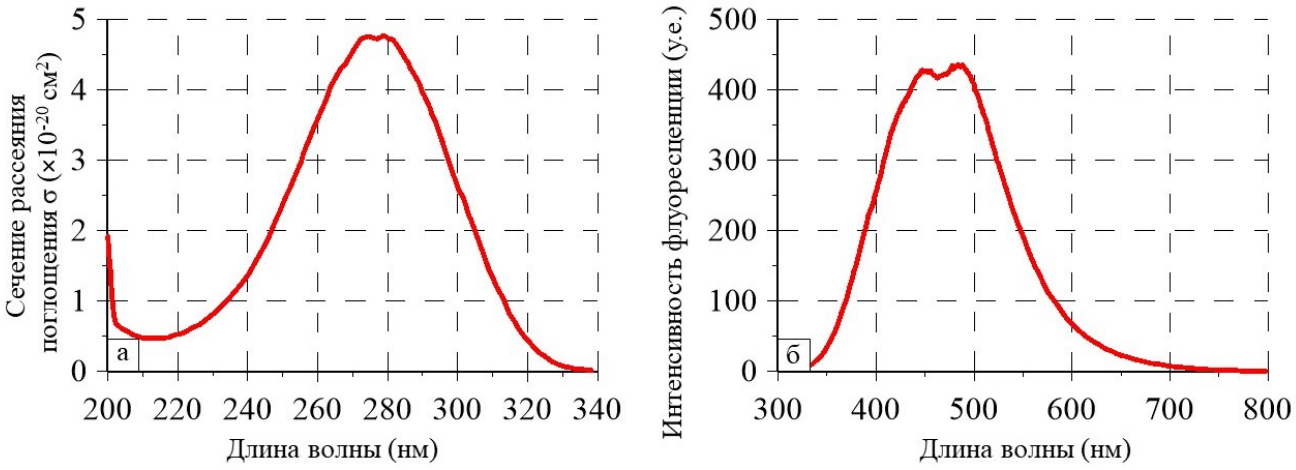

Рисунок 2.3. Пример спектров поглощения (а) и излучения (б) паров ацетона.

2.2.2 Молекулярные трассеры для ПЛИФ: реагирующие течения

Как отмечалось выше, метод ПЛИФ широко используется в исследованиях процессов горения, в том числе благодаря тому, что с его помощью исследователи могут проводить селективное возбуждение отдельных реагентов и интермедиатов образующихся в пламени в процессе горения. В данной работе, при исследовании процессов горения в предварительно перемешанных закрученных пламенах, метод ПЛИФ использовался для возбуждения флуоресценции гидроксильного радикала (OH) и формальдегида (HCHO). Интенсивность излучения флуоресценции гидроксильного радикала и формальдегида служит индикатором промежуточной химической реакции $HCHO+OH \rightarrow HCO+H_2O$, при которой происходит тепловыделение в результате окисления углеводородов до CO_2 ($CH_2O \rightarrow HCO \rightarrow CO \rightarrow CO_2$) в предварительно перемешанных углеводородных пламенах с избытком воздуха [95–97, 111, 112, 179].

Из всех интермедиатов, гидроксильный радикал является одним из наиболее часто используемых при изучении процессов горения. С одной стороны, он непосредственно участвует в химической реакции, с другой стороны, его спектроскопические свойства хорошо изучены [119, 127, 135]. Возбуждение флуоресценции OH в системе $A^2\Sigma^+–X^2\Pi$ колебательной полосы ($v' = 1 \leftarrow v'' = 0$) обеспечивает переходы с высокой интенсивностью сигнала, необходимого для оптической диагностики, и широко представлено в литературе [180–184].

Вследствие того, что формальдегид является многоатомной молекулой его спектр поглощения характеризуется наличием нескольких колебательных полос в ультрафиолетовой области 270-360 нм [185], обладающих вращательной структурой. Кроме того, известно, что геометрия молекулы изменяется при переходе в электронно-возбужденные состояния, при этом структура спектра поглощения становится ещё более сложной при повышении температуры за счет заселения верхних колебательных уровней [185]. Также происходит перекрывание плотного вращательного спектра с другими интермедиатами, образующимися в процессе горения [119, 135].

Существует множество схем возбуждения формальдегида для проведения ПЛИФ измерений: вблизи 353 нм [96], вблизи 339 нм [186], переходы вблизи так называемых "горячих полос" вблизи 370 нм [187]. Многие из этих схем обладают более высоким сечением поглощения, меньшим перекрытием спектральных линий, слабой зависимостью сигнала флуоресценции от температуры. Однако эти преимущества во многом нивелируются усложнением эксперимента, что вызвано необходимостью использования сложного оборудования для достижения необходимой длины волны лазерного излучения. В связи с этим наиболее перспективным является использование третьей гармоники Nd:YAG-лазера для возбуждение перехода вблизи 355 нм [185, 188]. В то время как третья гармоника затрагивает только слабые вращательные переходы, основное достоинство этого подхода заключается в простоте экспериментальной конфигурации измерительной системы и высокой энергии лазерного излучения (что частично компенсирует низкую интенсивность вращательного перехода).

Как было отмечено в первой главе, одновременное измерение пространственного распределения флуоресценции гидроксильного радикала и формальдегида позволяется идентифицировать область максимального тепловыделения, за счёт попиксельного перемножения полученных распределений. В качестве примера взаимного пересечения, на рисунке 2.4 приведены примеры профилей различных компонент, таких как радикалы OH, HCHO и CH и области тепловыделения, вдоль радиальной координаты.

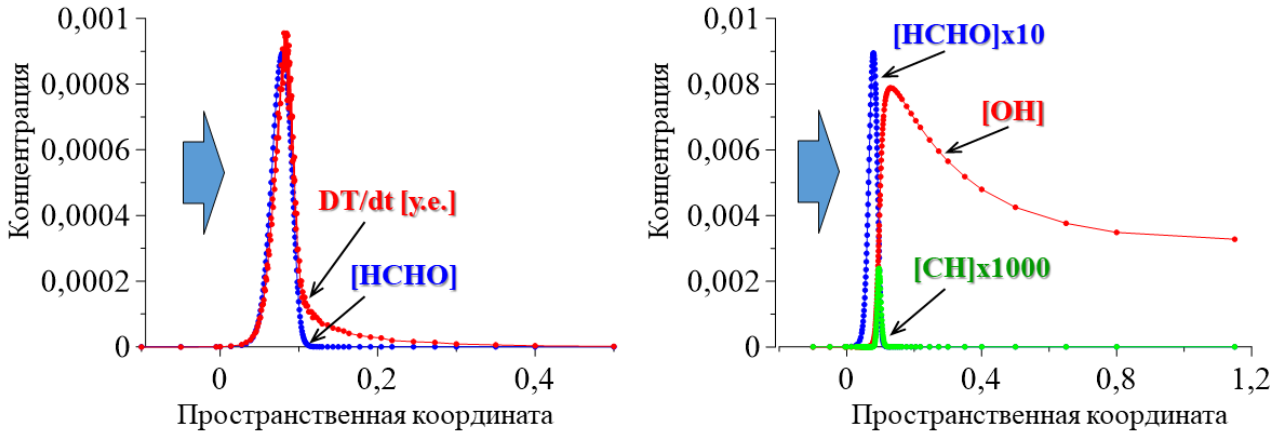

Рисунок 2.4. Сопоставление области тепловыделения и областей нахождения радикалов OH, HCHO и CH.

2.2.4 PIV трассеры

Из принципа работы метода PIV ясно, что этот метод основан на прямом определении двух фундаментальных величин скорости: длины и времени. С другой стороны, методика измерения является косвенной, поскольку определяет скорость движения частиц, а не скорость потока жидкости. Поэтому необходимо изучить гидромеханические свойства частиц, чтобы избежать значительных расхождений между движением жидкости и частиц. При применении PIV к жидким потокам проблемы подбора частиц с соответствующей плотностью обычно не столь существенны, и часто можно найти твёрдые частицы с подходящими гидромеханическими свойствами. Обычно их размер легко определить до введения в жидкость, и он не меняется впоследствии. Однако ранние применения PIV уже показали, что обеспечение качественного засева частиц в газовых потоках вызывает больше трудностей по сравнению с жидкостными потоками [189–193]. Проблемы аналогичны тем, с которыми сталкивается лазерная доплеровская анемометрия, из-за разницы плотностей газа и трассеров диаметр частиц должен быть очень мал, чтобы обеспечить точное отслеживание движения газовой среды. С другой стороны, диаметр частиц не должен быть слишком мал, поскольку необходимо также учитывать свойства рассеяния света. Таким образом, очевидно, что необходимо найти компромисс. Эта проблема подробно обсуждается в литературе [194–199].

В газовых потоках увеличенная разница в плотности между основной газовой средой и частицами может приводить к значительному отставанию скорости частиц. Вопросы безопасности также приобретают большую важность, поскольку экспериментаторы могут вдыхать засеянный воздух, например, в аэродинамических трубах с открытой измерительной секцией. Используемые частицы зачастую сложны в обращении: многие жидкие капли достаточно быстро испаряются, а твёрдые частицы трудно диспергировать, так как они склонны к агломерации. Очень часто частицы необходимо вводить в поток незадолго до того, как газовая среда поступает в измерительную секцию. Инжекция должна выполняться без существенного возмущения потока, но таким образом и в таком месте, чтобы обеспечить однородное распределение трассеров. Поскольку существующая турбулентность во многих экспериментальных установках недостаточно сильна для достаточного перемешивания газовой среды и частиц, подачу частиц приходится осуществлять через большое число отверстий.

Для большинства измерений методом PIV в воздушных потоках, например, в аэродинамических трубах, используются генераторы сопел Ласкина, конденсационные генераторы, генераторы дыма, монодисперсные частицы полистирола или латекса, инжектируемые с водно-этанольной смесью. В случаях, когда стабильность засевающего материала не может быть гарантирована из-за повышенных температур или реакционноспособной среды, применение засева на основе масляных камель и других горючих материалов становится невозможным. В таких ситуациях требуется применять засев потока на основе твёрдых частиц. Порошки оксидов металлов, такие как диоксид титана TiO_2, оксид алюминия Al_2O_3 и диоксид кремния SiO_2, особенно хорошо подходят для этой цели благодаря их химической инертности, высокой температуре плавления и относительно низкой стоимости. Контролируемое диспергирование указанных порошков представляет собой более сложную задачу по сравнению с диспергированием жидких материалов, поскольку порошки обладают выраженной склонностью к образованию агломератов, особенно при малых размерах зёрен в субмикронном диапазоне. В связи с этим, устройство для засева должно либо разрушать

агломераты, либо удалять их из аэрозоля до подачи в экспериментальную установку, например, посредством циклонного сепаратора [200, 201], диспергированием жидких суспензий с контролируемой кислотностью [202], генераторов частиц с псевдоожиженным слоем [203, 204]. Более детальное рассмотрение вопроса подбора частиц-трассеров, практических способах подачи их в исследуемый поток, различиях и особенностях при засеве потоков жидкости и газа можно найти в [140]. Как уже отмечалось выше, в данной работе при проведении измерений методом PIV в различных конфигурациях, в качестве трассеров использовались твёрдые частицы диоксида титана со средним размером порядка 0,5 мкм. Следует отметить, что исследование изменения скорости движения частиц при прохождении фронта метановоздушного пламени, связанное с изменением плотности газа, проведённое в работе [205], показывает, что частицы размером менее 2 мкм достаточно точно отслеживают течение во фронте пламени, с отставанием скорости частиц от скорости газового потока менее чем на 5 %.

2.3 Оборудование

Лазеры широко используются в PIV и ПЛИФ благодаря способности генерировать монохроматическое излучение с высокой плотностью, которое легко формируется в тонкие световые ножи для возбуждения флуоресценции и освещения частиц-трассеров без хроматических аберраций. В настоящее время наиболее распространены два типа цифровых камер - прибор с зарядовой связью (ПЗС) и комплементарная структура металл-оксид-полупроводник (КМОП). Обе технологии основаны на одинаковом принципе фиксации фотонов, однако извлечение сигнала из отдельных пикселей осуществляется по-разному [206]. Пиксель представляет собой структуру, состоящую из истока, стока и управляющего электрода (затвора). Фотоны, попадая на полупроводниковый материал, создают электронно-дырочные пары, которые удерживаются в пикселе благодаря электрическому полю, формируемому напряжением, приложенным к затвору. Современные приборы иллюминации и регистрации существенно расширили возможности двумерных и трехмерных измерений.

2.3.1 Твердотельные Nd: YAG-лазеры

Nd: YAG-лазеры - наиболее распространённые твердотельные лазеры для PIV и ПЛИФ, в которых пучок генерируется ионами Nd^{3+}. Ион Nd^{3+} может внедряться в различные матричные материалы. Для лазерных применений обычно используются кристаллы YAG (иттрий-алюминиевый гранат). Nd: YAG-лазеры обладают высоким усилением и хорошими механическими и термическими свойствами. Возбуждение достигается оптической накачкой в широких энергетических полосах и безызлучательными переходами в верхний лазерный уровень. Твердотельные материалы могут накачиваться белым светом благодаря расположению атомов в решётке. Периодическое расположение приводит к энергетическим полосам, образованным верхними уровнями отдельных атомов. Поэтому верхние энергетические уровни системы не дискретны, как у отдельных атомов, а непрерывны.

При стандартных рабочих температурах Nd: YAG-лазер испускает только сильнейшую длину волны 1064 нм, другими словами – основную. В режиме релаксации инверсная населённость возникает, как только достигается порог, зависящий от конструкции оптической полости. Таким образом, во время импульса накачки лампы-вспышки можно получить множество последовательных лазерных импульсов. Хотя модулятор добротности и позволяет генерировать более одного импульса из одного резонатора, лазеры для PIV, в основном, проектируются как двойные осцилляторные системы. Это позволяет регулировать временной интервал между двумя освещениями трассирующих частиц независимо от мощности импульса. Обычно, лазерный луч в таких системах имеет линейную поляризацию. Поскольку оптические свойства лазерной полости изменяются с температурой, хорошие и постоянные свойства пучка достигаются только при номинальных частотах повторения лазерных импульсов и напряжении лампы-вспышки.

Генератор второй гармоники – нелинейный кристалл, используемый для удвоения частоты излучения Nd: YAG-лазера. Простыми словами, он преобразует инфракрасный свет с длиной волны 1064 нм в видимый зелёный свет с длиной волны 532 нм, который чаще всего используется в PIV измерениях. Процесс удвоения частоты происходит только когда кристалл ориентирован так, что

направление распространения накачивающего пучка находится под специфическим углом к оси кристалла. Это условие известно, как фазовый синхронизм. Поэтому кристалл обычно может настраиваться по углу пользователем. Поскольку показатель преломления и, следовательно, фактический фазовый синхронизм изменяется с температурой, кристалл должен быть термостабилизирован для обеспечения постоянных коэффициентов преобразования.

Часто, с использованием нелинейных оптических кристаллов, излучение на основной длине волны 1064 нм преобразуется не только во вторую 532 нм, но и в третью и четвёртую гармоники (355 и 266 нм). Такое преобразование позволяет использовать Nd: YAG-лазеры непосредственно для возбуждения лазерно-индуцированной флуоресценции в различных молекулярных трассерах, например, формальдегида на длине волны 355 нм или ацетона на длине волны 266 нм. Другим распространённым применением Nd: YAG-лазеров является накачка флуоресцентных красителей в лазерах на органических красителях, позволяющая получать перестраиваемое по длине волны лазерное излучение.

2.3.2 Лазеры на красителях

Лазеры на красителях используют в качестве активной среды органические молекулы красителя, растворённые в органическом растворителе. Лазерные красители характеризуются широкими и непрерывными полосами поглощения и флуоресценции, что обусловлено наличием множества близкорасположенных энергетических уровней. Хотя возбуждение красителей возможно при помощи импульсных ламп, наибольшая эффективность достигается при накачке лазерным излучением, поскольку энергия в этом случае целенаправленно поглощается в диапазоне спектра поглощения красителя [207]. Лазерные красители охватывают практически весь видимый спектральный диапазон и частично заходят в ближнюю инфракрасную область. Во всех экспериментах, относящихся к данной работе, использовался лазер на красителе с раствором родамина 6Ж в этаноле, накачиваемый удвоенным по частоте излучением Nd: YAG-лазера. Излучение лазера на красителе настраивалось на длину волны ≈566 нм и далее удваивалось по

частоте с помощью нелинейного кристалла для возбуждения переходов радикала OH между энергетическими уровнями $A^2\Sigma^+$ ($v'' = 0$) → $X^2\Pi$ ($v' = 1$). Лазеры на красителях подвержены эффекту «перескакивания мод», при котором длина волны может изменяться от импульса к импульсу [208]. Это может служить существенным источником ошибки в количественных измерениях, так как спектральное совпадение между лазерной линией и полосой поглощения молекулы может смещаться в процессе регистрации данных.

В нашем случае для получения длины волны ≈283 нм необходимо, чтобы луч накачки с длиной волны 532 нм после прохода через усилительную ячейку был преобразован в ≈566 нм. После достижения этой длины волны он направляется в нелинейный оптический кристалл, где происходит удвоение частоты и преобразование в излучение с длиной волны ≈283 нм, однако исходная длина волны также выходит из кристалла. Это излучение необходимо отделить от основного сигнала, чтобы избежать повреждения оптических элементов, не предназначенных для работы с данной длиной волны, а также чтобы не допустить искажения результатов измерений. Для этого используются призмы Пеллина-Брока, в которых лучи с разными длинами волн преломляются под разными углами, как показано на рисунке 2.5. Там же изображён пироэлектрический делящий детектор. Непосредственно перед выходом пучка из системы он попадает на светоделитель, который направляет небольшую часть импульса на пироэлектрический детектор. Этот сигнал используется для фазовой синхронизации удваивающего кристалла с целевой длиной волны.

2.3.3 Оптические элементы для доставки лазерного излучения

Для доставки лазерного излучения в область измерения в экспериментах по PIV и ПЛИФ использовалась система оптических элементов, обеспечивающая маршрутизацию, разделение и формирование пучка. Эти элементы подбирались с учётом длин волн (от 266 нм до 532 нм) и типа лазеров (Nd: YAG и перестраиваемые на красителях). Все элементы монтировались на оптических столах с антивибрационной защитой, обеспечивая безопасность (лазерный класс 4) и

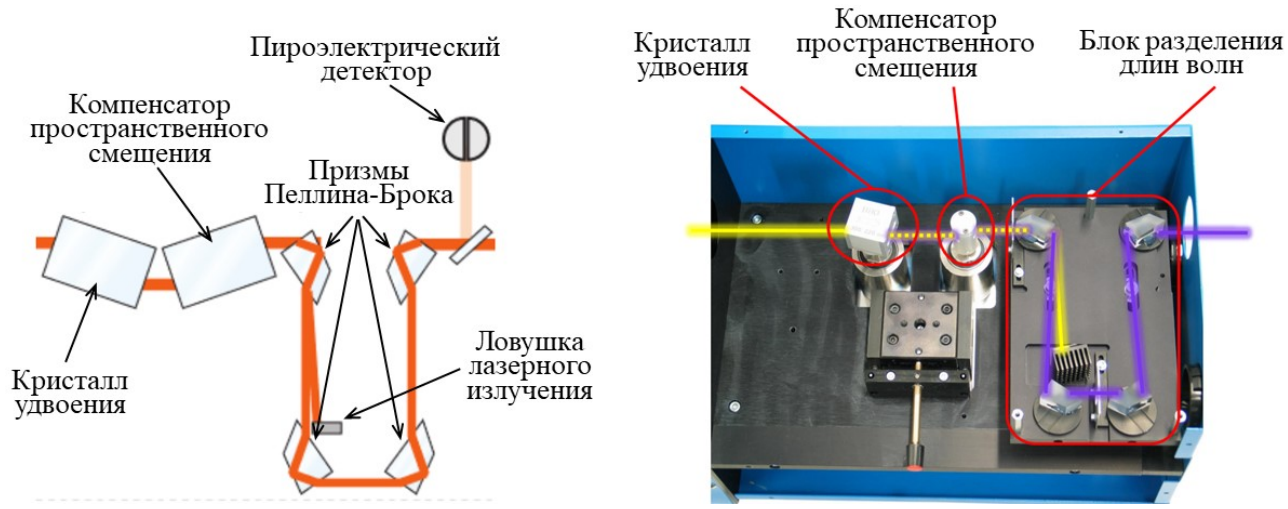

Рисунок 2.5. Схема (слева) и фотография (справа) оптической системы, основанной на призмах Пеллина-Брока, для разделения излучения с разными длинами волн.

интеграцию с системами мониторинга. Это позволяло доставлять излучение с энергией до 500 мДж без искажений, поддерживая высокую точность диагностики.

Зеркала с высоким коэффициентом отражения (>99 %) применялись для перенаправления пучка без существенных потерь. Для зелёного излучения (532 нм, вторая гармоника Nd: YAG-лазера) использовались диэлектрические зеркала с покрытием для видимого диапазона. Для УФ-излучения (355 нм - третья гармоника, 266 нм - четвёртая гармоника Nd: YAG-лазера) – зеркала с покрытием, устойчивым к УФ, минимизирующим поглощение и увеличивающим износостойкость покрытия. Они устанавливались на регулируемых держателях оптики для точной юстировки, обеспечивая низкий уровень рассеяния. Кварцевые призмы для УФ-диапазона, с антибликовым покрытием для снижения отражений, применялись для работы с излучением перестраиваемого лазера на красителях, когда длина волны не совпадала с гармониками Nd: YAG-лазера (например, ≈283 нм для возбуждения OH-радикала) и могла изменяться в диапазоне нескольких нанометров для возбуждения флуоресценции различных переходов исследуемого радикала. Они обеспечивали отклонение пучка для маршрутизации, с минимальными потерями на поглощение, переотражение и рассеяние.

Дихроичные зеркала служили для спектрального разделения гармоник

Nd: YAG-лазера. Они отражали одну длину волны и пропускали другие: например, отражение 1064 нм с пропусканием 532 нм, или отделение 355 нм от 266 нм. Это позволяло извлекать нужную гармонику без потерь, с эффективностью >95 %. Делители пучка использовались для разделения энергии лазерного импульса, например, на основной пучок для освещения потока и вспомогательный для контроля энергии лазерного излучения (1-5 % от энергии). Это пластинчатые или кубические элементы с покрытием, регулирующим коэффициент пропускания/отражения (например, 50/50 или 95/5). Они минимизировали искажения волнового фронта и были совместимы с высокими энергиями импульсов.

Во всех лазерных измерениях, проведённых в данной работе, использовалась оптика для формирования лазерного ножа. Для формирована расходящегося или коллимированного лазерного ножа из лазерного пучка применялись комбинации цилиндрических и сферических линз. Расширяющийся лазерный нож использовался в PIV-измерениях, поскольку позволяет зондировать более широкую область потока. Для ПЛИФ-измерений в данной работе применялся коллимированный лазерный нож. Это особенно важно, так как расширяющийся нож существенно усложняет коррекцию изменения энергии лазерного излучения вдоль направления распространения и требует повышенного внимания к подавлению паразитных отражений. Коллимированная конфигурация обеспечивает более простое выравнивание луча, удобную коррекцию и равномерное распределение мощности по сечению.

2.3.4 Контроль энергии импульсов лазерного излучения

Для контроля энергии и мощности излучения лазеров при проведении ПЛИФ-измерений использовались два прибора: Energy Monitor (LaVision GmbH) и LabMax-Top (Coherent Inc.). Эти устройства предназначены для точного измерения параметров непрерывного и импульсного лазерного излучения, что критично для калибровки источников и коррекции экспериментальных данных. Оба прибора предназначены для измерения и контроля мощности и энергии лазерного излучения в диапазоне длин волн от УФ (≈200) до ближнего ИК (включая основную гармонику

Nd: YAG-лазеров). Принцип действия чувствительных элементов датчиков основан на пироэлектрическом эффекте, лазерное излучение нагревает чувствительный элемент, генерируя электрический сигнал пропорционально энергии импульса. Электрический сигнал обрабатывается встроенной электроникой (АЦП, процессор), калибруется по длине волны, длительности импульса и режиму (мощность/энергия), после чего выводится на дисплей или передаётся в ПО.

2.3.5 Цифровые камеры и усилители изображения

В данной работе для регистрации рассеянного лазерного излучения на частицах трассерах использовались цифровые камеры с ПЗС-матрицей, в которых считывание изображения осуществляется путём последовательного сдвига накопленных зарядов вдоль одного измерения матрицы за счёт изменения потенциалов между соседними пикселями [209]. Подробный обзор принципов работы ПЗС и их особенностей при аналитических измерениях представлен в [210]. На каждом этапе считывания первая строка матрицы передаёт данные в регистр считывания, не чувствительный к свету, откуда зарядовые пакеты по одному поступают на преобразователь тока в напряжение.

Существуют модификации ПЗС, например, с межстрочным переносом или кадровым переносом, предназначенные для получения последовательных изображений с высокой временной разрешающей способностью. В таких матрицах часть пикселей экранируется, делая их нечувствительными к свету. Сначала формируется первое изображение, которое затем быстро переносится в закрытую область, после чего фиксируется второе изображение. Оба кадра затем считываются и восстанавливаются. Эта технология широко применяется в системах PIV. Основной недостаток ПЗС-матриц – относительно медленное считывание, что ограничивает их использование в измерениях с высокой частотой съемки.

В данной работе для регистрации сигнала флуоресценции от пассивной примеси в изотермической струе или от радикалов OH и HCHO в случае с горением использовалась комбинация цифровой камеры с ПЗС-матрицей и электронно-оптического преобразователя и усилителя (ЭОП) изображения, а также комбинация цифровой камеры с КМОП-матрицей и ЭОП. В последних преобразование заряда в

напряжение осуществляется непосредственно в каждом пикселе, а считывание происходит по строкам и столбцам. Это существенно ускоряет процесс считывания по сравнению с ПЗС, а также позволяет выбирать отдельные области изображения, повышая скорость регистрации. Ранее КМОП-сенсоры использовались реже в количественной визуализации из-за менее однородной чувствительности пикселей. Однако с развитием активных пикселей, обеспечивающих локальное усиление сигнала и коррекцию отклика, их характеристики значительно улучшились [211]. Часть площади пикселя КМОП-сенсоров занята управляющей электроникой, что снижает долю фоточувствительной поверхности. Несмотря на меньшую чувствительность в условиях слабого освещения, КМОП-матрицы обеспечивают низкий уровень шумов считывания и тепловых шумов за счёт сокращённого времени хранения сигнала до оцифровки.

Электронно-оптический усилитель и преобразователь изображения – это электронное устройство, преобразующее фотоны в электроны, многократно усиливающее их и возвращающее обратно в фотонную форму для регистрации. Подробное описание его принципа действия приведено в [212]. Фотоны, попадая на фотокатод, вызывают выброс электронов, которые под действием электрического поля направляются в микроканальную пластину, находящуюся под более низким потенциалом. Там происходит каскадное умножение вторичных электронов при их соударении со стенками каналов. Затем электроны попадают на люминофорную пластину, преобразующую их обратно в фотоны. Последние передаются на сенсор с помощью волоконно-оптического пучка или линз. Принципиальная схема электронно-оптического преобразователя и усилителя изображения приведена на рисунке 2.6. Основная функция усилителя изображения – повышение интенсивности фотонного сигнала. Дополнительным преимуществом является возможность временной модуляции, за счёт выбора короткой экспозиции кадра с помощью электронного затвора, позволяющей снизить уровень шумов. При выборе соответствующего усилителя диапазон чувствительности системы может быть расширен до ультрафиолетовой области, что особенно важно для регистрации быстро протекающих процессов с минимизацией пространственного размытия изображения.

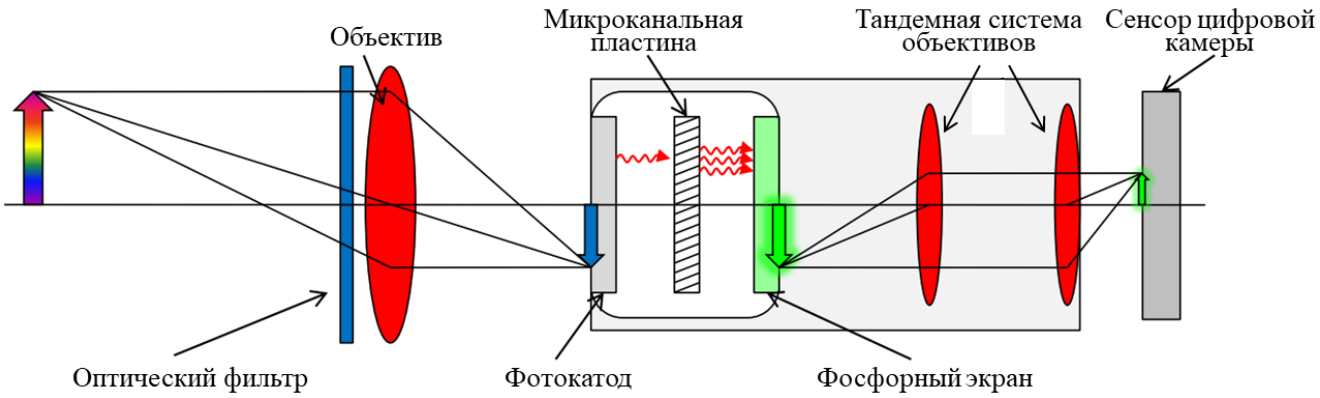

Рисунок 2.6. Принципиальная схема электронно-оптического преобразователя и усилителя изображения.

2.3.6 Оптические фильтры

Оптические фильтры, установленные между исследуемым объектом и устройством регистрации сигнала, используются для избирательного пропускания или подавления определенной длины волны или диапазона длин волн. Например, в данной работе для уменьшения влияние фонового излучения при регистрации рассеяния лазерного излучения на частицах-трассерах были использованы полосовые интерференционные фильтры особенностью которых является пропускание части спектра, подавляя при этом все остальные длины волн. При регистрации сигнала флуоресценции, для того чтобы с одной стороны подавить переотражённое лазерное излучение, а с другой стороны зарегистрировать только необходимую часть спектра флуоресценции была использована комбинация соответствующих полосовых интерференционных фильтров с заградительными фильтрами, которые в свою очередь подавляют определённую часть спектра (часто с максимумом пика подавления на длине волны лазерного излучения), пропуская при этом все остальные длины волн. В некоторых случаях, при регистрации сигнала флуоресценции допустимо использовать комбинацию заградительного и порогового фильтров (пропускающими длины волн, которые либо больше, либо короче, чем пороговая длина волны). Однако, следует учитывать, что интенсивность фонового сигнала и других паразитных засветок в этом случае будет выше, так как ширина диапазона

длин волн пропускания у пороговых фильтров, обычно значительно шире, чем у полосовых фильтров. Так же следует обратить внимание, что оптические фильтры, в частности пороговые, чувствительны к углу пропускания, поэтому следует проявлять осторожность при их интеграции в оптическую систему в случае установки цифровых камер под углом относительно нормали к измерительной плоскости.

2.3.7 Синхронизация измерительного оборудования по времени

Для синхронизации работы аппаратных устройств, связанных с PIV системой, в эксперименте использовался синхронизирующий процессор ПОЛИС. Процессор задаёт количество и частоту измерений, выдаёт управляющие TTL-сигналы, запускает систему от внешнего события и т.д. Синхронизирующий процессор представляет собой программируемый таймер с несколькими выходными линиями стандартного TTL-сигнала (цифровой сигнал, основанный на технологии транзисторно-транзисторной логики (TTL)). Дополнительно, для синхронизации работы аппаратных устройств, связанных с ПЛИФ системами, в работе использовался PTU (Programmable Timing Unit) производства LaVision. Более того, для обеспечения синхронизации между синхронизирующим процессором ПОЛИС, PTU и дополнительным оборудованием, использовался восьмиканальный генератор задержек/импульсов BNC 575 (Berkeley Nucleonics Corporation).

2.4 Оптические измерительные системы

2.4.1 Исследование турбулентных изотермических закрученных струй

На рисунке 2.7 показана фотография измерительной PIV/ПЛИФ системы. Левый кадр показывает организацию доставки лазерного излучения в исследуемую область, а правый демонстрирует систему регистрации полей скорости и концентрации пассивной примеси. Дополнительно, на рисунке 2.8 приведена схема измерительной системы. Вторая гармоника (532 нм) двойного импульсного Nd: YAG-лазера (Quantel, EverGreen) была использована для освещения частиц трассеров на основании смещения которых были измерены мгновенные поля скорости. Лазерный луч, системой сферических и цилиндрических линз,

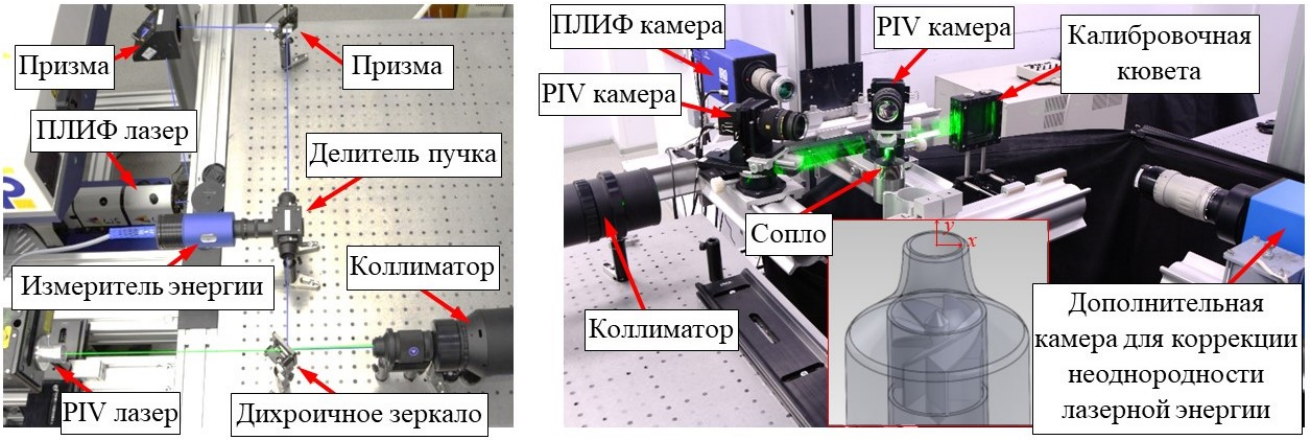

Рисунок 2.7. Фотографии измерительной PIV/ПЛИФ системы.

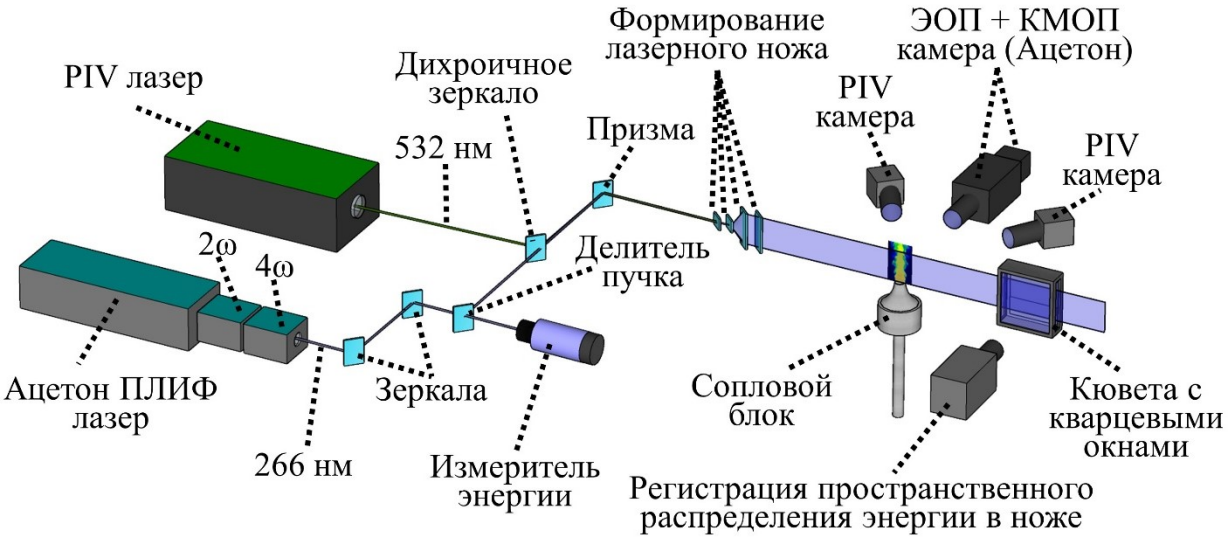

Рисунок 2.8. Схема расположения измерительного оборудования вокруг объекта исследования.

расположенной в коллиматоре, был преобразован в коллимированный лазерный нож шириной 50 мм и толщиной менее 1 мм. В среднем энергия каждого лазерного импульса в измерительной области составляла 53 мДж (использовался измеритель энергии лазерного излучения LabMax-Top).

Регистрация трассерных изображений осуществлялась с использованием пары ПЗС-камер (Bobcat ImperX IGV-B2020) работающих с разрешением 2048×2048 пикселей. Камеры были оснащены объективами SIGMA AF 50 mm (f#2,8 EX DG Macro), на которые устанавливались узкополосные оптические фильтры (532 ± 10 нм). Объектив одевался на камеру через специальный

переходник, который обеспечивал коррекцию Шаймпфлюга, необходимую для совмещения плоскости наилучшей фокусировки с плоскостью лазерного ножа. Синхронизация по времени лазера и цифровых камер осуществлялась с использованием TTL-импульсов.

Для обработки PIV изображений было использовано разработанное в Институте Теплофизики программное обеспечение под названием «ActualFlow». На первом этапе обработке из мгновенных изображений вычитался фоновый сигнал, который был рассчитан следующим образом: яркость в каждом пикселе изображения усреднялась по всей серии изображений. Локальное смещение частиц-трассеров вычислялось с использованием итерационного кросскорреляционного алгоритма с нецелым смещением и деформацией окон опроса между итерациями [143]. После четырёх итераций размер окна опроса был уменьшен с 64×64 до 32×32 пикселей. Соседние окна опроса смещались с перекрытием 50 %. Валидация векторов скорости осуществлялась по отношению сигнал-шум (для первого и второго максимумов кросскорреляционной функции). По аналогии с подходом предложенным [146], вектор скорости не рассчитывался в окнах опроса с числом частиц-трассеров меньше 5.

Четвертая гармоника (266 нм) импульсного Nd: YAG-лазера (Quantel, Brilliant B) была использована для возбуждения флуоресценции паров ацетона в исследуемом потоке. С использованием делителя пучка, небольшая часть лазерного излучения (около 5 %) направлялась в измеритель энергии лазерного излучения (LaVision). Данные полученные измерителем энергии использовались для коррекции неравномерного распределения энергии между лазерными импульсами. Энергия лазерного излучения, на длине волны 266 нм составляла порядка 60 мДж. Пространственное совмещение лазерных лучей PIV и ПЛИФ лазеров, осуществлялось с использованием дихроичного зеркала, расположенного перед коллиматором. Зеркало пропускало лазерное излучение на длине волны 532 нм и отражало, под углом 90 градусов, на длине волны 266 нм. Лазерное излучение, используемое для возбуждения флуоресценции паров ацетона, так же разворачивалось в коллимированный нож высотой 50 мм и толщиной менее 1 мм.

Регистрация сигнала флуоресценции паров ацетона осуществлялась с использование электронно-оптического преобразователя и усилителя (LaVision IRO), с квантовой эффективностью порядка 25 % в диапазоне длин волн от 280 до 350 нм. На усилитель изображений был установлен кварцевый объектив с фокусным расстоянием 100 мм и минимальным числом диафрагмы 2.8 (LaVision UV-lens). Регистрация преобразованного и усиленного сигнала осуществлялась 16 битной КМОП-камерой с разрешением 2560 × 2160 пикселей (LaVision Imager). Для уменьшения вклада нежелательных переотражений PIV и ПЛИФ лазеров в регистрируемый сигнал, на кварцевый объектив устанавливался оптический фильтр, с полосой пропускания от 300 до 500 нм. Распределение энергии по лазерному лучу также было неоднородным. Дополнительная интенсифицированная ПЗС-камера (PCO DicamPro) с аналогичным кварцевым объективом и оптическим фильтром, использовалась для регистрации пространственного распределения энергии лазерного ножа в каждом импульсе. Для этого, лазерный нож проходил через специальную кювету, оптический доступ в которую обеспечивался окнами, изготовленными из кварцевого стекла, наполненную равномерной концентрацией паров ацетона при постоянной температуре. Схема синхронизации по времени импульсов лазеров и экспозиций камер приведена на рисунке 2.9.

Оценка оптического разрешения измерительной системы регистрирующий сигнал флуоресценции оценивалась на основе подхода, предложенного в работе [213], и представлена на рисунке 2.10. На пути распространения лазерного ножа, перед измерительной областью, устанавливалось лезвие от бритвы толщиной 100 мкм, которое затеняло часть лазерного ножа. После этого проводилась регистрация 200 мгновенных изображений сигнала флуоресценции паров ацетона с их последующим усреднением по времени. В результате на изображении наблюдаются две области: в одной из них присутствует сигнал флуоресценции от лазерного ножа, в другой наблюдается только фоновый сигнал. На основании вертикального профиля интенсивности сигнала построенного на оси сопла по ширине области перехода между тенью и сигналом, было установлено, что оптическое разрешение измерительной системы равно 15 пикселям.

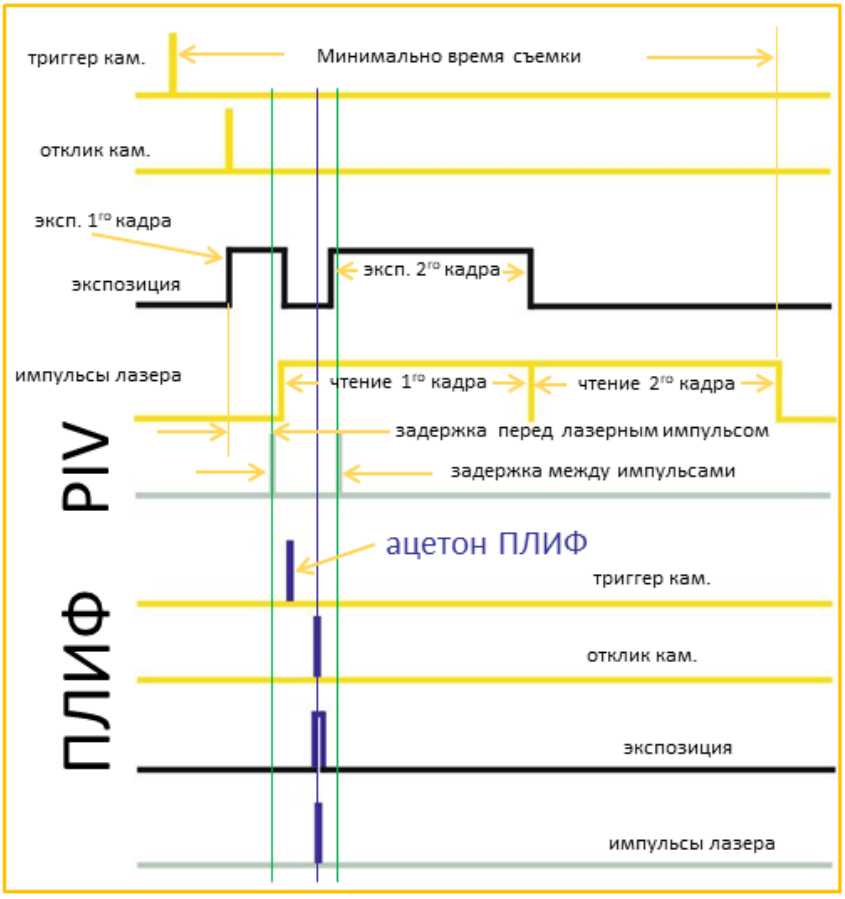

Рисунок 2.9. Синхронизация по времени PIV и ПЛИФ систем.

Согласно подходу, описанному в 1.3.3, на первом этапе обработки ПЛИФ данных, из каждого пикселя исходного ПЛИФ изображения, вычитался осреднённый по времени фоновый сигнал оптической системы и проводилась коррекция виньетирования и чувствительности сенсора матрицы камеры. Пример мгновенного исходного ПЛИФ изображения и соответствующего ему среднего изображения фона представлен на рисунке 2.11. Затем, на основе информации полученной измерителем энергии лазерного излучения и пространственного распределения энергии в лазерном ноже зарегистрированного в кювете, проводилась коррекция энергии лазерного излучения. Из изображений лазерного ножа вычитался фон, выполнялась коррекция виньетирования, проводилось осреднение по времени и выполнялась коррекция поглощения. Пример пространственного распределения энергии в лазерном ноже и изображение концентрации в струе после процедуры обработки представлен на рисунке 2.12.

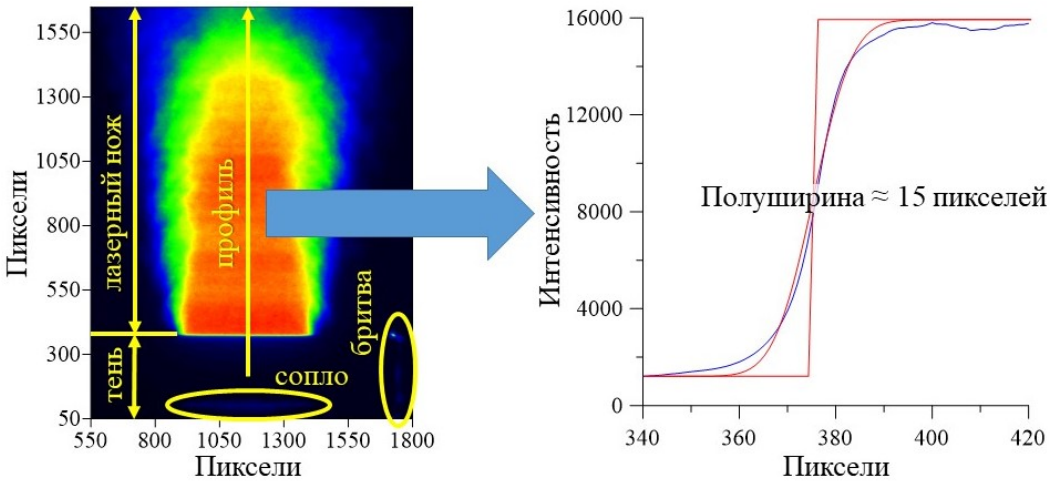

Рисунок 2.10. Оценка пространственного разрешения измерительной системы.

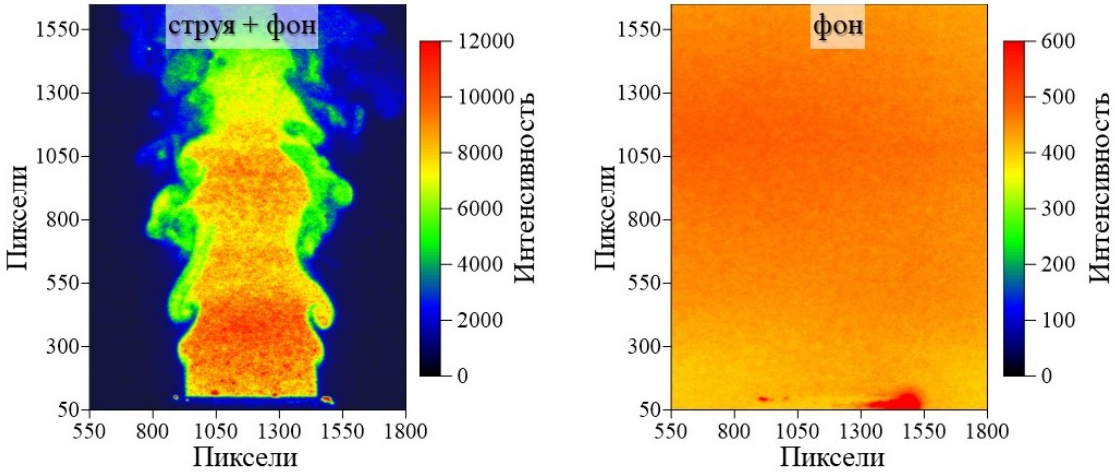

Рисунок 2.11. Исходное мгновенное ПЛИФ изображение (а) и осредненный во времени фоновый сигнал (б).

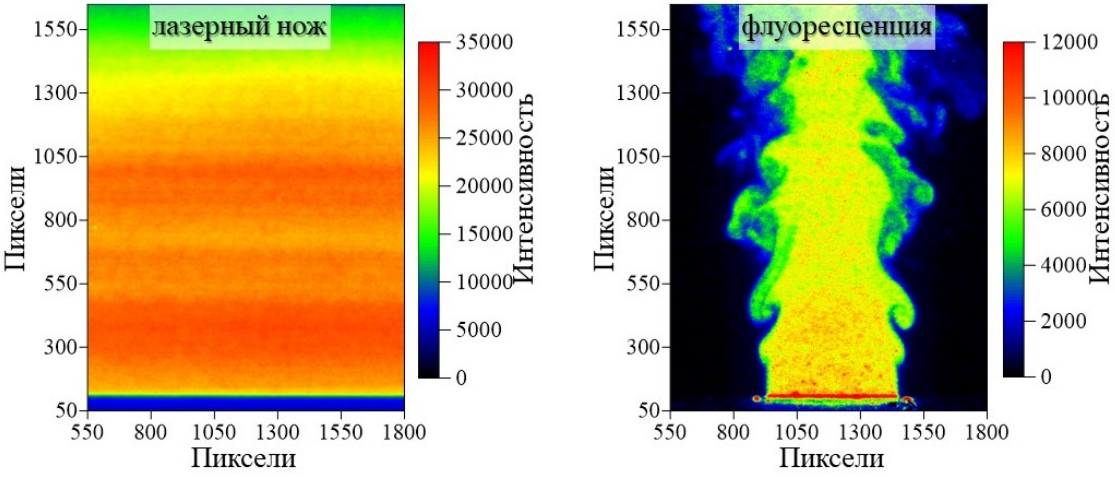

Рисунок 2.12. Пространственное изображение лазерного ножа в кювете (а) и распределение концентрации в струе после процедуры коррекции (б).

