Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»

На правах рукописи

The

Агафонцев Михаил Владимирович

# ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПЛАМЕНИ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ ТЕРМОГРАФИИ И МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель доктор физико-математических наук, доцент Лобода Егор Леонидович

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1 Описание методов и средств исследования термодинамических свойств пламени	. 13
1.1 ИК термография	. 13
1.1.1 История создания тепловизоров. Их состав и основные характеристики	. 14
1.1.2 Состав тепловизоров	. 17
1.1.3 Модель абсолютно черного тела (АЧТ)	. 17
1.1.4 О трудностях измерения температуры в пламени	. 19
1.2 Методы математического моделирования процессов турбулентного горения	. 24
1.2.1 Математическая модель. Уравнения Навье – Стокса и Рейнольдса	. 26
1.2.2 Турбулентное горение	. 28
2 Экспериментальное исследование оптических свойств пламени	. 32
в ИК – диапазоне и определение в нем полей температуры	. 32
2.1 Определение спектров излучения пламени и выбора спектрального интервала	
исследования	. 32
2.1.1 Описание экспериментальной установки для определения спектров излучения	
пламени	. 32
2.1.2 Спектры излучения пламени и АЧТ	. 34
2.1.3 Вывод к разделу 2.1	. 36
2.2 Определение полей температуры в пламени	. 36
2.2.1 Описание экспериментальной установки	. 36
2.2.2 Результат экспериментального исследования по определению полей температуры в	5
пламени и спектров изменения температуры	. 40
2.2.3 О связи пульсаций температуры с турбулентным течением в пламени	. 50
2.3 Влияние малых энергетических возмущений на поле температуры в пламени и режим	
течения	. 51
2.3.1 Описание экспериментальной установки	. 52
2.3.2 Результаты звукового воздействия на поле температуры в пламени и режим	
течения	. 53
2.3.3 Вывод к разделу 2.3	. 55
2.4 Об использовании ИК-термографии для исследования других	
высокотемпературных сред	. 56
3 Оценка масштаба турбулентности в пламени	. 60
3.1 Использование термографии для оценки масштаба турбулентности в пламени	. 60

3.2 Теоретическая оценка масштаба турбулентности в пламени	61
3.3 Использование оптического метода PIV для исследования структуры потока в факеле	