Для пространственного сведения PIV и ПЛИФ камер и вычисления трехкомпонентного поля скорости на основе двухкомпонентных полей скорости, зарегистрированных PIV-камерами, в область измерений помещалась калибровочная мишень. Фотографии калибровочной мишени с каждой камеры и соответствующие им мгновенные распределения частиц-трассеров и флуоресценции паров ацетона приведены на рисунке 2.13. Размер калибровочной мишени составлял 100×100 мм, размер центрального маркера 2 мм, остальных маркеров 1 мм, а расстояние между центрами маркеров 2 мм. Пространственная калибровка осуществлялась с использованием полиномиального преобразования третьего порядка для каждой камеры. Для этого, регистрация плоскости калибровочной мишени проводилась для 5 разных расстояний между камерами и калибровочной мишенью по нормали, с шагом между положениями равным 0,5 мм. Применялся алгоритм коррекции рассогласования между лазерным ножом и плоскостью калибровочной мишени [148]. В результате, несоответствие между фактическим положением маркеров мишени и их координат в полученной калибровочной модели было меньше одного пикселя.

Исходное пространственное разрешение PIV-системы составляло 29,9 пикселей на миллиметр, а ПЛИФ системы 35 пикселей на миллиметр. Пространственное разрешение окончательного размера области опроса PIV-системы составляло 0,96 мм, с шагом сетки 0,48 мм. ПЛИФ изображение подгонялось к сетке PIV-данных, с пространственным осреднением по ячейкам с учётом перекрытия областей опроса. Для вычисления средних полей скорости и концентрации, пульсаций скорости и концентраций, корреляций скорости и концентраций и проведения POD-анализа, для каждого исследуемого режима течения было зарегистрировано 2500 мгновенных PIV/ПЛИФ-изображений. Для обработки ПЛИФ-данных, использовались специальные программы написанные на языке программирования Python, которые позволяли пакетно (то есть, например, для всей серии изображений одного режима) применять процедуры вычета фонового сигнала, коррекции энергии лазерного излучения, энергии лазерных импульсов, поглощения и неравномерной чувствительности матрицы камеры.

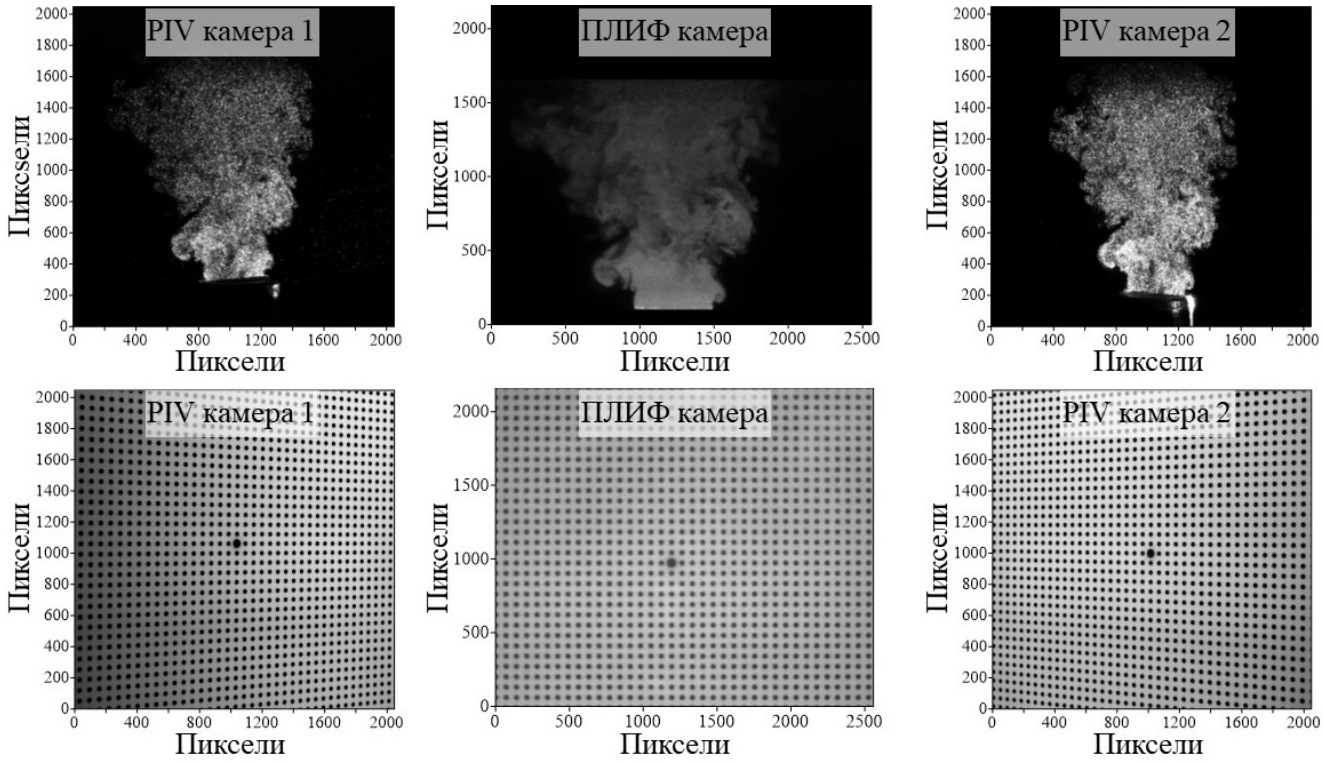

Рисунок 2.13. Изображения с каждой камеры измерительной PIV/ПЛИФ-системы. Сверху: мгновенные распределения частиц-трассеров и флуоресценции ацетона. Снизу фотографии калибровочной мишени.

2.4.2 Исследование турбулентных закрученных пламён

Исследования турбулентных закрученных пламен были проведены при использовании PIV в стереоскопической конфигурации совместно с OH ПЛИФ и HCHO ПЛИФ. Фотография экспериментальной установки показана на рисунке 2.14. Для более наглядного представления о расположении оборудования вокруг объекта исследования дополнительно приведена схема экспериментальной системы на рисунке 2.15. Использовалась аналогичная PIV-система, как и для случая без горения. Для возбуждения флуоресценции гидроксильного радикала использовался перестраиваемый импульсный лазер на красителе (Sirah, PrecisionScan). Перестраиваемый лазер накачивался второй гармоникой импульсного Nd: YAG-лазера (Spectra-Physics, QuantaRay) с энергией 1 Дж в импульсе длительностью 8 нс на длине волны 532 нм. Средняя энергия каждого импульса перестраиваемого лазера на красителе составляла порядка 10 мДж в диапазоне длин волн от 282 нм до 286 нм.

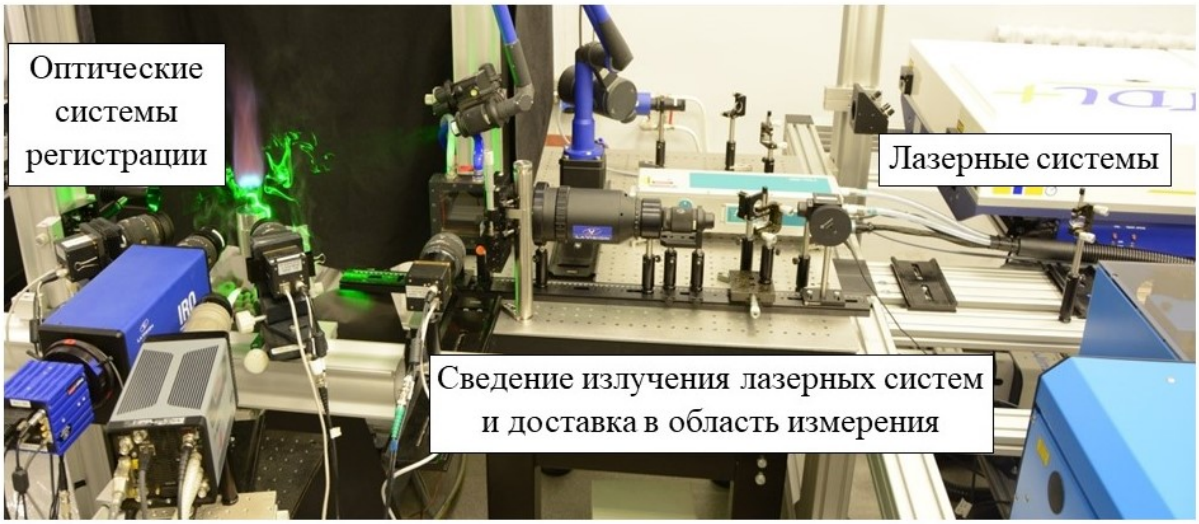

Рисунок 2.14. Фотография горелочного стенда и измерительного оборудования.

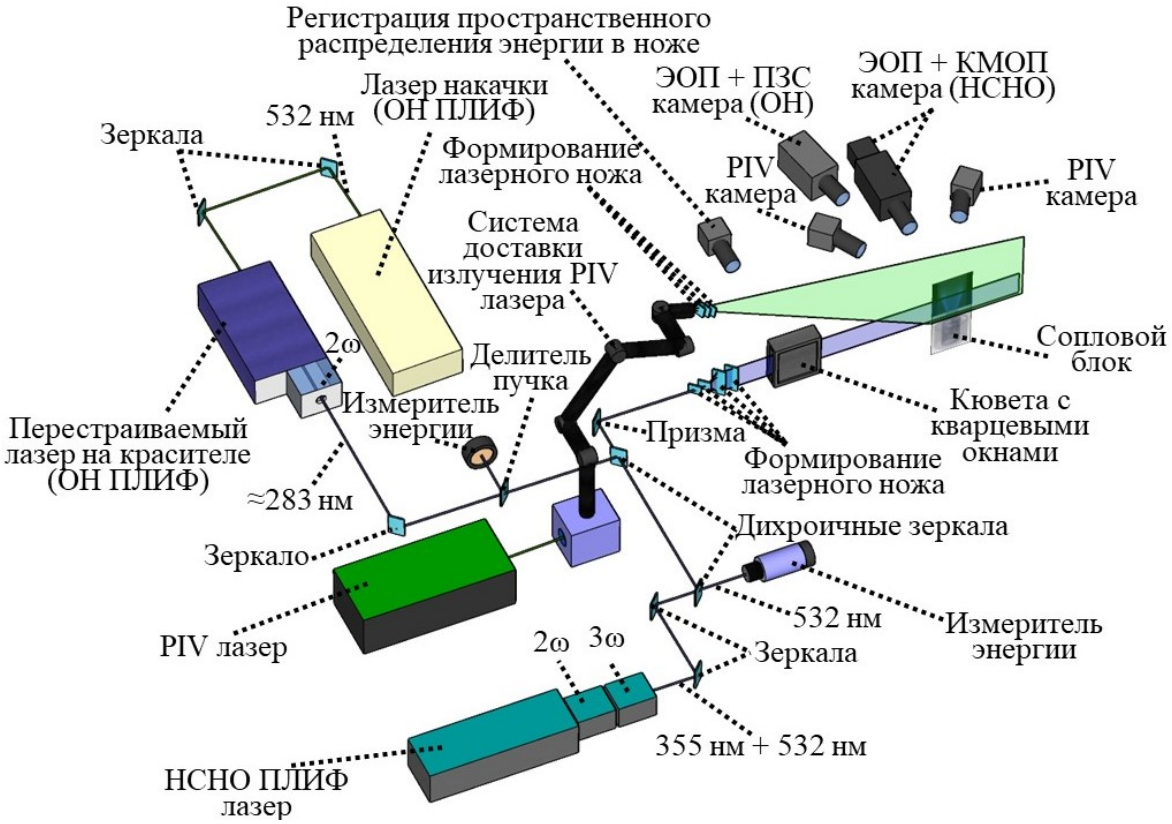

Рисунок 2.15. Схема расположения измерительного оборудования.

С использованием делителя пучка 5 % лазерного излучения направлялось в измеритель энергии. При исследовании гидроксильного радикала возбуждали переход $Q_1(8)$ системы $A^2\Sigma^+–X^2\Pi$ (1–0). Для того чтобы быть уверенными в корректном задании длины волны возбуждения перестраиваемым лазером на

красителе, была проведена регистрация спектра возбуждения флуоресценции OH в диапазоне длин волн 282-284 нм и выполнено его сравнение со спектром возбуждение промоделированным с использование программного пакета LifBase [214].

Для возбуждения флуоресценции HCHO (4^1_0-перехода A-X системы) использовалось излучение третьей гармоники (355 нм) импульсного Nd: YAG-лазера (Quantel, Brilliant B) с энергией 45 мДж в импульсе длительностью приближенно 9 нс на длине волны 355 нм. Для обоих ПЛИФ-систем, среднеквадратичное отклонение энергии между лазерными импульсами не превышало 5 %. Сведение лазерных лучей двух ПЛИФ-систем осуществлялось с использованием дихроичного зеркала. После сведения, лазерное излучение направлялось в кварцевый коллиматор и на выходе из него преобразовывалось в лазерный нож высотой 50 мм и толщиной менее 1 мм.

Сигнал флуоресценции гидроксильного радикала регистрировалась с использованием интенсифицированной ПЗС-камеры (Princeton instruments PI MAX-4, 16-битные изображения с разрешением 1024×1024 пикселей) с фотокатодом второго поколения с квантовой эффективностью порядка 25 % в диапазоне длин волн 300-320 нм, на которую был установлен кварцевый объектив (100 мм, f# = 2,8), с оптическим фильтром пропускающем в спектральной полосе 300-320 нм. Сигнал флуоресценции формальдегида регистрировалась с использованием усилителя изображения (LaVision IRO, мультищелочной фотокатод S20, обеспечивающий квантовую эффективность порядка 25 % для излучения, регистрируемого в ультрафиолетовой области спектра) сопряжённого с цифровой КМОП-камерой (LaVision Imager, 16-битные изображения с разрешением 2560×2160 пикселей). На усилитель был установлен объектив Sigma (AF 50 мм, f# = 2,8, EX DG Macro) на котором был использован оптический фильтр LaVision для HCHO ПЛИФ. Обе ПЛИФ-системы регистрации изображений работали с экспозицией 200 нс. Следует заметить, что в процессе проведения эксперимента, использовалась дополнительная ПЗС-камера (ImperX IGV-B2020, с разрешением 16 мегапикселей), которая регистрировала пространственное распределение энергии лазерных ножей ПЛИФ-систем для каждого импульса, проходящих через кювету с кварцевыми окнами,

расположенную перед измерительной областью основных систем регистрации, через которую осуществлялась циркуляция раствора воды с флуоресцентным красителем родамином 6Ж, с равномерной концентрацией. Оценка оптического разрешения измерительных систем регистрирующий сигнал флуоресценции OH и HCHO, как и в случае измерения концентрации пассивной примеси, оценивалась на основе подхода, предложенного в работе [213], по ширине перехода между областью с тенью от лезвия бритвы и области с присутствием лазерного ножа.

Работа PIV-системы и двух ПЛИФ-систем была синхронизирована с использованием нескольких программируемых генераторов TTL-сигналов. Частота регистрации объединенной системы составляла 1,5 Гц. Регистрация флюоресценции (с длительностью экспозиции 200 нс) осуществлялась в интервале между первым и вторым импульсами, генерируемыми PIV-лазерами (время задержки после подачи импульса первого PIV-лазера составляло 10 мкс для HCHO и 20 мкс для OH). Схема синхронизации по времени PIV и ПЛИФ-систем представлена на рисунке 2.16. Лазерный луч PIV-системы преобразовывался в расходящийся лазерный нож (толщиной менее 1 мм в области измерения). Проверка сведения лазеров трех систем в единую плоскость осуществлялась с помощью листа фотобумаги, закрепленного в области измерений.

Для организации ламинарного пламени Бунзена, из соплового блока извлекался завихритель и устанавливались перфорированные пластины. Число Рейнольдса в этом случае равнялось 1500, а эквивалентное отношение топлива и окислителя составляло Ф = 0,9, фотография пламени представлена на рисунке 2.16. На примере изображений, полученных при горение ламинарного пламени, будут показаны основные этапы обработки ПЛИФ-данных. Так же, ламинарное пламя было использовано для исследования влияния пространственного разрешения ПЛИФ-изображений после пространственного осреднения по размерам ячеек полей скорости, на точность измерения сигнала OH, HCHO и результата их перемножения.

Для пространственного сведения PIV и двух ПЛИФ-систем и вычисления трехкомпонентного поля скорости на основе двухкомпонентных полей скорости, зарегистрированных PIV-камерами, в область измерений помещалась калибровочная

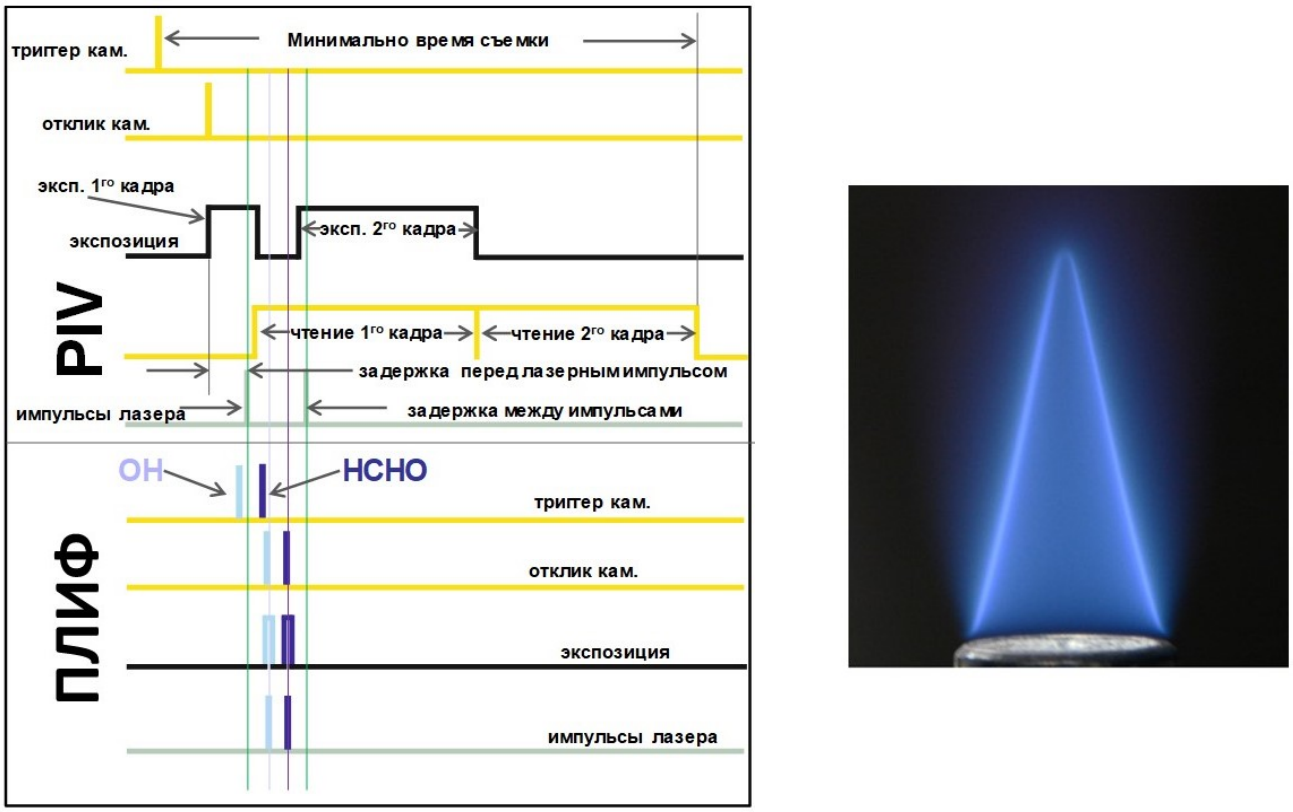

Рисунок 2.16. Слева: синхронизация по времени PIV и ПЛИФ-систем. Справа: фотография ламинарного пламени Бунзена при Re = 1500 и Ф = 0,9.

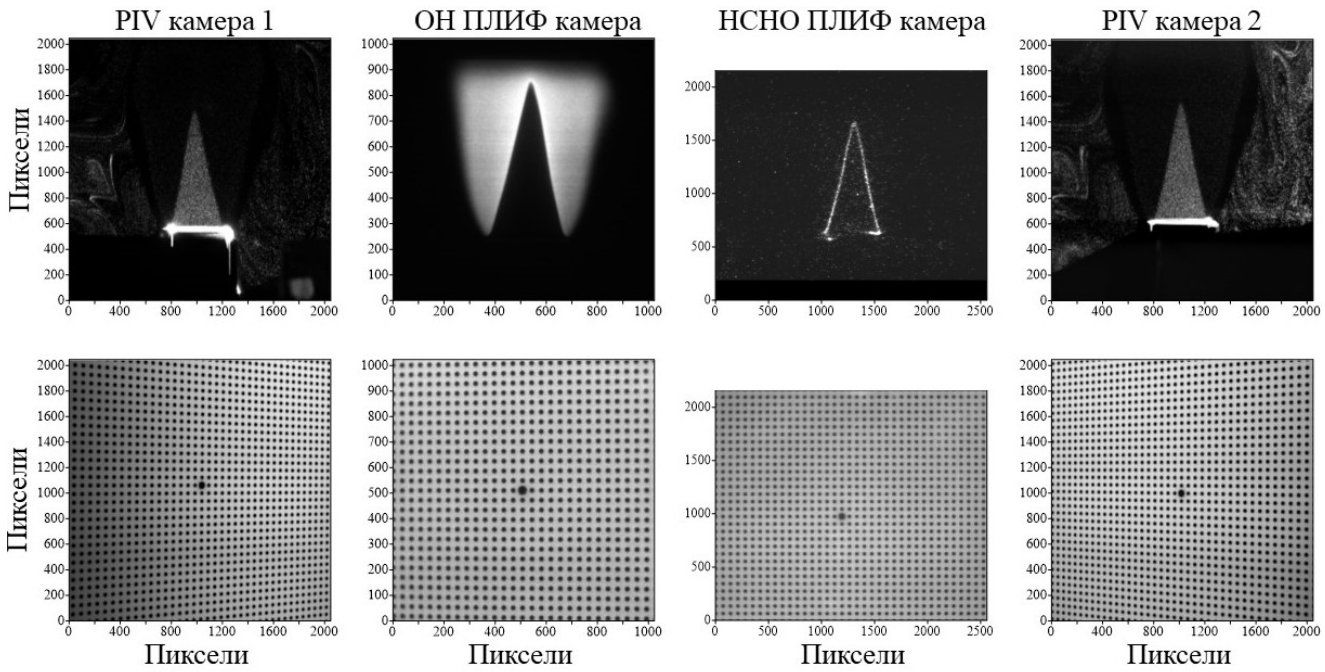

Рисунок 2.17. Изображения с каждой камеры измерительной PIV/ПЛИФ-системы. Сверху: мгновенные распределения PIV-трассеров и флуоресценции OH и HCHO. Снизу фотографии калибровочной мишени.

мишень аналогичная исследованиям в изотермической струе. Пример исходных изображений трех оптических систем, состоящих из четырёх камер, при исследовании тестового объекта (ламинарное пламя Бунзена) и соответствующих изображений калибровочной мишени представлены на рисунке 2.17.

Пространственное разрешение PIV-камер составляло 35,7 пикселя на миллиметр, пространственное разрешение OH ПЛИФ-камеры составляло 18,6 пикселя на миллиметр, а пространственное разрешение HCHO ПЛИФ-камеры составляло 32,4 пикселя на миллиметр. После стереоскопической реконструкции пространственное разрешение трёхкомпонентного поля скорости составляло 0,57 миллиметров на вектор, с шагом сетки равным 0,285 мм. ПЛИФ-изображения преобразовывались в такую же пространственную сетку.

Пример исходного сигнала флуоресценции и сигнала, полученного после применения всех процедур коррекции, а также примеры изображений фона и пространственного распределения энергии в лазерном ноже для OH ПЛИФ и HCHO ПЛИФ-систем продемонстрированно на рисунках 2.18-2.21. Обработка зарегистрированного сигнала флуоресценции гидроксильного радикала и формальдегида, направленная на уменьшение вклада систематических и случайных ошибок, принципиально не отличается от подхода, описанного в разделе 1.3.3 и рассмотренного при обсуждении обработки сигнала флуоресценции пассивной примеси паров ацетона в изотермической струе. Для обоих интермедиатов были применены такие процедуры как: вычет фонового сигнала, коррекция виньетирования оптической системы и чувствительности сенсора матрицы камеры, коррекция пространственного распределения энергии в лазерном ноже и энергии между импульсами лазера. На рисунке 2.20 б красной линией показан результат работы алгоритма по обнаружению границ объектов на изображении по интенсивности градиента яркости между пикселями [215]. Этот дополнительный алгоритм использовался для удаления отдельных ярких точек присутствующих на изображениях флуоресценции формальдегида, которые предположительно вызваны флуоресценцией частиц-трассеров TiO_2, засеянных в поток для проведения PIV-измерений, при освещении УФ-лазером [216].

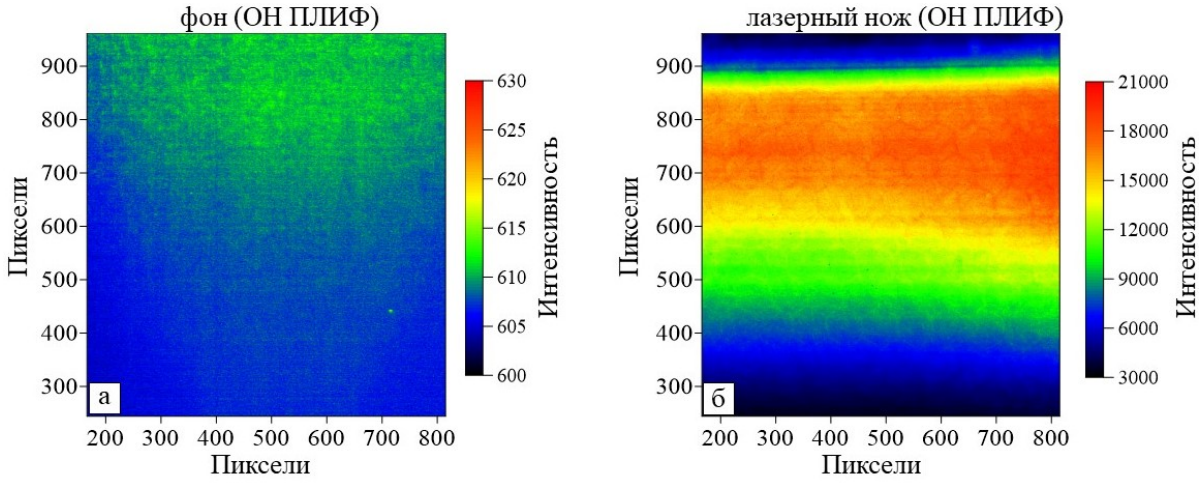

Рисунок 2.18. Пример осреднённого изображения фона (а) и пространственного распределения энергии в лазерном ноже (б) ОН ПЛИФ-системы.

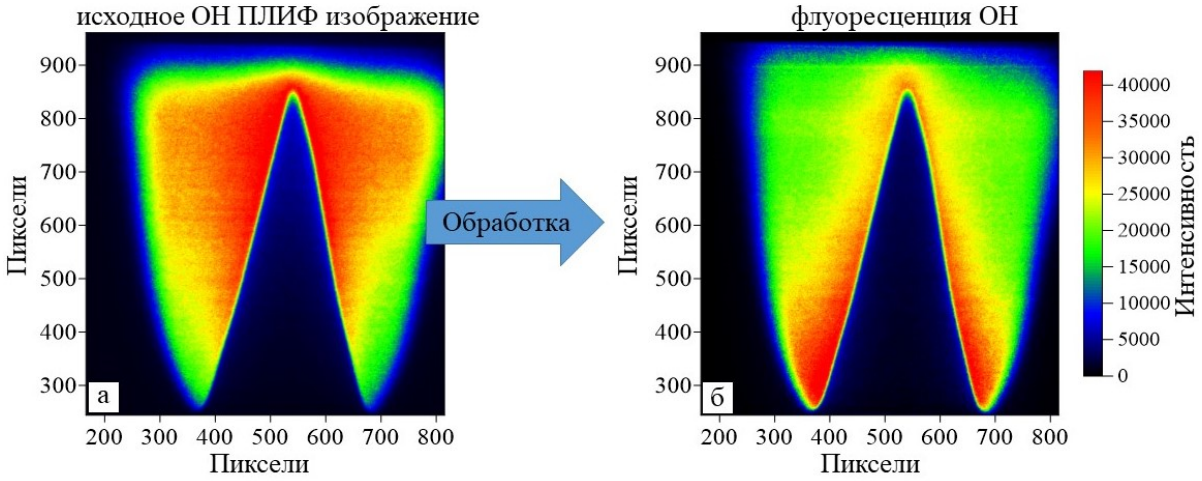

Рисунок 2.19. Пример исходного сигнал ОН ПЛИФ (а) и обработанный сигнал (б).

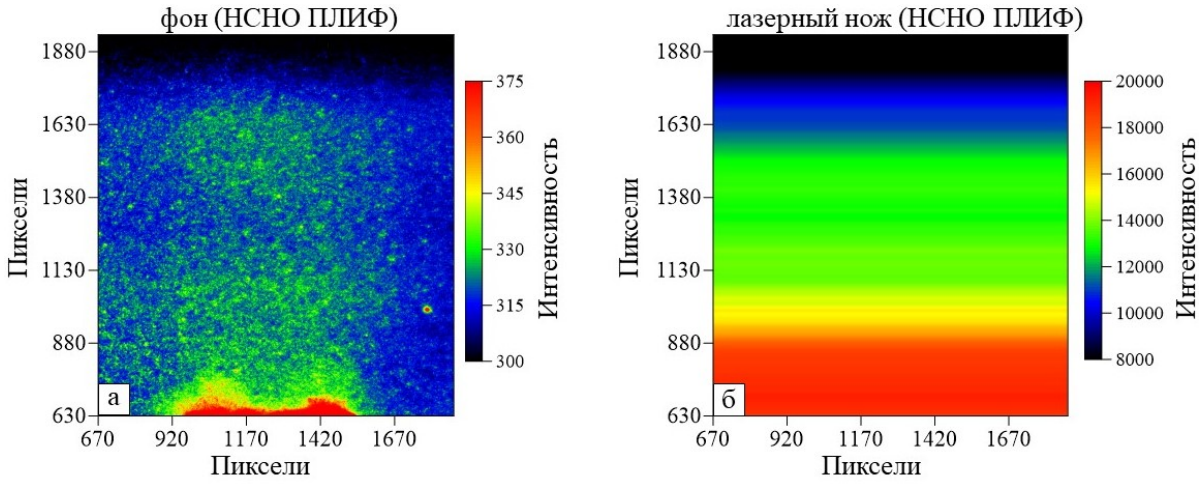

Рисунок 2.20. Пример осреднённого изображения фона (а) и пространственного распределения энергии в лазерном ноже (б) НСНО ПЛИФ-системы.

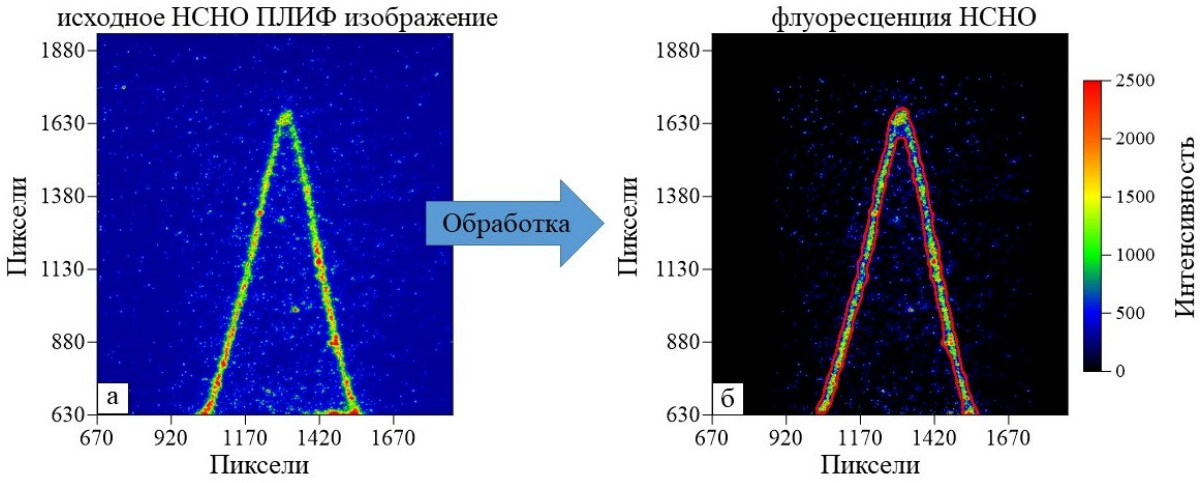

Рисунок 2.21. Пример исходного сигнал НСНО ПЛИФ (а) и обработанный сигнал (б). Красной линией показана работа алгоритма по нахождению границ объектов на изображении.

2.4.3 Исследование трёхмерных структур в пламени

Для прямого исследования трехмерных структур в турбулентных закрученных пламенах были использованы, томографическая PIV-система. Фотография экспериментальной установки показана на рисунке 2.22. В случае PIV-измерений, частицы трассеры в потоке засвечивались второй гармоникой импульсного двойного Nd: YAG-лазера (Quantel EverGreen 200) с мощностью 200 мДж в каждом импульсе. Временная задержка между парой импульсов лазера была установлена на значении 35 мкс. Пара зеркал, установленных на расстояние около 700 мм друг от друга, использовались для создания многопроходной схемы засветки исследуемого объёма [217, 218], как показано во вставке на рисунке 2.22. Лазерный луч разворачивался в лазерный нож с углом раскрытия 10°, а толщина засвеченного объёма над соплом достигала 30 мм.

Набор из восьми цифровых ПЗС-камер использовался для регистрации изображений положения частиц-трассеров. Камеры были расположены вокруг сопла на расстоянии около 30 мм в два горизонтальных ряда. Нижний ряд, состоящий из четырёх камер ImperX IGV-B2020, регистрирующих изображения разрешением 4 мегапикселя, был установлен по уровню относительно горизонта, с углами -35°, -11°, 11° и 35° относительно нормального угла установки на

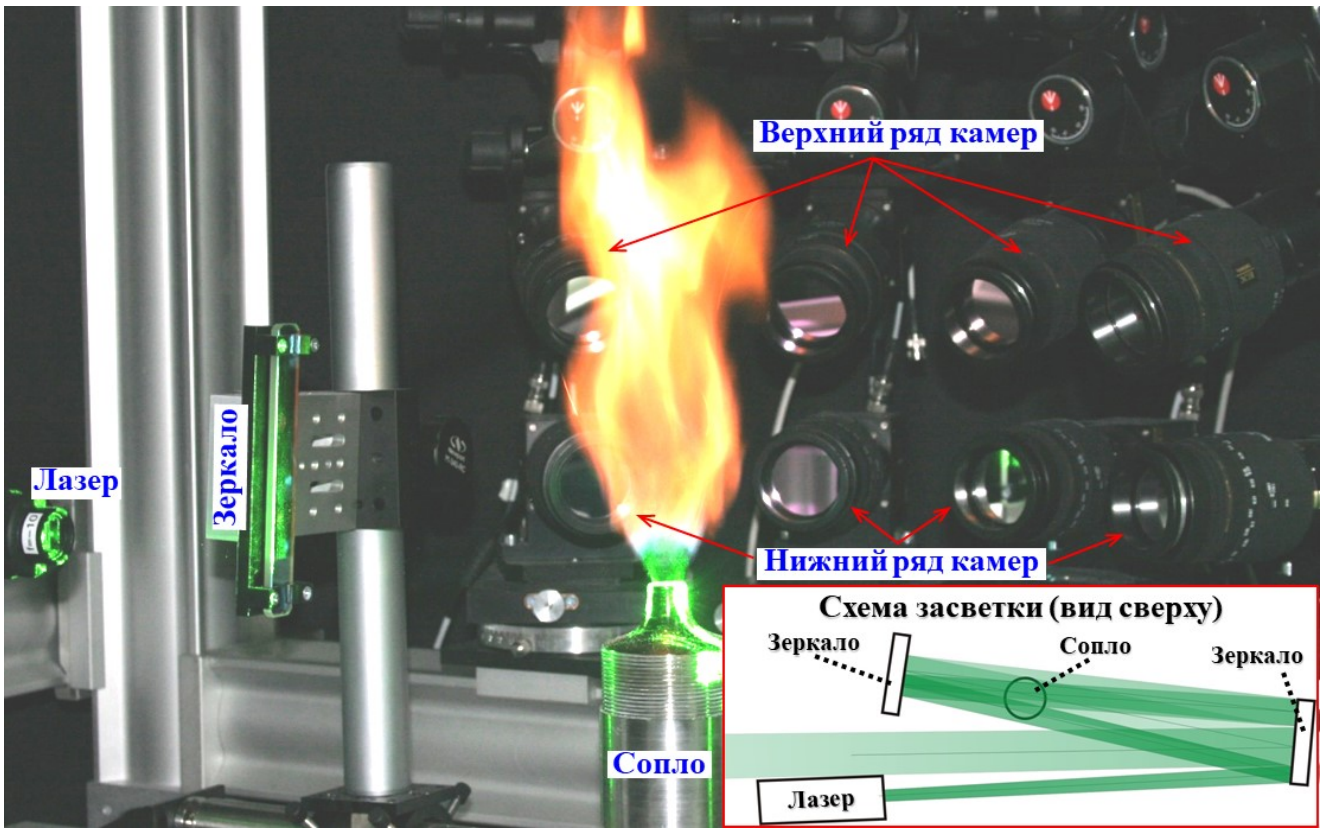

Рисунок 2.22. Фотография PIV-системы в томографической конфигурации и схема многопроходной системы засветки исследуемого объёма лазерным излучением.

направляющей рельсе. В верхнем ряду были расположены четыре камеры ImperX IGV-B4820 с аналогичными углами установки в горизонтальной плоскости, но с ненулевыми углами установки в вертикальной плоскости, которые составляли -22° и -18° для боковых и центральных камера в ряду, соответственно. Размер изображений, которые регистрировались камерами верхнего ряда так же был обрезан до 4 мегапикселей. Каждая камера была оснащена объективом Sigma AF #50 и узким полосовым оптическим фильтром (Edmund Optics) с 60 % пропускания на 532 нм и с максимальной шириной на полувысоте в 10 нм. Пары кадров томографической PIV-системы регистрировались с частотой около 1 Гц.

Для пространственной калибровки оптической измерительной системы была использована плоская квадратная калибровочная мишень, знакомая читателю по описанию ацетон ПЛИФ/PIV и OH/HCHO ПЛИФ/PIV-систем, которая была установлена над соплом. Изображения калибровочной мишени, зарегистрированные

на каждую камеру, представлены на рисунке 2.23. Оси x и y соответствовали горизонтальной и вертикальной грани калибровочной мишени, соответственно. Центр системы координат (x, y, z) был определён в точке, соответствующей центру выхода из сопла. Сопловой блок и мишень были установлены на специальное устройство позиционирования, позволяющее перемещать их в направление перпендикулярном камерам, что позволило снять изображения мишени в различных положениях в диапазоне от -20 до 20 мм вдоль оси z с шагом 4 мм. Число диафрагмы на объективах было установлено на максимальное значение (#32), что обеспечивало достаточную глубину резкости в исследуемом объеме размером 40×64×40 мм^3 и позволяло избежать необходимости использовать коррекцию Шаймпфлюга. Следует отметить, что только центральный регион мишени размером 40×60 мм^2 использовался для реконструкции 3D-изображений.

Зарегистрированные двумерные проекции изображений частиц-трассеров были сохранены в 8-ми битных изображениях. При отсутствии лазерной засветки в измерительном объеме осреднённая по пространству интенсивность фона на изображениях была около нулевая (ниже 0,001) со стандартным отклонением 0,02. Исключением была левая камера в нижнем ряду на рисунке 2.28, в её случае фон достигал значения 0,7 со среднеквадратичным отклонением 0,4. При этом интенсивность частиц-трассеров на изображении составляла около 20.

Информация о положении частиц-трассеров в исследуемом объеме в случае изотермического течения использовалась для процедуры самокалибровки оптической измерительной системы аналогичная той, что описана в работе [219], для согласования положения четырёх камер в нижнем ряду (первый шаг на схеме, представленной на рисунке 2.24). Положение оставшихся четырех камер в верхнем ряду было согласовано модифицированным способом. На втором шаге, две согласованные камеры из нижнего ряда (камеры 1 и 2) обеспечили триангуляцию частиц и предоставили информацию об их точном местоположении, что было использовано для уточнения калибровочной модели двух камер в верхнем ряду (камеры 5 и 6). На последнем шаге, аналогичным образом, с использованием информации от двух других камер нижнего ряда, были скалиброваны камеры 7 и 8.

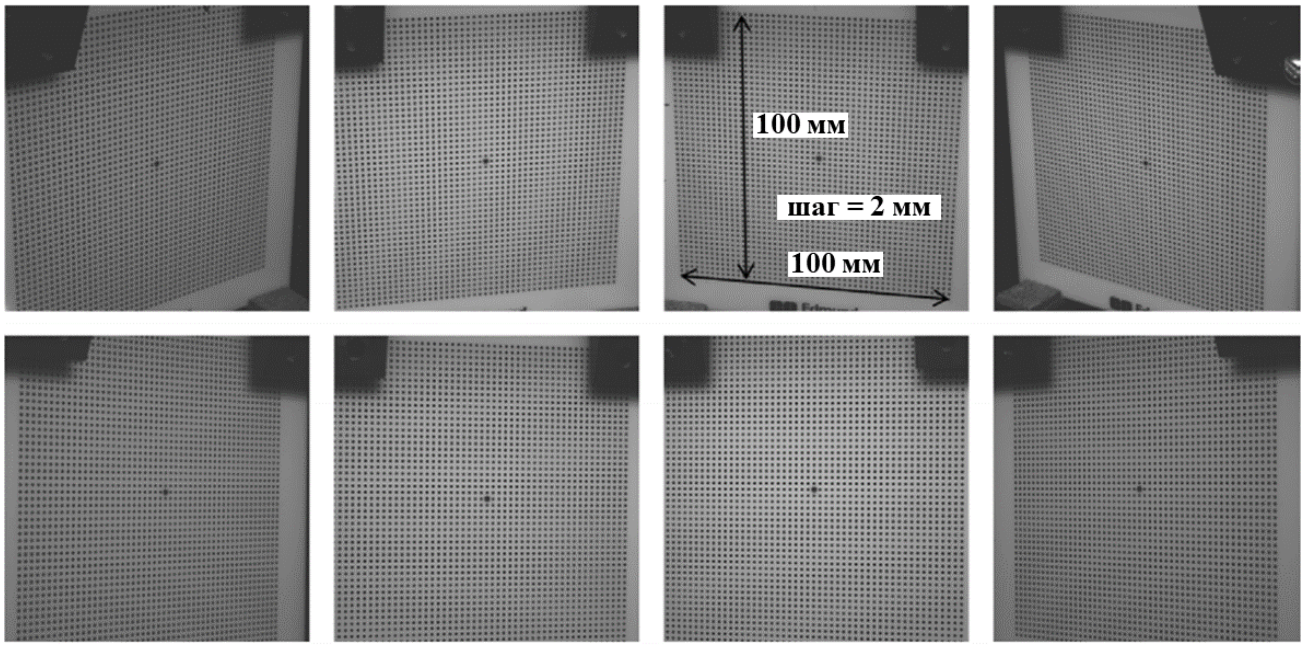

Рисунок 2.23. Пример изображения калибровочной мишени для каждой камеры.

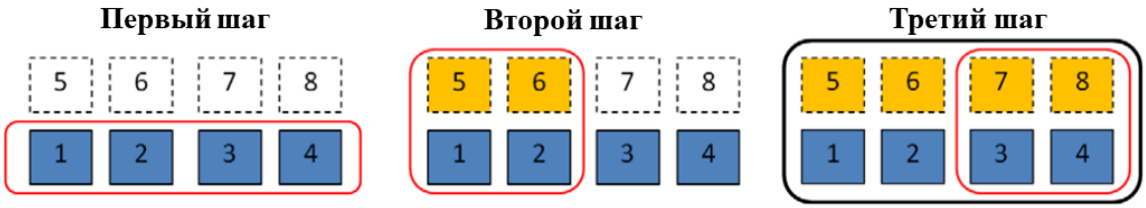

Рисунок 2.24. Схема различных конфигураций процедуры самокалибровки для изображений с разных камер.

После выполнения трёх итераций процесса самокалибровки средняя величина расхождения составила менее 0,06 пикселей, при этом наибольшее отклонение составило 0,25 пикселей. Ранее, в работе [220] применялся аналогичный подход для самокалибровки оптической системы состоящей более чем из четырёх камер, где для настройки каждой камеры применялся опорный набор из трёх камер

Для оценки влияния пламени на оптические искажения в исследуемом объеме, изображение с нерегулярным точечным узором было расположено за пламенем на расстоянии 70 мм от оси струи (z = -70 мм). На рисунке 2.25 а представлено изображение точечного узора, а на рисунке 2.25 б показан сдвиг

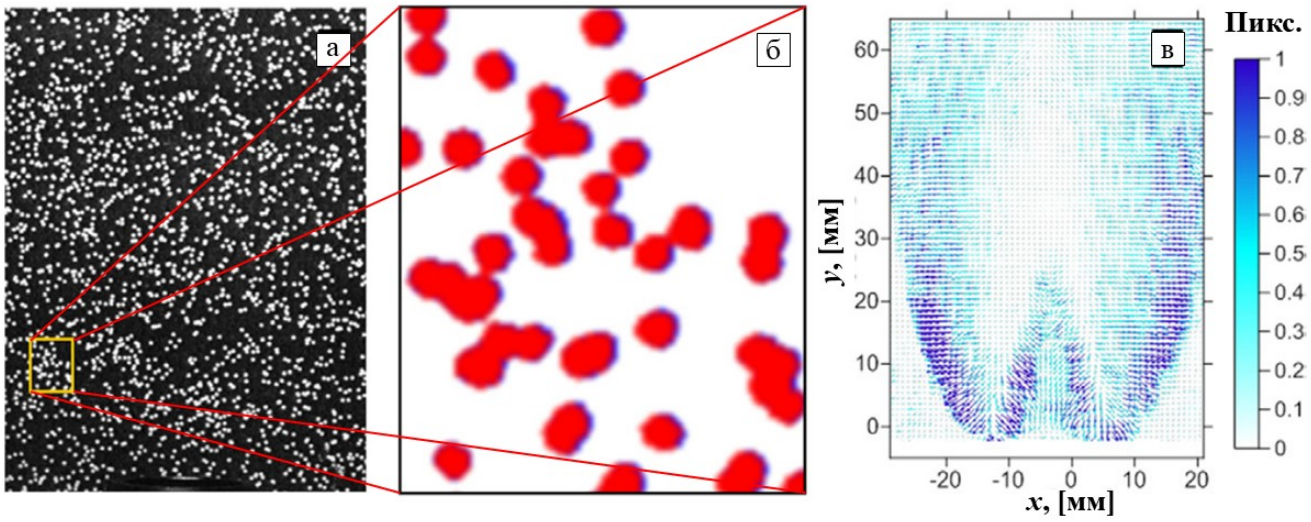

Рисунок 2.25. Оценка оптических искажений, вызванных пламенем: (а) изображение точечного узора позади пламени, (б) увеличенная область с красными и синими точками, полученными для пламени и нереагирующего течения, соответственно, (в) вычисленное смещение точек на узоре.

точек (красные точки против синих точек) вызванный искажениями, связанными с пламенем. Для определения этого сдвига между точками был использован кросскорреляционный алгоритм, результаты работы которого представлены на рисунке 2.25 в. Как и ожидалось, максимальные оптические искажения наблюдаются в области фронта пламени и в области между горячими продуктами сгорания и холодным окружающим воздухом.

Рисунок 2.25 в демонстрирует интегральную оценку для линий наблюдения проходящих сквозь исследуемый объём, которая используется в качестве верхней оценки смещения частицы, обусловленного неравномерным распределением показателя преломления. Для оценки смещения частиц, находящихся непосредственно внутри пламени, использовалось численное моделирование распределения показателя преломления для осесимметричной модели:

$$n(x,y,z)/n_0 = 1-\varepsilon\frac{1}{4}\left(1+\tanh\left(\frac{r+y\tan(\theta)-r_0}{\delta/\cos(\theta)}\right)\right)\left(1-\tanh\left(\frac{r-cf_1y^{1/2}-r_0}{\delta/(1+cf_2y^{1/2})}\right)\right), \quad (2.4)$$

где $r=(x^2+z^2)^{1/2}$ это радиальная координата, r_0 определяет местоположение

начального участка фронта пламени выше края сопла (8 мм), $\theta = 16{,}5°$ это угол между вертикальной осью и гранью конуса фронта тестового пламени Бунзена, $\delta = 0{,}23$ мм отражает изменение плотности в области фронта пламени (согласно результатам работы [205]. В качестве переменных параметров выступает оптическая плотность, ε, и коэффициенты, cf_1, cf_2, определяющие внешние границы факела. Расчёт траектории искривлённого луча выполнялся численно:

$$\mathrm{d}\mathbf{e} = \left(\frac{1}{n} \vec{\nabla} n - \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \tau} \mathbf{e} \right) \mathrm{d}l \,, \tag{2.5}$$

где d**e** определяет изменение касательной траектории луча от предшествующего направления **e** при прохождении расстояния $\partial\tau$ через среду с градиентом n. Траектория луча смещается в направлении градиента $\vec{\nabla} n$, двигаясь к более оптически плотной области.

Результаты моделирования представлены на рисунке 2.26. Параметры модели $\varepsilon = 0.0002$ и $cf_1 = 2$, $cf_2 = 2.2$ задавались таким образом, чтобы обеспечить аналогичные искажения в плоскости связанной с положение точечного узора в измерениях. На рисунке 2.26 так же показано направление визирования камер, примеры горизонтального и вертикального распределения оптической плотности полученные в результате моделирования, и пример смещения луча, проходящего сквозь пламя, показанного векторами черного цвета. Так же на рисунке 2.26 представлен результат влияния неравномерного распределения показателя преломления в области соответствующей положению точечного узора (при $z = -70$ мм). Полученная модель демонстрирует приблизительно одинаковый вертикальный сдвиг лучей по всем линиям визирования проходящих сквозь пламя, с наибольшим отклонением в направлении максимального градиента показателя преломления. Данная модель использовалась для оценки смещения частиц трассеров на изображениях камер, вязанных оптическими искажениями. Например, оценка смещения частиц внутри конуса пламени Бунзена дала результат ниже 0,1 пикселей. Максимальное смещение наблюдалось в дальних углах измерительного объема и не превышало 0,3 пикселей.

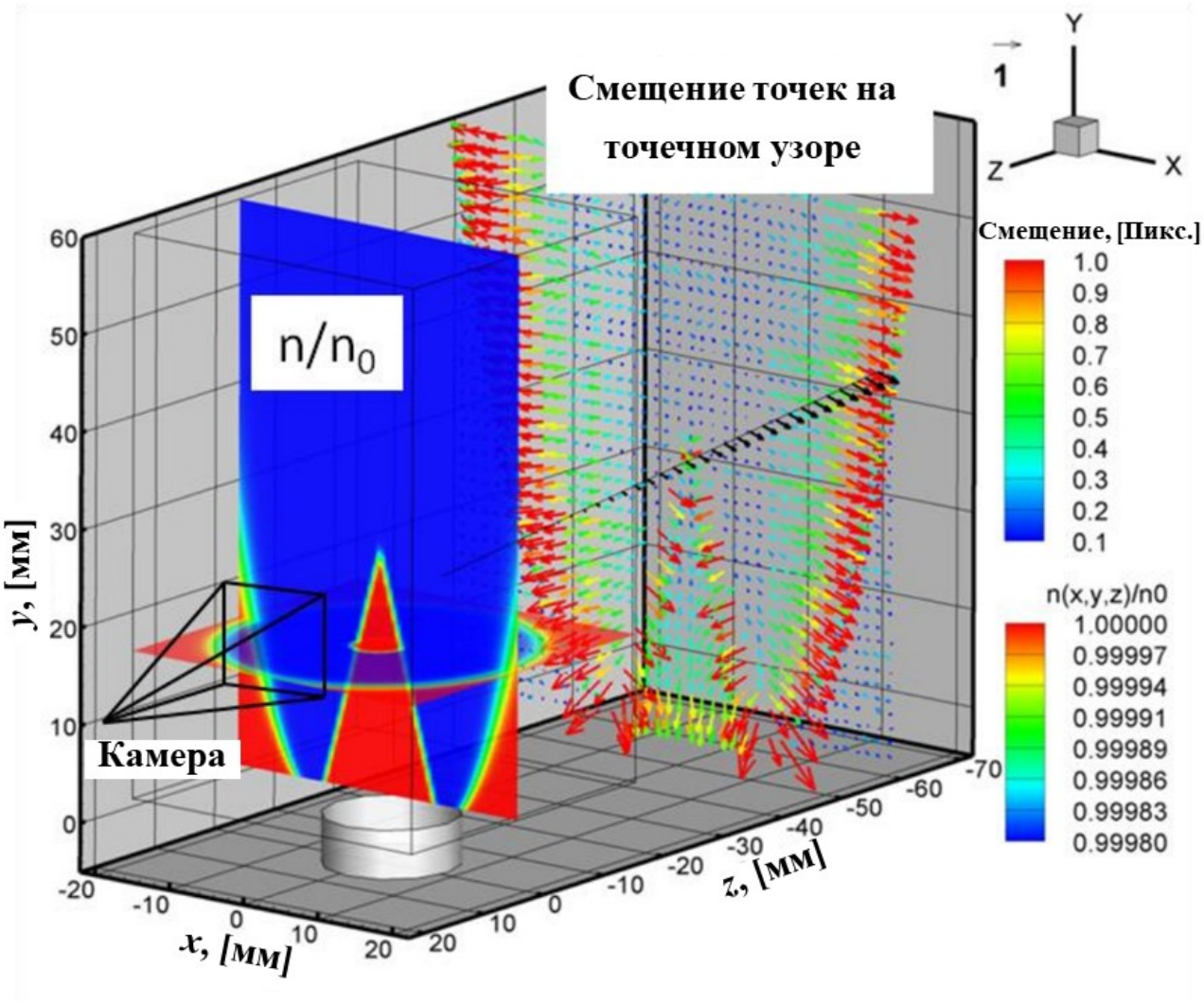

Рисунок 2.26. Схема и результаты трехмерного моделирования искривления траектории лучей, проходящих через исследуемый объем при наличии пламени.

Трехмерные изображения (с интенсивностью f_i в каждом воксиле) были реконструированы из двумерных проекций p_j (индекс j соответствует каждому пикселю двумерных изображений для всех камер) посредством решения обратной задачи, представленной в (2.6):

$$p_j = \mathrm{W}_{ij} f_i, f_i \in V, \tag{2.6}$$

где, V представляет собой всю освещенную область, а W_{ij} определяет вклад интенсивности каждого вокселя в регистрируемую проекцию. Весовая функция W_{ij} включает в себя особенности геометрии оптической системы и модели камер

(согласно [221]) и определяется во время проведения процедуры калибровки. Воздействие неблагоприятных оптических эффектов, таких как размытие и астигматизм, часто учитывается при помощи переменной оптической передаточной функции, предложенной в работе [222]. Однако в нашем случае, в этой функции не было необходимости, и был использован оригинальный подход, приведенный в работе [149]. Решение обратной задачи реконструкции f_i осуществлялось путём проведения 15 итераций гибридной CPU-GPU реализации алгоритма MLOS-SMART (англ: multiplicative line of sight and simultaneous multiplicative algebraic reconstruction,) описанного в работе [223]. Для этого был использован вычислительный кластер, состоящий из 2×16 AMD Opteron 6274 процессоров, с номинальной тактовой частотой 2200 МГц (в сумме 32 ядра) и видеокарты NVIDIA Tesla C2075. Итоговый размер реконструированного трехмерного 16 битного изображения для случая без горения составил 851×1361×851 кубических вокселей с размером грани равным 0,047 мм. Для случая с горением, размер изображения был 768×1133×768 вокселей с разрешением 0,052 мм/воксель.

Двумерные изображения включали в себя дополнительные яркие объекты связанные с особенностью схемы освещения, связанные с расширением лазерного ножа в вертикальном направлении. Эти объекты были расположены вне трехмерной области интереса (ROI, англ: region of interest), но вносили вклад в интенсивность внутри ROI. В результате, интенсивность f_j вне ROI использовалась для более аккуратной реконструкции интенсивности внутри ROI. В работе был использован подход компьютерной томографии области интереса (томография ROI) разработанный группой авторов и представленный в работах [224, 225]. Данный подход позволяет улучшить качество реконструкции для выбранной внутренней подобласти в пределах всего освещённого объёма. Первоначально томография ROI создавалась с целью уменьшения радиационной нагрузки на участки тела пациента, находящиеся за пределами области исследования. В работе [225] был использован подход, основанный на ROI (известный как «Multi-grid ART»), для эффективного с вычислительной точки зрения увеличения масштаба интересующей области в

процессе томографической реконструкции. Этот подход состоит из трех шагов. На первом шаге, обратная задача из уравнения (2.6) решается для всего освещённого объема поля зрения *V*. На втором шаге, проекции p'_j вычисляются для f_j за пределами ROI посредством:

$$p'_j = \mathrm{W}_{ij} f_j,\ f_j \in \mathrm{V/ROI}. \tag{2.7}$$

На третьем шаге интенсивность внутри ROI вычислялась с повышенной точностью и вычиталась из исходных проекций p_j:

$$p_j - p'_j = \mathrm{W}_{ij} f_i^{\mathrm{ROI}},\ f_i^{\mathrm{ROI}} \in \mathrm{ROI}. \tag{2.8}$$

После реконструкции пары трёхмерных изображений, итерационный многосеточный трехмерный кросскорреляционный алгоритм с непрерывным смещением и деформацией окон опроса был использован для вычисления трехмерных полей скорости. Деформация окон опроса проводилась для всего трехмерного изображения путём интерполяции поля смещения для каждого вокселя, аналогично подходу, описанному в работе [226]. Процесс интерполяции выполнялся с применением трилинейного алгоритма и B-сплайнов высокого порядка. Конечный размер исследуемого объема составил 483 вокселя с пространственным перекрытием 75 %. Каждый вектор соответствует скорости частицы-трассера, пространственно усреднённой по кубической области (домену кросскорреляции) с размером грани 2,256 и 2,5 мм для нереагирующего и реагирующего течения, соответственно.

Отдельная HCHO ПЛИФ-система использовалась для детального исследования крупномасштабных вихревых структур в турбулентном сильнозакрученном пламени с различным соотношением топлива и окислителя. На рисунках 2.27 и 2.28 приведены схемы ПЛИФ-систем для регистрации сигнала флуоресценции формальдегида в продольном и поперечном сечениях, другими словами параллельно и перпендикулярно оси струи. Продольное сечение проходило через ось симметрии струи, а четыре поперечных сечения были выбраны на расстояние от среза сопла $y/d = 0{,}2$, $y/d = 0{,}5$, $y/d = 1{,}0$ и $y/d = 1{,}5$. Расстояние от

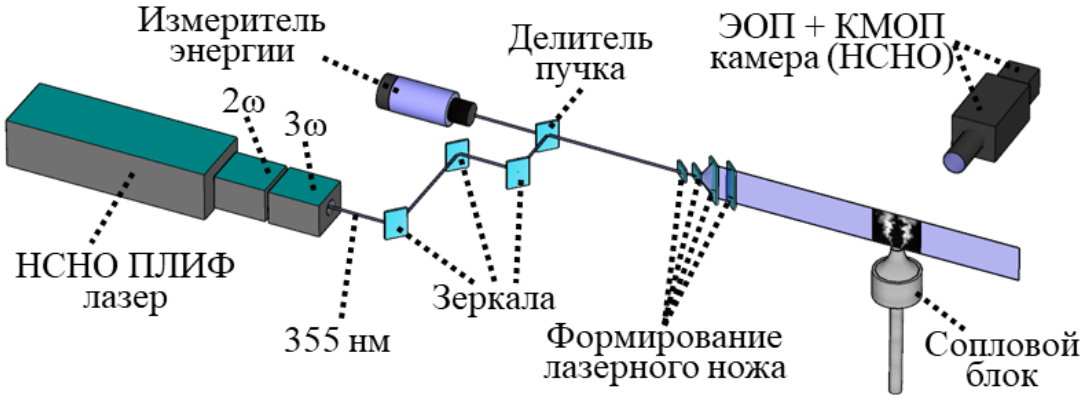

Рисунок 2.27. Схема ПЛИФ системы для регистрации сигнала флуоресценции HCHO в продольном сечение.

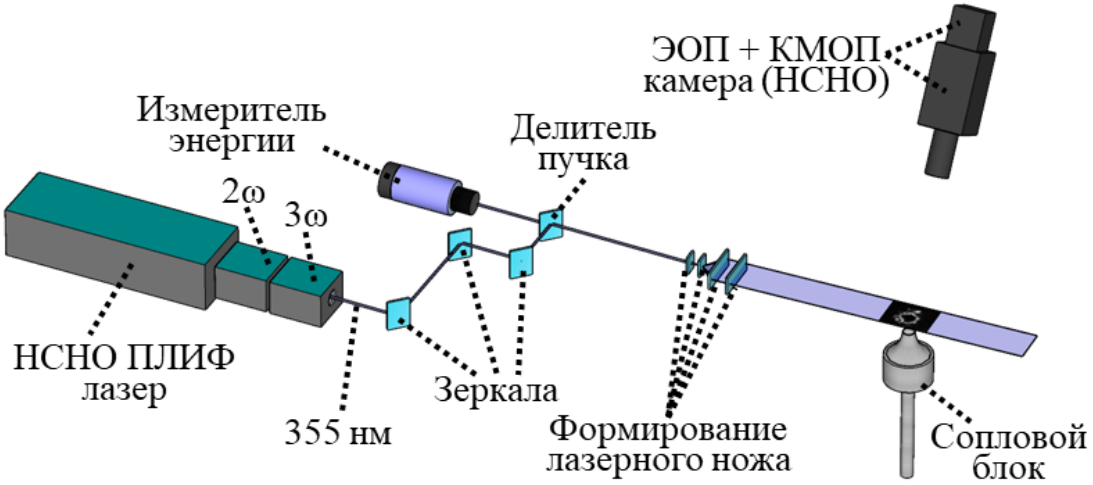

Рисунок 2.28. Схема ПЛИФ системы для регистрации сигнала флуоресценции HCHO в поперечном сечении.

среза сопла до измерительной плоскости варьировалось путём перемещения соплового блока вдоль вертикальной оси используя координатное устройство с точностью позиционирования 100 мкм. Излучение третьей гармоники (355 нм) импульсного Nd: YAG-лазера (Quantel Brilliant B, энергия импульса 100 мДж) было использовано для возбуждения A-X 4_0^1 перехода флуоресценции формальдегида. Среднеквадратичное отклонение энергии лазерных импульсов не превышало 5 %. После прохождения коллимирующей оптики, лазерный луч разворачивался в коллимированный лазерный нож высотой 50 мм и толщиной менее 1 мм в измерительной области. Для регистрации сигнала флуоресценции формальдегида

использовалась оптическая система производства LaVision включающая в себя 16-битную КМОП-камеру (Imager Pro X), подключённую к ЭОП (IRO Image Intensifier), на который был установлен кварцевый объектив LaVision UV Lens f#2.8 в сочетании с полосно-пропускающим оптическим фильтром, оптимизированным для спектра флуоресценции HCHO. Длительность была установлена на значение 200 нс, измерительная система работала с частотой 10 Гц.

Пространственное разрешение составляло 38 пикселей на миллиметр. Исходные ПЛИФ изображения содержат различные систематические и случайные ошибки. Согласно подходу, представленному в разделе 1.3.3, для уменьшения их вклада, использовались следующие алгоритмы: вычитание фонового сигнала (включая шум от темнового тока на матрице камеры, переотражения лазерного излучения, собственное свечение пламени), коррекция распределения энергии в лазерном ноже и в каждом импульсе лазерного излучения, коррекция пространственной чувствительности сенсора камеры и виньетирования, коррекция поглощения. При измерениях в продольных сечениях, камера располагалась под небольшим углом к плоскости лазерного ножа, поэтому использовалась калибровочная мишень, для учёта искажений перспективы, связанных с расхождением плоскости лазерного ножа и матрицы камеры.

2.5 Анализ экспериментальных данных

В работе совместно регистрировались мгновенные распределения трех компонент вектора скорости $\mathbf{u}(\mathbf{x},t)$ и поля скалярных распределений интенсивности флуоресценции исследуемых молекулярных трассеров $c(\mathbf{x},t)$, на основании которых можно определить концентрацию пассивной примеси, область максимального тепловыделения, температуру и т.д. После измерения достаточно большого количества мгновенных полей *N*, появляется возможность далее рассчитать осреднённые по ансамблю величины (2.9), поля статистических моментов турбулентных пульсаций (напряжения Рейнольдса) (2.10) и корреляцию между PIV и ПЛИФ-данными (турбулентные потоки скалярной величины) (2.11):

$$U = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\mathbf{u}(\mathbf{x},t_n) \text{ и } C = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}c(\mathbf{x},t_n), \tag{2.9}$$

$$\left\langle u_i'u_j'\right\rangle = \left\langle \left(u_i - U_i\right)\left(u_j - U_j\right)\right\rangle \text{ и } \left\langle c'c'\right\rangle = \left\langle \left(c - C\right)^2\right\rangle, \tag{2.10}$$

$$\left\langle u_i'c'\right\rangle = \left\langle \left(u_i - U_i\right)\left(c - C\right)\right\rangle, \tag{2.11}$$

где i, j – соответствуют направлению одной ($i=j$) или двух ($i\neq j$) компонент вектора скорости из трех возможных.

Исследуемые в работе струйные течения, могут быть описаны в цилиндрической системе координат, в которой y, r, θ – осевая (продольная), радиальная и азимутальная координаты, соответственно. Далее, с использованием данных о пространственных распределениях всех трёх компонент скорости из PIV-измерений, можно вычислить потоки массы (2.12) и различные инварианты для струйных потоков: среднего осевого импульса (2.13) и момента импульса (2.14):

$$Q(y) = \pi\rho\int_{-\infty}^{+\infty} rU_y(r,y)dr, \tag{2.12}$$

$$M_y = \pi\rho\int_{-\infty}^{+\infty} r\left(U_y^2 + \left\langle u_y'^2\right\rangle + \left(P - P_\infty\right)/\rho\right)dr \approx \pi\rho\int_{-\infty}^{+\infty} r\left(U_y^2 + \left\langle u_y'^2\right\rangle - \frac{U_\theta^2}{2} - \frac{\left\langle u_\theta'^2\right\rangle + \left\langle u_r'^2\right\rangle}{2}\right)dr, \tag{2.13}$$

$$M_\Omega(y) = \pi\rho\int_{-\infty}^{+\infty} r^2\left(U_yU_\theta + \left\langle u_y'u_\theta'\right\rangle\right)dr, \tag{2.14}$$

здесь, ρ – плотность среды, P – среднее давление. На основании последних двух уравнений можно оценить степень закрутки потока (2.15), как отношение момента импульса струи к осевому импульсу, нормированное на радиус сопла:

$$S = \frac{M_\Omega}{M_y}\frac{2}{d}. \tag{2.15}$$

В работе была проведена оценка локальных значений членов осреднённых по Рейнольдсу уравнений переноса осевого импульса (2.16) и азимутального момента импульса (2.17). Первый и второй члены уравнения (2.16) соответствуют осевой и

радиальной адвекции соответственно, тогда как третий и четвёртый члены описывают турбулентную диффузию в осевом и радиальном направлениях соответственно. Аналогичные величины рассмотрены и в уравнение (2.17). Члены в правой части уравнения (2.16) соответствуют осевым градиентам среднего давления и вязкой диффузии, в уравнении (2.17) – молекулярному переносу момента:

$$U_y \frac{\partial U_y}{\partial y} + U_r \frac{\partial U_y}{\partial r} + \frac{\partial \left\langle u_y'^2 \right\rangle}{\partial y} + \frac{\partial \left\langle u_r' u_y' \right\rangle r}{r \partial r} = -\frac{\partial P}{\rho \partial y} + \nu \Delta U_y , \qquad (2.16)$$

$$U_y \frac{\partial U_\theta}{\partial y} + U_r \frac{\partial U_\theta}{\partial r} + \frac{U_\theta U_r}{r} + \frac{\partial \left\langle u_\theta' u_y' \right\rangle}{\partial y} + \frac{\partial r^2 \left\langle u_r' u_\theta' \right\rangle}{r^2 \partial r} = \nu \left(\Delta U_\theta - \frac{U_\theta}{r^2} \right). \qquad (2.17)$$

Возможность измерять мгновенные поля концентрации пассивной примеси (полученные на основе ПЛИФ-данных), одновременно с полями скорости, позволяет вычислить осевой поток пассивной примеси (2.18):

$$Q_C(y) = \pi \rho \int_{-\infty}^{+\infty} r \left(U_y C + \left\langle u_y' c' \right\rangle \right) dr . \qquad (2.18)$$

Распределения средних полей скорости и концентрации, а также рейнольдсовых напряжений используются для оценки локальных значений членов осреднённого по Рейнольдсу уравнения переноса (2.19) для концентрации скалярной примеси. Член в правой части уравнения соответствует молекулярной диффузии (Δ - оператор Лапласа, D - коэффициент молекулярной диффузии):

$$U_y \frac{\partial C}{\partial y} + U_r \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\partial \left\langle u_y' c' \right\rangle}{\partial y} + \frac{\partial \left\langle u_r' c' \right\rangle r}{r \partial r} = D \Delta C . \qquad (2.19)$$

Распространённой моделью замыкания для осреднённых по Рейнольдсу уравнений переноса является градиентная модель. В исследуемой в работе двумерной плоскости, компоненты турбулентной вязкости $\nu_т$ оцениваются по уравнению (2.20) согласно [227], а коэффициент турбулентной диффузии $D_т$ вычисляется согласно уравнению (2.21), а турбулентное число Шмидта, согласно уравнению (2.22):

$$\left\langle u_r' u_y' \right\rangle = -\nu_{\text{т}} \left(\frac{\partial U_y}{\partial r} + \frac{\partial U_r}{\partial y} \right), \tag{2.20}$$

$$\left\langle u_r' c' \right\rangle = -D_{\text{т}} \frac{\partial C}{\partial r}, \tag{2.21}$$

$$Sc_{\text{т}} = \frac{\nu_{\text{т}}}{D_{\text{т}}}. \tag{2.22}$$

Согласно работам [228, 229] центры крупномасштабных вихревых структур могут быть визуализированы при помощи Q-критерия, на основе симметричной и антисимметричной части тензора скорости деформации. В случае анализа двумерного трёхкомпонентного поля скорости, полученного при использовании метода PIV в стереоскопической модификации, когда значение градиента скорости по направлению, нормальному к плоскости измерения, не известно, используется упрощённое выражение для Q-критерия, соответствующее двумерному пространству:

$$Q^{2D} = -\frac{1}{2} \frac{\partial u_x}{\partial x} \frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial u_y}{\partial y} \frac{\partial u_y}{\partial y} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \frac{\partial u_y}{\partial x}. \tag{2.23}$$

При анализе данных, измеренных с использованием метода PIV в томографической конфигурации, когда доступна информация во всём исследуемом объёме изоповерхность Q-критерия вычисляется согласно выражению:

$$Q^{3D} = -\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + 2 \frac{\partial u_x}{\partial y} \frac{\partial u_y}{\partial x} + \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + 2 \frac{\partial u_y}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial y} + 2 \frac{\partial u_x}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial x} \right). \tag{2.24}$$

Для выявления когерентных структур в исследуемых течениях набор пульсаций поля скорости $\mathbf{W} = [\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t_1) \ldots \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t_N)]$ для каждого исследуемого режима анализировался статистическим методом, известным как собственное ортогональное разложение (Proper orthogonal decomposition, POD) с использованием метода кадров (Method of snapshots) предложенного в работе [86]. В связи с тем, что экспериментальные данные – дискретные, POD может быть реализован через сингулярное разложение (Singular value decomposition, SVD) [230]:

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x},t_k)=\sum_{q=1}^{N}\alpha_q(t_k)\sigma_q\boldsymbol{\varphi}_q(\mathbf{x}), \tag{2.25}$$

$$\text{где } \sum_{k=1}^{M}\boldsymbol{\varphi}_i(\mathbf{x}_k)\boldsymbol{\varphi}_j(\mathbf{x}_k)=\delta_{ij} \text{ и } \sum_{k=1}^{N}\alpha_i(t_k)\alpha_j(t_k)=\delta_{ij} \tag{2.26}$$

или в матричной форме $\mathbf{W}=\mathbf{U}\boldsymbol{\Sigma}\mathbf{V}^T$, $\mathbf{U}\mathbf{U}^T=\mathbf{I}_M$ и $\mathbf{V}\mathbf{V}^T=\mathbf{I}_N$, где $\mathbf{I}$ - единичная матрица, M и N - число пространственных точек и временных отсчётов (кадров) соответственно. Каждый набор пульсаций поля скорости $\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t_k)$ представляется конечным рядом произведений пространственных ортонормированных базисных функций $\boldsymbol{\phi}_q$ ($\mathbf{U}=[\boldsymbol{\phi}_1(\mathbf{x})\ldots\boldsymbol{\phi}_N(\mathbf{x})]$) на безразмерные временные коэффициенты α_q (соответствующие транспонированной сопряжённой матрице $\mathbf{V}$, составленной из правых сингулярных векторов $\mathbf{W}$) и сингулярные значения σ_q ($\boldsymbol{\Sigma}=\mathrm{diag}[\sigma_1\ldots\ \sigma_N]$). Сингулярные значения характеризуют амплитуду (квадратный корень кинетической энергии пульсаций скорости) каждой POD-моды в наборе данных и равны квадратным корням собственных значений ковариационной матрицы $\mathbf{W}\mathbf{W}^T$.

Низкоразмерная реконструкция динамики турбулентного течения с использованием POD опирается на ограниченное число первых мод. Кроме того, POD может применяться для оценки когерентной части $\hat{\mathbf{u}}$ пульсаций скорости в рамках тройного разложения [231] ($\mathbf{u}'=\hat{\mathbf{u}}+\mathbf{u}''$, где $\mathbf{u}''$ - «стохастическая» часть) посредством условной выборки из набора мгновенных пульсаций скорости (см. также [232]). Если рассматриваемое течение характеризуется интенсивными квазипериодическими пульсациями скорости, то часто достаточно двух первых POD-мод для представления пульсаций скорости связанных с когерентными структурами в исследуемом течении [84, 98, 233].

$$\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x},\phi)=\left(\sigma_1/\sqrt{N}\right)\sin(\phi)\boldsymbol{\varphi}_1(\mathbf{x})+\left(\sigma_2/\sqrt{N}\right)\cos(\phi)\boldsymbol{\varphi}_2(\mathbf{x}), \tag{2.27}$$

$$\text{поэтому } \hat{\mathbf{u}}\big|_{\phi=\pi/2}=\left(\sigma_1/\sqrt{N}\right)\boldsymbol{\varphi}_1\equiv\hat{\mathbf{u}}_1 \text{ и } \hat{\mathbf{u}}\big|_{\phi=0}=\left(\sigma_2/\sqrt{N}\right)\boldsymbol{\varphi}_2\equiv\hat{\mathbf{u}}_2, \tag{2.28}$$

где ϕ - фаза квазипериодического процесса. Учитывая, что каждая POD-мода может быть представлена как линейная комбинация полей пульсации скорости, получаем:

$$\boldsymbol{\varphi}_q(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^{N} a_{qk}\mathbf{u}'(\mathbf{x},t_k)\sigma_q^{-1} \text{ или } \mathbf{U} = \mathbf{W}\boldsymbol{\Sigma}^{-1}\mathbf{V}, \quad (2.29)$$

а пульсации скалярных распределений интенсивности флуоресценции исследуемых молекулярных трассеров $\mathbf{C} = [c'(\mathbf{x}, t_1)\ldots c'(\mathbf{x}, t_N)]$ и вычисленных на их основе величин (концентрация, тепловыделение, температура), могут быть условно отобраны в соответствии с временными коэффициентами a_{qk} (из матрицы $\mathbf{V}$) соответствующей POD-моды для выявления влияния когерентной структуры на перенос пассивной скалярной примеси (аналогично [92]), вклад в тепловыделение, температуру и так далее:

$$\hat{c}_q(\mathbf{x}) = \left(1/\sqrt{N}\right)\sum_{k=1}^{N} a_{qk}c'(\mathbf{x},t_k). \quad (2.30)$$

Для квазипериодических колебаний течения, таких как прецессирующее вихревое ядро, первые две наиболее интенсивные POD-моды, реже третья и четвёртая, могут быть использованы для низкоразмерной реконструкции динамики течения (2.31) с отфильтрованными стохастическими пульсациями и фазово-усреднёнными значениями когерентной компоненты пульсаций скорости $\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$, где ϕ это фаза. Фазово-усреднённое, другими словами – усреднение по фазе когерентных пульсаций, распределение интенсивности флуоресценции молекулярных трассеров может быть получено аналогичным образом с использованием средней интенсивности $\mathbf{C}$ и условно отобранных когерентных пульсаций $\hat{c}_1$ и $\hat{c}_2$, реже $\hat{c}_3$ и $\hat{c}_4$.

$$\mathbf{u}^{\text{L.O.}}(\mathbf{x},\phi) = \mathbf{U} + \left(\sigma_1/\sqrt{N}\right)\sin(\phi)\boldsymbol{\varphi}_1(\mathbf{x}) + \left(\sigma_2/\sqrt{N}\right)\cos(\phi)\boldsymbol{\varphi}_2(\mathbf{x}). \quad (2.31)$$

В связи с тем, что алгоритм POD позволяет разделить пульсации скорости и флуоресценции на когерентную и стохастическую части, можно провести оценку вклада когерентных структур в турбулентный перенос в рамках тройного разложения для рейнольдсовых напряжений и турбулентных потоков:

$$\langle u_i'c'\rangle = \langle \hat{u}_i\hat{c}\rangle + \langle \hat{u}_i c''\rangle + \langle u_i''\hat{c}\rangle + \langle u_i''c''\rangle,\ \langle u_i'u_j'\rangle = \langle \hat{u}_i\hat{u}_j\rangle + \langle \hat{u}_i u_j''\rangle + \langle u_i''\hat{u}_j\rangle + \langle u_i''u_j''\rangle. \quad (2.32)$$

В работе когерентные пульсации скорости $\hat{\mathbf{u}}$ и флуоресценции $\hat{c}$ получены с помощью метода POD, основанного на SVD, следовательно, в таком подходе корреляции между стохастической и когерентной частями равны нулю благодаря свойствам матрицы **V**:

$$\left\langle \hat{u}_i u''_j \right\rangle + \left\langle u''_i \hat{u}_j \right\rangle = 0 \text{ и } \left\langle u''_i \hat{c} \right\rangle + \left\langle \hat{u}_i c'' \right\rangle = 0 . \quad (2.33)$$

Таким образом, вклады когерентных пульсаций в турбулентные потоки скалярной величины и напряжения Рейнольдса соответствуют первым членам правой части уравнения (2.34).

$$\left\langle u'_i u'_j \right\rangle = \left\langle \hat{u}_i \hat{u}_j \right\rangle + \left\langle u''_i u''_j \right\rangle \text{ и } \left\langle u'_i c' \right\rangle = \left\langle \hat{u}_i \hat{c} \right\rangle + \left\langle u''_i c'' \right\rangle . \quad (2.34)$$

Первые и вторые POD-моды использованы для оценки этих членов на основе низкоразмерной модели (2.27), для выделения когерентной компоненты движения в турбулентном потоке исследуемых струй. Это приводит к выражению (2.35), где перекрестные члены между POD-модами взаимно уничтожаются благодаря ортогональности мод (сдвиг фазы на $\pi/2$), что обеспечивается SVD-подходом. Следует отметить, что в работе, для слабо закрученной струи (S = 0,41) вместо первой и второй POD моды использованы третья и четвёртая POD моды.

$$\left\langle \hat{u}_i \hat{u}_j \right\rangle = \left\langle u'_{1i} u'_{1j} \right\rangle + \left\langle u'_{2i} u'_{2j} \right\rangle \text{ и } \left\langle \hat{u}_i \hat{c} \right\rangle = \left\langle u'_{1i} c'_1 \right\rangle + \left\langle u'_{2i} c'_2 \right\rangle . \quad (2.35)$$

2.6 Источники и факторы неопределённости измерений

Метод PIV, являясь одним из наиболее распространённых способов измерения полей скорости в потоках жидкости и газа, подвержен влиянию различных источников погрешностей. Точность измерений в значительной степени определяется характеристиками измерительной системы и параметрами экспериментальной установки. Значительный градиент скорости в исследуемой области приводит к тому, что частицы в пределах одной элементарной области совершают различные перемещения, что затрудняет корректный расчёт корреляционной функции. Важным фактором является абсолютная величина

смещения трассеров, так при малых значениях смещения погрешность измерений снижается, особенно при использовании итерационных методов обработки данных.

Технические характеристики оборудования и параметры трассеров вносят свой вклад в общую погрешность. Хотя разрядность цифровой камеры при значении более 6 бит практически не влияет на точность измерений, фоновые шумы, достигающие, например, 10 % по интенсивности, могут существенно ухудшить качество результатов. На точность измерений напрямую влияют характеристики трассеров. Размер частиц на изображении должен обеспечивать возможность качественной подпиксельной интерполяции, при этом оптимальное значение составляет около 1.5 пикселя. Эффективное количество частиц в области опроса должно быть достаточным для статистически значимого расчёта корреляционной функции.

При реализации сложных конфигураций PIV-измерений, таких как стереоскопическая и томографическая, возникает ряд особых требований к настройке и калибровке оптической системы. Эти требования вызваны необходимостью точного трёхмерного позиционирования всех элементов измерительной системы. Пространственная калибровка является критически важным этапом подготовки эксперимента. Она включает в себя определение взаимного расположения всех компонент измерительного оборудования и требует высокой точности исполнения. Незначительные отклонения от заданных параметров приводят к существенным погрешностям в конечных результатах измерений. Так, даже небольшой поворот мишени относительно плоскости лазерного ножа может значительно снизить точность измерений. Например, отклонение в 5 градусов способно вызвать относительную ошибку определения нормальной компоненты скорости ≈1.6 %. Не менее важным параметром является точное позиционирование камер относительно исследуемой области. Необходимо тщательно контролировать углы установки камер, они напрямую влияют на качество реконструкции измеряемого распределения скорости. Следует учитывать, что слишком малые углы обзора могут привести к возрастанию погрешности определения нормальной компоненты скорости, а чрезмерно большие углы могут вызвать проблемы с неоднородностью масштабных коэффициентов.

Дополнительным источником погрешности в газовых течениях является различие плотностей частиц-трассеров и газовой среды. Особенно остро это проявляется при измерениях в реагирующих течениях, где происходит значительное изменение плотности газа в области фронта пламени. В работе [205] было показано, что частицы размером менее 2 мкм достаточно точно отслеживают течение во фронте пламени, с отставанием скорости частиц от скорости газового потока менее чем на 5 %. Комплексный учёт всех перечисленных факторов позволяет повысить точность измерений методом PIV и получить достоверные результаты исследования динамики течений различной конфигурации.

В процессе реализации метода плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции, следует учитывать, что ключевым показателем качества измерений выступает отношение сигнал/шум, включающее в себя как случайные, так и систематические ошибки. Среди основных источников случайных погрешностей в методе ПЛИФ можно выделить несколько значимых факторов. Прежде всего, это шум сенсора камеры, возникающий в процессе преобразования фотонов в цифровой сигнал, связанный в том числе с дискретной природой процесса этого преобразования. Систематические погрешности в методе ПЛИФ проявляются на различных этапах экспериментальной работы. При вычитании фонового изображения особую роль играет способ задания фоновых значений, например, при ручном вводе существует риск внесения дополнительных систематических ошибок. Отсутствующая или неправильно выполненная процедура коррекции интенсивности пространственного распределения энергии в лазерном ноже, учёта изменения энергии в каждом лазерном импульсе, неравномерной чувствительность матрицы камеры, виньетирования (вызванного особенностями конструкции объектива или при попадании света на матрицу камеры под углом), калибровки, в частности, например, определение концентрации пассивного скаляра по калибровочным точкам, может привести к существенному увеличению ошибки.

Необходимо подчеркнуть, что подробный анализ алгоритмов обработки изображений, направленных на минимизацию ошибки измерения, был представлен в разделе 1.3.3 настоящей работы. Так, после минимизации перечисленных выше

источников погрешности, в процессе обработки данных, итоговое отношение сигнал/шум для всех конфигураций ПЛИФ системы используемых в работе, не опускалось ниже значения 25:1, следовательно, случайная ошибка не превышала 5 % от измеряемой величины. Такой комплексный подход к анализу погрешностей позволяет обеспечить высокую точность измерений при использовании метода ПЛИФ, что является критически важным условием для корректной количественной интерпретации экспериментальных данных и получения достоверных результатов исследования.

Основные результаты Главы 2

В главе представлено подробное описание объекта исследования, включая схему соплового блока и подводящих топливно-воздушных трактов горелочного стенда. Приведены особенности выбора и использовании частиц-трассеров для PIV при исследованиях в реагирующих газовый потоках, а также молекулярных трассеров для ПЛИФ-измерений в пламёнах. Более того, дано детальное описание основного оборудования необходимого для проведения оптических измерений в воздушных турбулентных закрученных струях с горением. Подробно рассмотрены непосредственно оптические измерительные системы, использованные в данном исследовании, в частности, позволившие проводить совместные PIV/ПЛИФ измерения в турбулентных закрученных струях, в том числе с горением, а также представлено описание PIV-системы в томографической конфигурации. С использованием измеренных в результате выполнения работы мгновенных распределений флуоресценции молекулярных трассеров, дано детальное представление о процедуре обработки экспериментальных данных, с примерами, основанной на подходе, описанном в разделе 1.3.3. Отдельный раздел текущей главы посвящён описанию методологии анализа набора измеренных мгновенных распределений скорости и флуоресценции молекулярных трассеров, включая методы выделения когерентной составляющей из пульсационных характеристик. Описаны основные источники погрешности, которые следует учитывать, для корректной количественной интерпретации измеренных величин.

Глава 3. Влияние РВЯ на турбулентный перенос. Ближняя область закрученной струи

В данной главе представлено исследование локального переноса импульса потока и скалярной примеси в ближней зоне турбулентных закрученных струй при числе Рейнольдса Re = 5000. Исследование выполнено с применением совместных PIV/ПЛИФ измерений. Адвективный перенос, а также турбулентная и молекулярная диффузии оценивались на основе измеренных распределений средней скорости и концентрации, и, соответственно, тензора рейнольдсовых напряжений и турбулентных потоков пассивной примеси. Количественный анализ данных показал, что закрутка потока интенсифицирует вовлечение окружающего воздуха и способствует массопереносу и обмену импульсом во внешнем слое смешения, и в отличие от переноса скалярной примеси, обмен импульсом во внутреннем сдвиговом слое значительно усиливается за счёт закрутки. Более того, наложение закрутки приводит к формированию зоны торможения/обратного течения на оси струи и, как следствие, образованию внутреннего сдвигового слоя. Для струи с максимальной рассмотренной степенью закрутки выявлен существенный приток окружающего воздуха в нестационарную центральную зону рециркуляции, где происходит её перемешивание с потоком, истекающим из сопла. На основе тройного разложения, базирующегося на методе собственного ортогонального разложения, впервые выполнена количественная оценка вклада крупномасштабных вихревых структур в турбулентный перенос в закрученной струе. Измерение пространственных распределений рейнольдсовых напряжений и турбулентных потоков, а также количественное определение вклада когерентной составляющей в пульсации скорости и концентрации пассивной примеси, позволили проверить применимость градиентной модели, являющейся популярной моделью замыкания для осреднённых по Рейнольдсу уравнений переноса. Была проведена оценка коэффициентов турбулентной вязкости, турбулентной диффузии и турбулентного числа Шмидта. Результаты, изложенные в главе, представленны в работах [234, 235].

3.1 Оценка влияния пространственного разрешения

Для представленных ниже результатов система координат подобрана таким образом, что нулевая точка ($x = 0$, $y = 0$, $z = 0$) расположена в центре выходного отверстия сопла. Измерение двумерных полей скорости и концентрации выполнено в плоскости (x, y) при $z = 0$. При переходе в цилиндрическую систему координат (r, θ, y), радиальная (r) и осевая (y) координаты соответствуют $r = |x|$ и $y = y$. Тогда, радиальная и азимутальная компонента скорости будут определены следующим образом: $u_r = u_x$, $u_\theta = -u_z$ и $u_r = -u_x$, $u_\theta = u_z$ для $r > 0$ и $r < 0$, соответственно.

На рисунке 3.1 приведены результаты оценки влияния пространственного разрешения измерительной системы на вторые статистические моменты скорости и концентрации пассивной примеси, для сильно закрученной струи ($S = 1$) и умеренно закрученной струи ($S = 0.41$). Вторые статистические моменты, полученные по исходным данным, которые в дальнейшем анализируются в данной работе, сравниваются с моментами, вычисленными из мгновенных изображений, которые были дополнительно сглажены путём применения скользящего среднего с различными размерами ядра фильтра. Пространственное разрешение исходных данных $\Delta = 0{,}96$ мм с передаточной функцией sinc ($k\Delta / 2$), где k – пространственное волновое число. После сглаживания Δ увеличится примерно в 1,5 раза для фильтра с ядром размером 3×3, в 2,5 раза для фильтра с ядром 5×5, в 3,5 раза для фильтра с ядром 7×7 и так далее.

Снижение пространственного разрешения приводит к уменьшению величины вторых моментов, что согласуется с наблюдениями, представленными в работе [154]. Сравнение турбулентного трения и турбулентного потока примеси полученных в результате обработки оригинальных и сглаженных фильтром с ядром 3×3 данных, показывает незначительное отличие между ними, что позволяет сделать вывод о достаточном пространственном разрешении проведенных исследований. Разница, полученная для величины пульсаций скорости и пульсаций концентрации, немного больше, но тем не менее не превышает 10 %. Следует отметить, что для сильно закрученной струи влияние пространственного разрешения меньше, чем для умеренно закрученной, так как в случае сильно закрученного течения крупномасштабные вихревые структуры вносят больший вклад в турбулентные флуктуации.

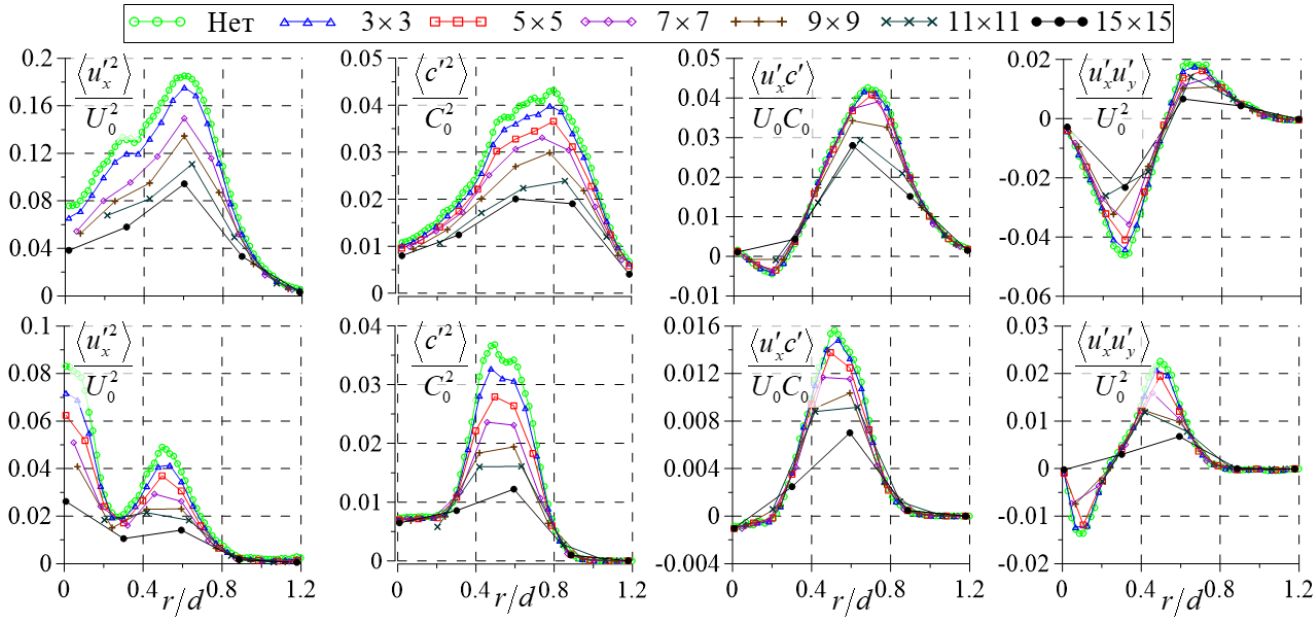

Рисунок 3.1. Влияние пространственного разрешения на вторые статистические моменты. Сверху: результаты для турбулентной струи с сильной закруткой потока (S = 1,0 и y/d = 0,8). Снизу: результаты для турбулентной струи с умеренной закруткой потока (S = 0,41 и y/d = 0,8).

3.2 Средняя структура течений

На рисунке 3.2 приведены осреднённые по времени поля скорости и концентрации пассивной примеси в исследуемых струях с различной степенью закрутки потока. Здесь и далее, все изображения, лежащие левее от цветовой шкалы, представлены в одинаковой цветовой палитре. Ядро незакрученной струи (S = 0) окружено кольцевым слоем смешения. При увеличении степени закрутки потока (S = 0,41), для умеренно закрученного течения, формируется зона торможения на оси струи, однако осевая скорость остаётся положительной. Для сильно закрученного потока (S = 0,7 и S = 1,0) можно видеть наличие ЦЗР (область с отрицательной осевой скоростью показана белой линией на изображении). В закрученных струях присутствуют два слоя смешения, внутренний – между струей и ЦЗР и внешний – между струей и окружающим воздухом. С ростом степени закрутки потока, увеличивается и угол раскрытия струи, так для незакрученного течения угол раскрытия, отложенный от оси струи, равен 11 градусам, а в случае течения с сильной закруткой потока (S = 1) равен 37 градусам.

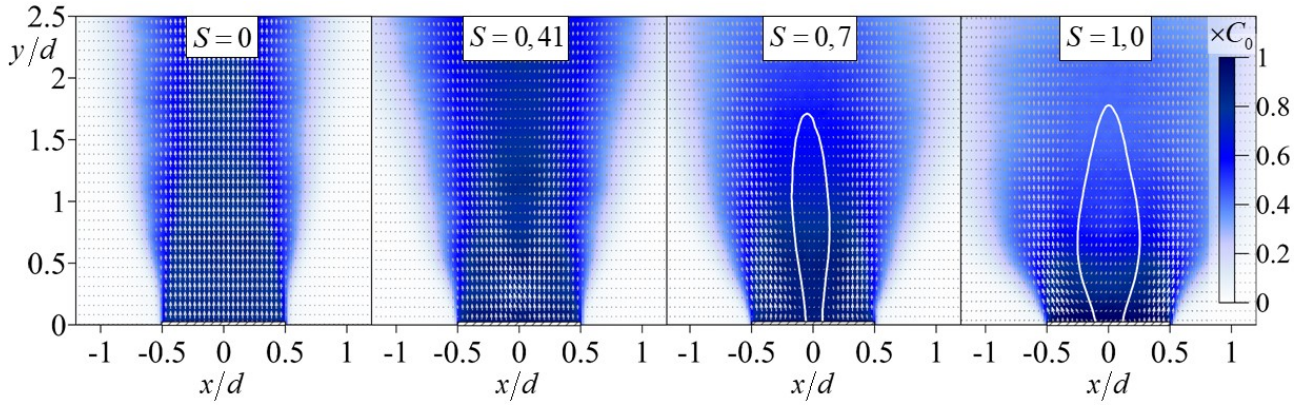

Рисунок 3.2. Средние поля скорости (векторы) и концентрации (цвет) пассивной примеси для струй с разной степенью закрутки потока.

На рисунке 3.3 показаны радиальные профили средней скорости и концентрации, полученные на различном расстояние от среза сопла, для струй с различной степенью закрутки потока. На оси незакрученной и слабо закрученной струи наблюдается превышение осевой скорости, относительно среднерасходной, что вызвано поджатием потока профилированным соплом (аналогично [23, 38]). С увеличением расстояния от среза сопла, наблюдается уменьшение осевой скорости, особенно для струи с умеренной закруткой потока. Для незакрученной струи, проведено сравнение осевой скорости с данными полученными авторами в работе [23], которое показывает удовлетворительное совпадение. Для закрученных струй, при сравнении результатов с данными представленными там же, наблюдается, что профили скорости имеют схожие форму и величины, но профили, представленные в литературе, намного шире. Это различие можно объяснить различием в организации закрутки потока. Авторы в своей работе использовали тангенциальный вдув в предвключенную область сопла, для создания тангенциального момента струи. Ещё одним важным отличием является то, что в их случае поступающая из сопла струя обтекает пластину, что может приводить к расширению струи.

На рисунке 3.4 приведено сравнение осевой и тангенциальной компонент скорости и интенсивности их пульсаций, измеренных в сильно закрученной струе с центральной зоной рециркуляции в форме пузыря (S = 1,0) и данными из работы [23] для случая S^* = 2,2. Случай S^* = 2,2 был выбран исходя из аналогичной величины

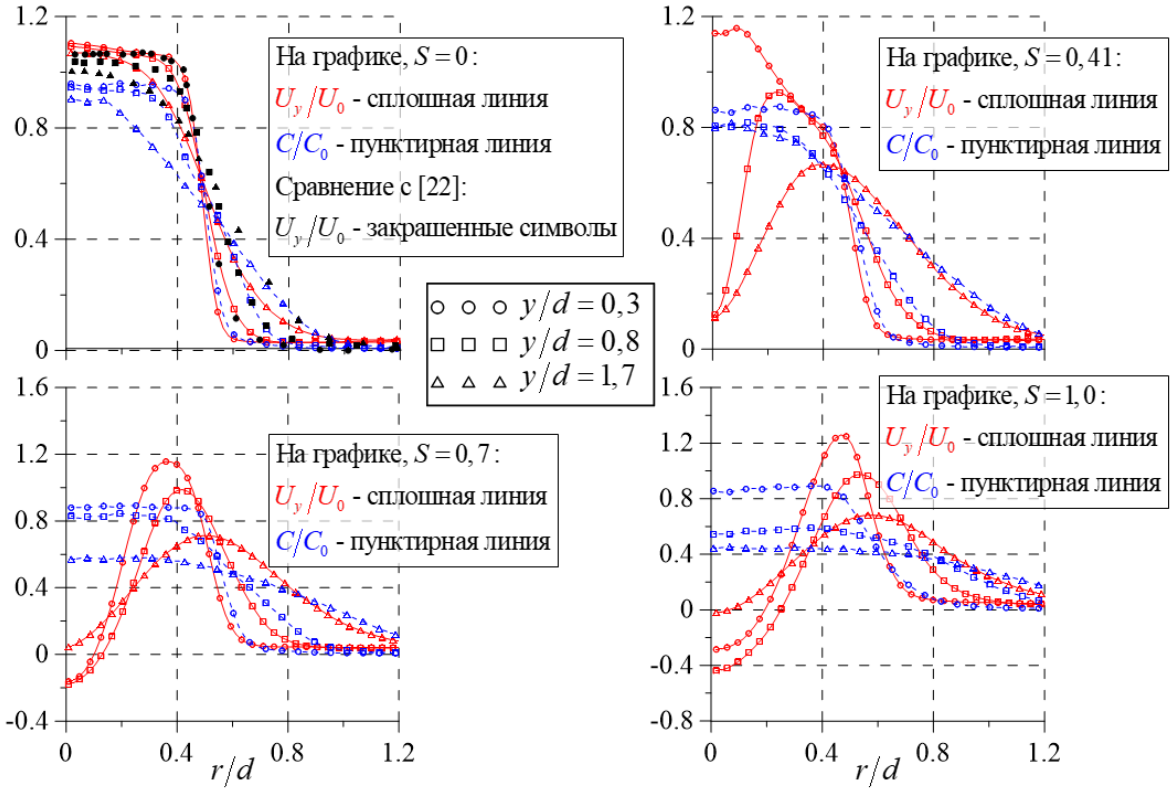

Рисунок 3.3. Радиальные профили осевой скорости и концентрации для струй с разной степенью закрутки потока.

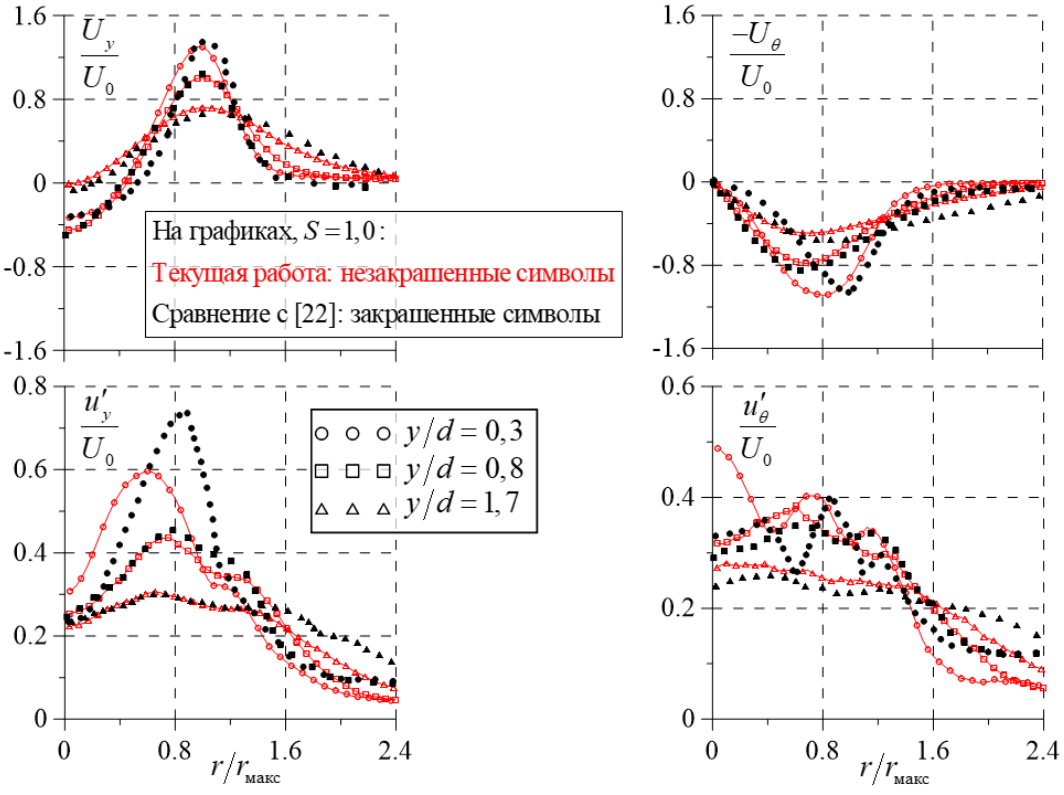

Рисунок 3.4. Сравнение профилей средних компонент скорости и пульсаций компонент скорости для сильно закрученной струи с данными из [22].

осевой скорости возвратных течений в ЦЗР (приблизительно 0,5 от U_0). Более чем в два раза переоценённое значение числа закрутки в работе [23] объясняется гораздо более широким профилем струи в их случае, что связано с особенностью конструкции соплового блока. Для корректного сравнения данных полученных в настоящей работе и представленных в работе [23] радиальная координата нормировалась на r_{max}, которая соответствовала радиальной координате максимального значения осевой скорости для каждого выбранного поперечного сечения. Можно видеть хорошее количественное совпадение данных настоящей работы с литературой, особенно на расстояниях от среза сопла $y/d = 0{,}8$ и $y/d = 1{,}7$.

На основе полученных пространственных распределений осевой скорости, была оценена скорость вовлечения в поток окружающего воздуха $Q/Q_0 - 1$ с ростом расстояния от среза сопла, которая представлена на рисунке 3.5 (а). При вычислении потока массы Q, согласно выражению (2.12), радиальная координата была ограничена на значение $r/d < 2$. При этом $Q_0 = \rho U_0 \pi d^2/4$ это поток массы внутри сопла. Скорость вовлечения в поток окружающего воздуха не равна нулю на расстояние $y/d = 0$ из-за наличия спутного потока. Сравнение скорости вовлечения в поток окружающего воздуха измеренной в данной работе проведено с результатами представленными авторами в работе [23]. Можно видеть, что у их графиков меняется наклон, на расстояние $y/d \approx 1$. Вероятно, это связанно с влиянием пластины которая окружает сопло в их случае. Можно наблюдать удовлетворительное соответствие результатов для случаев незакрученной и умеренно закрученных (в нашем случае $S = 0{,}41$, а у них $S^* = 0{,}78$) струй. Однако, в случае сравнения струй с сильной закруткой потока (в нашем случае $S = 1{,}0$, а у них $S^* = 2{,}2$) результаты, представленные в работе [23], демонстрирует значительно более высокую скорость вовлечения.

На рисунке 3.5 (б) представлен осевой поток пассивной примеси, вычисленный согласно выражению (2.18), который должен быть постоянным и равным $Q_{C0} = \rho U_0 C_0 \pi d^2/4$. Разброс данных от прямой горизонтальной линии демонстрирует точность измерения интегральной величины. Наибольший вклад в ошибку вносят области на краях струи в радиальном направлении (внешний слой

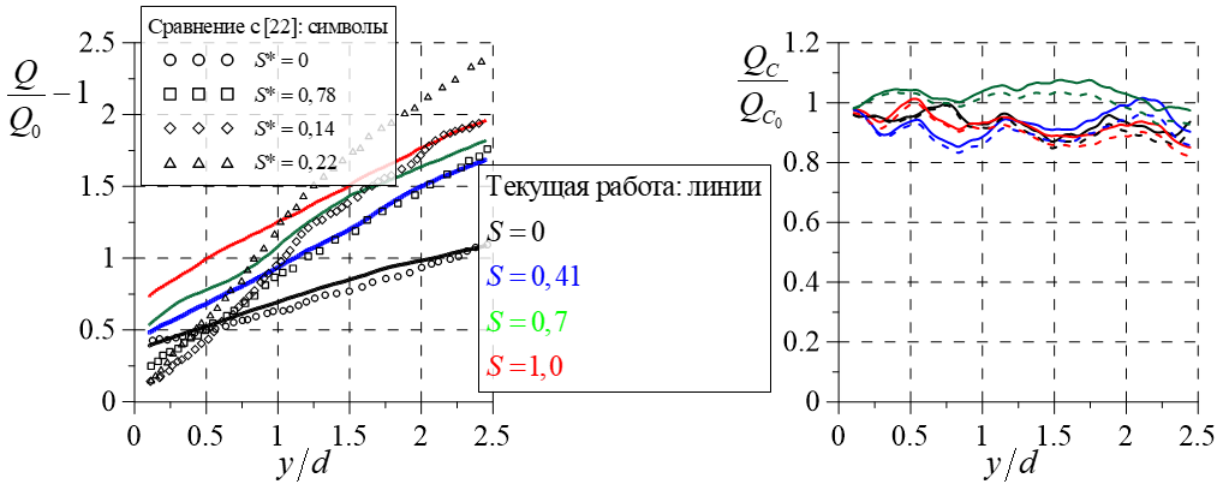

Рисунок 3.5. Скорость вовлечения в поток окружающего воздуха (а) и осевой поток пассивной примеси (б).

смешения и далее), где средняя концентрация пассивной примеси понижается практически до 0, в отличии от высокой концентрации в ядре струи. Вклад в разброс интегрального значения осевого потока пассивной примеси, так же вносит погрешность измерения мгновенных локальных значений скорости и концентрации, которая не превышает 3 % от U_0 и C_0. Пунктирными линиями показан осевой поток пассивной примеси, вычисленный без учёта вклада турбулентной осевой составляющей потока (пространственные распределения турбулентного осевого потока примеси представлены на рисунке 3.6). Можно видеть, незначительный вклад турбулентной составляющей в осевой поток пассивной примеси.

На основе измеренных распределений скорости можно вычислить действительное соотношение между моментом импульса и импульсом струи и оценить интегральную степень крути потока, согласно выражениям (2.13), (2.14) и (2.15). Для исследованных струй, с разной степенью крутки, импульс струи показан на рисунке 3.7 (а), а момент импульса на рисунке 3.7 (б). Давление в прямоточной струе близко к P_∞, в отличие от закрученных струй, где необходимо учитывать влияние вихревых структур на давление. Можно видеть, что проинтегрированный в диапазон $r/d < 1{,}5$, импульс незакрученной струи примерно на 5 % превосходит значение $M_{y0} = \rho U_0^2 \pi d^2 / 4$, что вызвано небольшим спутным потоком вокруг сопла.

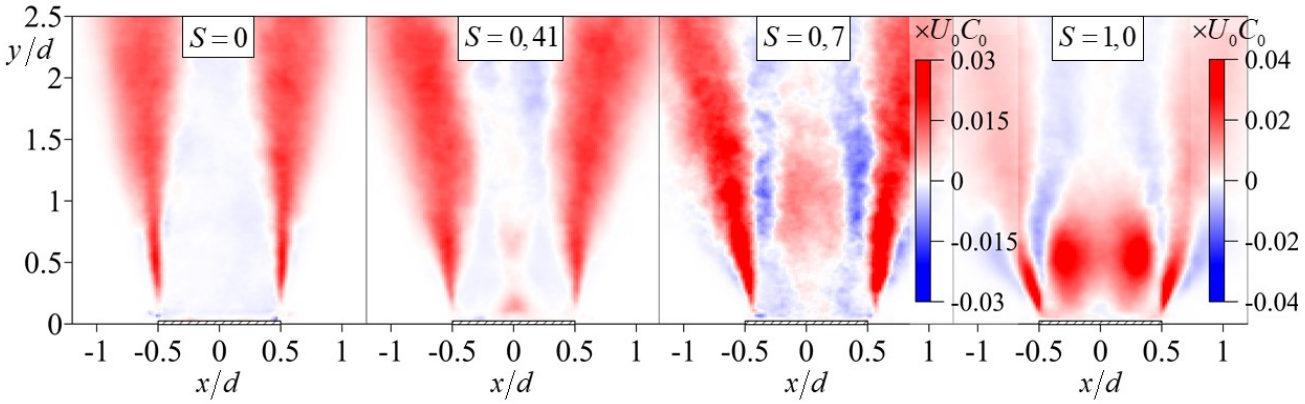

Рисунок 3.6. Пространственные распределении турбулентной составляющей $\langle u'_y c' \rangle$ осевого потока пассивной примеси.

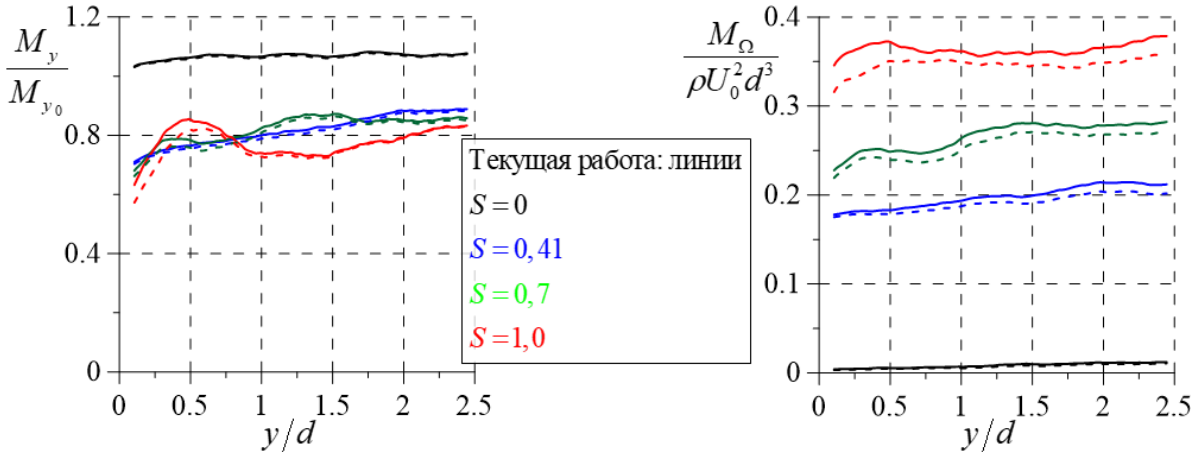

Рисунок 3.7. Интегральные импульс (а) и момент импульса (б) струи рассчитанные для исследуемых режимов течения.

Для течений с закруткой потока вычисленный импульс существенно ниже чем M_{y0}, что связано с учётом влияния давления и с использованием статистических моментов радиальной и тангенциальной компонент скорости. Степень крутки потока, оценённая из геометрических параметров завихрителя, для исследованных в данной работе течений составляет S = 0, 0,41, 0,7 и 1,0. Степень крутки, оценённая как отношение момента импульса к импульсу струи согласно выражению (2.15) для диапазона $0{,}3 < y/d < 2{,}4$ равняется $Sw = 0{,}02 \pm 0{,}02$, $0{,}61 \pm 0{,}02$, $0{,}82 \pm 0{,}03$ и $1{,}2 \pm 0{,}05$. Согласно рисунку 3.7 оценка значений импульса струи и момента импульса струи без использования пульсационных составляющих скорости (результаты показаны пунктирными линиями) оказывает незначительное влияние.

3.3 Исследование вихревых структур

Мгновенные распределения скорости (показаны векторами) и концентрации пассивной примеси паров ацетона (показаны цветом), измеренные в исследуемых струях с различной степенью закрутки потока, представлены на рисунке 3.8. Центры крупномасштабных вихревых структур визуализированы с использованием модифицированного Q^{2D}-критерия, согласно выражению (2.23), и показаны красными линиями на изображениях для $Q^{2D} > 5U_0^2 d^{-2}$. В незакрученной струе во внешнем слое смешения присутствуют тороидальные вихри, они захватывают и увлекают окружающий воздух, при этом ядро струи остаётся практически не перемешанным. Для струи с умеренной закруткой потока вихревые структур формируются как во внутреннем, так и во внешнем слоях смешения, однако, как и в случае незакрученного течения, заметное перемешивания между струей и окружающим воздухом наблюдается только во внешнем слое смешения. Представленные результаты показывают, что в течениях с сильной закруткой потока значительное количество окружающего воздуха захватывается крупномасштабными вихревыми структурами и переносится в центральную зону рециркуляции, где перемешивается с кольцевой струёй, поступающей из сопла. Таким образом, перемешивание поступающей из сопла струи с окружающим воздухом имеет место как во внешнем, так и во внутреннем слоях смешения.

Метод POD использовался для идентификации крупномасштабных вихревых структур в исследуемых течениях и для оценки их вклада в турбулентный перенос по измеренным ансамблям полей мгновенной скорости и концентрации. На рисунке 3.9 (а) представлена зависимость квадратов сингулярных чисел (долей кинетической энергии пульсаций скорости) от номера POD-моды. Так в случае S = 1,0 первые две POD-моды содержат в себе 16 % осреднённой по области измерения кинетической энергии турбулентности. Кинетическая энергия турбулентности, содержащаяся в третьей и последующих модах, составляет менее 2 %. На рисунке 3.9 б, представлены корреляционные коэффициенты первых двух POD-мод для случая S = 1,0, формирующие фигуру Лиссажу, занимающую окрестность круга, что указывает на то, что эти моды не являются статистически независимыми.

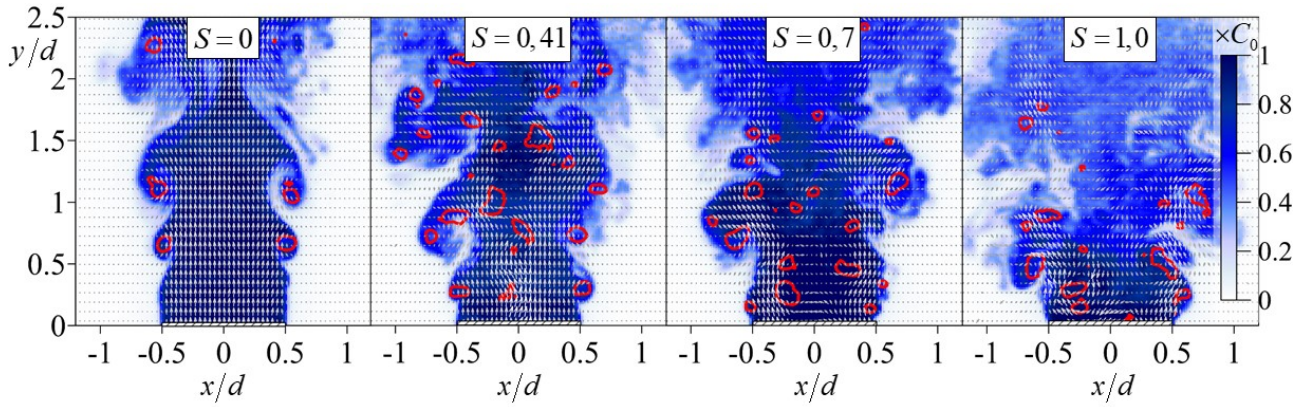

Рисунок 3.8. Мгновенные распределения скорости и концентрации пассивной примеси паров ацетона. Красные линии приведены для $Q^{2D} > 5U_0^2 d^{-2}$.

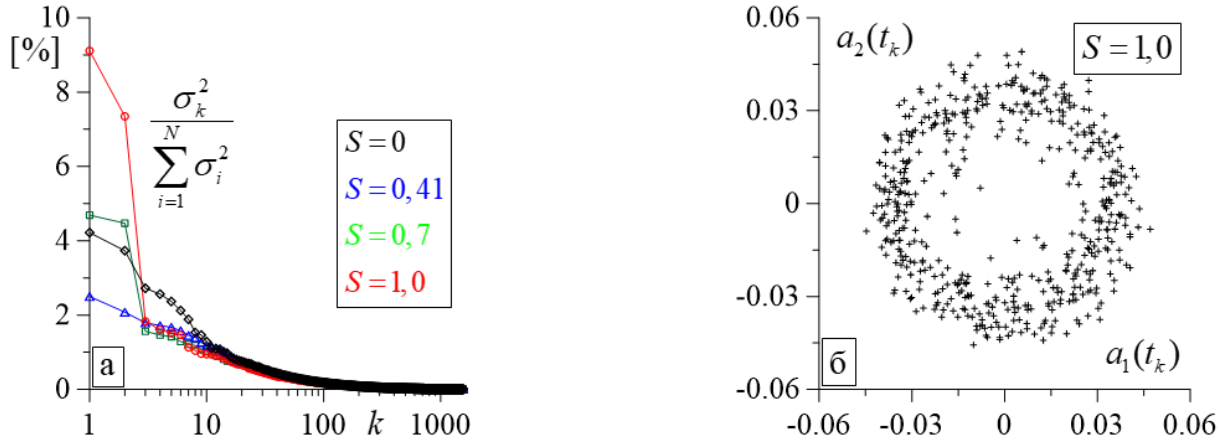

Рисунок 3.9. POD-спектр пульсаций скорости для струй с различной степенью закрутки потока (а) и корреляционные коэффициенты первых двух POD-мод для струи при $S = 1{,}0$ (б).

Пространственные распределения первых двух POD-мод когерентных пульсаций скорости (показаны векторами) и соответствующие им когерентные когерентных пульсации концентрации пассивной примеси (показаны цветом) для незакрученной струи ($S = 0$) приведены на рисунке 3.10. Можно видеть, что когерентные пульсаций скорости и концентрации (достигающих до 8 % от C_0) связаны с конвективным переносом массы тороидальными вихрями, расширяющимися вниз по течению. При этом, первая и вторая POD моды сдвинуты друг относительно друга на фазовый угол $\pi / 2$. Обнаружено, что для струи с

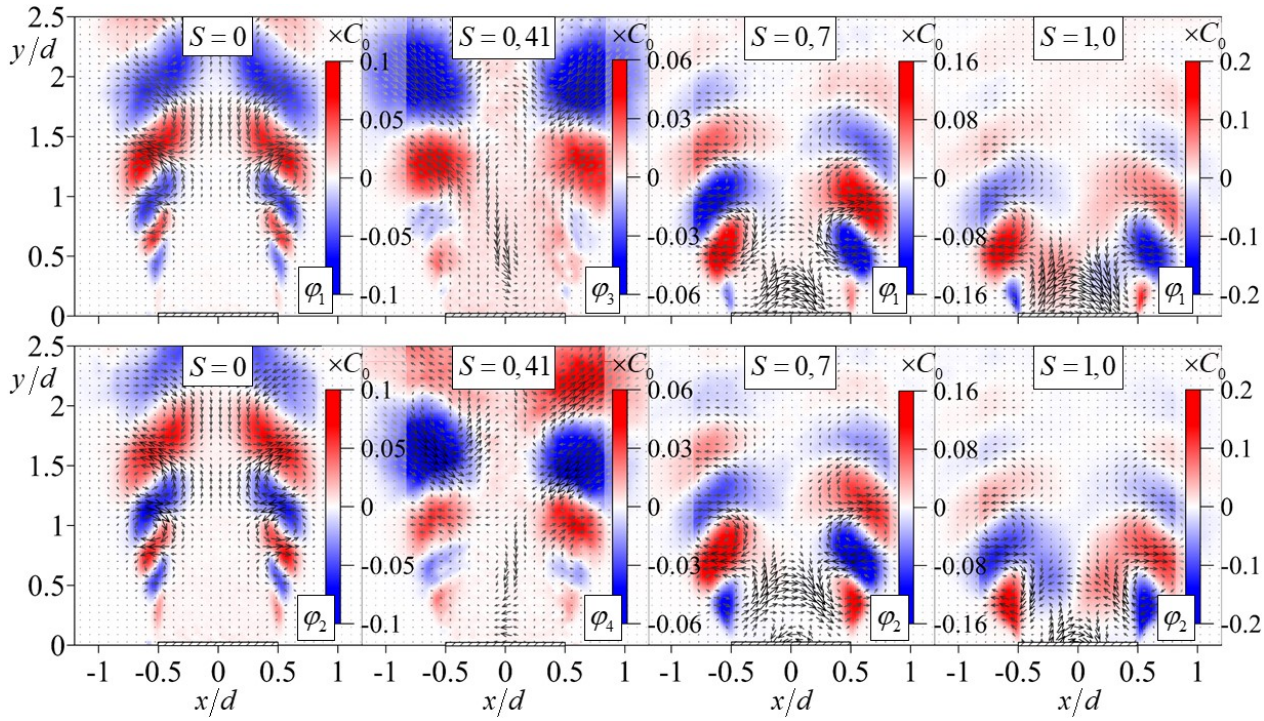

Рисунок 3.10. Пространственные распределения POD-мод когерентных пульсаций скорости и соответствующие им когерентные пульсации концентрации.

умеренной закруткой потока ($S = 0{,}41$), первые две POD-моды связаны в основном с флуктуациями осевой скорости в зоне торможения на оси струи (пространственные распределения не представлены), что соответствует концепции периодического распада вихревого ядра предложенной в работе [56]. Третья и четвертая POD-моды (приведены на рисунке 310) связаны с конвективным переносом массы тороидальными вихрями, расширяющимися вниз по течению. При этом когерентные пульсации концентрации достигают значения до 6 % от C_0.

На рисунке 3.10 так же приведены пространственные распределения первых двух POD-мод для струй с сильной закруткой потока при $S = 0{,}7$ и $S = 1{,}0$. Эти POD-моды соответствуют когерентным пульсациям поперченной компоненты скорости в ближней области струи вблизи кромки сопла вызванных вихрями во внутреннем и внешнем слоях смешения, распространяющимися вниз по течению струи. Когерентные флуктуации концентрации, так же связанные с вихревыми структурами, наблюдаются в основном во внешнем слое смешения и достигают значений до 16 % и 18 % от C_0 для $S = 0{,}7$ и $S = 1{,}0$, соответственно. Как и в случае

незакрученного течения, первая и вторая POD-моды сдвинуты друг относительно друга на фазовый угол $\pi / 2$. Следует отметить, что пространственные распределения когерентных пульсаций скорости, представленные в данной работе, аналогичны таковым, представленным в предыдущих исследования струй с сильной закруткой потока, измеренных, например, с использованием PIV в томографической конфигурации в [87]. Авторы показали, что эти две POD-моды соответствуют двум ортогональным сечениям одной вращающейся вихревой структуры.

Трехмерная форма крупномасштабных вихревых структур, реконструированная из фазово-осреднённых положений когерентных структур в плоскости измерения, на основании предположения, что изменение фазового угла пропорционально изменению азимутального угла (что соответствует квази-твердому вращению рассматриваемой когерентной структуры), в соответствие с выражением (2.31), представлена на рисунке 3.11. Для визуализации когерентных структур использовался Q^{3D}-критерий, описанный выражением (2.24). Для струй с сильной закруткой потока ($S = 0{,}7$ и $S = 1{,}0$) когерентная структура состоит из вихревого ядра, имеющего спиральную форму в центральной зоне рециркуляции, и вторичной вихревой структуры винтовой формы, расположенной во внешнем слое смешения. При реконструкции вихревой структуры для незакрученной и умеренно закрученной струи ($S = 0$ и $S = 0{,}41$), была использована только одна POD-мода, чтобы продемонстрировать влияние тороидальных вихрей на крупномасштабные деформации во внешнем слое смешения (то есть с учётом вклада только когерентной составляющей пульсаций).

3.4 Турбулентный перенос

На рисунке 3.12 представлены пространственные распределения турбулентного трения и турбулентного потока примеси во внутреннем и внешнем слоях смешения в исследованных струях с различной степенью закрутки потока. Можно видеть, что с увеличением числа крутки, наблюдается рост турбулентного трения вблизи сопла и в итоге оно достигает своего максимума во внутреннем слое смешения струи с сильной закруткой. Турбулентный поток примеси наблюдается

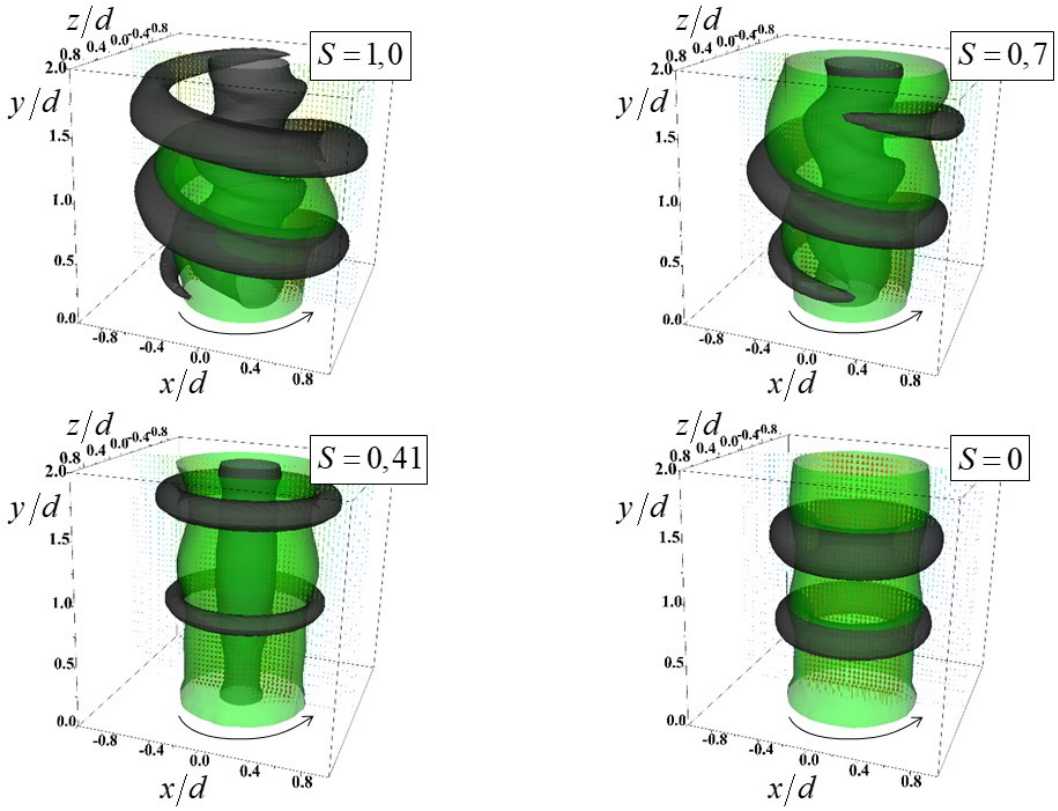

Рисунок 3.11. Фазово-осреднённая скорость и концентрация, и низкоразмерная реконструкция вихревых структур в исследуемых струях. Непрозрачные поверхности соответствуют $Q^{3D} > 0.4U_0^2 d^{-2}$, а полупрозрачные $C + \hat{c} = 0.5C_0$.

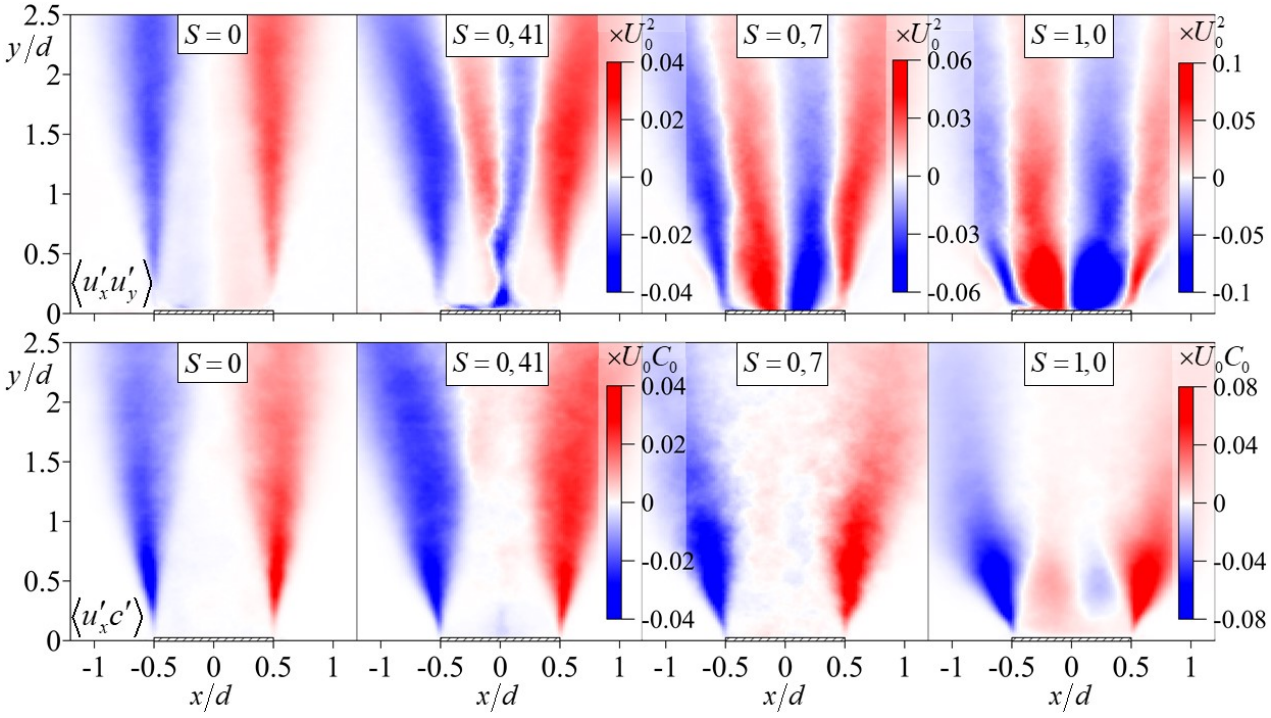

Рисунок 3.12. Сверху представлено пространственное распределение турбулентного трения, а снизу турбулентного потока пассивной примеси.

в основном во внешнем слое смешения. Однако, для случая струи с сильной закруткой потока, при $S = 1{,}0$, перемешивание так же имеет место вокруг ЦЗР, где радиальный поток примеси достигает значения порядка 2 % от U_0C_0.

Подробно оценен вклад членов осредненного по Рейнольдсу уравнения переноса пассивной примеси, соответствующего выражению (2.19). На рисунке 3.13 представлены радиальные профили членов уравнения, построенные на различном расстояние от среза сопла, для того чтобы захватит как зону торможения на оси струи (при $S = 0$ и $S = 0{,}41$), так и центральную зону рециркуляции (при $S = 0{,}7$ и $S = 1{,}0$). Так же на рисунке 3.13 приведён остаточный член, который показывает достаточно небольшую ошибку измерений. Вклад члена соответствующего турбулентной диффузии в осевом направлении, в приведённых сечениях, достаточно мал по сравнению с другими членами. В не закрученной струе, член, соответствующий осевой адвекции, почти полностью компенсируется турбулентным переносом в радиальном направлении. Вклад радиальной адвекции постоянно увеличивается с ростом числа крутки, и для струи с сильной закруткой потока при $S = 1{,}0$ достигает почти той же амплитуды, которая наблюдается для осевой адвекции и радиальной турбулентной диффузии.

На рисунке 3.14 представлены радиальные профили членов осреднённого по Рейнольдсу уравнения переноса импульса, соответствующего выражению (2.16), для тех же сечений, которые были показаны на рисунке 3.13. В связи с пренебрежительно малой амплитудой члена, отвечающего за вязкостный диффузионный перенос, остаточный член соответствует градиенту среднего давления ($\rho^{-1}\partial P/\partial y$). В слое смешения незакрученной струи осевой адвентивный перенос противоположен радиальной диффузии. Радиальная адвекция имеет сравнимую амплитуду и уравновешивает осевую адвекцию и радиальную диффузию в слое смешения. Остаточный член в этом случае показывает достаточно небольшую ошибку измерений. В случае струй с закруткой потока остаточный член показывает, что вблизи оси струи (в вихревом ядре) средний градиент давления имеет максимальную амплитуду и компенсируется радиальной турбулентной диффузией. Радиальная адвекция остается отрицательной во

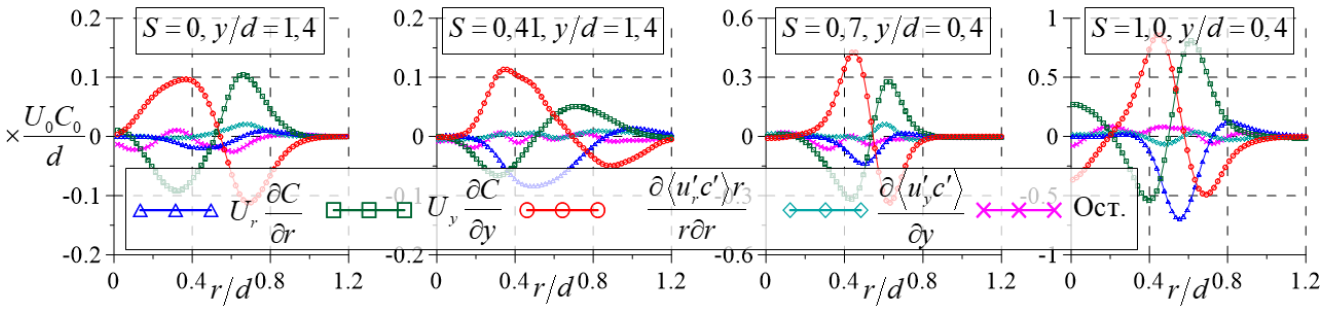

Рисунок 3.13. Члены осредненного по Рейнольдсу уравнения переноса пассивной примеси в исследуемых струях с различной закруткой потока.

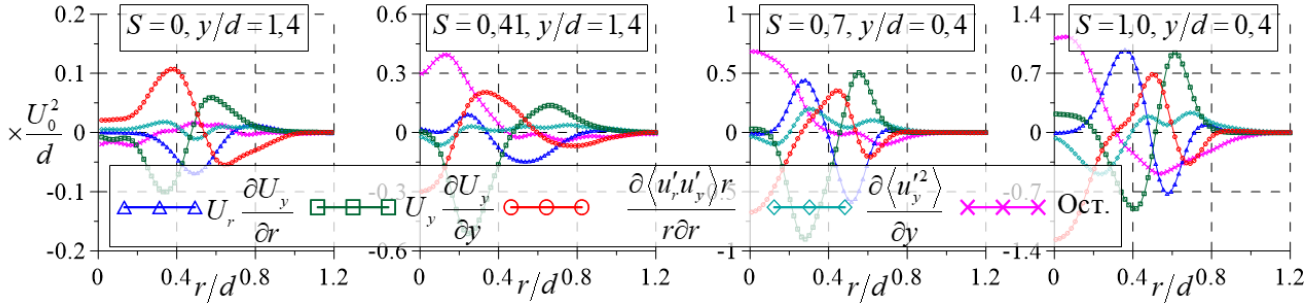

Рисунок 3.14. Члены осредненного по Рейнольдсу уравнения переноса импульса в исследуемых струях с различной закруткой потока.

внешнем сдвиговом слое и увеличивается во внутреннем сдвиговом слое закрученных струй, особенно после формирования устойчивой центральной зоны рециркуляции. Для струи с сильной закруткой потока при $S = 1{,}0$ члены осреднённого по Рейнольдсу уравнения переноса импульса имеют значительно большую амплитуду, чем для других течений с меньшей закруткой потока.

На основе результатов численного моделирования с использованием метода LES, авторы в работе [236] проанализировали влияние закрутки потока на структуру турбулентной кольцевой струи и предложили объяснение возникновения наблюдаемого ранее вихревого ядра, вращающегося в противоположном направлении относительно закрутки потока (в среднем), с использованием информации о переносе азимутальной скорости. Они пришли к выводу, что основной вклад оказывает радиальный турбулентным перенос момента импульса (rU_θ) наружу от ядра струи (что может быть вызвано прецессией вихревого ядра). В данной работе, на основе полученных экспериментальных данных, было проанализировано

осреднённое по Рейнольдсу уравнение переноса момента импульса для азимутальной компоненты скорости, в соответствие с выражением (2.17). Члены уравнения продемонстрированы на рисунке 3.15. Как и в работе [236] вклад осевой турбулентной диффузии в перенос момента импульса имеет небольшую амплитуду (за исключением $S = 1{,}0$) по сравнению с другими членами уравнения. Следует заметить, что при увеличении степени закрутки потока, наблюдается рост амплитуды всех членов уравнения переноса. Вслед за увеличением радиальной компоненты скорости, усиливается и радиальная адвекция. Наиболее важным выводом является то, что вклад радиального турбулентного диффузионного переноса в момент импульса в ядре (на оси) струи различается для умеренно закрученного и сильно закрученных течений. Для струи с умеренной закруткой потока без формирования ЦЗР, радиальный турбулентный перенос является источником стока, что согласуется с результатами, представленными в работе [236].

На основе тройного разложение с использованием POD-анализа (подробности в разделе 2.5) был оценен вклад вихревых структур в сдвиговые напряжения и турбулентный поток примеси. Пространственные распределения пульсаций скорости (показаны векторами) и концентрации пассивной примеси (показаны цветом), отвечающие только за когерентную составляющую представлены на рисунке 3.16. Для незакрученной струи и струи с умеренной закруткой потока ($S = 0$ и $S = 0{,}41$) вклад когерентных пульсаций скорости и концентрации в сдвиговые напряжения и турбулентный поток примеси преобладает во внешнем слое смешения и связан с прохождением тороидальных вихревых структур. При увеличении степени закрутки, за счёт влияния спиральных вихревых структур, основной вклад в сдвиговые напряжения наблюдается во внутреннем сдвиговом слое вблизи выхода из сопла. Пространственное распределение турбулентного потока примеси показывает, что эти вихревые структуры оказывают наибольший вклад и на массообмен, за счёт последующего перемешивания струи с окружающим воздухом. Более того, аналогично тому, что наблюдалось на рисунке 3.12, в случае сильно закрученной струи при $S = 1{,}0$ турбулентный перенос настолько силён, что окружающий струю воздух увлекается внутрь ЦЗР и связно это именно с когерентными структурами.

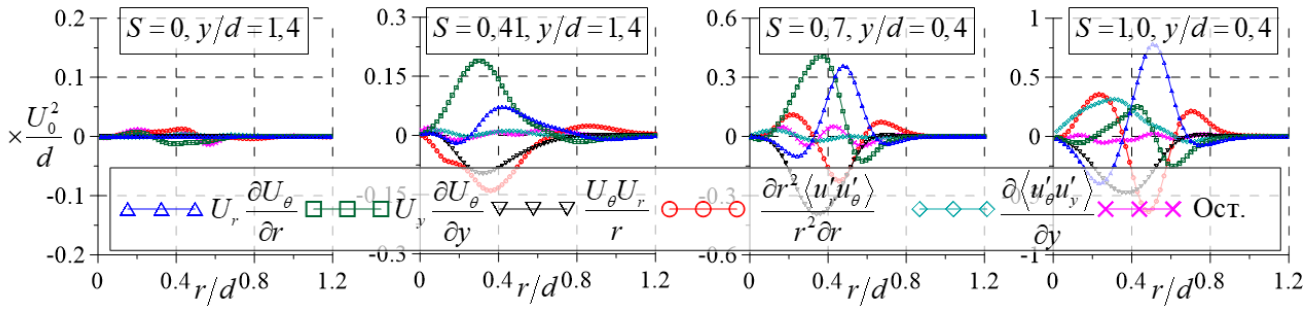

Рисунок 3.15. Члены осредненного по Рейнольдсу уравнения переноса момента импульса в исследуемых струях с различной закруткой потока.

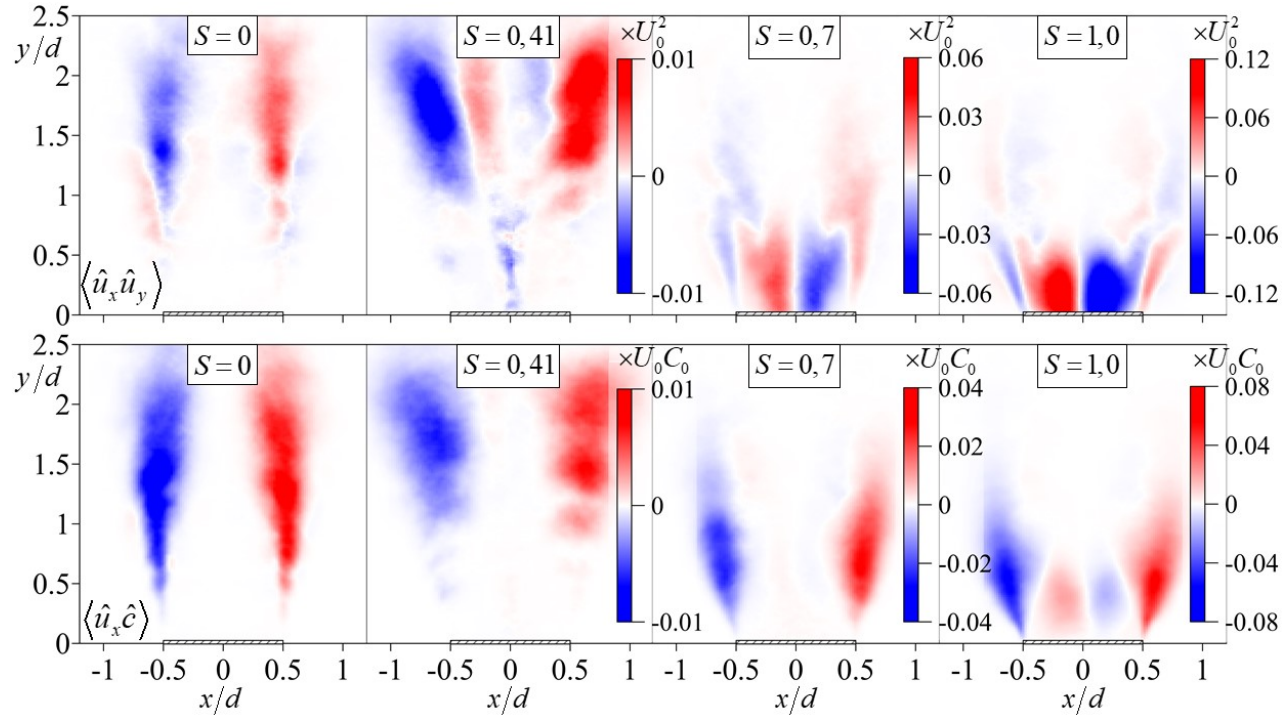

Рисунок 3.16. Вклад когерентных пульсаций скорости и флуктуаций концентрации в сдвиговые напряжения и турбулентный поток пассивной примеси.

Таким образом, массообмен происходит и во внутреннем слое смешения. На рисунке 3.17 приведены профили вклада когерентных пульсаций скорости и концентрации в сдвиговые напряжения и турбулентный поток примеси в сравнении с полными для тех же поперечных сечений, что и на рисунках 3.13, 3.14, 3.15. Для незакрученной струи и струи с умеренной закруткой потока ($S = 0$ и $S = 0{,}41$) вклад когерентных пульсаций скорости и концентрации в сдвиговые напряжения и турбулентный поток примеси не превышает 26 % для рассматриваемых сечений.

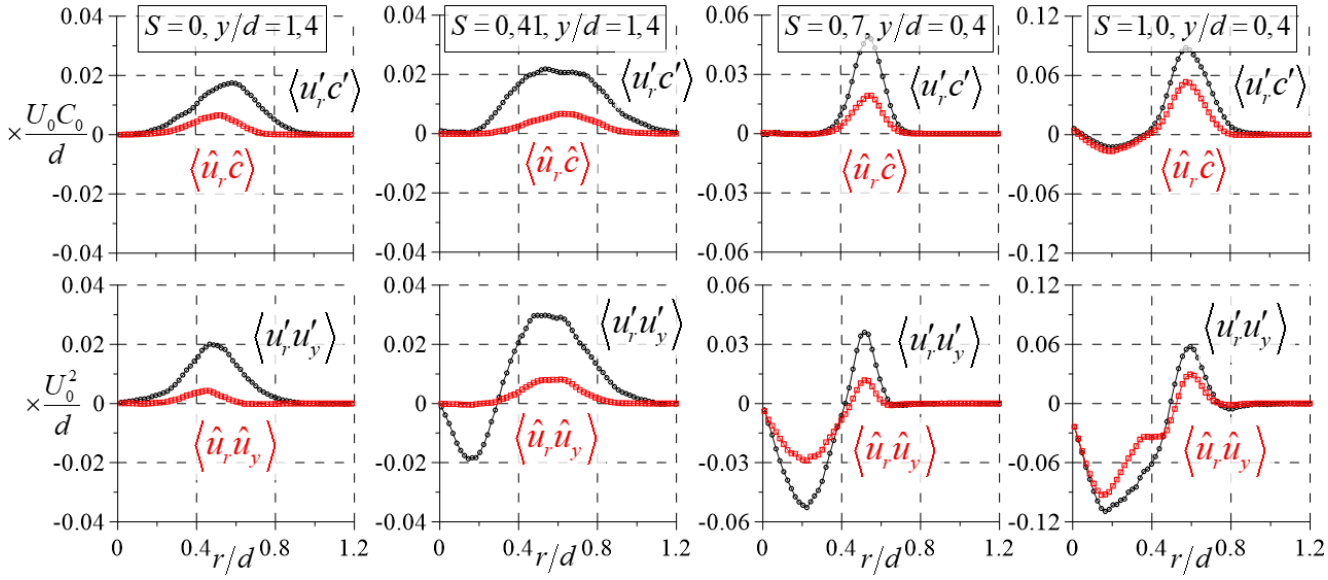

Рисунок 3.17. Профили вклада когерентных пульсаций скорости и концентрации в сдвиговые напряжения и турбулентный поток примеси в сравнении с полными.

Для струй с сильной закруткой потока, в условиях наличия центральной зоны рециркуляции и явления распада вихревого ядра, вклад когерентных пульсаций превышает 44 % и 67 % для $S = 0,7$ и $S = 1,0$, соответственно.

Как уже отмечалось в разделе 2.5, в соответствие с уравнениями 2.20, 2.21 и 2.22, используя информация о средних распределениях скорости и концентрации пассивной примеси, напряжений Рейнольдса и турбулентного потока, напрямую измеренных в эксперименте, можно оценить пригодность распространённой градиентной модели, часто используемой для замыкания осреднённых по Рейнольдсу уравнений переноса импульса и скалярной величины. Часто, проблема замыкания уравнений переноса при численном моделировании решается с использованием предположения, что турбулентный перенос массы пропорционален среднему градиенту концентрации. На рисунке 3.18 представлены профили турбулентного трения и турбулентного потока, в сечении y/d = 0,7, соответствующем области наибольшей ширины зоны рециркуляции, а также градиенты средних величин с учётом коэффициентов турбулентного переноса. Можно видеть, что турбулентный перенос хорошо соответствует закону Фика. Оценка показывает, что турбулентная вязкость меняется от 0,0023 до 0,01, а

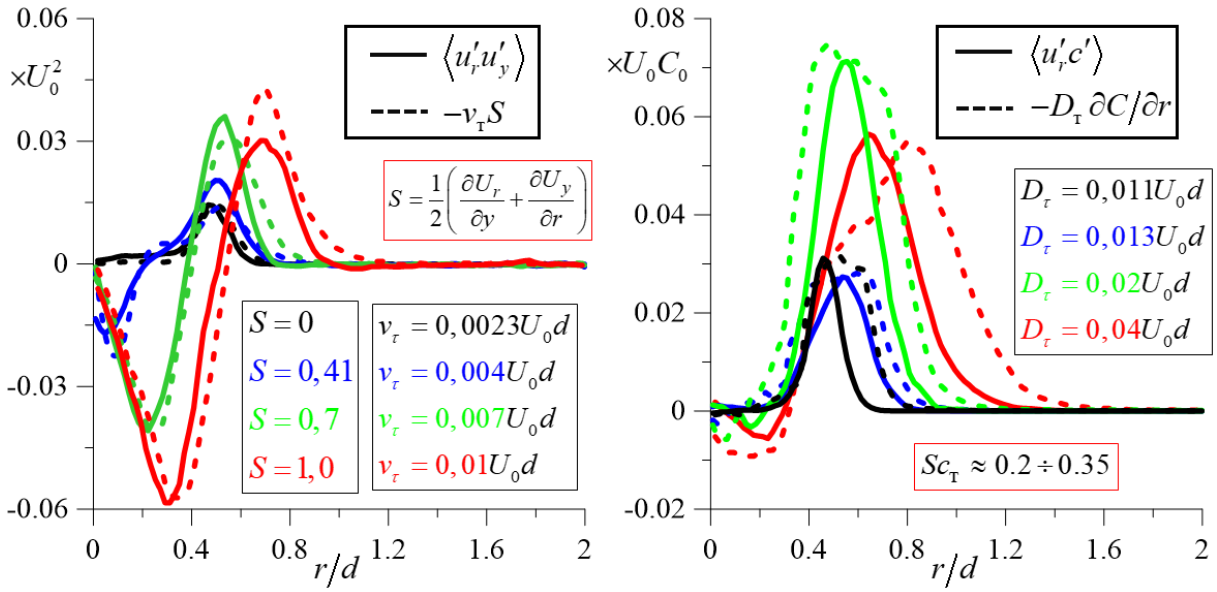

Рисунок. 3.18. Проверка градиентной модели, выполненная в турбулентной струе с разной степенью закрутки потока. Слева: профиль компоненты напряжений Рейнольдса и градиента скорости. Справа: профиль радиальной компоненты турбулентного потока и градиента концентрации.

коэффициент турбулентной диффузии от 0,011 до 0,04, при изменении закрутки потока от $S = 0$ до $S = 1{,}0$. Важно отметить, что все приведённые значения нормированы на среднерасходную скорость течения и выходной диаметр сопла. В результате было оценено турбулентное число Шмидта, лежащее в диапазоне от 0,2 до 0,35. Приведённая выше оценка даёт хорошее согласие с градиентной моделью.

Основные результаты Главы 3

Локальный перенос осевых и угловых моментов импульса, а также пассивной примеси в ближней области турбулентных закрученных струй (Re = 5000) исследован с использованием совместных PIV/ПЛИФ-измерений. Закрутка потока усиливает захват окружающего воздуха, увеличивает угол раскрытия струи и приводит к формированию центральной зоны торможения/рециркуляции, окружённой внутренним сдвиговым слоем. В главе были оценены вклады адвекции и турбулентной диффузии и сделан вывод, что молекулярная диффузия оказалась пренебрежимо малой из-за достаточно высокого числа Рейнольдса.

Осевая адвекция и радиальная турбулентная диффузия вносят противоположный вклад на перенос пассивной примеси в рассматриваемой области потока. Для переноса среднего осевого импульса в незакрученной струе также установлено, что осевая адвекция и радиальная турбулентная диффузия действуют в противоположных направлениях. В отличие от переноса примеси, обмен импульсом во внутреннем сдвиговом слое значительно усиливается при наличии закрутки потока. Радиальная адвекция положительна во внешнем слое смешения всех исследованных струй и отрицательна во внутреннем сдвиговом слое струй с закруткой потока. Для обоих исследованных моментов импульса вклад осевой турбулентной диффузии оказался значительно меньшим по сравнению с другими составляющими (за исключением случая $S = 1{,}0$). В струях с сильной закруткой вклад радиальной турбулентной диффузии противоположен радиальной адвекции.

Вклад когерентных пульсаций скорости в турбулентный перенос оценивался с использованием метода главных компонент на основе сингулярного разложения. Установлено, что наиболее энергонасыщенные когерентные пульсации скорости соответствуют прецессирующему вихревому ядру и крупномасштабной спиральной вихревой структуре во внешнем слое смешения струй с сильной закруткой потока и распадом вихревого ядра, а также связаны с тороидальными вихрями в случае незакрученных и слабо закрученных струй. Впервые установлено, что в начальной области сильнозакрученной струи вклад когерентных пульсаций скорости, обусловленных спиральными крупномасштабными вихревыми структурами, в турбулентный перенос массы (примеси) и импульса может локально превышать 65 %, тогда как для струй со слабой закруткой потока, без центральной зоны рециркуляции и выраженной прецессии потока, данный вклад составлял менее 22 %. Таким образом, распад вихревого ядра значительно усиливает турбулентный перенос в начальной области закрученных струй.

Глава 4. Форма пламени в закрученной струе с РВЯ

Трёхмерные измерения полей скоростей в реагирующих потоках представляют собой сложную научно-техническую задачу, требующую комплексного подхода к её решению. Существующие методы PIV в томографической конфигурации, зарекомендовавшие себя как надёжный инструмент для изотермических течений, при использовании их для исследования процессов горения сталкиваются с рядом существенных ограничений, связанных с неоднородностью объёмного освещения, неравномерным распределением концентрации частиц-трассеров, оптическими искажениями и погрешностями пространственной калибровки. Дополнительным фактором, осложняющим проведение измерений, является паразитная засветка от пламени, которая может существенно повлиять на качество получаемых данных.

В данной главе описаны предпринятые усилия по преодолению указанных ограничений при проведении томографических PIV-измерений в ламинарном осесимметричном предварительно перемешанном пламени. Оптическая система, состоящая из восьми ПЗС-камер и мощного импульсного лазера, позволила провести измерения с соотношением глубины к размеру области исследования 1:1, что является значительным достижением в области диагностики реагирующих потоков. На основе прямых измерений, было получено экспериментальное подтверждение существования спиральных вихревых структур в закрученных потоках с горением, с использованием трёхмерных PIV-измерений и ПЛИФ-измерений в продольном и поперечных сечениях, на разном удалении от среза сопла, вниз по течению потока. Применение метода собственного ортогонального разложения, реализованного через сингулярное разложение, к трёхмерным данным о распределении скорости и двумерным распределениям флуоресценции формальдегида, позволило выявить особенности пространственной структуры течения и её эволюции в зависимости от расстояния от сопла. Такие исследования, открывают новые перспективы в изучении механизмов турбулентного горения. Результаты, изложенные в главе, представленны в работах [157, 237].

4.1 Томографический PIV: тест на ламинарном пламени

На рисунке 4.1 (а) приведен пример двумерных изображений частиц-трассеров, зарегистрированных в струе с горением. Можно видеть локальную область ярких трассеров, которая отмечена на рисунке красным эллипсом, в которой недостаточно развёрнутый лазерный нож проходит сквозь измерительный объем в первый раз. Сопло и конусообразная область с высокой концентрацией частиц-трассеров внутри несгоревшей топливно-воздушной смеси, поступающей из него, расположены в нижней части изображения. Концентрация трассеров в области горячих продуктов сгорания вне конуса значительно ниже. Собственное свечение пламени было эффективно заблокировано оптическими фильтрами. На рисунке 4.1 (б) показан пример двумерной проекции изображений, на основании которых выполнялась трехмерная реконструкция с использованием алгоритма томография ROI. В процессе реконструкции кромка сопла и область с высокой засветкой частиц-трассеров, для значений координаты z менее -1,2d, были удалены. Пример реконструированного трехмерного изображения представлен на рисунке 4.1 (в).

Для сечений трехмерной томографической реконструкции, основанной на наборе из четырёх горизонтально ориентированных камер и без удаления области с высокой засветкой частиц-трассеров, приведенных на рисунке 4.2, трассеры наблюдаются в виде ярких точек, а интенсивность линий, образованных от фантомных частиц, была в три раза ниже. После прохождения трассерами фронта пламени их концентрация значительно уменьшалась, что связано с расширением газа. Внутри конусообразной области с высокой концентрацией частиц, реконструированные частицы имели тенденцию принимать форму полос. Более того, в этом сечении, недалеко от среза сопла ($y/d = 0{,}5$) сигнал от фантомных трассеров вносит заметный вклад в распределение интенсивности до и после засеянной трассерами топливовоздушной струи поступающей из сопла, что показано красными стрелками на рисунке 4.2. Так же на рисунке 4.2 (в) представлено сечение, проходящее через область ярких трассеров отмеченных красным эллипсом, приводящих к возникновению фантомных частиц в виде ярких линий после реконструкции в области исследуемого объема, требующие удаления.

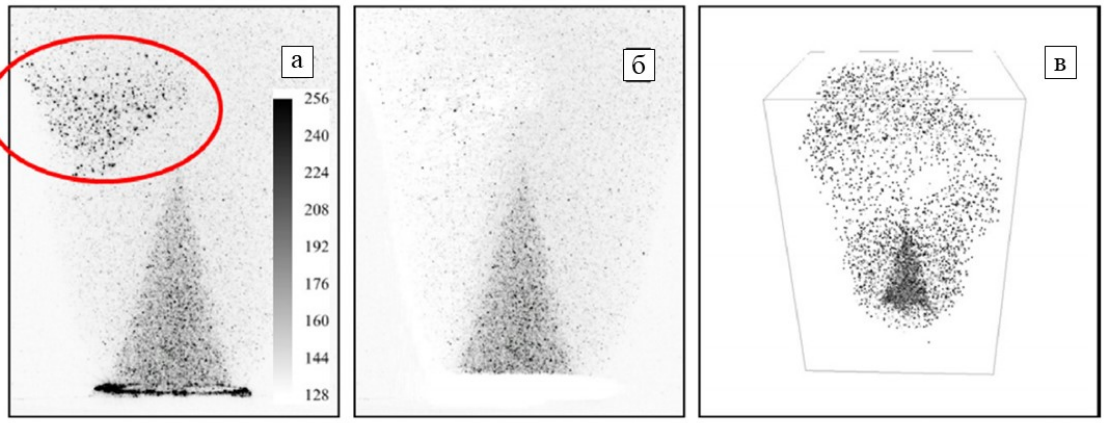

Рисунок 4.1. Оригинальная проекция (а) и после применения томографии ROI (б). Распределение частиц (показано 20% вокселей) в пропановоздушном ламинарном пламени при использовании 8-ми камер и алгоритма томография ROI (в).

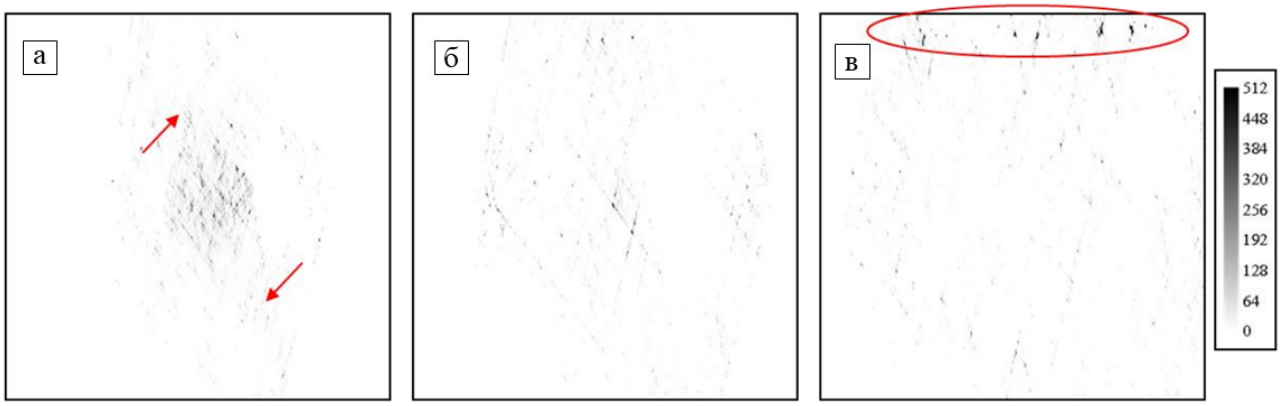

Рисунок 4.2. Горизонтальные сечения томографической реконструкции при использовании набора из четырёх камер. (а) y = 0,5*d*, (б) y = 1,5*d*, (в) y = 2,5*d*.

На рисунке 4.3 приведен аналогичный анализ, полученной с применением всех восьми камер и с использованием алгоритма томография ROI. Как и ожидалось, наблюдается небольшое количество частиц-трассеров в каждом сечение, что вызвано тем, что толщина срезов не превышает 50 мкм. Эта толщина в 10 раз меньше, чем типичная толщина лазерного ножа, используемого в 2D PIV исследованиях аналогичного масштаба. Линии, образованные фантомными частицами, были эффективно устранены, при этом частицы-трассеры выглядели как яркие точки. Так же наблюдается отсутствие области с яркими трассерами, приводящими к возникновению фантомных частиц.

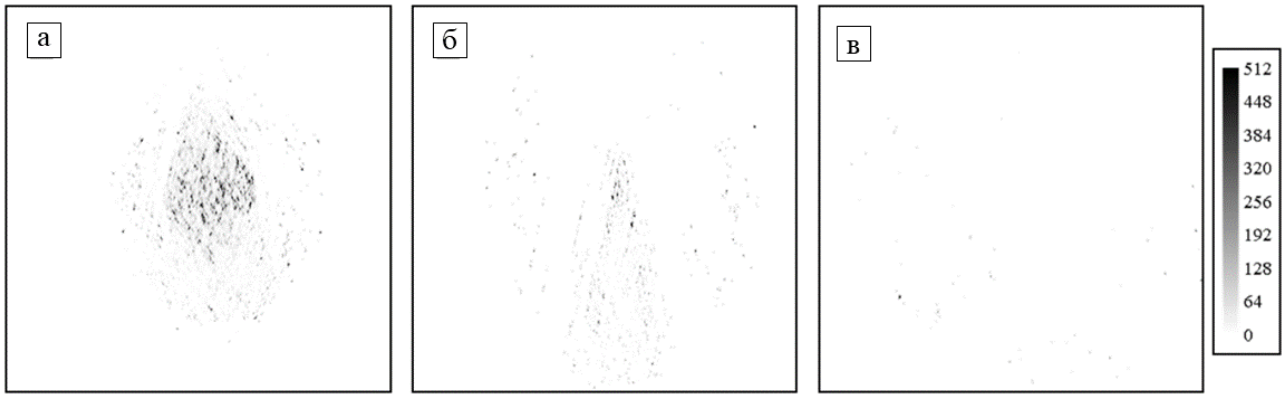

Рисунок 4.3. Горизонтальные сечения томографической реконструкции при использовании набора из восьми камер. (а) y = 0,5*d*, (б) y = 1,5*d*, (в) y = 2,5*d*.

Изображение трехмерной томографической реконструкции было усреднено вдоль вертикальной оси *y* и полученные двумерные распределения представлены на рисунке 4.4. Для удобства количественного сравнения, на том же рисунке, приведены профили усреднённого распределения интенсивности, проходящие через центр координат вдоль горизонтальных направлений, то есть осей *x* и *z*. Полученные результаты подтвердили прогнозируемый эффект: применение полного набора камер улучшает качество томографической реконструкции изображений. Кроме того, исключение области с частицами высокой яркости находящейся за пределами ROI (рис. 4.4 (в)) способствует уменьшению сигнала от фантомных частиц внутри этой области, который отмечен красной стрелкой на рисунке 4.4 (б). Следует отметить, что наличие сопла как физического объекта в области интереса трехмерного реконструированного томографического изображения не связано с этим артефактом. Следовательно, использование алгоритма томография ROI позволяет эффективно удалять яркие частицы из трехмерного реконструированного изображения уже на этапе обработки, после проведения измерений. Важность устранения этих ярких частиц вызвана тем, что, хотя эти яркие частицы находятся снаружи области ROI, они негативно влияют на отношение сигнал/шум внутри области ROI.

На рисунке 4.5 показано влияние количества камер на соотношение сигнал/шум трёхмерного томографического реконструированного изображения,

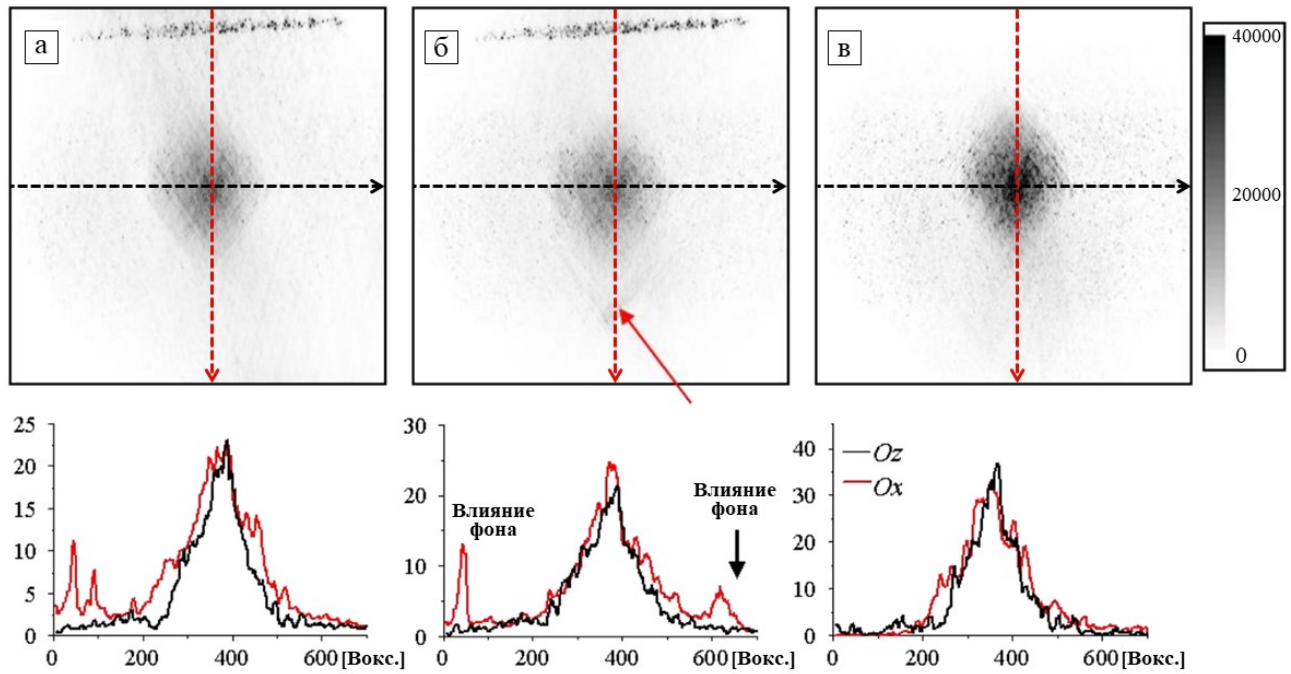

Рисунок 4.4. Томографическая реконструкция, усреднённая вдоль вертикальной оси, основа на четырёх камерах (а), восьми камерах (б, в) и с использованием алгоритма томография ROI (в). Сверху: двумерные распределения в плоскости (x, z). Снизу: профили интенсивности, проходящие вдоль горизонтальных направлений.

оценённое по интенсивности от фантомных частиц и нормированной дисперсии интенсивности для не реагирующего и реагирующего течений. Анализ показывает, что при использовании более четырёх камер качество реконструкции повышается. Несмотря на то, что при использовании четырёх камер, интенсивность фантомных частиц равна половине интенсивности реальных частиц в ядре струи, измерение скорости за пределами засеянного потока будет почти полностью определяться фантомными частицами из-за отсутствия реальных трассеров в спутном потоке.

Использование подхода томография ROI позволяет увеличить отношение сигнала между реальными и фантомными частицами двукратно в случае не реагирующего течения и четырёхкратно при наличии химической реакции, при условии использования полного набора из восьми камер. Значительное улучшение в последнем случае объясняется более интенсивным расширением газа в потоке с наличием химической реакции и уплотнённым засевом потока частицами-

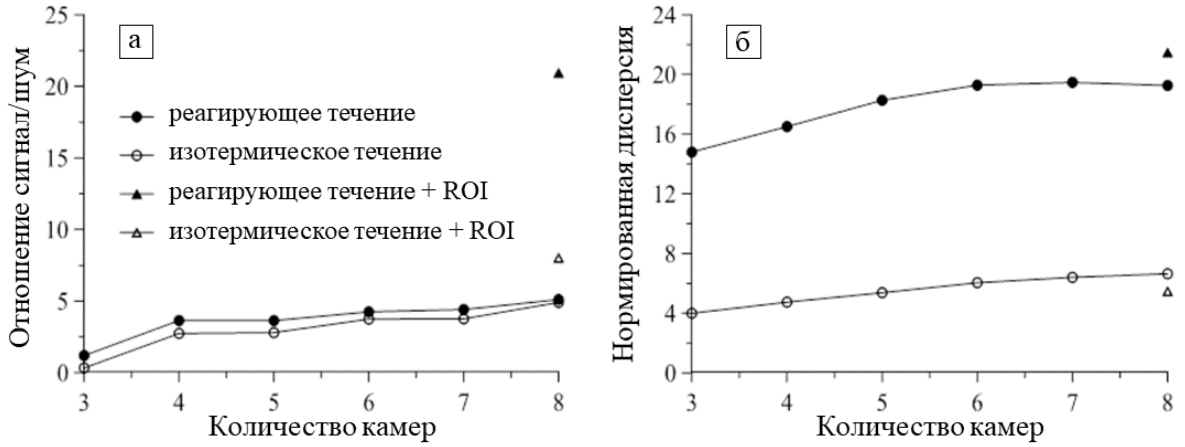

Рисунок 4.5. Влияние количества камер на соотношение сигнал/шум (а) и нормированная дисперсия интенсивности (б).

трассерами в области перед фронтом пламени Вертикальное (б, в) и набор поперечных (г, д) сечений трехмерных полей скорости измеренных в пламене Бунзена (а) при использовании только четырёх горизонтальных камер (б, г) и полного набора из восьми камер с применением алгоритма томографии ROI (в, д) представлен на рисунке 4.6. Оценка достоверности каждого вектора скорости производилась на основании критерия сигнал/шум для первого и второго экстремумов соответствующей трёхмерной кросскорреляционной функции, с пороговым значением заданном на уровне 120 %. Использование фильтрации по пространству для валидации векторов скорости могло бы дополнительно улучшить качество полученных данных за счёт удаление ошибочных векторов, которые отчётливо видны в представленных срезах. Однако фильтрация по пространству намеренно не использовалась в этом случае, для того чтобы подчеркнуть улучшение качества данных при использовании алгоритма томографии ROI и набора из восьми камер.

Сравнение, продемонстрированное на рисунке 4.6, показывает, что круговая симметрия течения улучшается за счёт подавления эффектна пространственного усреднения в направлении глубины области интереса, вызванного фантомными частицами. Однако в вертикальном направлении вдоль оси у на расстоянии менее одного калибра от среза сопла, присутствует влияние фантомных частиц даже в случае использовании набора из восьми камер и алгоритма томографии ROI.

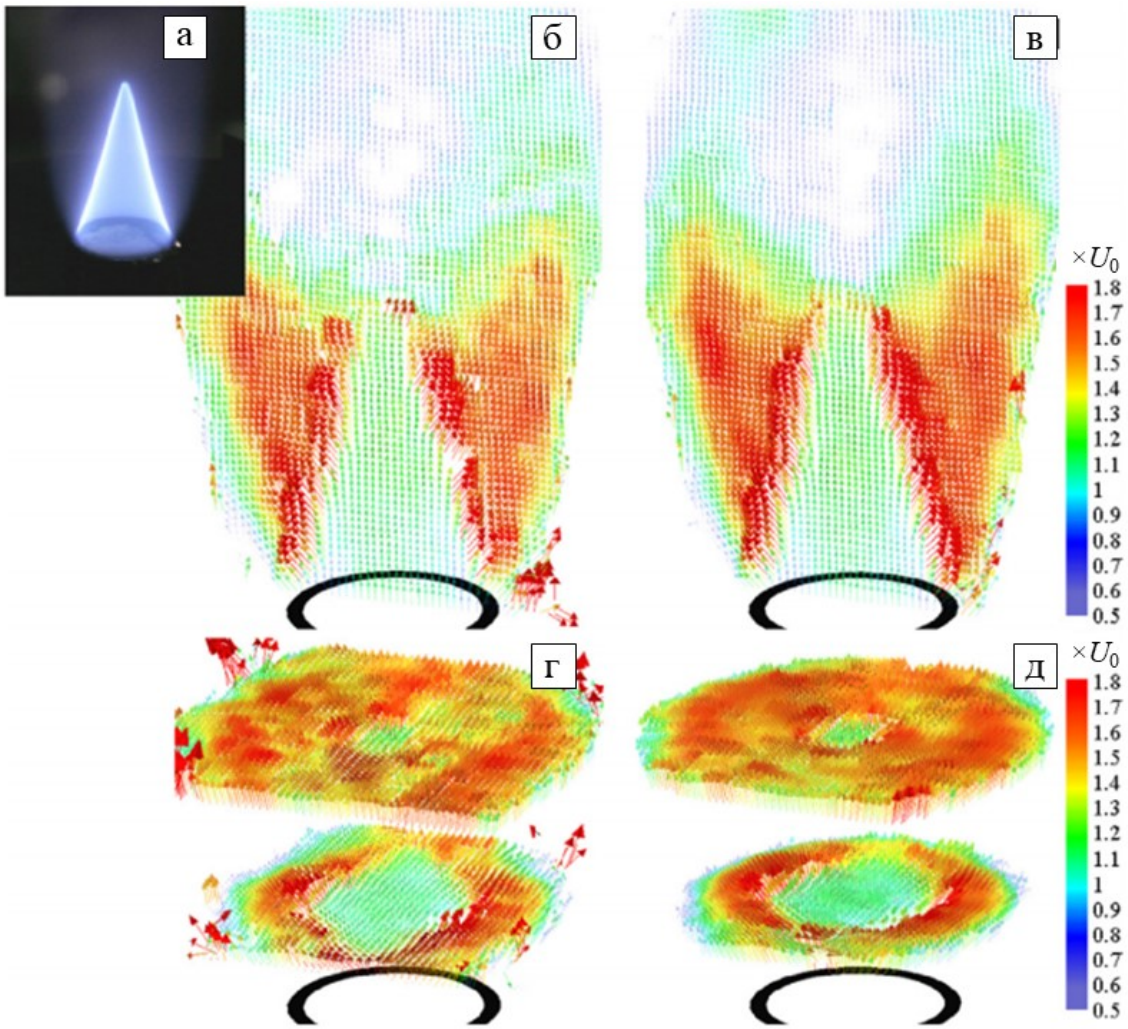

Рисунок 4.6. Фотография пламени (а), пример томографической реконструкции основанной на четырёх камерах (б, г) и восьми камерах (в, д), в продольном (б, в) и поперечных сечения (г, д).

Их вклад вызван чрезвычайной плотностью частиц-трассеров внутри основания конуса, что влияет на проходящие сквозь них линии визирования. Хотя, трехмерное поле скорости, реконструированное с использованием только четырёх камер более шумное и содержит значительно большее количество ошибочных векторов, чем при использовании восьми камер, продольное сечение, проходящее через ось симметрии струи (рисунок 4.6 б и в) в обоих представленных случаях томографического PIV, позволяет извлечь информацию об основных особенностях и закономерностях исследуемого течения. Скорость течения газа увеличивается в области расширения, ниже по течению после прохождения фронта пламени в виде конуса.

На рисунке 4.7 а и 4.7 б представлены поля скорости в вертикальном сечении, проходящем через ось сопла, полученные из трехмерных данных и измеренные непосредственно в этой плоскости с помощью отдельного двумерного PIV. В случае двумерных измерений, толщина сфокусированного лазерного ножа составляла около 0,6 мм вблизи оси струи (многопроходная смеха в этом случае не применялась), а регистрация рассеяния Ми на частицах трассерах осуществлялась с использованием только одной камеры, установленной перпендикулярно измерительной плоскости, вырезанной лазерным ножом. Финальный размер расчётной ячейки составлял около 2,5 мм, что сопоставимо с расчётным объёмом для одного вектора полученного из трехмерных данных. Так же в обоих случаях было выполнено осреднение по ансамблю, состоящему из 50 мгновенных изображений.

Размер конуса пламени полученный из 2D и 3D измерений скорости сопоставим, а область с локальным понижением скорости выше кончика конуса наблюдается в обоих случаях. На рисунке 4.7 (в) и (г) представлено сравнение горизонтальных профилей осевой и радиальной скорости. Внутри конуса, где сигнал от настоящих трассеров значительно превосходит сигнал от фантомных частиц, скорость определяется с высокой точностью. Однако в области продуктов сгорания для которых характерно гораздо меньшая концентрация реальных частиц-трассеров, линии визирования, проходящие сквозь конус, создают фантомные частицы, которые сглаживают градиент скорости. При значении y, как правило, превышающим один калибр над срезом сопла, томографические измерения скорости в этой области пламени воспроизводят градиент потока аналогично стандартному двумерному PIV, поскольку ширина яркого конуса в этой зоне невелика.

Дополнительно, на рисунке 4.8 показано продольное сечение скорости и трехмерная изоповерхность осевой скорости отчётливо визуализирующая коническую структуру ламинарного пламени Бунзена. Так же на рисунке 4.8 приведены продольное и поперченное сечения, реконструированные с учётом процедур, описанных выше (8 камер и алгоритм томография ROI). Внутри конуса пламени наблюдается равномерная вертикальная скорость, а линии тока меняют направление при прохождении фронта пламени за счёт расширения газа.

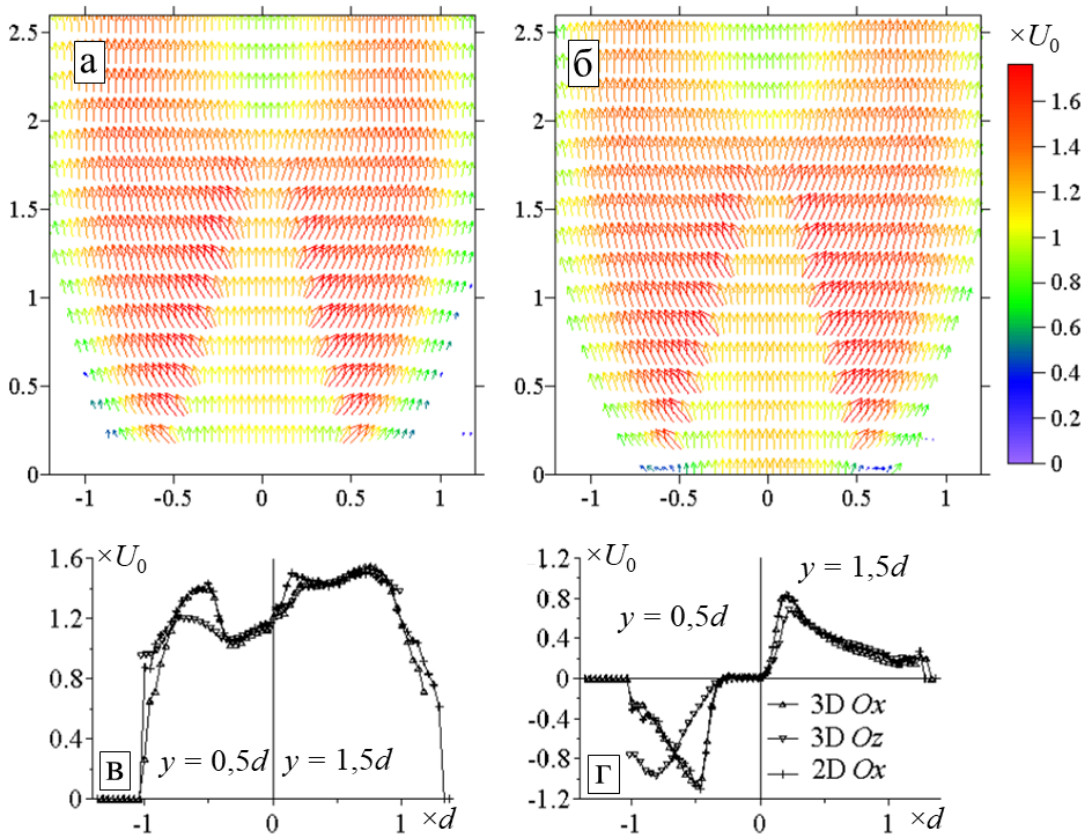

Рисунок 4.7. Сравнение результатов 2D и 3D PIV на тестовом ламинарном пламени. Поле скорости из 2D PIV (а) и центральное сечение из реконструированного 3D PIV (б). Количественное сравнение профилей разных компонент скорости (в, г).

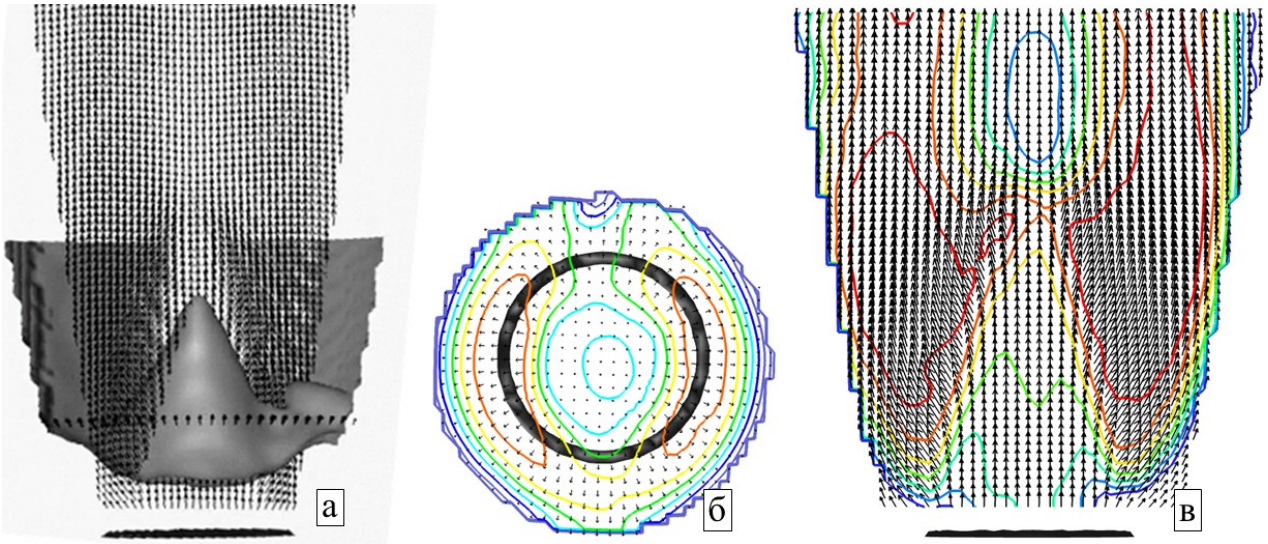

Рисунок 4.8. Результаты 3D PIV. Изоповерхность осевой скорости (а), поперечное (б) и продольное (в) сечения скорости, измеренной в объеме.

4.2 Трехмерные вихревые структуры в закрученном пламени

С использованием метода PIV в томографической конфигурации были напрямую измерены трёхмерные структуры в сильнозакрученном метановоздушном пламени с избытком воздуха. На рисунке 4.9 а приведена фотография исследуемого пламени. Для оценки оптических искажений, по аналогии с тестами в пламени Бунзена, изображение с нерегулярным точечным узором (рисунок 4.9 б) было расположено за пламенем на расстоянии 70 мм от оси струи (z = - 70 мм). Оценка сдвига положения точек, связанного с оптическими искажениями, вызванными наличием пламени между точечным узором и системой регистрации изображений, представлена на рисунке 4.9 в. Измерения показывают, что сдвиг достигает значений до 1 пикселя, в тех областях где линии визирования проходят по касательной к фронту пламени и до 0,5 пикселей, для линий наблюдения проходящих сквозь фронт пламени. При этом, сдвиг в положении частиц-трассеров, связанных с оптическими искажениями, непосредственно внутри пламени, как минимум в два раза меньше.

Изображение трехмерной томографической реконструкции частиц-трассеров было усреднено вдоль вертикальной оси y и полученные двумерные распределения представлены в верхнем ряду на рисунке 4.10. Для удобства количественного сравнения, на том же рисунке в нижнем ряду, приведены профили усреднённого распределения интенсивности, проходящие через центр координат вдоль горизонтальных направлений, то есть осей *x* и *z*. На рисунке 4.10 а, в верхней части изображения, выделенная красным эллипсом, в области фронта пламени, присутствует область с проекциями частиц-трассеров в виде ярких точек, связанная с особенностями засветки области измерения лазерным излучением (смотри [157]). Использование подхода томография ROI позволяет исключить нежелательные области при реконструкции изображения. Наибольшая интенсивность яркости свечения частиц наблюдается в ядре струи, тогда как интенсивность внутри пламени ниже, что связано с уменьшением концентрации частиц в области продуктов сгорания с меньшей плотностью. Кроме того, вдоль линии визирования за пламенем также наблюдаются области высокой концентрации фантомных частиц.

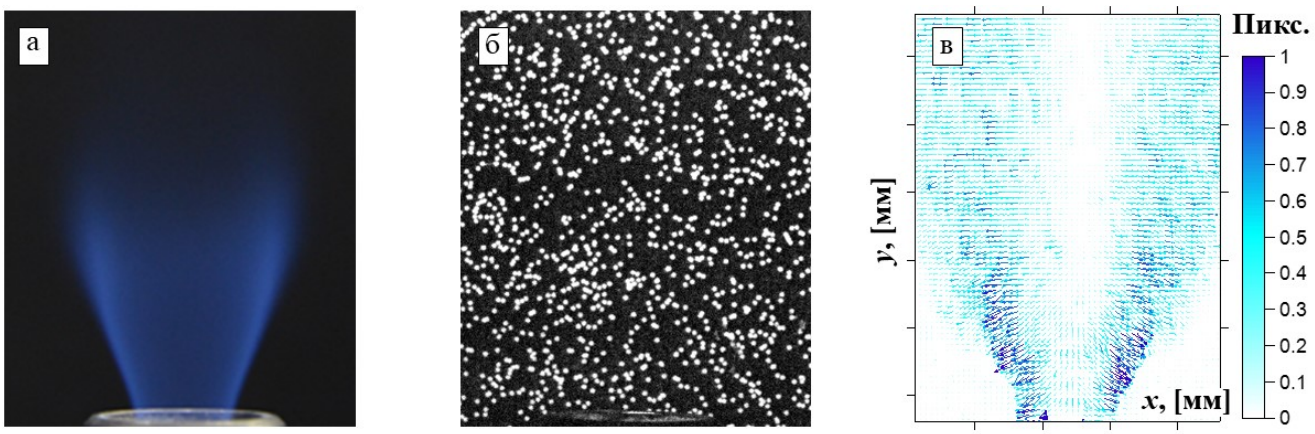

Рисунок 4.9. (а) Фотография сильнозакрученного метановоздушного пламени (Re = 5000, φ = 0.7, S = 1.0). Оценка оптических искажений вызванных пламенем: (б) фотография нерегулярного точечного узора; (в) сдвиг положения точек.

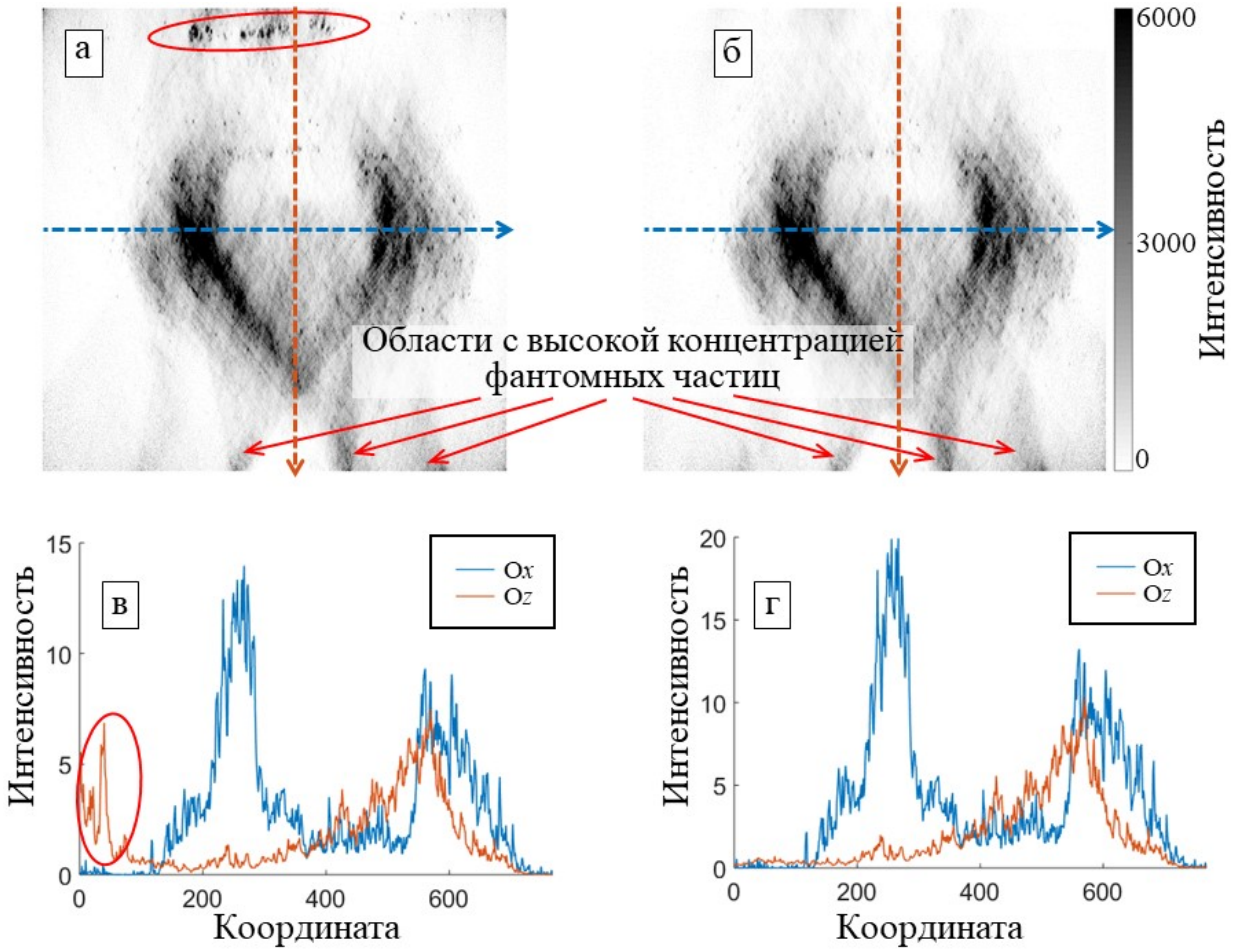

Рисунок 4.10. Томографическая реконструкция, усреднённая вдоль вертикальной оси, без (а) и с использованием алгоритма томография ROI (б). Сверху: двумерные распределения. Снизу: профили интенсивности, в горизонтальных направлениях.

В результате применения метода томографического PIV были реконструированы 150 мгновенных трёхмерных распределений скорости для метановоздушного сильнозакрученного пламени с избытком воздуха, на основе которых было выполнено осреднение по времени и разложение с помощью метода POD. На рисунках 4.11 и 4.12 приведены примеры мгновенной и осреднённой по времени трёхмерной структуры течения, соответственно. Горизонтальное сечение демонстрирует способность томографического PIV точно восстановить кольцевую форму закрученной струи. Серым цветом показана область с положительным значением дивергенции скорости, которая соответствует области наиболее интенсивного горения и изменения плотности.

Для того чтобы определить наиболее энергоёмкие моды, связанные с когерентными структурами, POD-разложение было применено к набору мгновенных трехмерных распределений скорости. Была обнаружена пара наиболее интенсивных мод, вызванных флуктуациями скорости, в которых содержится около 10 % от полной кинетической энергии турбулентности (смотри рисунок 4.13 а). На рисунке 4.13 б показаны амплитуды первой и второй POD-мод разбросанные вокруг окружности, напоминающей фигуру Лиссажу, из чего следует, что первые две POD-моды представляют собой одну и ту же когерентную структуру, наблюдаемую при разных азимутальных положениях, сдвинутых на 90 градусов или $\pi/4$. Структуру течения, связанную с обнаруженной когерентной структурой, можно визуализировать с помощью низкоразмерной модели динамики течения согласно уравнению (2.31). В результате, на основе прямых измерений, было подтверждено наличие крупномасштабной вихревой структуры, визуализация которой с использованием положительного значения Q-критерия [229], согласно выражению (2.24), приведена на рисунке 4.14. Реконструированная изоповерхность представляет из себя пару винтовых вихрей распространяющихся вниз по течению от среза сопла, существование которых было предсказано в работе [44]. Один вихрь расположен внутри фронта пламени, а другой во внешнем слое смешения. Следует отметить, что направление вращения обоих спиральных вихрей противоположно направлению закрутки потока.

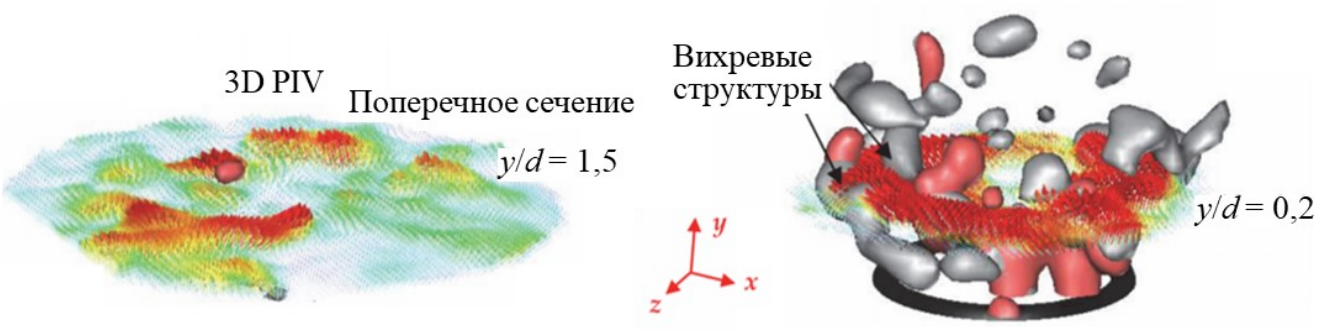

Рисунок 4.11. Мгновенная трёхмерная структура течения.

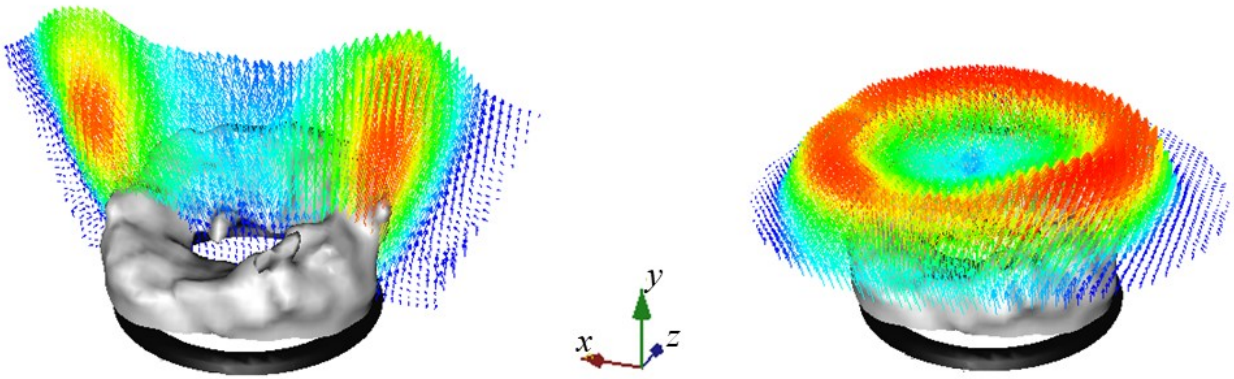

Рисунок 4.12. Продольное (слева) и поперечное (справа) сечения осреднённого по ансамблю трехмерного поля скорости, измеренного в бедном сильнозакрученном метановоздушном пламени. Серым цветом показаны области с положительными значениями дивергенции скорости.

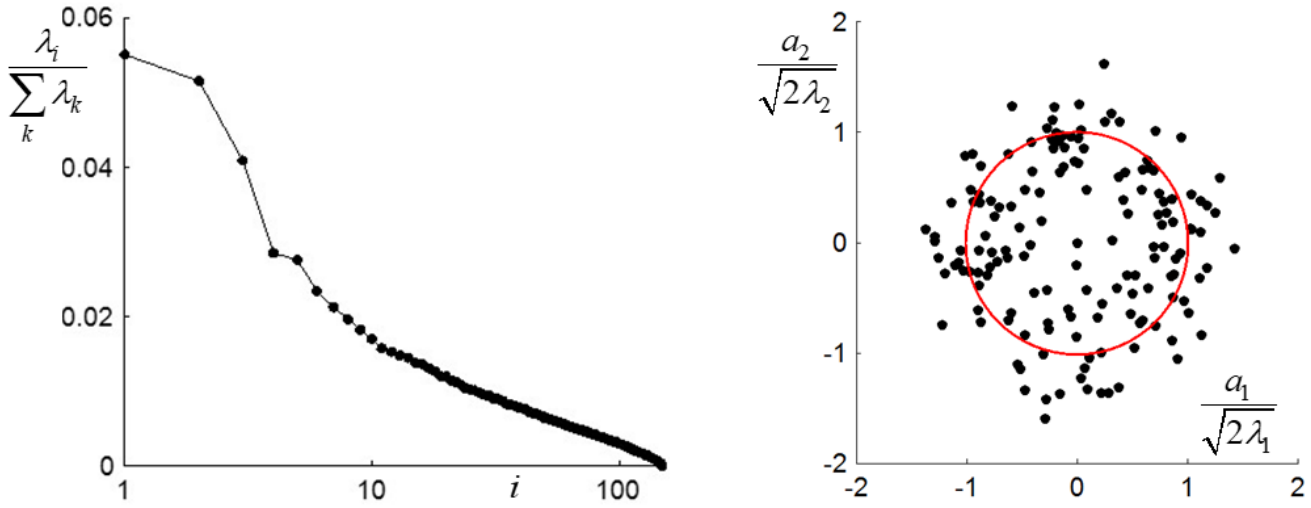

Рисунок 4.13. POD-спектр (слева) и корреляционные коэффициенты первых двух POD-мод (справа) в бедном сильнозакрученном метановоздушном пламени.

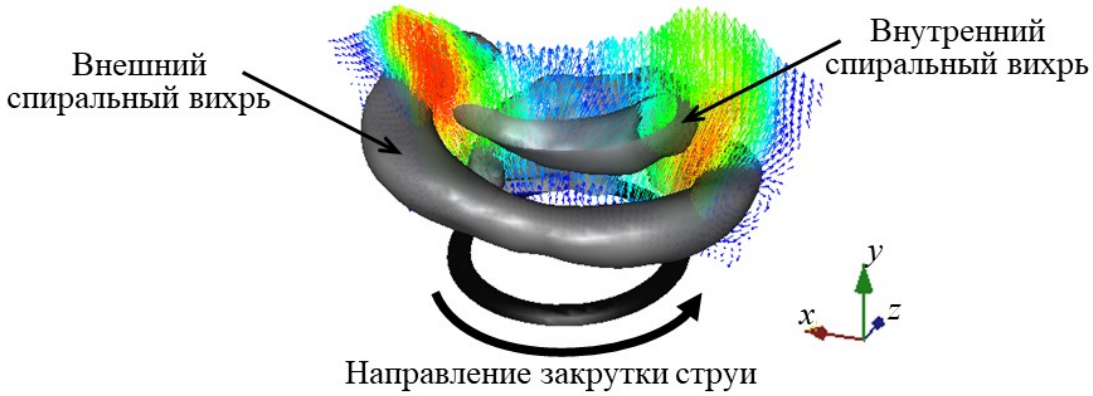

Рисунок 4.14. Низкоразмерная реконструкция фазово-осреднённой картины течения в бедном сильнозакрученном метановоздушном пламени. Серым цветом показана изоповерхность Q-критерия, визуализирующая крупномасштабные вихревые структуры во внешнем слое смешения и внутри зоны рециркуляции.

4.3 Исследование фронта пламени методом НСНО ПЛИФ

Для каждого режима горения предварительно перемешанной метановоздушной смеси был измерен ансамбль мгновенных реализаций двумерных распределений интенсивности флуоресценции формальдегида. На рисунках 4.15, 4.16 и 4.17 представлены примеры мгновенных реализаций и осредненная по ансамблю интенсивность в продольном и нескольких поперечных сечениях, при $\Phi = 0{,}7$, 1,4 и 2,5, соответственно. Пространственные координаты нормированы на диаметр выходного отверстия сопла. Изображения в продольном сечении нормированы на соответствующую максимальную интенсивность сигнала флуоресценции, а шкала интенсивности для продольных сечений приведена в соответствие с интенсивностью в поперечном сечении.

Распределения интенсивности флуоресценции демонстрируют, что при горении как бедной, так и богатой смеси важную роль в процессе химических реакций играют пространственные неоднородности, которые, предположительно, вызваны вихревыми структурами, присутствующими в закрученном потоке турбулентной струи. Как ожидается, вихри также влияют на процесс теплообмена между поступающей из сопла свежей смесью и продуктами сгорания в ЦЗР и интенсифицируют массообмен струи и продуктов горения с окружающим воздухом.

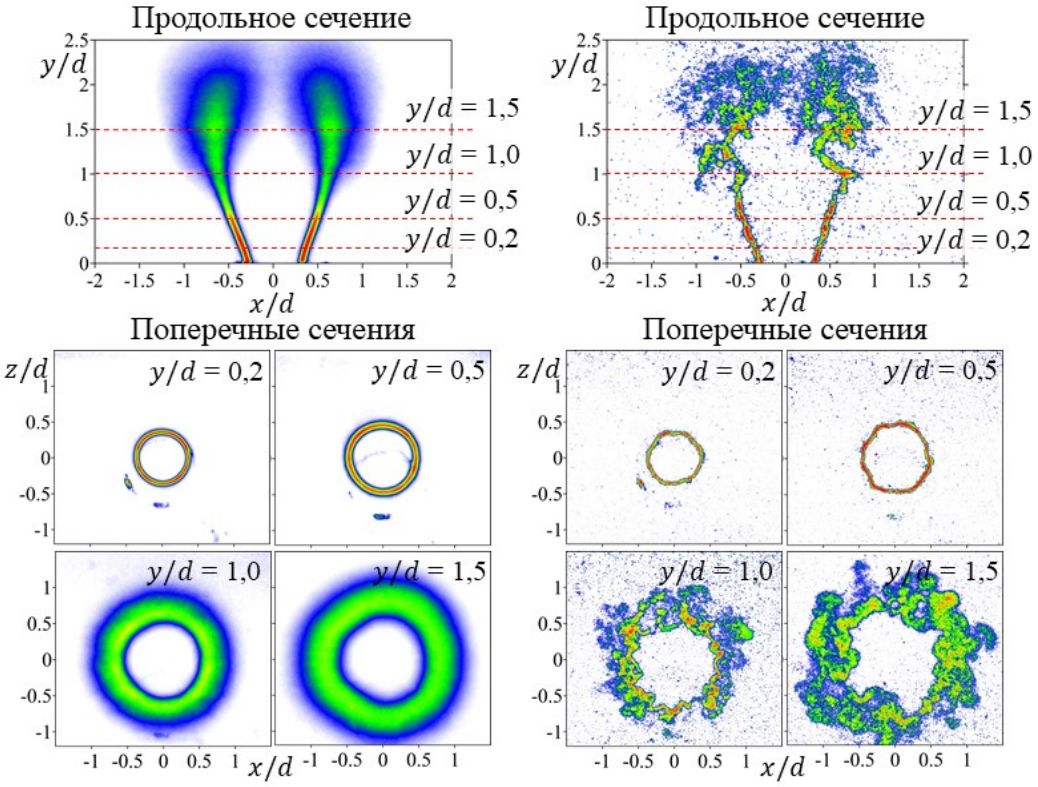

Рисунок 4.15. Средние (слева) и мгновенные (справа) распределения НСНО ПЛИФ в продольном и поперечных сечениях при горении бедного (Ф = 0,7) пламени.

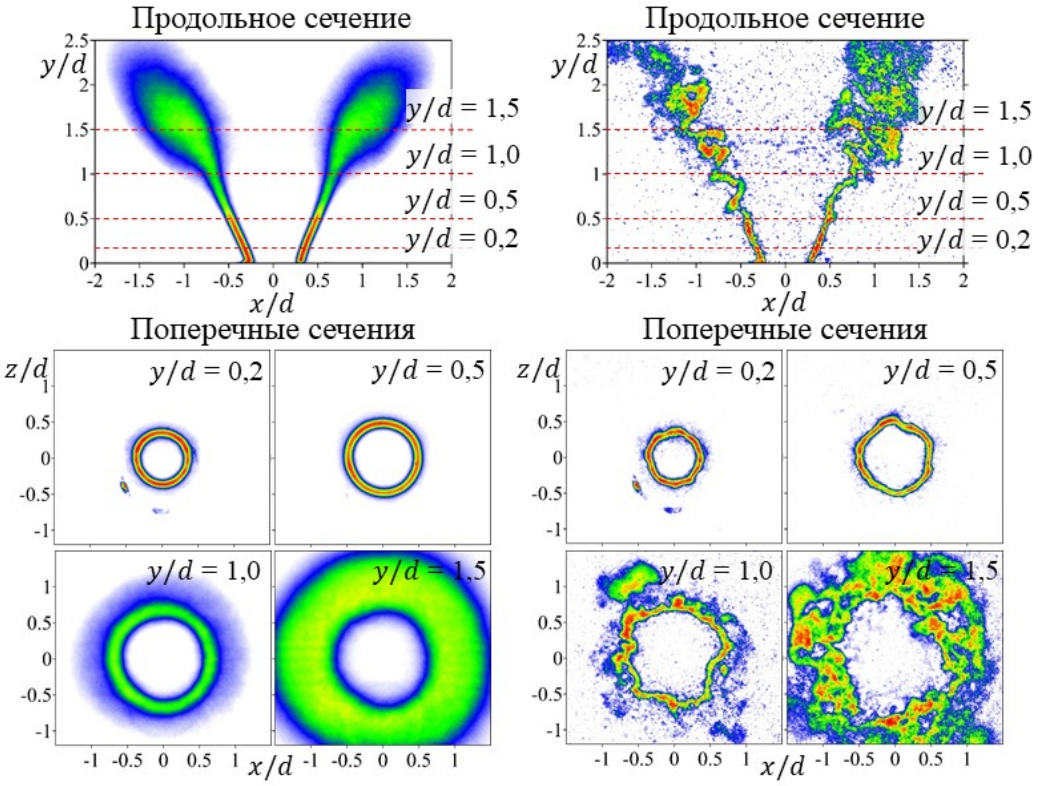

Рисунок 4.16. Средние (слева) и мгновенные (справа) распределения НСНО ПЛИФ в продольном и поперечных сечениях при горении богатого (Ф = 1,4) пламени.

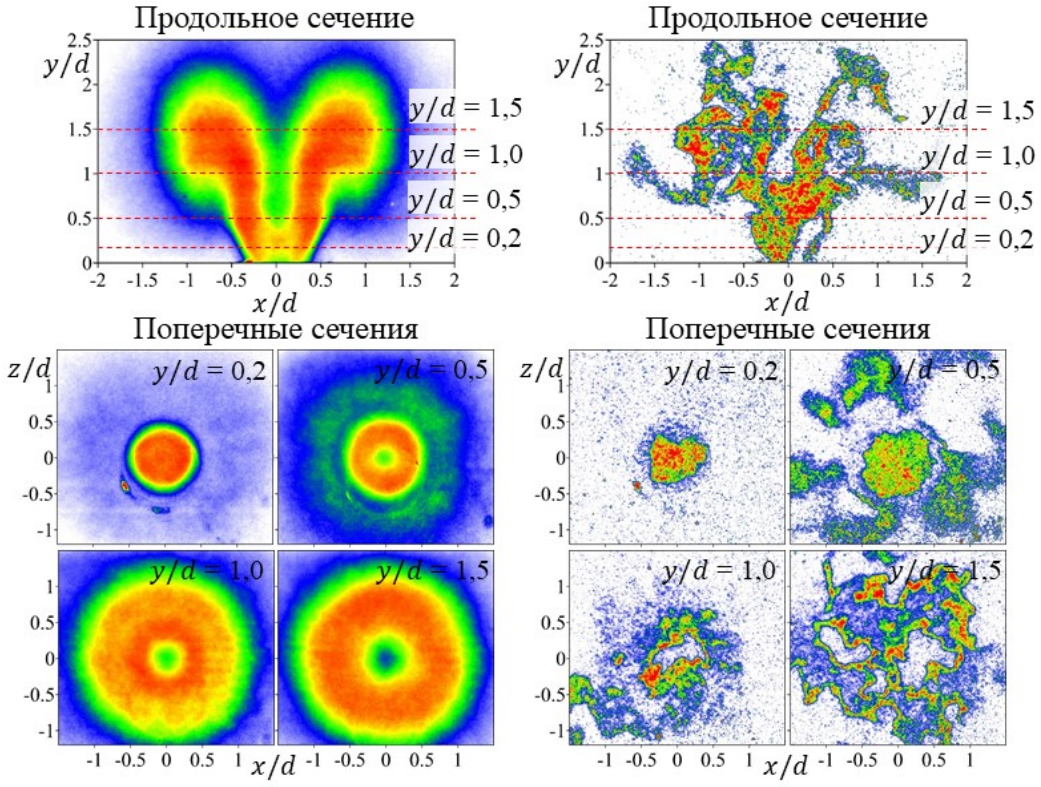

Рисунок 4.17. Средние (слева) и мгновенные (справа) распределения HCHO ПЛИФ в продольном и поперечных сечениях при горении богатого (Ф = 2,5) поднятого пламени.

Форма фронта пламени в случае поднятого пламени (стабилизированного на некотором расстоянии от сопла) богатой смеси (Ф = 2,5) существенно отличается от двух предыдущих случаев. Можно наблюдать тепловыделение в центральной зоне рециркуляции, что подтверждается мгновенными реализациями в поперечном сечении потока (рисунок 4.17). Даже на расстояние от кромки сопла $y/d = 0.2$ на оси струи наблюдается наличие зоны реакции. Деформации зоны реакции видны на всех представленных сечениях и увеличиваются в размере ниже по течению. Так же наблюдаются изолированные островки с зонами химического реагирования. Кроме того, анализируя поперечные сечения потока, можно видеть азимутальные возмущения фронта пламени. В целом, для всех случаев поверхность зоны реакции не является осесимметричной ввиду присутствия деформаций.

На рисунке 4.18 показаны спектры главных компонент ПЛИФ данных для продольного и поперечных сечений: $y/d = 0{,}2,\ 0{,}5,\ 1{,}0,\ 1.5$, а на рисунке 4.19 корреляционные коэффициенты первых двух POD-мод для продольного сечения в

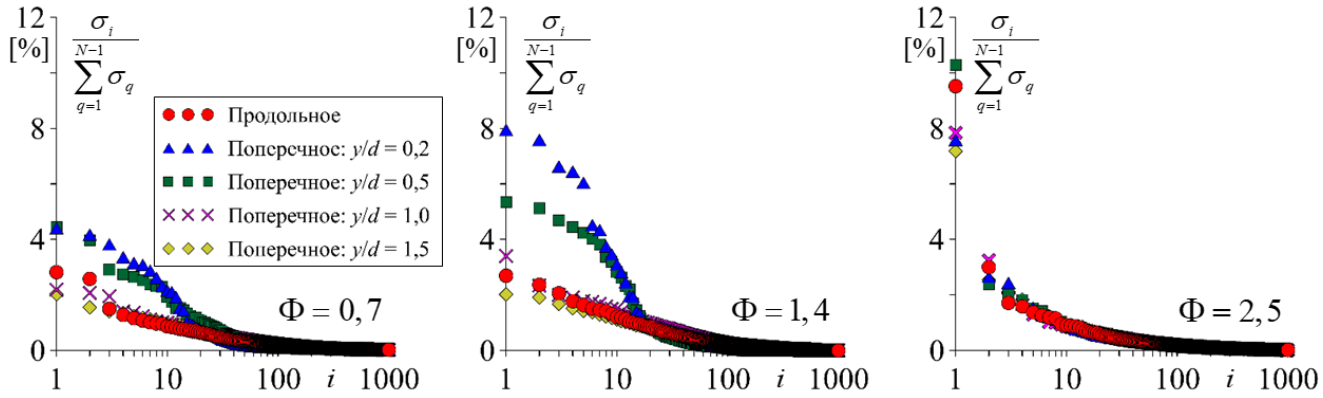

Рисунок 4.18. Спектр главных компонент HCHO ПЛИФ для продольного и поперечных сечений в закрученном метановоздушном пламени для различного соотношения топлива и окислителя. Слева: Бедное (Ф = 0,7) присоединённое пламя. По центру: Богатое (Ф = 1,4) присоединённое пламя. Справа: Богатое (Ф = 2,5) поднятое пламя.

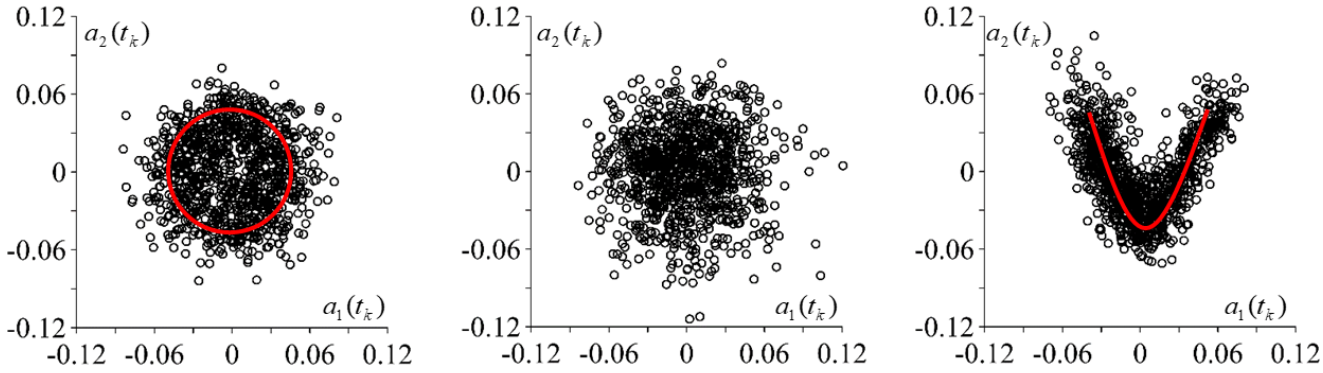

Рисунок 4.19. Корреляционные коэффициенты первых двух POD-мод для продольного сечения в закрученном метановоздушном пламени для различного соотношения топлива и окислителя. Слева: Бедное (Ф = 0,7) присоединённое пламя. По центру: Богатое (Ф = 1,4) присоединённое пламя. Справа: Богатое (Ф = 2,5) поднятое пламя.

закрученном метановоздушном пламени для различного соотношения топлива и окислителя. Можно видеть, что в случае горения бедного (Ф = 0,7) пламени, вклад первых двух POD-мод достигает 8 % в полную энергию пульсаций флуоресценции формальдегида. При этом, согласно распределению корреляционных коэффициентов, описывающих окружность, можно сделать вывод, что первая и вторая POD-моды сдвинуты друг относительно друга на фазовый угол π/2. В случае горения богатого (Ф = 1,4) присоединённого пламени наблюдаются аналогичные

структуры, при этом амплитуды POD-мод для поперченного сечения на расстояние $y/d = 0{,}2$ и 0,5 от среза сопла вниз по течению, увеличиваются, что может быть связано, главным образом, с меньшим влиянием шума, который наблюдается в виде отдельных ярких точек на мгновенных изображениях в случае горения бедного пламени. Влияние шума на присоединённых пламенах в поперечных сечениях вблизи сопла, обусловлено тем, что область, в которой наблюдается флуоресценция формальдегида, относительно не велика по сравнению с площадью всего изображения. Так же, распределение корреляционных коэффициентов в случае богатого присоединённого пламени, хуже согласуется с формой круга за счёт существенного вклада неоднородной структуры пламени на расстояние от сопла $y/d = 1$ и ниже по течению. В случае горения богатого ($\Phi = 2{,}5$) поднятого пламени картина меняется. Можно видеть, что амплитуда первой моды существенно превышает амплитуду всех остальных мод, более чем в два раза для $i > 2$. При этом, распределение корреляционных коэффициентов для первых двух POD-мод имеет U-образную форму, что говорит о том, частота колебаний одной моды в два раза превышает колебания другой моды, другими словами наблюдается вторая гармоника колебаний одной и той же структуры.

Пространственные распределения первых четырех мод в продольном и поперечных сечениях $y/d = 0{,}2, 0{,}5, 1{,}0, 1.5$ в закрученном метановоздушном пламени для различного соотношения топлива и окислителя показаны на рисунках 4.20, 4.21 и 4.22. Для пламени бедной смеси с $\Phi = 0.7$, в продольном сечении, первая и вторая POD-моды соответствуют деформациям в виде волн, распространяющихся вдоль фронта пламени. В обоих случаях пространственная структура данных мод имеет ассиметричную относительно оси y форму и схожа между собой с учетом сдвига на фазовый угол $\pi/2$. Моды для богатого пламени с $\Phi = 1.4$ также соответствовали симметричным и асимметричным деформациям зоны реакции, нарастающим вниз по потоку, как и в случае с $\Phi = 0.7$. Однако в поперечных сечения, на достаточно большом удаление от сопла, на расстояние $y/d = 1.5$ для бедного ($\Phi = 0{,}7$) и $y/d = 1$ и 1.5 для богатого ($\Phi = 1{,}4$) начинает проявляться вклад силы Архимеда на горячие продукты сгорания, что приводит к колебаниям пламени в продольном направлении.

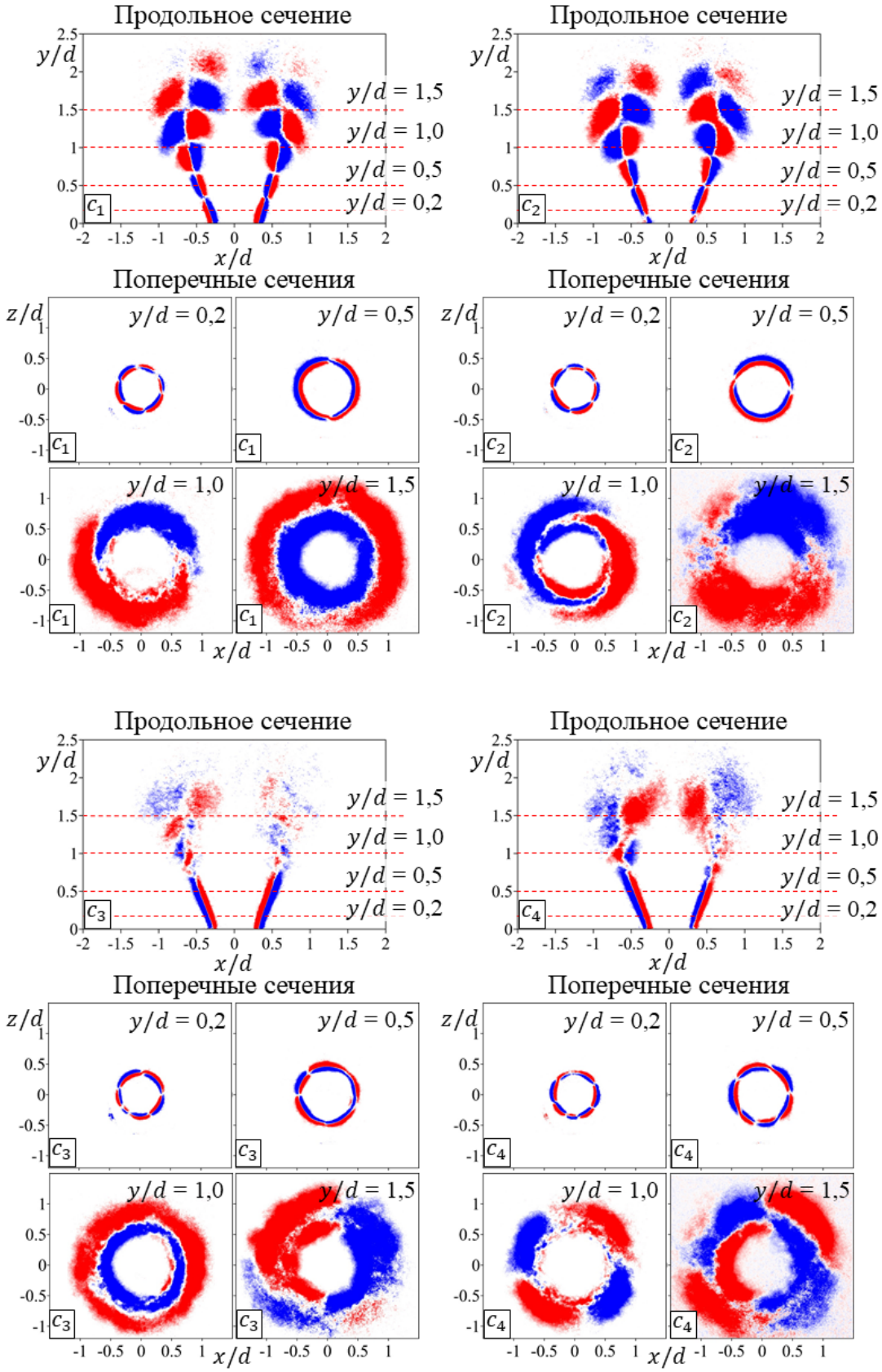

Рисунок 4.20. Пространственные распределения первых четырех POD-мод (c_1, c_2, c_3, c_4) выделенных из НСНО ПЛИФ данных в продольном и поперечных сечениях при горении бедного (Ф = 0,7) метановоздушного пламени.

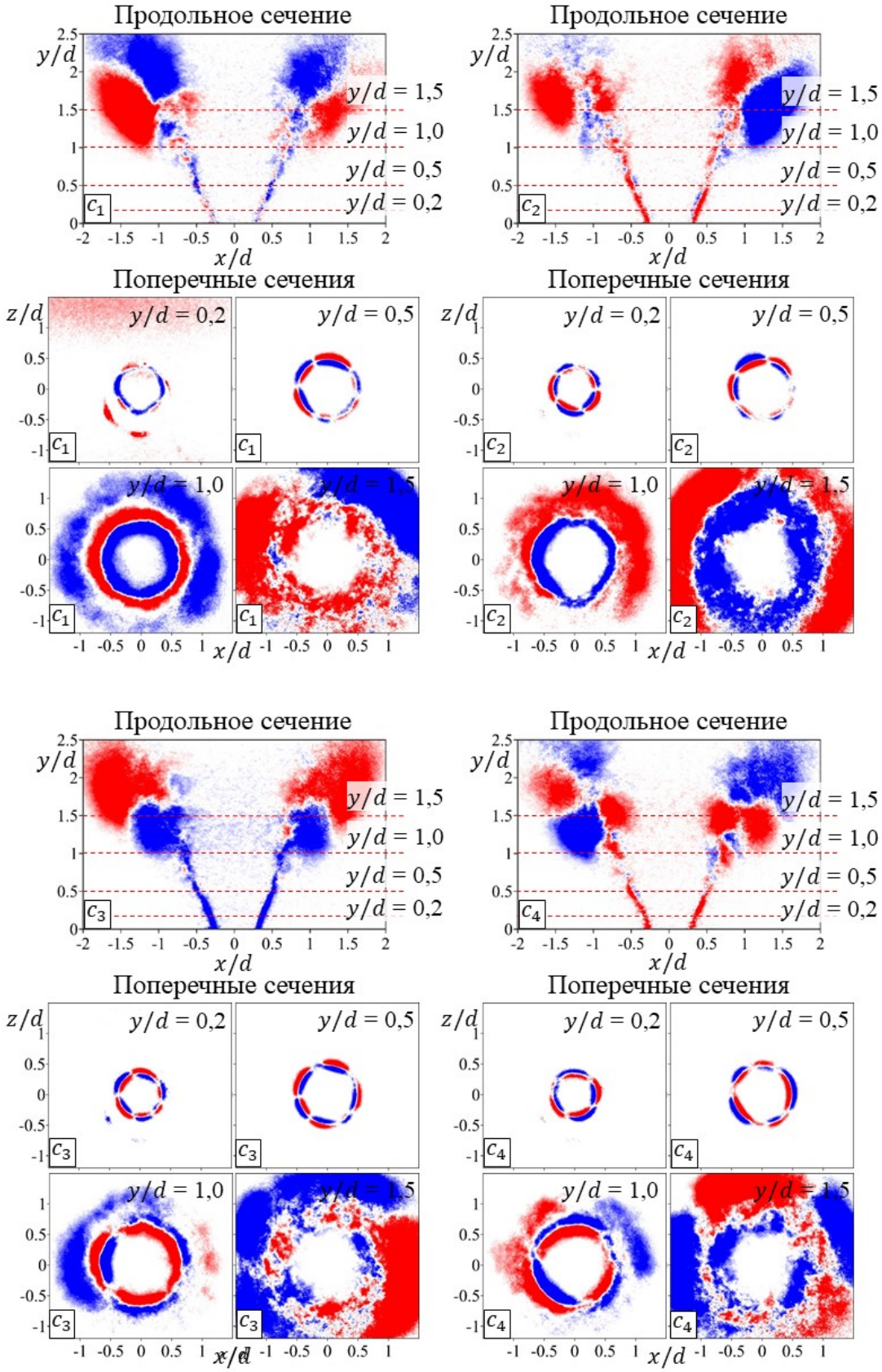

Рисунок 4.21. Пространственные распределения первых четырех POD-мод (c_1, c_2, c_3, c_4) выделенных из НСНО ПЛИФ данных в продольном и поперечных сечениях при горении богатого (Ф = 1,4) присоединённого пламени.

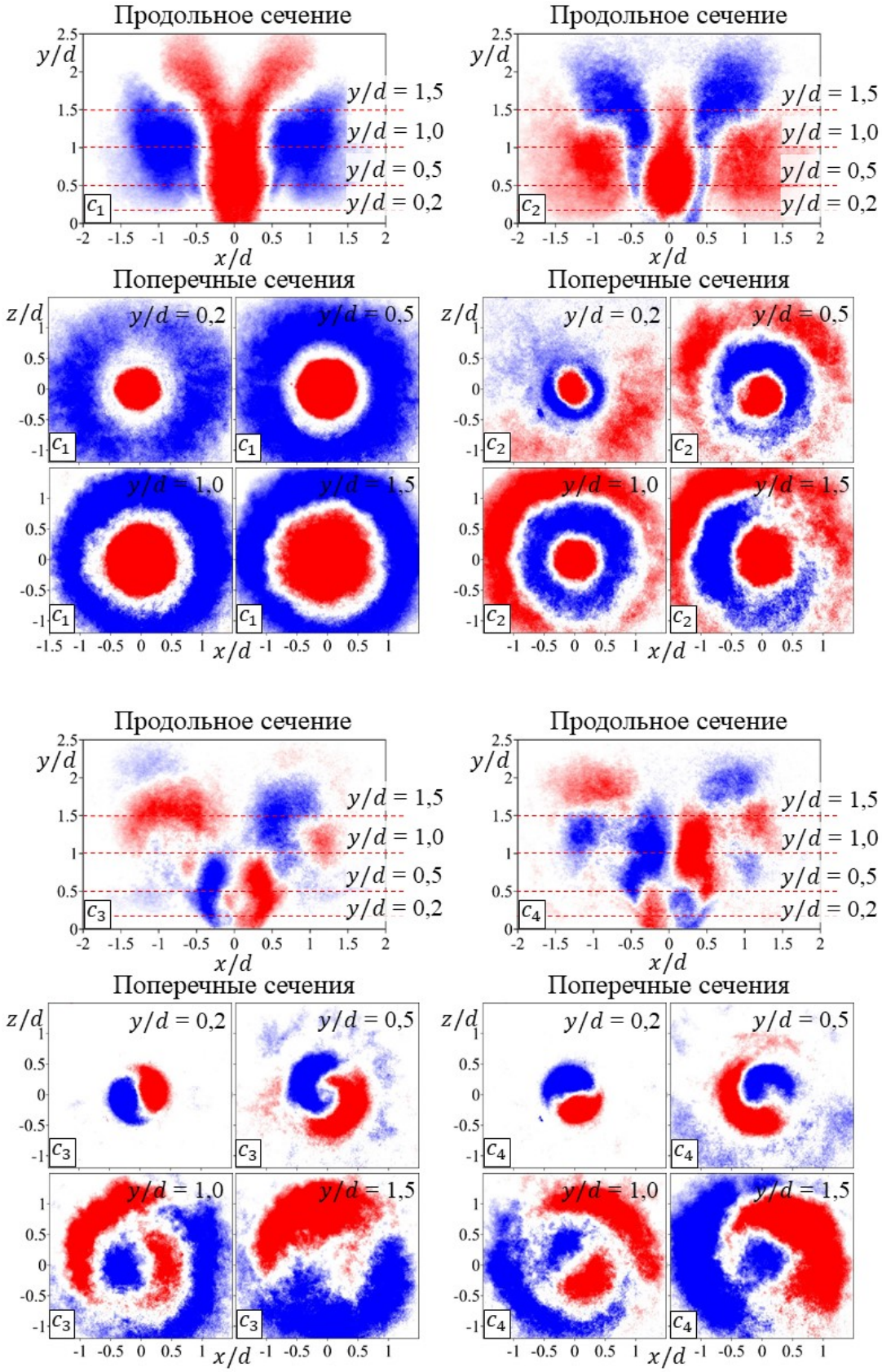

Рисунок 4.22. Пространственные распределения первых четырех POD-мод (c_1, c_2, c_3, c_4) выделенных из НСНО ПЛИФ данных в продольном и поперечных сечениях при горении богатого (Ф = 2,5) поднятого пламени.

Первые две моды разложения по главным компонентам для поднятого пламени богатой смеси с Ф = 2,5 соответствуют крупномасштабным практически симметричным осцилляциям интенсивности флуоресценции вблизи оси *y* и в слое смешения между струей и окружающим воздухом, главным образом вызванными действием сил плавучести. Третья и четвертая моды соответствуют возмущениям зоны реакции, связанным с винтовой вихревой структурой. Как уже отмечалось выше, наибольшая амплитуда соответствует первой моде разложения для поднятого пламени богатой смеси с Ф = 2,5. Согласно пространственным распределениям, эта мода соответствует осесимметричной моде деформаций зоны реакции. Следует отметить, что в рассматриваемой области, первая и вторая моды главных компонент для присоединённых пламён (Ф = 0,7 и 1,4) и третья и четвёртая моды для поднятого пламени (Ф = 2,5) соответствуют когерентной структуре, повернутой относительно оси *y* на 90°, наблюдавшейся также в работе [98].

Основные результаты Главы 4

Пламёна с сильной закруткой потока были проанализированы с использованием НСНО ПЛИФ-измерений в продольном и поперечных сечениях и PIV-измерений в томографической конфигурации. С использованием собственного ортогонального разложения наборов мгновенных реализаций скорости и флуоресценции, было впервые получено подтверждение наличия винтовых вихревых структур, включая прецессирующее вихревое ядро, в пламени с сильной закруткой потока и проанализировано их влияние на деформации фронта пламени. Для исследованных режимов горения в форме обращённого конуса (пламя бедной и богатой смесей с эквивалентным отношением топлива Ф = 0.7 и 1.4, соответственно) и в виде поднятого пламени (Ф = 2.5) помимо неустойчивости фронта пламени обнаружены два различных типа крупномасштабных вихревых структур, связанных с деформацией области химического реагирования: практически осесимметричные осцилляции, вызванные действием сил плавучести, и вращающаяся асимметричная структура, вызванная прецессией потока.

Глава 5. Взаимодействие пламени с вихревыми структурами

В главе представлены результаты экспериментального исследования влияния когерентных структур на форму зоны реакции и максимального тепловыделения в закрученных метановоздушных пламенах в режимах с распадом вихревого ядра на основе измерений методами анемометрии по изображениям частиц и плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции. Рассматриваются три типа пламён при атмосферном давлении: бедное присоединённое пламя ($\Phi = 0{,}7$), богатое предварительно перемешанное присоединённое пламя ($\Phi = 1{,}4$), а также богатое частично предварительно перемешанное поднятое пламя ($\Phi = 2{,}5$). Реализации поля мгновенной скорости в продольном сечении потока зарегистрированы одновременно с распределениями интенсивности флуоресценции формальдегида и гидроксильного радикала. Совместные PIV/ПЛИФ-измерения позволили провести оценку влияния когерентных структур течения на крупномасштабные деформации фронта пламени. Винтовые вихревые структуры, обнаружены как в нереагирующих, так и в реагирующих потоках с высокой степенью закрутки потока, в результате анализа ансамбля из реализаций скорости и флуоресценции OH и HCHO проанализированы с использованием собственного ортогонального разложения совместно с методом кадров реализованные через сингулярное разложение установлено, что вихревые структуры коррелированы с крупномасштабными деформациями фронта пламени. В результате, был сделан вывод, что эти вихревые структуры способствуют интенсификации горения во всех исследованных режимах. В случае бедных предварительно перемешанных пламён на основе фазово-усреднённой интенсивности сигнала попиксельного перемножения флуоресценции OH и HCHO и идентификации положения винтовой вихревой структуры во внутреннем слое смешения, впервые установлено, что вихрь локально увеличивает скорость тепловыделения за счёт увеличения фронта пламени и усиления массообмена между продуктами сгорания в центральной зоне рециркуляции и окружающим воздухом. Результаты, изложенные в главе, представленны в работах [238, 239].

5.1 Тест на ламинарном пламени: локализация тепловыделения и роль пространственного разрешения

На изображении 5.1 представлены средние поля флуоресценции гидроксильного радикала, формальдегида и их произведение [OH]×[HCHO] после всех процедур коррекции и пространственных преобразований необходимых для их совмещения с сеткой полей скорости, полученных с использованием PIV. На их примере хорошо виден потенциал метода ПЛИФ при исследовании интермедиатов в пламенах. OH ПЛИФ на рисунке 5.1 а визуализирует положение фронта пламени и область горячих продуктов сгорания, HCHO ПЛИФ на рисунке 5.1 б идентифицирует зону прогрева фронта пламени. На рисунке 5.1 в показана область пересечения флуоресценции OH и HCHO (произведение [OH]×[HCHO]), визуализирующая зону наиболее интенсивного тепловыделения, которая совпадает с фронтом пламени наблюдаемым на фотографии на рисунке 2.16. Дополнительно, на рисунке 5.1 в, в качестве примера, продемонстрированно мгновенное поле скорости.

На рисунке 5.2 а представлена трехмерная реконструкция формы пламени, основанная на предположение об осевой симметрии исследуемого течения, построенная с использованием данных о зоне наиболее интенсивного тепловыделения (произведение [OH]×[HCHO]). На рисунке 5.2 б представлена область с положительной дивергенцией поля скорости, которая является косвенным индикатором местоположения фронта пламени в следствие расширения газа, проходящего через высокотемпературную область пламени, что обусловлено сплошной средой и отрицательным градиентом плотности вдоль линий тока пересекающих фронт пламени [240]. Можно наблюдать хорошее совпадение между рисунками 5.2 а и 5.2 б.

На рисунках 5.3 и 5.4 показано влияние пространственного разрешения ПЛИФ изображений на точность измерения сигнала OH, HCHO и результата их перемножения. Как было сказано выше, после сведение PIV и ПЛИФ систем в одну пространственную сетку, размер окна осреднения равен $\Delta_{ПЛИФ} = \Delta_{PIV} = 0{,}57$ мм. Изображения флуоресценции были дополнительно преобразованы в те же

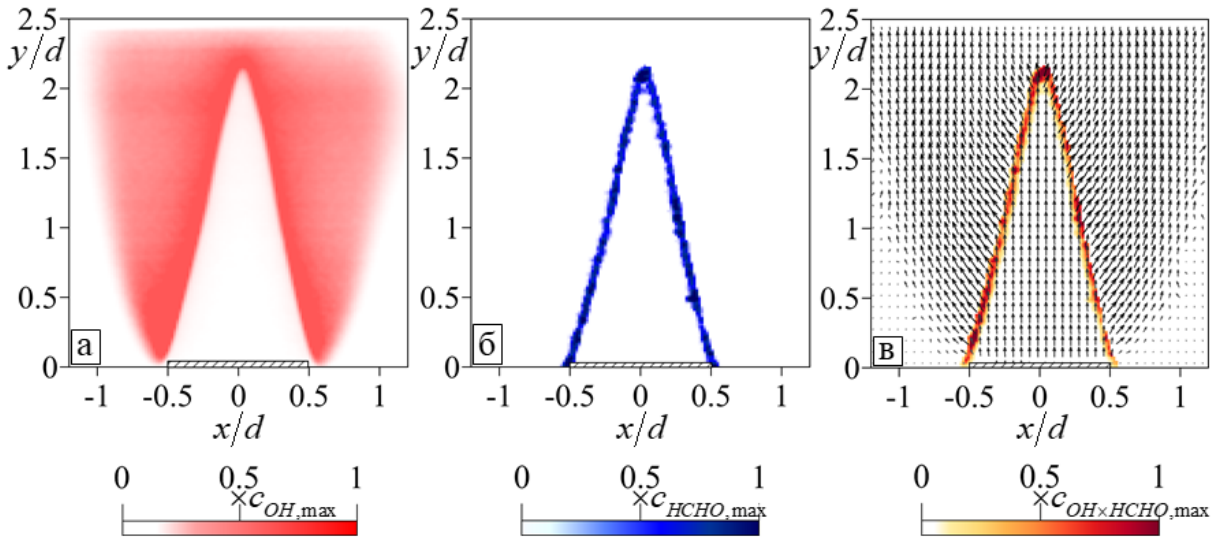

Рисунок 5.1. Мгновенные распределения сигнала флуоресценции OH (а), HCHO (б) и области их пересечения [OH]×[HCHO] совместно с полем скорости (в) измеренные в ламинарном пламени Бунзена. $c_{HCHO,\max} = 1830$, $c_{OH,\max} = 31800$.

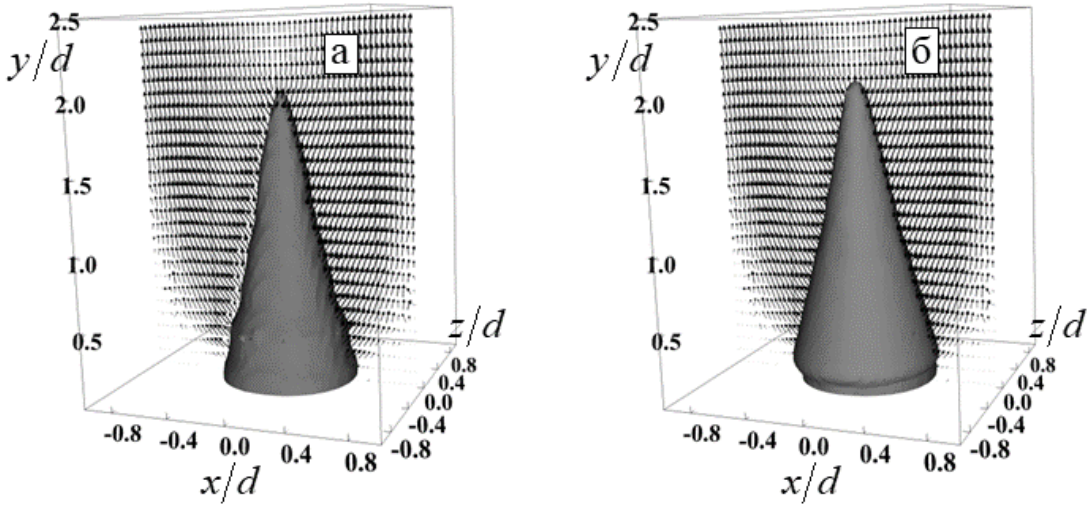

Рисунок 5.2. Трехмерная реконструкция формы ламинарного пламени Бунзена с использованием информации об области наибольшего тепловыделения [OH]×[HCHO] (а) и положительной дивергенции поля скорости (б, div**U** = $4U_0/d$).

пространственные координаты, но с другим размером окна осреднение, в два и в четыре раза большим и меньшем. Как видно из профилей, продемонстрированных на рисунке 5.4, ухудшение пространственного разрешения (то есть с увеличением размера окна осреднения) приводит к сглаживанию изображений. Однако с

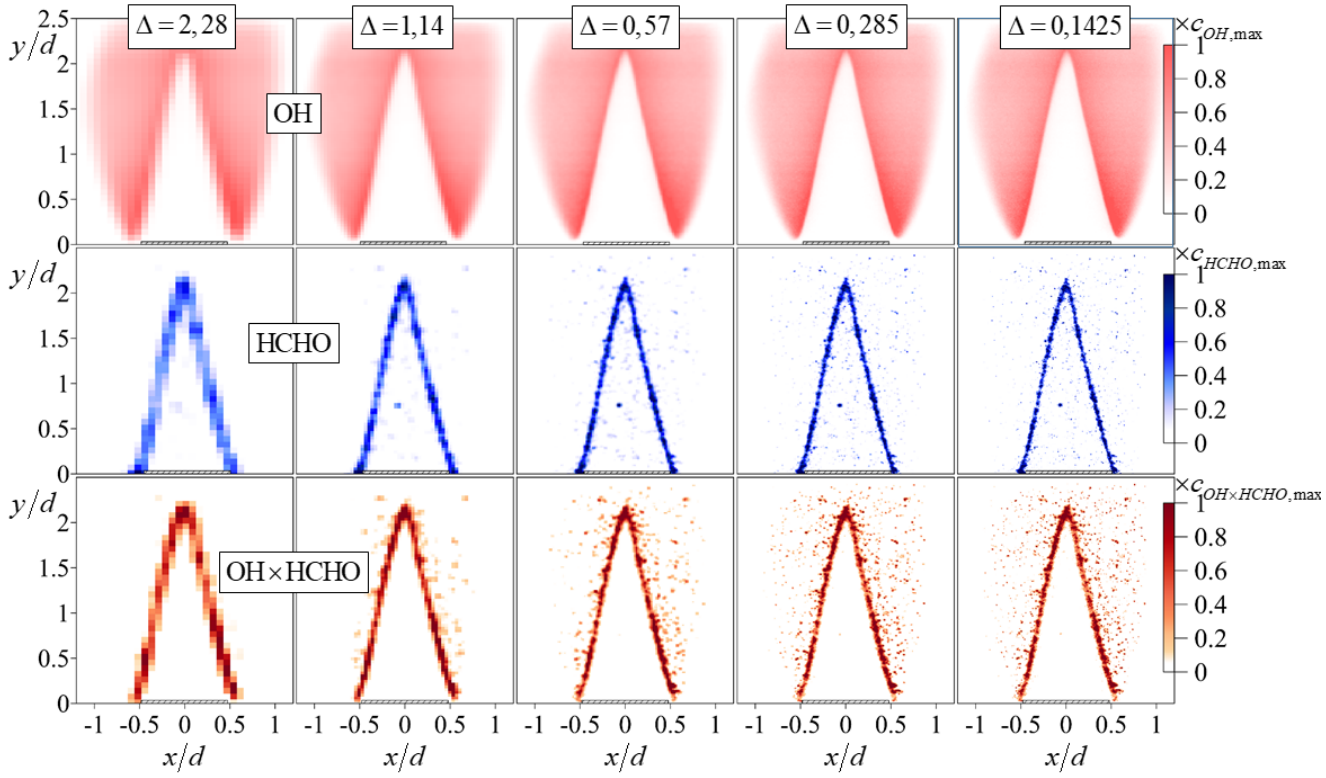

Рисунок 5.3. Влияние пространственного разрешения (Δ это размер окна осреднения) на мгновенные распределения сигнала флуоресценции OH и HCHO измеренные в ламинарном пламени Бунзена, $c_{HCHO,\max} = 1830$, $c_{OH,\max} = 31800$.

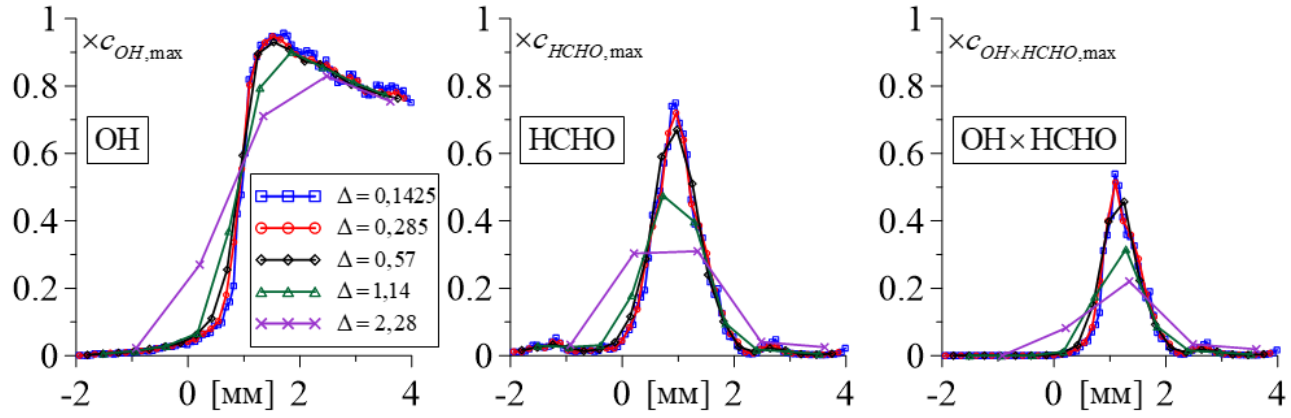

Рисунок 5.4. Профили интенсивности сигнала флуоресценции в поперченном сечение для различного пространственного разрешения.

увеличением пространственного разрешения (то есть с уменьшением размера окна осреднения) профили остаются подобными. Это связана с тем, что при

$\Delta_{ПЛИФ} = 0{,}57$ мм достигнутое пространственное разрешение и так является максимально возможным, что связано с конечной толщеной лазерного ножа. На основе продемонстрированного теста, можно сделать вывод, что выбранный в данной работе размер окна осреднения $\Delta_{ПЛИФ} = 0{,}57$ мм, обеспечивает оптимальный компромисс между максимально возможным пространственным разрешением и высоким соотношением сигнал/шум связанным со сглаживанием.

При проведении данного теста по оценки оптимального пространственного разрешения, дополнительная фильтрация изображений сигнала флуоресценции формальдегида, основанная на нахождении границ объектов на изображении, не проводилась. При работе с изображениями зарегистрированными НСНО ПЛИФ-системой было обнаружено, что средняя интенсивность сигнала флуоресценции на частицах-трассерах за фронтом пламени ниже 38 пунктов градации серого (для 16 битных камер этот показатель может находиться в интервале от 0 до 65536 пунктов градации серого), осреднённая по пространству интенсивность составляет 124 пункта градации серого, а во фронте пламени где по мимо флуоресценции на частицах-трассерах, так же присутствует сигнал флуоресценции формальдегида интенсивность сигнала достигает 1830 пунктов градации серого. Можно сделать вывод, что вклад флуоресценции от частиц-трассеров на итоговый сигнал зарегистрированных НСНО ПЛИФ-системой не превышает 6 %. Были проведены дополнительные тестовые запуски в турбулентном закрученном пламени, при регистрации сигнала НСНО ПЛИФ-системой при наличии и отсутствие частиц-трассеров в исследуемом течение. Существенной разницы между полученными изображениями выявлено не было.

5.2 Средние структуры закрученных турбулентных пламён

После отладки измерительной системы на ламинарном пламене Бунзена, были проведены измерения предварительно перемешанного закрученного турбулентного метановоздушного пламени при различном соотношении топлива и окислителя. Параметры исследуемых реагирующих течений приведены в таблице 5.1. Число крутки S равнялось 1, для этого в сопловой блок устанавливался завихритель с углом наклона лопаток $\Psi = 55°$.

Таблица 5.1. Основные параметры исследуемых пламен.

Название	Топливо	Re	U_0, [м/с]	Ф
Режим 1	Метан	5000	5	2,5
Режим 2	Метан	5000	5	1,4
Режим 3	Метан	5000	5	0,7

На рисунках 5.5-5.7 приведены фотографии исследованных пламен вместе с соответствующими пространственными распределениями флуоресценции гидроксильного радикала, формальдегида и трехкомпонентного поля скорости осреднённые по времени. Черная линия на полях скорости ограничивает область с отрицательными значениями осевой скорости. Горении богатой смеси (режим 1, Ф = 2,5), в связи с тем, что концентрация топлива выше верхнего (богатого) предела воспламеняемости гомогенной смеси, происходит на некотором удалении от среза сопла пламя (поднятое пламя) после разбавления топлива в струе за счёт перемешивания с окружающим воздухом. Анализ среднего поля скорости показывает, что структура течения соответствует кольцевой струе, с достаточно интенсивной отрицательной осевой скоростью в зоне рециркуляции. ПЛИФ измерения показывают, что горячие продукты сгорания концентрируются выше зоны возвратных токов при смешивание несгоревших углеводородов с окружающим воздухом, но также проникают и в центральную зону рециркуляции. В случае горения богатого присоединённого пламени (режим 2, Ф = 1,4) горячие продукты сгорания, как и в предыдущем случае, в основном концентрируются выше зоны рециркуляции за счёт перемешивания не сгоревшего топлива с окружающем воздухом. При этом величина отрицательной осевой скорости в центральной зоне рециркуляции становится существенно ниже. Горение бедного пламени (режим 3, Ф = 0,7) наблюдается во внутреннем слое смешение между поступающей из сопла кольцевой струей и центральной зоной рециркуляции.

На рисунке 5.8 приведёт POD-спектр пульсаций скорости, полученный для трех исследованных режимов горения. Анализ с использование POD-подхода был

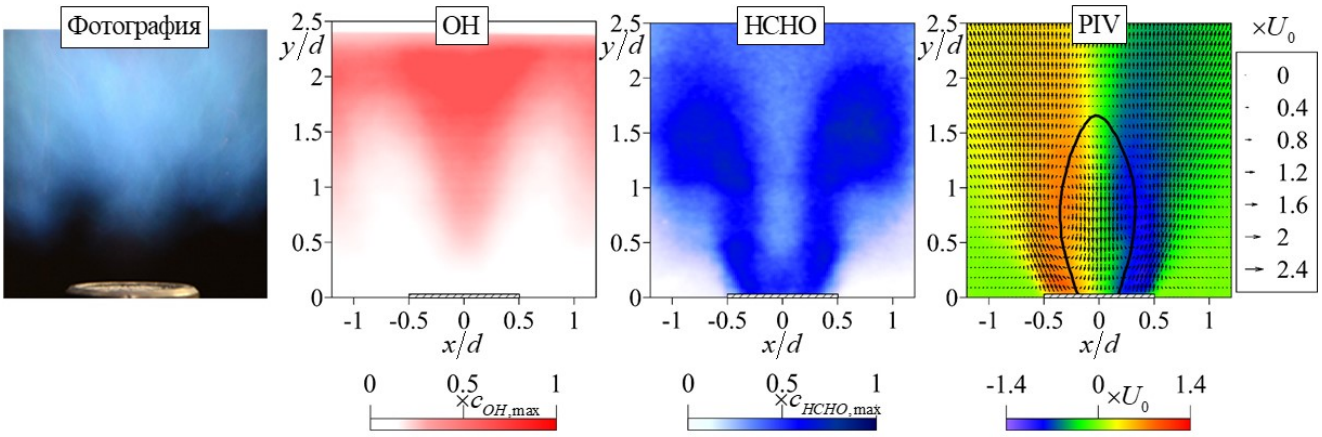

Рисунок 5.5. Фотография пламени, среднее поле флуоресценции OH и HCHO и поле скорости (цветом показана U_z-компонента), для режима 1.

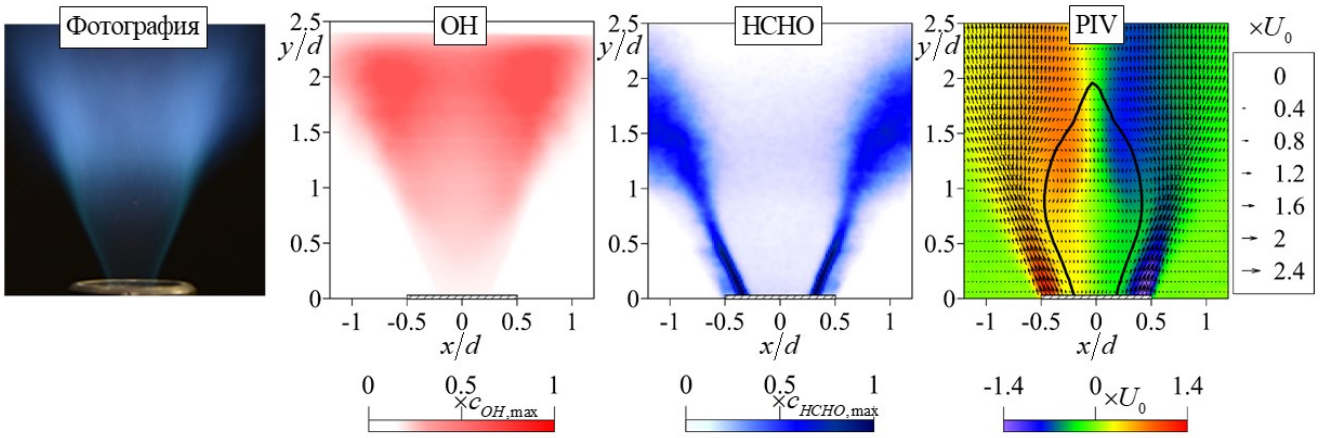

Рисунок 5.6. Фотография пламени, среднее поле флуоресценции OH и HCHO и поле скорости (цветом показана U_z-компонента), для режима 2.

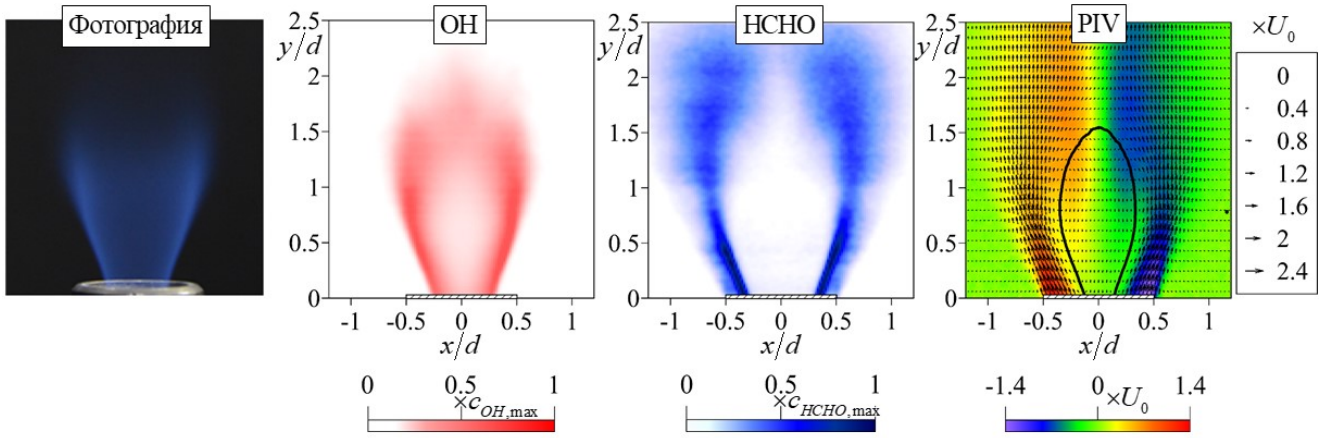

Рисунок 5.7. Фотография пламени, среднее поле флуоресценции OH и HCHO и поле скорости (цветом показана U_z-компонента), для режима 3.

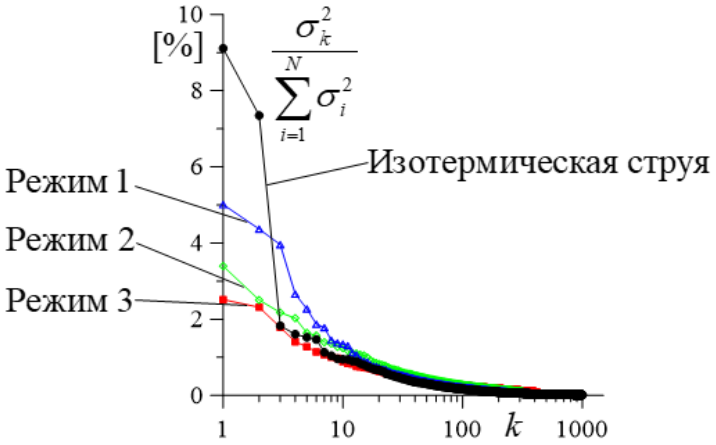

Рисунок 5.8. POD-спектр для изотермического и реагирующих течений.

применён к ансамблю мгновенных полей скорости, измеренных с использованием стерео-PIV, для количественного исследования влияния крупномасштабных вихревых структур на режимы горения. Для сравнения, на этот же график добавлен POD-спектр, измеренный при исследовании сильно закрученной струи без горения представленном в предыдущей главе. Можно видеть, что горение приводит к снижению вклада когерентной составляющей в пульсации скорости. При горении богатого поднятого пламени наблюдаются три наиболее энергоёмких моды.

5.3 Богатое пламя

Мгновенные поля скорости и пространственные распределения сигнала флуоресценции OH и HCHO измеренные в богатом поднятом пламени (режим 1) приведены на рисунке 5.9. Для исследованного течения характерно наличие такого явления, как РВЯ с неустойчивой ЦЗР. Согласно измеренному сигналу флуоресценции, горение происходит как во внутреннем, так и во внешнем слоях смешения. Горячие продукты сгорания захватываются ЦЗР и перемещаются вверх по течению, где происходит их перемешивание со свежей смесью (для которой характерен значительный избыток топлива) поступающей из сопла. Основание пламени стабилизируется во внешнем слое смешения (показано зелёными стрелками на изображении), в области небольших скоростей, где поступающая из сопла струя перемешивается с окружающим воздухом.

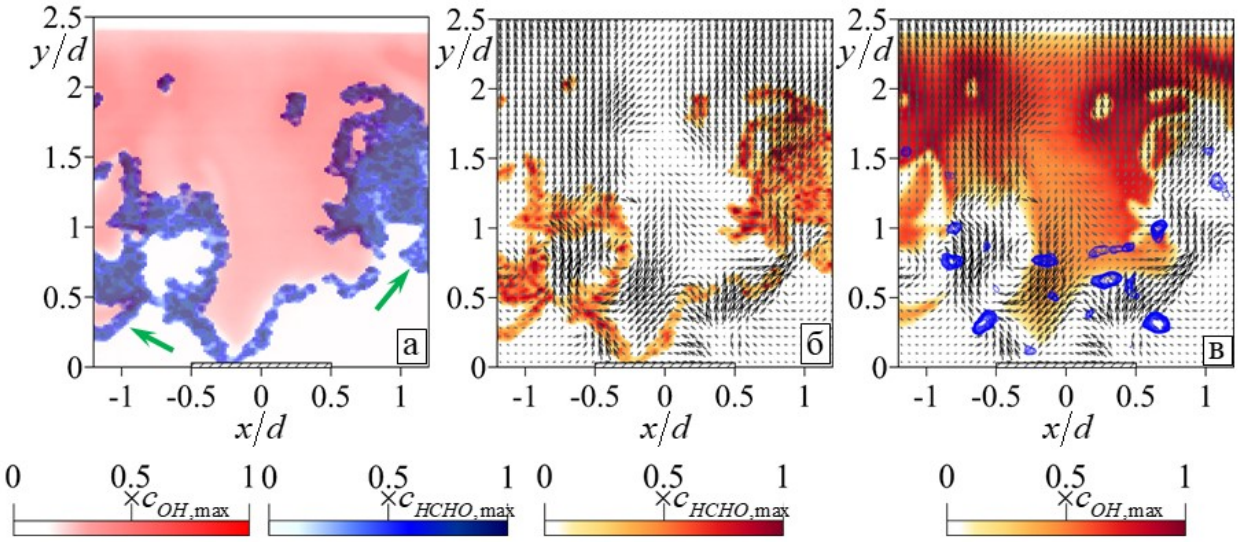

Рисунок 5.9. Мгновенные распределения сигнала флуоресценции OH и HCHO (а), поля скорости совместно с HCHO (б) и OH (в), для режима 1. Синие линии визуализируют центры вихрей при $Q^{2D} > 3.1(2+n)U_0^2 d^{-2}$, $c_{HCHO,\max} = 1360$, $c_{OH,\max} = 25600$.

На рисунке 5.10 представлены первые четыре POD-моды пульсаций скорости и соответствующие им пульсации флуоресценции OH и HCHO, которые позволяют провести оценку вклада крупномасштабных вихревых структур на теплообмен и пространственные деформации областей химического реагирования. POD-моды полей скорости согласуются с результатами ранее опубликованными в работе [84]. Вторая и третья POD-моды соответствуют пульсациям скорости, связанным с вращающимися вихревыми структурами, которые наблюдаются в нереагирующей закрученной струе до поджига пламени. Первая POD-мода соответствует нестационарному перемешиванию струи с окружающим воздухом и с колебаниями осевой скорости вызванными влиянием силы Архимеда на горячие продукты сгорания. Пространственные распределения флуктуаций флуоресценции OH и HCHO осреднённые по фазе когерентных пульсаций, или, другими словами, отобранные с учётом корреляционных коэффициентов скорости, показывают практически симметричные колебания интенсивности флуоресценции для первой POD-моды. При этом вторая и третья POD-моды ПЛИФ-данных практически ассиметричны друг другу относительно оси y.

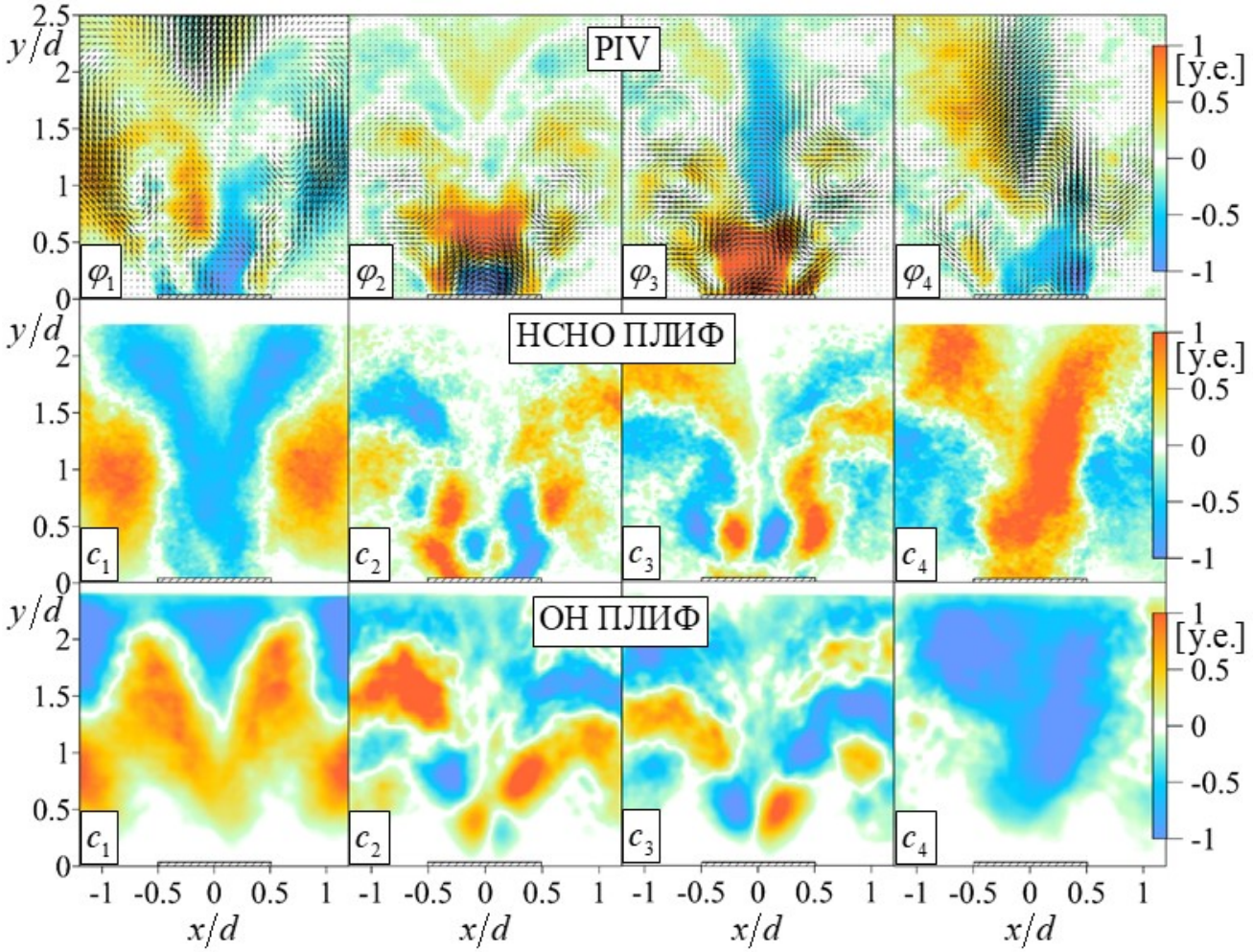

Рисунок 5.10. Пространственные распределения первых четырех POD-мод пульсаций скорости и соответствующие им пульсации OH и HCHO, для режима 1.

На рисунке 5.11 а представлено усреднённое по фазе от когерентных пульсаций поле скорости (векторы, $\mathbf{U}+\mathbf{u}_2''$) и осреднённая интенсивность флуоресценции OH (цвет, $C+c_2''$, где C – средняя интенсивность сигнала OH ПЛИФ, а c_2'' – пульсации сигнала флуоресценции условно-осреднённые в соответствие с корреляционными коэффициентами второй POD-моды полученной в результате разложения мгновенных полей скорости). Центры вихревых структур визуализированы с использованием критерия $Q^{2D} > 1.22U_0^2d^{-2}$. Фазово-осреднённые когерентные пульсации скорости вызваны крупномасштабными вихревыми структурами во внутреннем и внешнем слоях смешения расположенные в шахматном порядке. ПЛИФ-измерения (мелкомасштабные

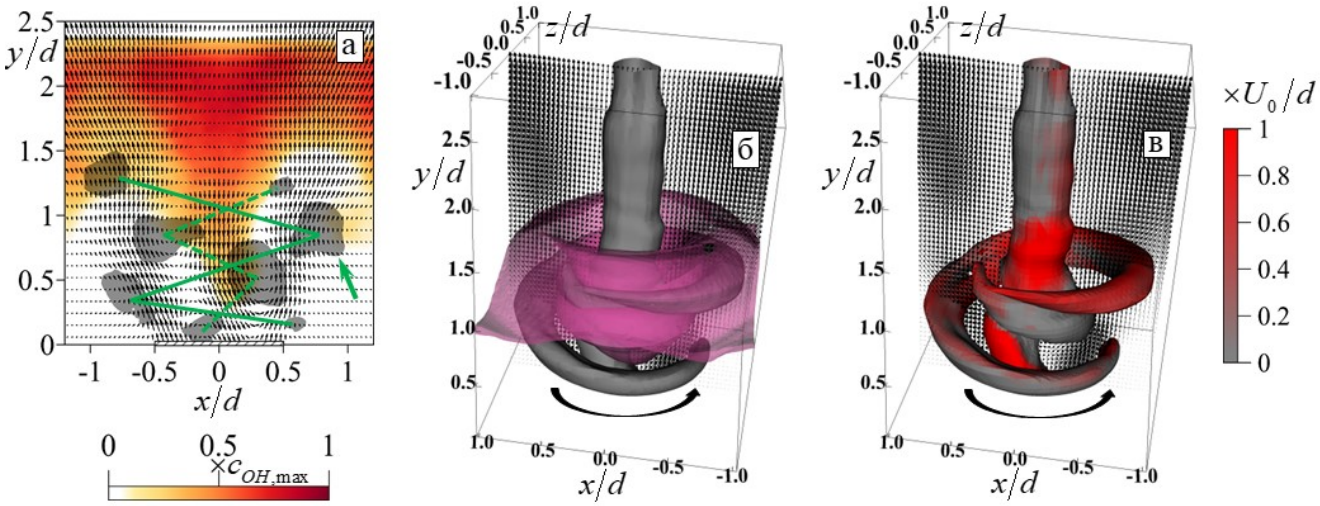

Рисунок 5.11. Крупномасштабные вихревые структуры, реконструированные с использованием фазово-осреднённых пульсаций скорости и флуоресценции OH в богатом поднятом сильно закрученном пламени. $c_{OH,\max} = 25600$.

турбулентные структуры отфильтрованы за счёт условного осреднения) демонстрируют крупномасштабные деформации зоны реакции, вызванные спиральными вихревыми структурами. Стрелка, на рисунке 5.11 а, подчёркивает тот факт, что во внешнем слое смешения основание пламени на условно-осреднённом изображении стабилизируется вблизи внешней вихревой структуры.

Вторая и третья POD-моды были использованы для реконструкции трехмерной когерентной структуры (включая прецессирующее вихревое ядро) в исследуемом реагирующем течении. Результаты реконструкции (показаны серым цветом с помощью критерия $Q^{3D} > 1.22 U_0^2 d^{-2}$) представлены на рисунке 5.11 (б, в) в виде серой области. Пульсации сигнала флуоресценции OH (c_2'' и c_3'') осреднённые по фазе когерентных пульсаций второй и третьей POD-моды скорости позволили реконструировать трехмерную сглаженную форму пламени (полупрозрачная фиолетовая структура на рисунке 5.11 б). Когерентная структура состоит из спирального вихревого ядра и пары вторичных винтовых вихрей. Дивергенция (нанесена красным цветом на вихревую структуру на рисунке 5.11 в) поля скорости осреднённого по фазе когерентных пульсаций указывает на то, что винтовой вихрь

во внешнем слое смешения коррелирует с областями максимального тепловыделения в процессе горения, за счёт локального уменьшения плотности этих зон. Вторичные винтовые вихри оказывают позитивное влияние на перемешивания, они с одной стороны втягивают внешний воздух в струю, а с другой стороны перемещают топливо в область небольших скоростей во внешнем слое смешения где наблюдается основание пламени.

Мгновенные распределения поля скорости и сигнала флуоресценции OH и HCHO зарегистрированные при горении богатой закрученной метановоздушной смеси (режим 2) представлены на рисунке 5.12. Фронт пламени, отсутствующий внутри кольцевой струи, истекающей из сопла, имеет форму схожую с конической поверхностью претерпевающей деформации, увеличивающиеся вниз по потоку. При истечении кольцевой струи из сопла, фронт пламени стабилизируется во внутреннем слое смешения, между центральной зоной рециркуляции и кольцевой струей. Затем, далее вниз по течению, он сдвигается ближе ко внешнему слою смешения, где происходит дожигание топлива за счёт перемешивания кольцевой струи с окружающим воздухом. Визуализация центров вихревых структур с использованием Q^{2D}-критерия (дополнительно отмечены зелёными стрелками на рисунке 5.12 в) демонстрирует их наличие как во внутреннем, так и во внешнем слоях смешения. Наблюдаются отдельные островки с высокой интенсивностью тепловыделения. Это может быть связано с тем, что фронт пламени замыкается в односвязную область вне пределов измерительной плоскости. Либо, крупномасштабные вихри захватывают отдельные области, в которых продолжают проходить химические реакции.

Первые четыре POD-моды когерентных пульсаций скорости и соответствующих когерентных пульсаций флуоресценции OH и HCHO (с учётом корреляционных коэффициентов скорости) при горении богатой закрученной метановоздушной смеси (режим 2) представлены на рисунке 5.13. POD-моды скорости, для этого режима горения, имеют существенное отличие от результатов, полученных в изотермической закрученной струе и поднятом богатом частично перемешанном закрученном пламени (режим 1). Основные когерентные пульсации скорости и соответствующие им пульсации интенсивности сигнала флуоресценции

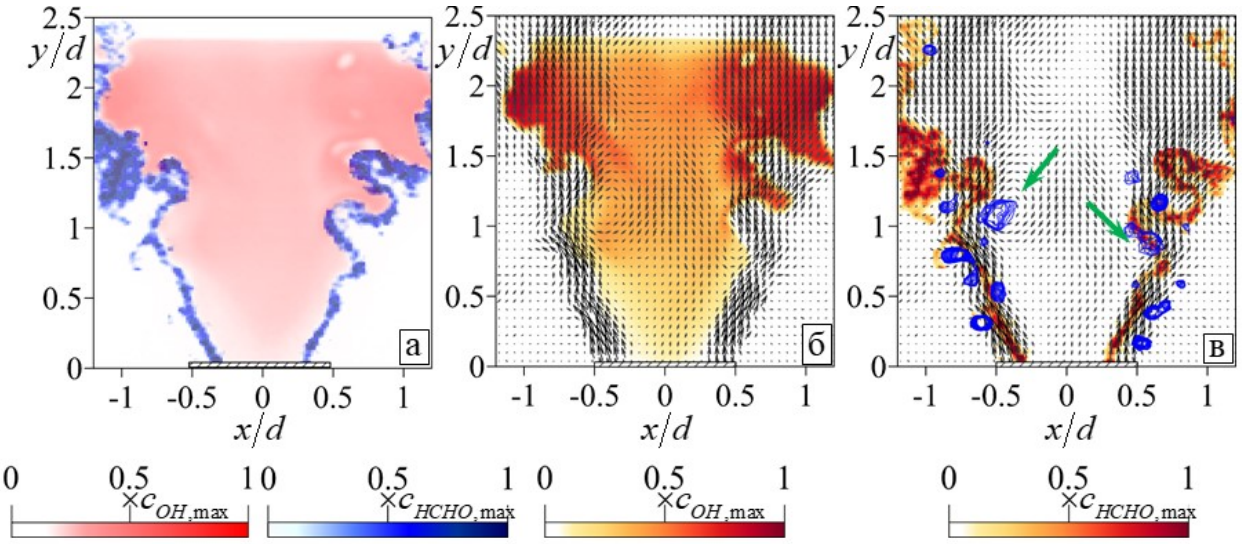

Рисунок 5.12. Мгновенные распределения сигнала флуоресценции OH и HCHO (а), поля скорости совместно с OH (б) и HCHO (в), для режима 2. Синие линии визуализируют центры вихрей при $Q^{2D} > 4(2+n)U_0^2 d^{-2}$, $c_{HCHO,\max} = 1360$, $c_{OH,\max} = 25600$.

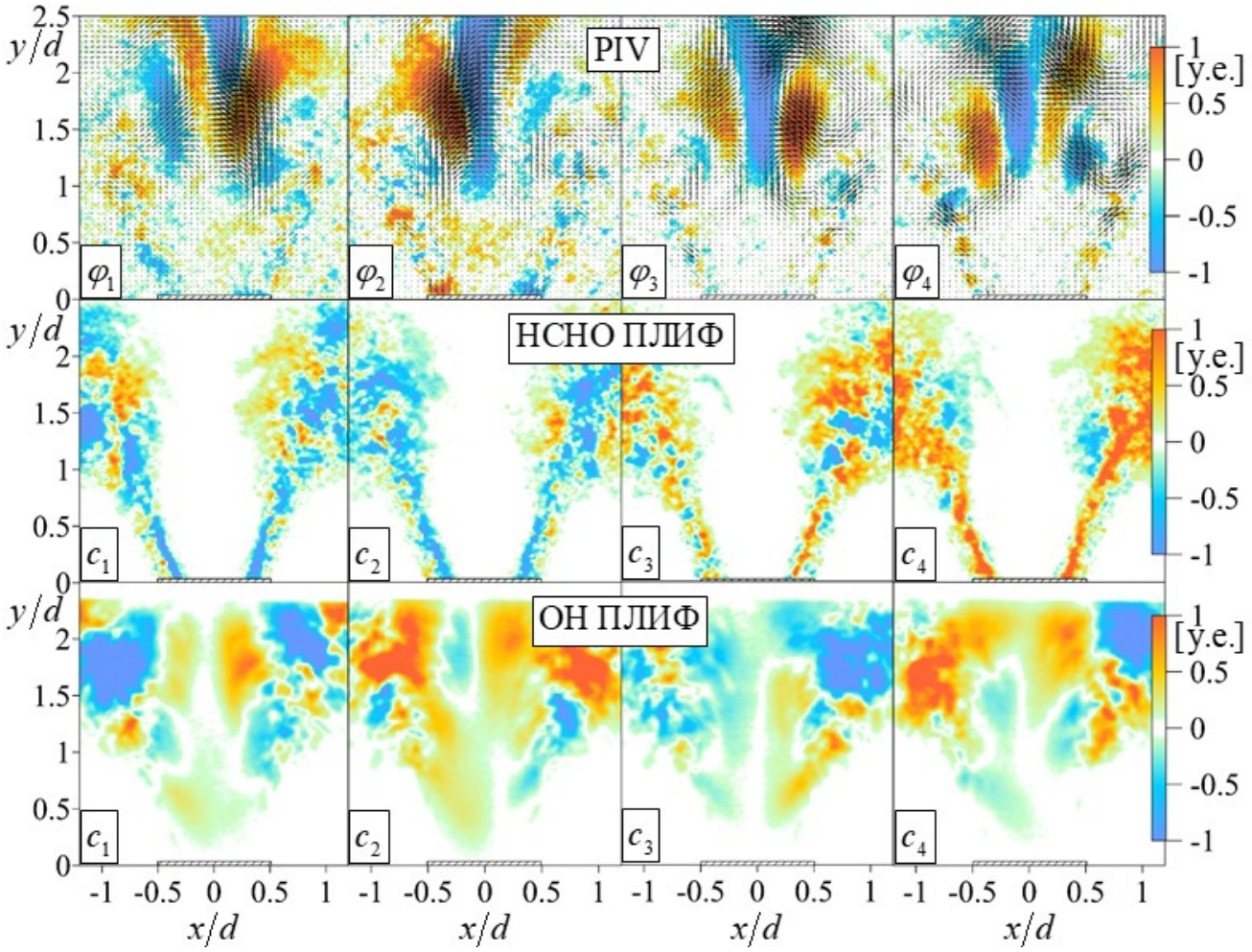

Рисунок 5.13. Пространственные распределения первых четырех POD-мод пульсаций скорости и соответствующие им пульсации OH и HCHO, для режима 2.

OH и HCHO наблюдается преимущественно в верхней области центральной зоны рециркуляции. Более того, полученные пространственные распределения POD-мод не дают однозначных доказательств сильного влияния спиральной вихревой структуры на динамику этого режима горения.

5.4 Бедное пламя

Мгновенные распределения поля скорости и сигнала флуоресценции OH и HCHO зарегистрированные при горении бедной закрученной метановоздушной смеси (режим 3) представлены на рисунке 5.14. Форма фронта пламени подобна наблюдаемой в режиме 2. Однако, согласно сигналу флуоресценции, в этом режиме, горение происходит только во внутреннем слое смешения, а фронт пламени охватывает центральную зону рециркуляции содержавшую горячие продукты горения. Стрелкой на рисунке 5.14 б демонстрируется область возможного локального погасания в следствие деформации фронта пламени. На рисунке 5.14 в хорошо видны крупномасштабные вихревые структуры (визуализированные с использованием Q^{2D}-критерия и отмеченные стрелками) расположенные в шахматном порядке в центральной зоне рециркуляции. В пламенах с существенным избытком воздуха пересечение сигналов OH и HCHO является индикатором областей максимального тепловыделения. Можно видеть, что интенсивность сигнала [OH]×[HCHO] существенно меняется вдоль фронта пламени, что свидетельствует о разной локальной температуре. Крупномасштабная когерентная структура способствует тепломассообмену между горячими продуктами горения и свежей смесью, поступающей из сопла, во внутреннем слое смешения, что приводит к локальному растяжению фронта пламени и способствует горению.

Для количественного анализа вклада движения крупномасштабных вихревых структур в изменение интенсивности тепловыделения, метод POD был применён к мгновенным полям скорости, а когерентные пульсации пересечения сигнала флуоресценции OH и HCHO (предварительно были перемножены изображения OH ПЛИФ и HCHO ПЛИФ) отбирались с учётом корреляционных коэффициентов скорости. Пространственные распределения первых четырёх полученных POD-мод

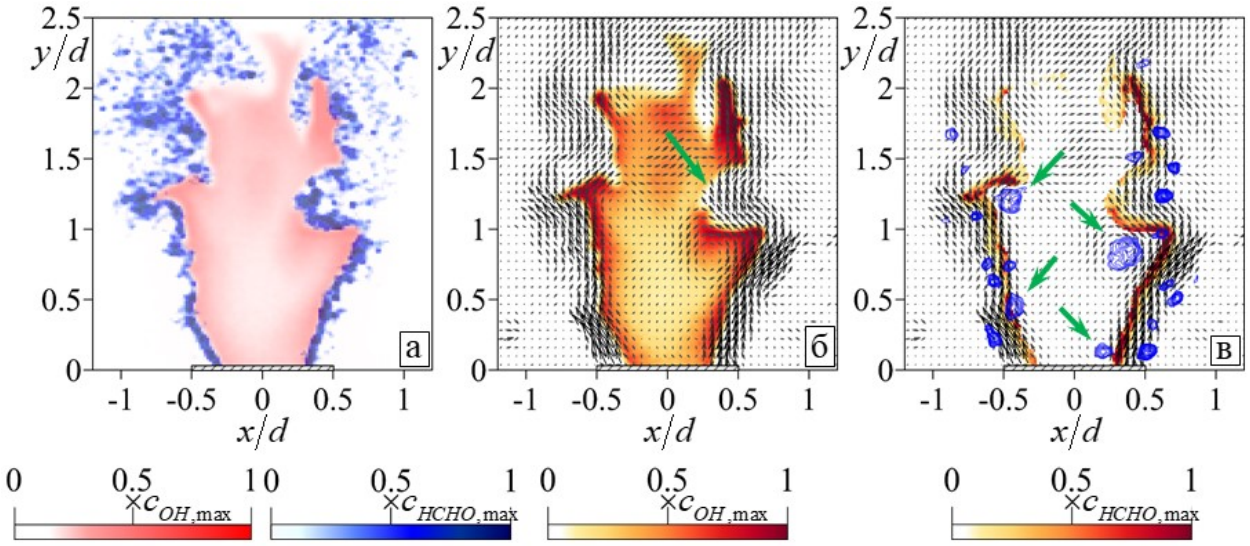

Рисунок 5.14. Мгновенные распределения сигнала флуоресценции OH и HCHO (а), поля скорости совместно с OH (б) и [OH]×[HCHO] (в), для режима 3. Синие линии визуализируют центры вихрей при $Q^{2D} > 4(2+n)U_0^2 d^{-2}$, $c_{HCHO,\max} = 1360$, $c_{OH,\max} = 10200$.

представлены на рисунке 5.15. Когерентные пульсации скорости, содержащиеся в первых двух POD-модах, соответствуют аналогичным данными для изотермического течения. Третья и четвёртая POD-моды соответствуют пульсациям скорости в основном в верхней области зоны рециркуляции. Подобная картина наблюдалась в случае горения смеси с избытком топлива (режим 2). Пульсации скорости в слоях смешения когерентны с пульсациями флуоресценции HCHO в форме растущих вниз по потоку волн, соответствующих деформации фронта пламени. Изменение флуоресценции OH соответствует когерентным пульсациям во внутреннем слое смешения, в том числе внутри зоны рециркуляции. Информация, полученная в результате анализа когерентных пульсаций произведения [OH]×[HCHO] отобранных в соответствие с корреляционными коэффициентами скорости связанных, показывает, что деформации фронта пламени коррелируют с изменением интенсивности [OH]×[HCHO], а, следовательно, пропорциональный локальной скорости тепловыделения.

На рисунке 5.16 а представлено усреднённое по фазе от когерентных пульсаций поле скорости (векторы, $\mathbf{U} + \mathbf{u}_1''$) и соответствующая осреднённая

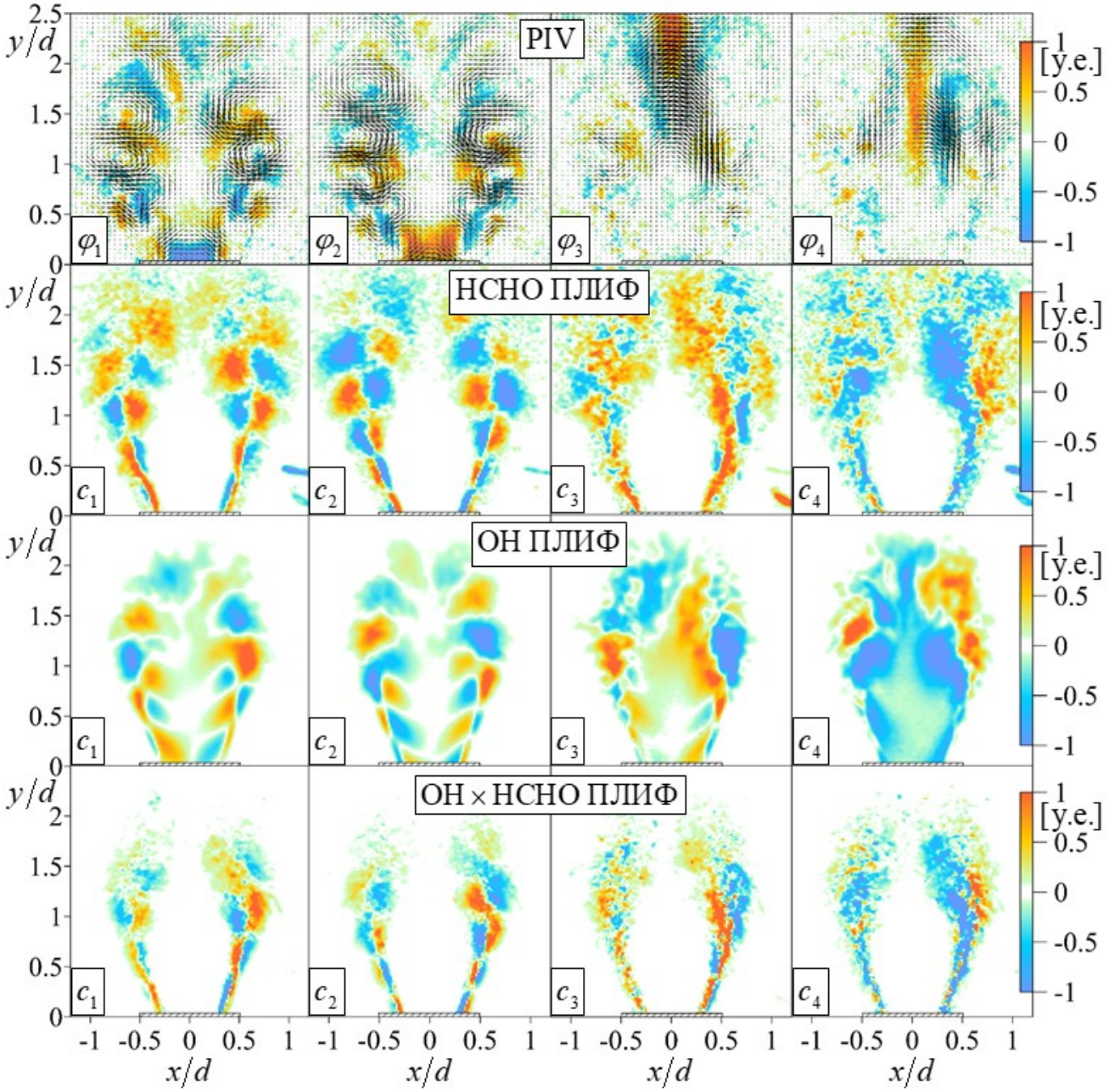

Рисунок 5.15. Пространственные распределения первых четырех POD-мод пульсаций скорости и соответствующие им пульсации флуоресценции OH, HCHO и [OH]×[HCHO], для режима 3.

интенсивность флуоресценции HCHO (цвет, $C + c_1''$, визуализирует форму фронта пламени отфильтрованную от некогерентных пульсаций скорости). Центры вихревых структур визуализированы с использованием критерия $Q^{2D} > 2.25 U_0^2 d^{-2}$. Можно видеть расположенные в шахматном порядке крупные вихревые структуры во внутреннем и внешнем слоях смешения. Первая и вторая POD-моды были

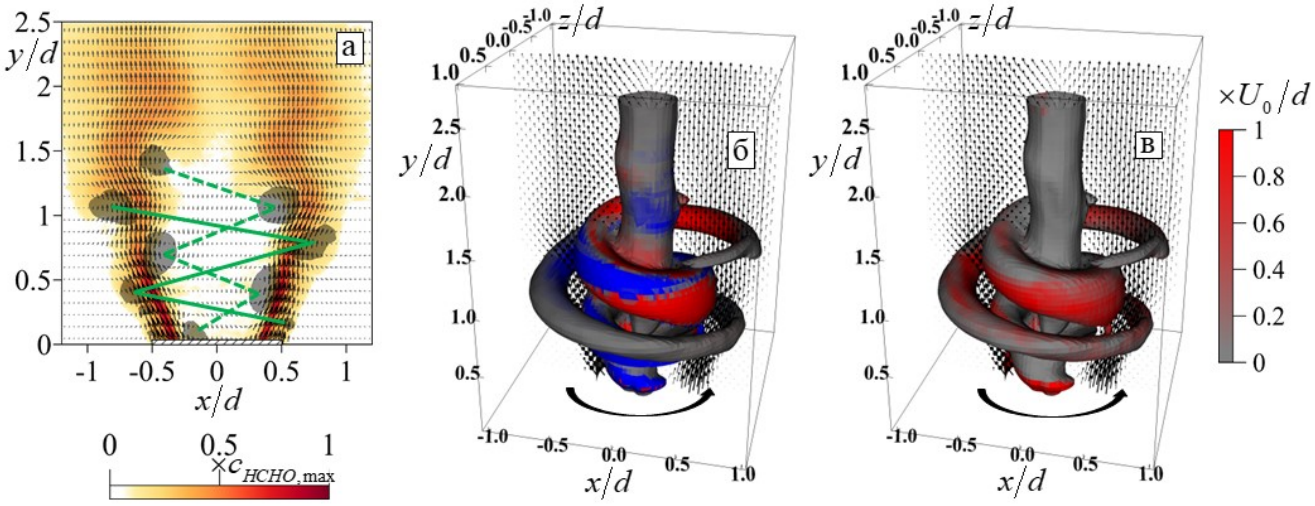

Рисунок 5.16. Крупномасштабные вихревые структуры, реконструированные с использованием фазово-осреднённых пульсаций скорости и флуоресценции OH и HCHO в сильнозакрученном бедном пламени (режим 3). $c_{HCHO,\max} = 1360$.

использованы для реконструкции трехмерной когерентной структуры в исследуемом реагирующем течении. Результаты реконструкции (показаны серым цветом с помощью критерия $Q^{3D} > 2.25 U_0^2 d^{-2}$) представлены на рисунке 5.16 (б, в) в виде серой области. Крупномасштабная вихревая структура состоит из пары внешних винтовых вихрей, вращающихся вокруг центрального вихревого ядра, подобна наблюдаемой при горение поднятого богатого сильнзакрученного пламени (режим 1). На рисунке 5.16 б вихревая структура раскрашена положительными (красный цвет, $c_c'' > 0$) и отрицательными (синий цвет, $c_c'' < 0$) значениями когерентных пульсаций произведения [OH]×[HCHO], которые соответствуют минимумам и максимумам локального тепловыделения. Внутренняя спиральная вихревая структура коррелирует с областями, для которых характерно максимальное тепловыделение. На рисунке 5.16 в когерентная структура раскрашена положительной дивергенцией осреднённого по фазе когерентных пульсаций поля скорости. Можно видеть, что снижение плотности газа, связанное с химическими реакциями, наблюдается между вихревым ядром и внешними винтовыми вихрями, и коррелирует с областями максимального тепловыделения диагностированными с использованием перемножения флуоресценции [OH]×[HCHO].

Основные результаты Главы 5

С использованием совместных измерений методами OH/HCHO ПЛИФ и PIV в стереоскопической конфигурации, было экспериментально исследовано влияние крупномасштабных винтовых вихревых структур на форму и деформацию зоны реакции и тепловыделение. Объектами исследования выступали предварительно перемешанные пламена с бедным и богатым составом, а также частично перемешанное поднятое богатое пламя, имеющие одинаковую конфигурацию горелки и идентичные числа Рейнольдса и степени закрутки. В результате были выявлены двойные спиральные винтовые структуры, которые закручивались в направлении, противоположном закручиванию струи, и располагались во внутреннем и внешнем слоях смешения. На основе осреднения флуктуаций флуоресценции OH и HCHO, по фазе когерентных пульсаций скорости, а также их попиксельного произведения, было установлено, что положения вторичных винтовых структур связаны с крупномасштабными деформациями фронта бедного предварительно перемешанного и частично перемешанного поднятого пламён.

В целом, для типов пламён распространённых в горелочных устройствах с закруткой потока (бедное предварительно перемешанное пламя V-типа и частично перемешанное поднятое пламя M-типа) было продемонстрировано, что винтовые вихревые структуры связаны с локальными областями тепловыделения. Несмотря на наблюдаемые в исследовании случаи локального погасания пламени, в среднем, внутренняя спиральная вихревая структура способствует стабилизации бедного предварительно перемешанного пламени за счёт локального растяжения фронта пламени и интенсификации тепло- и массообмена между продуктами сгорания и свежей смесью, поступающей из сопла. Впервые проведена оценка влияния прецессирующего вихревого ядра на тепловыделение в пламени с сильной закруткой потока, которая показала, что винтовая область повышенного тепловыделения вращается вокруг оси симметрии горелочного устройства одновременно с прецессирующими спиральными вихревыми структурами.

Основные результаты и выводы работы

Закрутка потока часто используется для стабилизации горения в камерах сгорания, однако, это приводит к значительному усложнению структуры и динамики течений. Использование современных методов оптической диагностики позволяет детально исследовать условия стабилизации пламени в турбулентной закрученной струе и влияние крупных вихревых структур на этот процесс. В работе, мгновенные распределения скорости измерялись с использование метода анемометрии по изображениям частиц в стереоскопической и томографической конфигурациях. Дополнительно применялся метод плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции для исследования двумерных распределений концентрации пассивной примеси паров ацетона в изотермическом течении, а также гидроксильного радикала и формальдегида в пламёнах. В исследовании сделан акцент на изучения влияние крупномасштабных вихревых структур на процессы массо- и теплопереноса в турбулентных закрученных струях с горением. Для этого ансамбль мгновенных реализаций скорости и флуоресценции, анализировался с использованием методов понижения размерности стохастических динамических систем, а именно с помощью собственного ортогонального разложения методом кадров на основе сингулярного разложения.

Было установлено, что в случае турбулентной закрученной изотермической струи, закрутка потока интенсифицирует взаимодействие струи с окружающим воздухов, увеличивает угол раскрытия струи и приводит к формированию центральной зоны торможения/рециркуляции, окружённой внутренним сдвиговым слоем. Были оценены вклады адвекции и турбулентной диффузии на перенос пассивной примеси, среднего осевого импульса и момента импульса для струй с различной закруткой. Впервые установлено, что в начальной области струи с сильной закруткой, вклад когерентных пульсаций скорости, обусловленных спиральными крупномасштабными вихревыми структурами, в турбулентный перенос массы (примеси) и импульса может локально превышать 65 %, тогда как для струй со слабой закруткой потока, без центральной зоны рециркуляции и

выраженной прецессии потока, данный вклад составляет менее 22 %. Таким образом, распад вихревого ядра значительно усиливает турбулентный перенос в начальной области закрученных струй.

При исследовании турбулентных предварительно перемешанных пламён с сильной закруткой потока было впервые получено подтверждение наличия винтовых вихревых структур, включая прецессирующее вихревое ядро и проанализировано их влияние на деформации фронта пламени. Для исследованных режимов горения, в форме обращённого конуса и в виде поднятого пламени, помимо неустойчивости фронта пламени обнаружены два различных типа крупномасштабных вихревых структур, связанных с деформацией области химического реагирования: практически осесимметричные осцилляции, вызванные действием сил плавучести, и вращающаяся асимметричная структура, вызванная прецессией потока. На основе осреднения флуктуаций флуоресценции OH и HCHO, по фазе когерентных пульсаций скорости, а также их попиксельного произведения, было установлено, что положения вторичных винтовых структур связаны с крупномасштабными деформациями фронта бедного предварительно перемешанного и частично перемешанного поднятого пламён. В целом, для типов пламён распространённых в горелочных устройствах с закруткой потока (бедное предварительно перемешанное пламя V-типа и частично перемешанное поднятое пламя M-типа) было продемонстрировано, что винтовые вихревые структуры связаны с локальными областями тепловыделения. Несмотря на наблюдаемые в исследовании случаи локального погасания пламени, в среднем, внутренняя спиральная вихревая структура способствует стабилизации бедного предварительно перемешанного пламени за счёт локального растяжения фронта пламени и интенсификации тепло- и массообмена между продуктами сгорания и свежей смесью, поступающей из сопла. Впервые проведена оценка влияния прецессирующего вихревого ядра на тепловыделение в пламени с сильной закруткой потока, которая показала, что винтовая область повышенного тепловыделения вращается вокруг оси симметрии горелочного устройства одновременно с прецессирующими спиральными вихревыми структурами.

Список публикаций по теме диссертации

1. Tokarev M. P., Sharaborin D. K., **Lobasov A. S.,** Chikishev L. M., Dulin V. M., Markovich D. M. 3D velocity measurements in a premixed flame by tomographic PIV //Measurement Science and Technology. – 2015. – Т. 26. – №. 6. – С. 064001.

2. Чикишев Л.М., Дулин В.М., **Лобасов А.С.,** Маркович Д.М. Исследование формы пламени в закрученном турбулентном потоке методом панорамной лазерно-индуцированной флуоресценции формальдегида //Горение и взрыв. – 2017. – Т. 10. – №. 3. – С. 4-9.

3. **Lobasov A.S.,** Chikishev L.M., Dulin V.M. Comparison between premixed and partially premixed combustion in swirling jet from PIV, OH PLIF and HCHO PLIF measurements //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing. – 2017. – Т. 899. – №. 6. – С. 062002.

4. **Лобасов А.С.,** Абдуракипов С.С., Чикишев Л.М., Дулин В.М., Маркович Д.М. Исследование формы пламени в нестационарном потоке закрученной турбулентной струи методом HCHO PLIF //Физика горения и взрыва. – 2018. – Т. 54. – №. 6. – С. 47-54.

5. Чикишев Л.М., Дулин В.М., **Лобасов А.С.,** Маркович Д.М. О влиянии крупномасштабных вихревых структур на форму пламени в потоке закрученной струи //Горение и взрыв. – 2018. – Т. 11. – №. 2. – С. 31-39.

6. Dulin V., **Lobasov A.,** Markovich D., Alekseenko S. Coherent structures in the near field of swirling turbulent jets and flames investigated by PIV and PLIF //In: **Swirling Flows and Flames** (Ed. Boushaki T.). – 2018. – 22 p.

7. **Lobasov A.S.,** Chikishev L.M. Investigation of turbulent swirling jet-flames by PIV/OH PLIF/HCHO PLIF //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing. – 2018. – Vol. 980. – 012033 – 6p.

8. Chikishev L.M., Dulin V.M., **Lobasov A.S.,** Markovich D.M. Combined application of OH PLIF, HCHO PLIF and stereo PIV to a turbulent premixed swirling flame //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing. – 2018. – Vol. 2027. – 030142 – 10 p.

9. **Лобасов А.С.,** Дулин В.М., Дектерев Ар.А., Минаков А.В. Турбулентный перенос

в закрученной струе с распадом вихревого ядра. PIV/PLIF-измерения и численное моделирование //Теплофизика и аэромеханика. – 2019. – Т. 26. – №. 3. – С. 381-389.

10. Dulin V.M., **Lobasov A.S.,** Chikishev L.M., Markovich D.M., Hanjalic K. On Impact of Helical Structures on Stabilization of Swirling Flames with Vortex Breakdown //Flow, Turbulence and Combustion. – 2019. – С. 1-25. – 2019. – Vol. 103. – №. 4. – P. 887-911.

11. Dulin V., **Lobasov A.,** Markovich D., Hanjalic K. Turbulent transport in the near field of swirling jets //Proceeding of 11th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena. – 2019.

12. Markovich D., **Lobasov A.** Vortex structures effect on mixing and combustion in swirling jets //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing. – 2019. – Vol. 2125. – No. 1. – paper 020012. – 5 p.

13. Abdurakipov S. S., **Lobasov A. S.,** Chikishev L. V., Dulin V.M. Analysis of eigenmodes in a swirling jet and flame: 3D PIV and PLIF study //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing. – 2019. – Т. 1382. С. 012051.

14. **Лобасов А.С.,** Чикишев Л. М., Дулин В. М., Маркович Д. М. Когерентные структуры и турбулентный перенос на начальном участке струй и пламени в потоке с закруткой //Прикладная механика и техническая физика. – 2020. – Т. 61. – №. 3. – С. 42-51.

15. **Lobasov A. S.,** Alekseenko S. V., Markovich D. M., Dulin V. M. Mass and momentum transport in the near field of swirling turbulent jets. Effect of swirl rate //International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2020. – Vol. 83. – С. 108539.

16. **Lobasov A. S.** Effect of hydrodynamic coherent structures on local mixing in a model GT-burner //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing. – 2020. – Т. 1677. – №. 1. – С. 012042

Список литературы

1. Lefebvre A.H., Ballal D.R. Gas Turbine Combustion: Alternative Fuels and Emissions. — Third Edition. — CRC Press, 2010.

2. Tacina R. Combustor technology for future aircraft // 26th Joint Propulsion Conference 26th Joint Propulsion Conference. — Orlando,FL,U.S.A.: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1990.

3. Correa S.M. Power generation and aeropropulsion gas turbines: From combustion science to combustion technology // Symposium (International) on Combustion. — 1998. — Т. 27. — № 2. — С. 1793-1807.

4. Dunn-Rankin D. Lean combustion: technology and control. — Amsterdam Boston: Academic Press, 2010. — 261 с.

5. Lieuwen T., Torres H., Johnson C., Zinn B.T. A Mechanism of Combustion Instability in Lean Premixed Gas Turbine Combustors // Journal of Engineering for Gas Turbines and Power. — 2001. — Т. 123. — № 1. — С. 182-189.

6. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. — Москва: Гос. изд-во физико-математической лит-ры (Физматгиз), 1961. — 500 с.

7. Stricker W. Measurement of Temperature in Laboratory Flames and Practical Devices // Applied Combustion Diagnostics/In: Kohse-Hoinghaus K, Jeffries J (eds). — New York: Taylor and Francis, 2002. — С. 155-193.

8. Meier W., Duan X.R., Weigand P., Lehmann B. Temperatur-Messungen in turbulenten Drallflammen: Thermoelemente im Vergleich zu Laser-Raman-Streuung // GASWÄRME international. — 2004. — Т. 53. — С. 153-158.

9. Lieuwen T.C. Unsteady combustor physics. — Second edition. — Cambridge, United Kingdom New York, NY: Cambridge University Press, 2021. — 520 с.

10. Chanaud R.C. Observations of oscillatory motion in certain swirling flows // Journal of Fluid Mechanics. — 1965. — Т. 21. — № 1. — С. 111-127.

11. Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N. Swirl flows. — Tunbridge Wells, Kent: Abacus Press, 1984. — 488 с.

12. Weber R., Dugué J. Combustion accelerated swirling flows in high confinements // Progress in Energy and Combustion Science. — 1992. — Т. 18. — № 4. — С. 349-367.

13. Dellenback P.A., Metzger D.E., Neitzel G.P. Measurements in turbulent swirling flow through an abrupt axisymmetric expansion // AIAA Journal. — 1988. — Т. 26. — № 6. — С. 669-681.

14. Alekseenko S.V., Kujbin P.A., Okulov V.L. Theory of concentrated vortices: an introduction : SpringerLink Bücher. — Berlin Heidelberg New York: Springer, 2008. — 494 с.

15. Kurtbaş İ., Durmuş A., Eren H., Turgut E. Effect of propeller type swirl generators on the entropy generation and efficiency of heat exchangers // International Journal of Thermal Sciences. — 2007. — Т. 46. — № 3. — С. 300-307.

16. Fröhlich J., García-Villalba M., Rodi W. Scalar mixing and large-scale coherent structures in a turbulent swirling jet // Flow, Turbulence and Combustion. — 2008. — Т. 80. — № 1. — С. 47-59.

17. Zemtsop C.P., Stöllinger M.K., Heinz S., Stanescu D. Large-eddy simulation of swirling turbulent jet flows in absence of vortex breakdown // AIAA Journal. — 2009. — Т. 47. — № 12. — С. 3011-3021.

18. Ranga Dinesh K.K.J., Kirkpatrick M.P. Study of jet precession, recirculation and vortex breakdown in turbulent swirling jets using LES // Computers & Fluids. — 2009. — Т. 38. — № 6. — С. 1232-1242.

19. Stopper U., Aigner M., Ax H., Meier W., Sadanandan R., Stöhr M., Bonaldo A. PIV, 2D-LIF and 1D-Raman measurements of flow field, composition and temperature in premixed gas turbine flames // Experimental Thermal and Fluid Science. — 2010. — Т. 34. — № 3. — С. 396-403.

20. Dembinski H.W.R., Angstrom H.-E. Optical study of swirl during combustion in a CI engine with different injection pressures and swirl ratios compared with calculations // SAE 2012 World Congress & Exhibition. — 2012. — С. 2012-01-0682.

21. Wei S., Wang F., Leng X., Liu X., Ji K. Numerical analysis on the effect of swirl ratios on swirl chamber combustion system of DI diesel engines // Energy Conversion and Management. — 2013. — Т. 75. — С. 184-190.

22. Eiamsa-ard P., Piriyarungroj N., Thianpong C., Eiamsa-ard S. A case study on thermal performance assessment of a heat exchanger tube equipped with regularly-spaced twisted tapes as swirl generators // Case Studies in Thermal Engineering. — 2014. — Т. 3. — С. 86-102.

23. Cozzi F., Coghe A., Sharma R. Analysis of local entrainment rate in the initial region of isothermal free swirling jets by Stereo PIV // Experimental Thermal and Fluid Science. — 2018. — Т. 94. — С. 281-294.

24. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. — Москва: Машиностроение, 1969. — 183 с.

25. Ахмедов Р.Б., Балагула Т.Б., Рашидов Ф.К., Сакаев А.Ю. Аэродинамика закрученной струи. — Москва: Энергия, 1977. — 240 с.

26. Устименко Б.П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. — Алма-Ата: Наука, 1977. — 228 с.

27. Штым А.Н. Аэродинамика циклонно-вихревых камер и их применение в промышленной энергетике : диссертация ... доктора технических наук : 05.14.04 / А.Н. Штым. — Владивосток, 1985. — 395 с.

28. Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных закрученных потоках. — Новосибирск: АН СССР: Сиб. отд-ние. Ин-т теплофизики, 1987. — 282 с.

29. Пиралишвили Ш.А., Поляев В.М., Сергеев М.Н. Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения. — Москва: Энергомаш, 2000. — 414 с.

30. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. — Новосибирск: Ин-т теплофизики, 2003. — 503 с.

31. Ахметов В.К., Шкадов В.Я. Численное моделирование вязких вихревых течений для технических приложений. — Москва: Издательство АСВ, 2009. — 176 с.

32. Harvey J.K. Some observations of the vortex breakdown phenomenon // Journal of Fluid Mechanics. — 1962. — Т. 14. — № 4. — С. 585-592.

33. Cassidy J.J., Falvey H.T. Observations of unsteady flow arising after vortex breakdown // Journal of Fluid Mechanics. — 1970. — Т. 41. — № 4. — С. 727-736.

34. Narain J.P. Numerical prediction of confined swirling jets // Computers & Fluids. — 1977. — Т. 5. — № 3. — С. 115-125.

35. Leschziner M.A., Rodi W. Computation of strongly swirling axisymmetric free jets // AIAA Journal. — 1984. — Т. 22. — № 12. — С. 1742-1747.

36. Komori S., Ueda H. Turbulent flow structure in the near field of a swirling round free jet // The Physics of Fluids. — 1985. — Т. 28. — № 7. — С. 2075-2082.

37. Mehta R.D., Wood D.H., Clausen P.D. Some effects of swirl on turbulent mixing layer development // Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. — 1991. — Т. 3. — № 11. — С. 2716-2724.

38. Billant P., Chomaz J.-M., Huerre P. Experimental study of vortex breakdown in swirling jets // Journal of Fluid Mechanics. — 1998. — Т. 376. — С. 183-219.

39. Gallaire F., Rott S., Chomaz J.-M. Experimental study of a free and forced swirling jet // Physics of Fluids. — 2004. — Т. 16. — № 8. — С. 2907-2917.

40. Lu X., Wang S., Sung H.-G., Hsieh S.-Y., Yang V. Large-eddy simulations of

turbulent swirling flows injected into a dump chamber // Journal of Fluid Mechanics. — 2005. — Т. 527. — С. 171-195.

41. Örlü R., Alfredsson P.H. An experimental study of the near-field mixing characteristics of a swirling jet // Flow, Turbulence and Combustion. — 2008. — Т. 80. — № 3. — С. 323-350.

42. Shiri A. Turbulence measurements in a natural convection boundary layer and a swirling jet. — Göteborg: Chalmers University of Technology, 2010. — 165 с.

43. Oberleithner K., Sieber M., Nayeri C.N., Paschereit C.O., Petz C., Hege H.-C., Noack B.R., Wygnanski I. Three-dimensional coherent structures in a swirling jet undergoing vortex breakdown: stability analysis and empirical mode construction // Journal of Fluid Mechanics. — 2011. — Т. 679. — С. 383-414.

44. Markovich D.M., Abdurakipov S.S., Chikishev L.M., Dulin V.M., Hanjalić K. Comparative analysis of low- and high-swirl confined flames and jets by proper orthogonal and dynamic mode decompositions // Physics of Fluids. — 2014. — Т. 26. — № 6. — С. 065109.

45. Wan Z.-H., Zhou L., Wang B.-F., Sun D.-J. Dynamic mode decomposition of forced spatially developed transitional jets // European Journal of Mechanics - B/Fluids. — 2015. — Т. 51. — С. 16-26.

46. Sieber M., Paschereit C.O., Oberleithner K. Spectral proper orthogonal decomposition // Journal of Fluid Mechanics. — 2016. — Т. 792. — С. 798-828.

47. Clees S., Lewalle J., Frederick M., O'Connor J. Vortex core dynamics in a swirling jet near vortex breakdown // 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting. — Kissimmee, Florida: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018.

48. Moise P., Mathew J. Bubble and conical forms of vortex breakdown in swirling jets // Journal of Fluid Mechanics. — 2019. — Т. 873. — С. 322-357.

49. McIlwain S., Pollard A. Large eddy simulation of the effects of mild swirl on the near field of a round free jet // Physics of Fluids. — 2002. — Т. 14. — № 2. — С. 653-661.

50. Loiseleux T., Chomaz J.-M. Breaking of rotational symmetry in a swirling jet experiment // Physics of Fluids. — 2003. — Т. 15. — № 2. — С. 511-523.

51. Liang H., Maxworthy T. An experimental investigation of swirling jets // Journal of Fluid Mechanics. — 2005. — Т. 525. — С. 115-159.

52. Markovich D.M., Dulin V.M., Abdurakipov S.S., Kozinkin L.A., Tokarev M.P., Hanjalić K. Helical modes in low- and high-swirl jets measured by tomographic

PIV // Journal of Turbulence. — 2016. — Т. 17. — № 7. — С. 678-698.

53. Leibovich S. The structure of vortex breakdown // Annual Review of Fluid Mechanics. — 1978. — Т. 10. — № 1. — С. 221-246.

54. Spall R.E. Transition from spiral- to bubble-type vortex breakdown // Physics of Fluids. — 1996. — Т. 8. — № 5. — С. 1330-1332.

55. Lucca-Negro O., O'Doherty T. Vortex breakdown: a review // Progress in Energy and Combustion Science. — 2001. — Т. 27. — № 4. — С. 431-481.

56. Oberleithner K., Paschereit C.O., Seele R., Wygnanski I. Formation of turbulent vortex breakdown: intermittency, criticality, and global instability // AIAA Journal. — 2012. — Т. 50. — № 7. — С. 1437-1452.

57. Zhou Y., Dong L., Shang M., Li J., Rinoshika A. Tomographic particle image velocimetry measurement on three-dimensional swirling flow in dual-stage counter-rotating swirler // Chinese Journal of Aeronautics. — 2024. — Т. 37. — № 3. — С. 7-20.

58. Keck O., Meier W., Stricker W., Aigner M. Establishment of a confined swirling natural gas/air flame as a standard flame: temperature and species distributions from laser raman measurements // Combustion Science and Technology. — 2002. — Т. 174. — № 8. — С. 117-151.

59. Anacleto P.M., Fernandes E.C., Heitor M.V., Shtork S.I. Swirl flow structure and flame characteristics in a model lean premixed combustor // Combustion Science and Technology. — 2003. — Т. 175. — № 8. — С. 1369-1388.

60. Giezendanner-Thoben R., Meier U., Meier W., Heinze J., Aigner M. Phase-locked two-line OH planar laser-induced fluorescence thermometry in a pulsating gas turbine model combustor at atmospheric pressure // Applied Optics. — 2005. — Т. 44. — № 31. — С. 6565.

61. Weigand P., Meier W., Duan X.R., Stricker W., Aigner M. Investigations of swirl flames in a gas turbine model combustor // Combustion and Flame. — 2006. — Т. 144. — № 1-2. — С. 205-224.

62. Syred N., Chigier N.A., Beér J.M. Flame stabilization in recirculation zones of jets with swirl // Symposium (International) on Combustion. — 1971. — Т. 13. — № 1. — С. 617-624.

63. Syred N., Beér J.M. Combustion in swirling flows: A review // Combustion and Flame. — 1974. — Т. 23. — Combustion in swirling flows. — № 2. — С. 143-201.

64. Oberleithner K. On turbulent swirling jets: vortex breakdown, coherent

structures, and their control. — Technische Universität Berlin, 2012.

65. Escudier M. Vortex breakdown: Observations and explanations // Progress in Aerospace Sciences. — 1988. — Т. 25. — № 2. — С. 189-229.

66. Cheng R.K. Velocity and scalar characteristics of premixed turbulent flames stabilized by weak swirl // Combustion and Flame. — 1995. — Т. 101. — № 1-2. — С. 1-14.

67. Johnson M.R., Littlejohn D., Nazeer W.A., Smith K.O., Cheng R.K. A comparison of the flowfields and emissions of high-swirl injectors and low-swirl injectors for lean premixed gas turbines // Proceedings of the Combustion Institute. — 2005. — Т. 30. — № 2. — С. 2867-2874.

68. Cheng R.K. Low Swirl Combustion // Gas Turbine Handbook/In: Dennis R (ed). — 2006. — С. 447.

69. Варнатц Ю., Маас У., Дибба Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. — Москва: Физматлит, 2006. — 352 с.

70. Syred N. A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems // Progress in Energy and Combustion Science. — 2006. — Т. 32. — № 2. — С. 93-161.

71. Sarpkaya T. Vortex-induced oscillations: A selective review // Journal of Applied Mechanics. — 1979. — Т. 46. — № 2. — С. 241-258.

72. Sreenivasan K.R., Strykowski P.J. An instability associated with a sudden expansion in a pipe flow // The Physics of Fluids. — 1983. — Т. 26. — № 10. — С. 2766-2768.

73. Akhmetov D.G., Nikulin V.V., Petrov V.M. Experimental study of self-oscillations developing in a swirling-jet flow // Fluid Dynamics. — 2004. — Т. 39. — № 3. — С. 406-413.

74. Fernandes E.C., Heitor M.V., Shtork S.I. An analysis of unsteady highly turbulent swirling flow in a model vortex combustor // Experiments in Fluids. — 2006. — Т. 40. — № 2. — С. 177-187.

75. Litvinov I.V., Shtork S.I., Kuibin P.A., Alekseenko S.V., Hanjalic K. Experimental study and analytical reconstruction of precessing vortex in a tangential swirler // International Journal of Heat and Fluid Flow. — 2013. — Т. 42. — С. 251-264.

76. Cafiero G., Ceglia G., Discetti S., Ianiro A., Astarita T., Cardone G. On the three-dimensional precessing jet flow past a sudden expansion // Experiments in Fluids.

— 2014. — Т. 55. — № 2. — С. 1677.

77. Terhaar S., Reichel T.G., Schrödinger C., Rukes L., Paschereit C.O., Oberleithner K. Vortex breakdown types and global modes in swirling combustor flows with axial injection // Journal of Propulsion and Power. — 2015. — Т. 31. — № 1. — С. 219-229.

78. Percin M., Vanierschot M., Oudheusden B.W.V. Analysis of the pressure fields in a swirling annular jet flow // Experiments in Fluids. — 2017. — Т. 58. — № 12. — С. 166.

79. Alekseenko S.V., Abdurakipov S.S., Hrebtov M.Y., Tokarev M.P., Dulin V.M., Markovich D.M. Coherent structures in the near-field of swirling turbulent jets: A tomographic PIV study // International Journal of Heat and Fluid Flow. — 2018. — Т. 70. — Coherent structures in the near-field of swirling turbulent jets. — С. 363-379.

80. Ruith M.R., Chen P., Meiburg E., Maxworthy T. Three-dimensional vortex breakdown in swirling jets and wakes: direct numerical simulation // Journal of Fluid Mechanics. — 2003. — Т. 486. — С. 331-378.

81. Cala C.E., Fernandes E.C., Heitor M.V., Shtork S.I. Coherent structures in unsteady swirling jet flow // Experiments in Fluids. — 2006. — Т. 40. — № 2. — С. 267-276.

82. Legrand M., Nogueira J., Lecuona A., Nauri S., Rodríguez P.A. On the Use of Fluorescent Dyes // Experiments in Fluids. — 2010. — Т. 48. — № 5. — С. 901-913.

83. Martinelli F., Cozzi F., Coghe A. Phase-locked analysis of velocity fluctuations in a turbulent free swirling jet after vortex breakdown // Experiments in Fluids. — 2012. — Т. 53. — № 2. — С. 437-449.

84. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Yu.S., Markovich D.M. Effect of high-amplitude forcing on turbulent combustion intensity and vortex core precession in a strongly swirling lifted propane/air flame // Combustion Science and Technology. — 2012. — Т. 184. — № 10-11. — С. 1862-1890.

85. Stöhr M., Boxx I., Carter C.D., Meier W. Experimental study of vortex-flame interaction in a gas turbine model combustor // Combustion and Flame. — 2012. — Т. 159. — № 8. — С. 2636-2649.

86. Sirovich L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. I. Coherent structures // Quarterly of Applied Mathematics. — 1987. — Т. 45. — № 3. — С. 561-571.

87. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Tokarev M.P., Markovich D.M. A swirling jet with vortex breakdown: three-dimensional coherent structures // Thermophysics and

Aeromechanics. — 2016. — T. 23. — № 2. — C. 301-304.

88. Edwards C.F., Fornaciari N.R., Dunsky C.M., Marx K.D., Ashurst W.T. Spatial structure of a confined swirling flow using planar elastic scatter imaging and laser Doppler velocimetry // Fuel. — 1993. — T. 72. — № 8. — C. 1151-1159.

89. Ceglia G., Discetti S., Ianiro A., Michaelis D., Astarita T., Cardone G. Three-dimensional organization of the flow structure in a non-reactive model aero engine lean burn injection system // Experimental Thermal and Fluid Science. — 2014. — T. 52. — C. 164-173.

90. Huang Y., Yang V. Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion // Progress in Energy and Combustion Science. — 2009. — T. 35. — № 4. — C. 293-364.

91. Schneider C., Dreizler A., Janicka J. Fluid dynamical analysis of atmospheric reacting and isothermal swirling flows // Flow, Turbulence and Combustion formerly: Applied Scientific Research. — 2005. — T. 74. — № 1. — C. 103-127.

92. Duwig C., Fuchs L. Large eddy simulation of vortex breakdown/flame interaction // Physics of Fluids. — 2007. — T. 19. — № 7. — C. 075103.

93. Terhaar S., Oberleithner K., Paschereit C.O. Key parameters governing the precessing vortex core in reacting flows: An experimental and analytical study // Proceedings of the Combustion Institute. — 2015. — T. 35. — № 3. — C. 3347-3354.

94. Mansouri Z., Aouissi M., Boushaki T. Detached Eddy Simulation of High Turbulent Swirling Reacting Flow in a Premixed Model Burner // Combustion Science and Technology. — 2016. — T. 188. — № 11-12. — C. 1777-1798.

95. Fayoux A., Zähringer K., Gicquel O., Rolon J.C. Experimental and numerical determination of heat release in counterflow premixed laminar flames // Proceedings of the Combustion Institute. — 2005. — T. 30. — № 1. — C. 251-257.

96. Ayoola B.O., Balachandran R., Frank J.H., Mastorakos E., Kaminski C.F. Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames // Combustion and Flame. — 2006. — T. 144. — № 1-2. — C. 1-16.

97. Gordon R.L., Masri A.R., Mastorakos E. Heat release rate as represented by [OH] × [CH_2 O] and its role in autoignition // Combustion Theory and Modelling. — 2009. — T. 13. — № 4. — C. 645-670.

98. Stöhr M., Sadanandan R., Meier W. Phase-resolved characterization of vortex–flame interaction in a turbulent swirl flame // Experiments in Fluids. — 2011. — T. 51. — № 4. — C. 1153-1167.

99. Boxx I., Stöhr M., Carter C., Meier W. Temporally resolved planar measurements of transient phenomena in a partially pre-mixed swirl flame in a gas turbine model combustor // Combustion and Flame. — 2010. — Т. 157. — № 8. — С. 1510-1525.

100. Boxx I., Arndt C.M., Carter C.D., Meier W. High-speed laser diagnostics for the study of flame dynamics in a lean premixed gas turbine model combustor // Experiments in Fluids. — 2012. — Т. 52. — № 3. — С. 555-567.

101. Zhou B., Brackmann C., Wang Z., Li Z., Richter M., Aldén M., Bai X.-S. Thin reaction zone and distributed reaction zone regimes in turbulent premixed methane/air flames: Scalar distributions and correlations // Combustion and Flame. — 2017. — Т. 175. — С. 220-236.

102. Midgley K. An isothermal experimental study of the unsteady fluid mechanics of gas turbine fuel injector flowfields / K. Midgley. — Loughborough University, 2005. — 274 с.

103. Midgley K., Spencer A., McGuirk J.J. Unsteady flow structures in radial swirler fed fuel injectors // Journal of Engineering for Gas Turbines and Power. — 2005. — Т. 127. — № 4. — С. 755-764.

104. Spencer A., McGuirk J.J., Midgley K. Vortex breakdown in swirling fuel injector flows // Journal of Engineering for Gas Turbines and Power. — 2008. — Т. 130. — № 2. — С. 021503.

105. Dunham D., Spencer A., McGuirk J.J., Dianat M. Comparison of URANS and LES CFD Methodologies for air swirl fuel injectors // Volume 3: Combustion, Fuels and Emissions, Parts A and B ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air. — Berlin, Germany: ASMEDC, 2008. — С. 187-196.

106. Janus B., Dreizler A., Janicka J. Experimental study on stabilization of lifted swirl flames in a model GT combustor // Flow, Turbulence and Combustion. — 2005. — Т. 75. — № 1-4. — С. 293-315.

107. Janus B., Dreizler A., Janicka J. Experiments on swirl stabilized non-premixed natural gas flames in a model gasturbine combustor // Proceedings of the Combustion Institute. — 2007. — Т. 31. — № 2. — С. 3091-3098.

108. Huang Y., Wang S., Yang V. Systematic analysis of lean-premixed swirl-stabilized combustion // AIAA Journal. — 2006. — Т. 44. — № 4. — С. 724-740.

109. Meier W., Boxx I., Stöhr M., Carter C.D. Laser-based investigations in gas turbine model combustors // Experiments in Fluids. — 2010. — Т. 49. — № 4. — С. 865-882.

110. Arndt C.M., Severin M., Dem C., Stöhr M., Steinberg A.M., Meier W.

Experimental analysis of thermo-acoustic instabilities in a generic gas turbine combustor by phase-correlated PIV, chemiluminescence, and laser Raman scattering measurements // Experiments in Fluids. — 2015. — Т. 56. — № 4. — С. 69.

111. Kariuki J., Dowlut A., Yuan R., Balachandran R., Mastorakos E. Heat release imaging in turbulent premixed methane–air flames close to blow-off // Proceedings of the Combustion Institute. — 2015. — Т. 35. — № 2. — С. 1443-1450.

112. Mulla I.A., Dowlut A., Hussain T., Nikolaou Z.M., Chakravarthy S.R., Swaminathan N., Balachandran R. Heat release rate estimation in laminar premixed flames using laser-induced fluorescence of CH2O and H-atom // Combustion and Flame. — 2016. — Т. 165. — С. 373-383.

113. Röder M., Dreier T., Schulz C. Simultaneous measurement of localized heat-release with OH/CH2O–LIF imaging and spatially integrated OH∗ chemiluminescence in turbulent swirl flames // Proceedings of the Combustion Institute. — 2013. — Т. 34. — № 2. — С. 3549-3556.

114. Garbuny M. Optical physics. — 3. print. — New York: Acad. Press, 1970. — 466 с.

115. Herzberg G., Herzberg G. Spectra of diatomic molecules : Molecular spectra and molecular structure / by Gerhard Herzberg. — 2. ed.; 23. print. — New York: van Nostrand, 1987. — Вып. 1. — 658 с.

116. Herzberg G., Herzberg G. Infrared and Raman spectra of polyatomic molecules : Molecular spectra and molecular structure / by Gerhard Herzberg. — 22. print. — New York: van Nostrand, 1987. — Вып. 2. — 632 с.

117. Ditchburn R.W. Light. — New York: Dover, 1991.

118. Banwell C.N., McCash E.M. Fundamentals of molecular spectroscopy. — 4th ed. — London ; New York: McGraw-Hill, 1994. — 308 с.

119. Eckbreth A.C. Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species. — second ed. — Amsterdam: Gordon and Breach, 1996.

120. Svanberg S. Atomic and Molecular Spectroscopy: Basic Aspects and Practical Applications : Advanced Texts in Physics. Atomic and Molecular Spectroscopy. — Fourth, Revised Edition. — Berlin Heidelberg: Springer, 2004. — 588 с.

121. Nichols E.L., Howes H.L. The photoluminescence of flames // Physical Review. — 1923. — Т. 22. — № 5. — С. 425-431.

122. Nichols E.L., Howes H.L. The Photoluminescence of Flames. II // Physical Review. — 1924. — Т. 23. — № 4. — С. 472-477.

123. Winefordner J.D., Vickers T.J. Atomic fluorescence spectroscopy as a means of chemical analysis. // Analytical Chemistry. — 1964. — Т. 36. — № 1. — С. 161-165.

124. Alkemade C.Th.J. A theoretical discussion on some aspects of atomic fluorescence spectroscopy in flames // Pure and Applied Chemistry. — 1970. — Т. 23. — № 1. — С. 73-98.

125. Whiddon R. Application of laser-based diagnostics to a prototype gas turbine burner at selected pressures [Электронный ресурс]. — Lund: Division of Combustion Physics, Department of Physics, Lund University, 2014. — 65 с. — Elektronisk resurs.

126. Kohse-Höinghaus K. Laser techniques for the quantitative detection of reactive intermediates in combustion systems // Progress in Energy and Combustion Science. — 1994. — Т. 20. — № 3. — С. 203-279.

127. Daily J.W. Laser induced fluorescence spectroscopy in flames // Progress in Energy and Combustion Science. — 1997. — Т. 23. — № 2. — С. 133-199.

128. Cessou A., Meier U., Stepowski D. Applications of planar laser induced fluorescence in turbulent reacting flows // Measurement Science and Technology. — 2000. — Т. 11. — № 7. — С. 887-901.

129. Van Cruyningen I., Lozano A., Hanson R.K. Quantitative imaging of concentration by planar laser-induced fluorescence // Experiments in Fluids. — 1990. — Т. 10. — № 1. — С. 41-49.

130. Aldén M., Grafstrom P., Lundberg H., Svanberg S. Spatially resolved temperature measurements in a flame using laser-excited two-line atomic fluorescence and diode-array detection // Optics Letters. — 1983. — Т. 8. — № 5. — С. 241.

131. Arnold A., Bombach R., Käppeli B., Schlegel A. Quantitative measurements of OH concentration fields by two-dimensional laser-induced fluorescence // Applied Physics B: Lasers and Optics. — 1997. — Т. 64. — № 5. — С. 579-583.

132. Herzberg G., Spinks J.W.T. Atomic spectra and atomic structure. — New York: Dover publ, 1944.

133. Herzberg G. Molecular spectra and molecular structure. Vol.1: Spectra of diatomic molecules / ADS Bibcode: 1950msms.book.....H. — 1950.

134. Herzberg G. Molecular spectra and molecular structure. Vol.2: Infrared and Raman spectra of polyatomic molecules / ADS Bibcode: 1945msms.book.....H. — 1945.

135. Kohse-Höinghaus K. Applied Combustion Diagnostics. — 0. — CRC Press, 2002.

136. Paul P.H., Van Cruyningen I., Hanson R.K., Kychakoff G. High resolution digital flowfield imaging of jets // Experiments in Fluids. — 1990. — Т. 9. — № 5. — С. 241-251.

137. Melton L.A., Lipp C.W. Criteria for quantitative PLIF experiments using high-power lasers // Experiments in Fluids. — 2003. — Т. 35. — № 4. — С. 310-316.

138. Shan J.W., Lang D.B., Dimotakis P.E. Scalar concentration measurements in liquid-phase flows with pulsed lasers // Experiments in Fluids. — 2004. — Т. 37. — № 2. — С. 310-310.

139. van de Hulst H.C. Light scattering by small particles. — New York: Dover Publications, 1981. — 470 с.

140. Raffel M., Willert C.E., Scarano F., Kähler C.J., Wereley S.T., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry: A Practical Guide. Particle Image Velocimetry. — Cham: Springer International Publishing, 2018.

141. Nogueira J., Lecuona A., Rodríguez P.A. Identification of a new source of peak locking, analysis and its removal in conventional and super-resolution PIV techniques // Experiments in Fluids. — 2001. — Т. 30. — № 3. — С. 309-316.

142. Scarano F., Riethmuller M.L. Advances in iterative multigrid PIV image processing // Experiments in Fluids. — 2000. — Т. 29. — № 7. — С. S051-S060.

143. Scarano F. Iterative image deformation methods in PIV // Measurement Science and Technology. — 2002. — Т. 13. — № 1. — С. R1-R19.

144. Soloff S.M., Adrian R.J., Liu Z.-C. Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry // Measurement Science and Technology. — 1997. — Т. 8. — № 12. — С. 1441-1454.

145. Lawson N.J., Wu J. Three-dimensional particle image velocimetry: error analysis of stereoscopic techniques // Measurement Science and Technology. — 1997. — Т. 8. — Three-dimensional particle image velocimetry. — № 8. — С. 894-900.

146. Маркович Д.М., Токарев М.П. Алгоритмы реконструкции трехкомпонентного поля скорости в методе Stereo PIV // Вычислительные методы и программирование. — 2008. — Т. 9. — № 3. — С. 311-326.

147. Willert C. Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows // Measurement Science and Technology. — 1997. — Т. 8. — № 12. — С. 1465-1479.

148. Coudert S.J.M., Schon J.-P. Back-projection algorithm with misalignment corrections for 2D3C stereoscopic PIV // Measurement Science and Technology. —

2001. — Т. 12. — № 9. — С. 1371-1381.

149. Elsinga G.E., Scarano F., Wieneke B., Van Oudheusden B.W. Tomographic particle image velocimetry // Experiments in Fluids. — 2006. — Т. 41. — № 6. — С. 933-947.

150. Wieneke B. Stereo-PIV using self-calibration on particle images // Experiments in Fluids. — 2005. — Т. 39. — № 2. — С. 267-280.

151. Herman G.T., Lent A. Iterative reconstruction algorithms // Computers in Biology and Medicine. — 1976. — Т. 6. — № 4. — С. 273-294.

152. Токарев М.П. Разработка алгоритмов и программного обеспечения для обработки изображений в методах цифровой трассерной визуализации : диссертация ... кандидата технических наук : 11.06.10 / М.П. Токарев. — Новосибирск, 2010. — 190 с.

153. Дулин В.М. Турбулентная структура и динамика струйных течений с закруткой и горением : диссертация ... доктора физико-математических наук : 02.11.16 / В.М. Дулин. — Новосибирск, 2016. — 413 с.

154. Alekseenko S.V., Bilsky A.V., Dulin V.M., Markovich D.M. Experimental study of an impinging jet with different swirl rates // International Journal of Heat and Fluid Flow. — 2007. — Т. 28. — № 6. — С. 1340-1359.

155. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Y.S., Markovich D.M. Effect of axisymmetric forcing on the structure of a swirling turbulent jet // International Journal of Heat and Fluid Flow. — 2008. — Т. 29. — № 6. — С. 1699-1715.

156. Ebi D., Clemens N.T. Simultaneous high-speed 3D flame front detection and tomographic PIV // Measurement Science and Technology. — 2016. — Т. 27. — № 3. — С. 035303.

157. Tokarev M.P., Sharaborin D.K., Lobasov A.S., Chikishev L.M., Dulin V.M., Markovich D.M. 3D velocity measurements in a premixed flame by tomographic PIV // Measurement Science and Technology. — 2015. — Т. 26. — № 6. — С. 064001.

158. Su L.K. Measurements of the three-dimensional scalar dissipation rate in gas-phase planar turbulent jets // Center for Turbulence Research Annual Briefs. — 1998. — С. 35-46.

159. Wang G.-H., Clemens N.T., Barlow R.S., Varghese P.L. A system model for assessing scalar dissipation measurement accuracy in turbulent flows // Measurement Science and Technology. — 2007. — Т. 18. — № 5. — С. 1287-1303.

160. Filatyev S., Thariyan M., Lucht R., Gore J. Simultaneous stereo particle image velocimetry and double-pulsed planar laser-induced fluorescence of turbulent premixed

flames // Combustion and Flame. — 2007. — Т. 150. — № 3. — С. 201-209.

161. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Y.S., Markovich D.M., Shtork S.I., Tokarev M.P. Flow Structure of Swirling Turbulent Propane Flames // Flow, Turbulence and Combustion. — 2011. — Vol. 87. — No. 4. — P. 569-595.

162. Guillard F., Fritzon R., Revstedt J., Trägårdh C., Aldén M., Fuchs L. Mixing in a confined turbulent impinging jet using planar laser-induced fluorescence // Experiments in Fluids. — 1998. — Т. 25. — № 2. — С. 143-150.

163. Thurber M.C., Hanson R.K. Pressure and composition dependences of acetone laser-induced fluorescence with excitation at 248, 266, and 308 nm // Applied Physics B: Lasers and Optics. — 1999. — Т. 69. — № 3. — С. 229-240.

164. Thurber M.C., Hanson R.K. Simultaneous imaging of temperature and mole fraction using acetone planar laser-induced fluorescence // Experiments in Fluids. — 2001. — Т. 30. — № 1. — С. 93-101.

165. McDonell V.G., Samuelsen G.S. Measurement of fuel mixing and transport processes in gas turbine combustion // Measurement Science and Technology. — 2000. — Т. 11. — № 7. — С. 870-886.

166. Thomsen D.D., Ravikrishna R.V., Cooper C.S., Jiang Y., Laurendeau N.M. Concentration Measurements in a Mixing Module for Lean, Premixed, Gas-Turbine Combustors // Journal of Propulsion and Power. — 2001. — Т. 17. — № 1. — С. 218-222.

167. Crimaldi J.P., Koseff J.R. High-resolution measurements of the spatial and temporal scalar structure of a turbulent plume // Experiments in Fluids. — 2001. — Т. 31. — № 1. — С. 90-102.

168. Westerweel J., Hofmann T., Fukushima C., Hunt J. The turbulent/non-turbulent interface at the outer boundary of a self-similar turbulent jet // Experiments in Fluids. — 2002. — Т. 33. — № 6. — С. 873-878.

169. Webster D.R., Rahman S., Dasi L.P. Laser-Induced Fluorescence Measurements of a Turbulent Plume // Journal of Engineering Mechanics. — 2003. — Т. 129. — № 10. — С. 1130-1137.

170. Kearney S., Reyes F. Quantitative temperature imaging in gas-phase turbulent thermal convection by laser-induced fluorescence of acetone // Experiments in Fluids. — 2003. — Т. 34. — № 1. — С. 87-97.

171. Braeuer A., Beyrau F., Leipertz A. Laser-induced fluorescence of ketones at elevated temperatures for pressures up to 20 bars by using a 248 nm excitation laser wavelength: experiments and model improvements // Applied Optics. — 2006. — Т. 45. — № 20. — С. 4982.

172. Thurber M.C. Acetone laser-induced fluorescence for temperature and multiparameter imaging in gaseous flows / M.C. Thurber. — Stanford: Stanford University, 1999.

173. Arcoumanis C., McGuirk J.J., Palma J.M.L.M. On the use of fluorescent dyes for concentration measurements in water flows // Experiments in Fluids. — 1990. — Тт. 10-10. — № 2-3. — С. 177-180.

174. Lozano A. Laser-excited luminescent tracers for planar concentration measurements in gaseous jets / A. Lozano. — Stanford: Stanford University, 1992.

175. Lozano A., Yip B., Hanson R.K. Acetone: a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence // Experiments in Fluids. — 1992. — Т. 13. — № 6. — С. 369-376.

176. Thurber M.C., Grisch F., Kirby B.J., Votsmeier M., Hanson R.K. Measurements and modeling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics // Applied Optics. — 1998. — Т. 37. — № 21. — С. 4963.

177. Koch J. Fuel tracer photophysics for quantitative planar laser -induced fluorescence / J. Koch. — Stanford: Stanford University, 2005.

178. Hanson R.K., Seitzman J.M. Planar Fluorescence Imaging in Gases // Handbook of Flow Visualization/ ред. W.-J. Yang. — Routledge, 2018. — С. 225-237.

179. Paul P.H., Najm H.N. Planar laser-induced fluorescence imaging of flame heat release rate // Symposium (International) on Combustion. — 1998. — Т. 27. — № 1. — С. 43-50.

180. Kaiser E.W., Marko K., Klick D., Rimai L., Wang C.C., Wang B.S., Zhou B. Measurement of OH Density Profiles in Atmospheric-Pressure Propane-Air Flames // Combustion Science and Technology. — 1986. — Т. 50. — № 1-3. — С. 163-183.

181. Smyth K., Harrington J., Johnsson E., Pitts W. Greatly enhanced soot scattering in flickering CH4/Air diffusion flames // Combustion and Flame. — 1993. — Т. 95. — № 1-2. — С. 229-239.

182. Kaminski C.F., Hult J., Aldén M. High repetition rate planar laser induced fluorescence of OH in a turbulent non-premixed flame // Applied Physics B: Lasers and Optics. — 1999. — Т. 68. — № 4. — С. 757-760.

183. Sadanandan R., Stöhr M., Meier W. Simultaneous OH-PLIF and PIV measurements in a gas turbine model combustor // Applied Physics B. — 2008. — Т. 90. — № 3-4. — С. 609-618.

184. Vaidyanathan A. OH-PLIF measurements and accuracy investigation in high

pressure GH2/GO2 combustion / A. Vaidyanathan. — Florida: University of Florida, 2008.

185. Brackmann C., Nygren J., Bai X., Li Z., Bladh H., Axelsson B., Denbratt I., Koopmans L., Bengtsson P.-E., Aldén M. Laser-induced fluorescence of formaldehyde in combustion using third harmonic Nd:YAG laser excitation // Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy. — 2003. — Т. 59. — № 14. — С. 3347-3356.

186. Shin D.I., Dreier T., Wolfrum J. Spatially resolved absolute concentration and fluorescence-lifetime determination of H2CO in atmospheric-pressure CH4/air flames: // Applied Physics B. — 2001. — Т. 72. — № 2. — С. 257-261.

187. Luque J., Jeffries J.B., Smith G.P., Crosley D.R. Quasi-simultaneous detection of CH2O and CH by cavity ring-down absorption and laser-induced fluorescence in a methane/air low-pressure flame // Applied Physics B: Lasers and Optics. — 2001. — Т. 73. — № 7. — С. 731-738.

188. Harrington J.E., Smyth K.C. Laser-induced fluorescence measurements of formaldehyde in a methane/air diffusion flame // Chemical Physics Letters. — 1993. — Т. 202. — № 3-4. — С. 196-202.

189. Bryanston-Cross P.J., Epstein A. The application of sub-micron particle visualisation for PIV (Particle Image Velocimetry) at transonic and supersonic speeds // Progress in Aerospace Sciences. — 1990. — Т. 27. — № 3. — С. 237-265.

190. Höcker R., Kompenhans J. Application of Particle Image Velocimetry to Transonic Flows // Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics/ ред. R.J. Adrian, D.F.G. Durão, F. Durst, M. Maeda, J. Whitelaw. — Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1991. — С. 415-434.

191. Molezzi M.J., Dutton J.C. Application of particle image velocimetry in high-speed separated flows // AIAA Journal. — 1993. — Т. 31. — № 3. — С. 438-446.

192. Towers C.E., Bryanston-Cross P.J., Judge T.R. Application of particle image velocimetry to large-scale transonic wind tunnels // Optics & Laser Technology. — 1991. — Т. 23. — № 5. — С. 289-295.

193. Humphreys W., Bartram S., Blackshire J. A survey of particle image velocimetry applications in Langley aerospace facilities // 31st Aerospace Sciences Meeting 31st Aerospace Sciences Meeting. — Reno,NV,U.S.A.: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1993.

194. Hunter W.W. Jr., Nichols C.E. Jr. Wind Tunnel Seeding Systems for Laser Velocimeters // Wind Tunnel Seeding Systems for Laser Velocimeters. — 1985.

195. Kähler C.J., Sammler B., Kompenhans J. Generation and control of tracer

particles for optical flow investigations in air // Experiments in Fluids. — 2002. — Т. 33. — № 6. — С. 736-742.

196. Kähler C.J. General design and operating rules for seeding atomisers // Proc. 5th International Symposium on Particle Image Velocimety Proc. 5th International Symposium on Particle Image Velocimety. — Busan, Korea, 2003.

197. Melling A. Seeding gas flows for laser anemometry // In AGARD Advanced Instrumentation for Aero Engine Components 11 p (SEE N87-21170 14-31. — 1986.

198. Melling A. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry // Measurement Science and Technology. — 1997. — Т. 8. — № 12. — С. 1406-1416.

199. Meyers J.F. Generation of particles and seeding // VKI Laser Velocimetry. — 1991. — Т. 1.

200. Schrijer F.F.J., Scarano F., Van Oudheusden B.W. Application of PIV in a Mach 7 double-ramp flow // Experiments in Fluids. — 2006. — Т. 41. — № 2. — С. 353-363.

201. Urban W.D., Mungal M.G. Planar velocity measurements in compressible mixing layers // Journal of Fluid Mechanics. — 2001. — Т. 431. — С. 189-222.

202. Stabilized alumina/ethanol colloidal dispersion for seeding high temperature air flows : / рук. Wernet J.H., Wernet M.P., 1994. — 32983 с. — ADS Bibcode: 1994STIN...9432983W.

203. Willert C., Jarius M. Planar flow field measurements in atmospheric and pressurized combustion chambers // Experiments in Fluids. — 2002. — Т. 33. — № 6. — С. 931-939.

204. Willert C., Hassa C., Stockhausen G., Jarius M., Voges M., Klinner J. Combined PIV and DGV applied to a pressurized gas turbine combustion facility // Measurement Science and Technology. — 2006. — Т. 17. — № 7. — С. 1670-1679.

205. Korobeinichev O.P., Shmakov A.G., Chernov A.A., Markovich D.M., Dulin V.M., Sharaborin D.K. Spatial and temporal resolution of the particle image velocimetry technique in flame speed measurements // Combustion, Explosion, and Shock Waves. — 2014. — Т. 50. — № 5. — С. 510-517.

206. Scientific Digital Cameras: Fundamental properties of a digital camera [Электронный ресурс]. — Режим доступа: www.andor.com (дата обращения: 11.06.2025), 2014.

207. Schäfer F.P. Dye lasers and laser dyes in physical chemistry // Dye Lasers: 25 Years : Topics in Applied Physics/ ред. M. Stuke. — Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1992. — Т. 70. — С. 19-36.

208. Kajava T.T., Lauranto H.M., Salomaa R.R.E. Mode structure fluctuations in a pulsed dye laser // Applied Optics. — 1992. — Т. 31. — № 33. — С. 6987.

209. Boyle W.S., Smith G.E. Charge Coupled Semiconductor Devices // Bell System Technical Journal. — 1970. — Т. 49. — № 4. — С. 587-593.

210. Aikens R.S. Charge-Coupled Devices for Quantitative Electronic Imaging // International Amateur-Professional Photoelectric Photometry Communications. — 1991. — Т. 44. — С. 1-22.

211. Mendis S., Kemeny S.E., Fossum E.R. CMOS active pixel image sensor // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1994. — Т. 41. — № 3. — С. 452-453.

212. Bosch L.A. Dynamic uses of image intensifiers // SPIE's 1995 International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation/ ред. C.B. Johnson, E.J. Fenyves. — San Diego, CA, United States, 1995. — С. 159.

213. Wang G.H., Clemens N.T. Effects of imaging system blur on measurements of flow scalars and scalar gradients // Experiments in Fluids. — 2004. — Т. 37. — № 2. — С. 194-205.

214. Luque J., Crosley D.R. LIFBASE: Database and spectral simulation program, SRI International Report No. MP 99-009. — Headquarters 333 Ravenswood Ave Menlo Park, CA 94025 USA, 1999.

215. Canny J. A Computational Approach to Edge Detection // IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. — 1986. — Т. PAMI-8. — № 6. — С. 679-698.

216. Eitel F., Pareja J., Johchi A., Böhm B., Geyer D., Dreizler A. Temporal evolution of auto-ignition of ethylene and methane jets propagating into a turbulent hot air co-flow vitiated with NO x // Combustion and Flame. — 2017. — Т. 177. — С. 193-206.

217. Schröder A., Geisler R., Elsinga G.E., Scarano F., Dierksheide U. Investigation of a turbulent spot and a tripped turbulent boundary layer flow using time-resolved tomographic PIV // Experiments in Fluids. — 2008. — Т. 44. — № 2. — С. 305-316.

218. Ghaemi S., Scarano F. Multi-pass light amplification for tomographic particle image velocimetry applications // Measurement Science and Technology. — 2010. — Т. 21. — № 12. — С. 127002.

219. Wieneke B. Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry // Experiments in Fluids. — 2008. — Т. 45. — № 4. — С. 549-556.

220. Discetti S., Astarita T. The detrimental effect of increasing the number of

cameras on self-calibration for tomographic PIV // Measurement Science and Technology. — 2014. — Т. 25. — № 8. — С. 084001.

221. Scarano F. Tomographic PIV: principles and practice // Measurement Science and Technology. — 2013. — Т. 24. — Tomographic PIV. — № 1. — С. 012001.

222. Schanz D., Gesemann S., Schröder A., Wieneke B., Novara M. Non-uniform optical transfer functions in particle imaging: calibration and application to tomographic reconstruction // Measurement Science and Technology. — 2013. — Т. 24. — Non-uniform optical transfer functions in particle imaging. — № 2. — С. 024009.

223. Atkinson C., Soria J. An efficient simultaneous reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // Experiments in Fluids. — 2009. — Т. 47. — № 4-5. — С. 553-568.

224. Chityala R.N., Hoffmann K.R., Bednarek D.R., Rudin S. Region of interest (ROI) computed tomography // Medical Imaging 2004/ ред. M.J. Yaffe, M.J. Flynn. — San Diego, CA, 2004. — С. 534.

225. Кулаков И.Ю., Вологин Д.А., Пикалов В.В. Многосеточный алгоритм для веерно-лучевой ROI-томографии контрастных объектов // Вычислительные методы и программирование. — 2013. — Т. 14. — № 4. — С. 543-548.

226. Discetti S., Astarita T. Fast 3D PIV with direct sparse cross-correlations // Experiments in Fluids. — 2012. — Т. 53. — № 5. — С. 1437-1451.

227. Kitoh O. Experimental study of turbulent swirling flow in a straight pipe // Journal of Fluid Mechanics. — 1991. — Т. 225. — С. 445-479.

228. Hunt J.C.R., Wray A.A., Moin P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows // Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases, 2/ADS Bibcode: 1988stun.proc..193H. — 1988. — С. 193-208.

229. Jeong J., Hussain F. On the identification of a vortex // Journal of Fluid Mechanics. — 1995. — Т. 285. — С. 69-94.

230. Kerschen G., Golinval J., Vakakis A.F., Bergman L.A. The Method of Proper Orthogonal Decomposition for Dynamical Characterization and Order Reduction of Mechanical Systems: An Overview // Nonlinear Dynamics. — 2005. — Т. 41. — The Method of Proper Orthogonal Decomposition for Dynamical Characterization and Order Reduction of Mechanical Systems. — № 1-3. — С. 147-169.

231. Hussain A.K.M.F., Reynolds W.C. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow // Journal of Fluid Mechanics. — 1970. — Т. 41. — № 2. — С. 241-258.

232. Antonia R.A. Conditional Sampling in Turbulence Measurement // Annual

Review of Fluid Mechanics. — 1981. — Т. 13. — С. 131-156.

233. Oudheusden B.W.V., Scarano F., Hinsberg N.P.V., Watt D.W. Phase-resolved characterization of vortex shedding in the near wake of a square-section cylinder at incidence // Experiments in Fluids. — 2005. — Т. 39. — № 1. — С. 86-98.

234. Lobasov A.S., Dulin V.M., Dekterev Ar.A., Minakov A.V. Turbulent transport in a swirling jet with vortex core breakdown. PIV/PLIF-measurement and numerical simulation // Thermophysics and Aeromechanics. — 2019. — Т. 26. — № 3. — С. 351-359.

235. Lobasov A.S., Alekseenko S.V., Markovich D.M., Dulin V.M. Mass and momentum transport in the near field of swirling turbulent jets. Effect of swirl rate // International Journal of Heat and Fluid Flow. — 2020. — Т. 83. — С. 108539.

236. Maciel Y., Facciolo L., Duwig C., Fuchs L., Alfredsson P.H. Near-field dynamics of a turbulent round jet with moderate swirl // International Journal of Heat and Fluid Flow. — 2008. — Т. 29. — № 3. — С. 675-686.

237. Lobasov A.S., Abdurakipov S.S., Chikishev L.M., Dulin V.M., Markovich D.M. HCHO PLIF Investigation of the Flame Shape in an Unsteady Swirling Jet Flow // Combustion, Explosion, and Shock Waves. — 2018. — Т. 54. — № 6. — С. 642-648.

238. Dulin V.M., Lobasov A.S., Chikishev L.M., Markovich D.M., Hanjalic K. On Impact of Helical Structures on Stabilization of Swirling Flames with Vortex Breakdown // Flow, Turbulence and Combustion. — 2019. — Т. 103. — № 4. — С. 887-911.

239. Lobasov A.S., Chikishev L.M., Dulin V.M., Markovich D.M. Coherent Structures and Turbulent Transfer in the Initial Region of Jets and Flame in Swirling Flow // Прикладная механика и техническая физика. — 2020. — Т. 61. — № 3. — С. 42-51.

240. Mueller C.J., Driscoll J.F., Reuss D.L., Drake M.C. Effects of unsteady stretch on the strength of a freely-propagating flame wrinkled by a vortex // Symposium (International) on Combustion. — 1996. — Т. 26. — № 1. — С. 347-355.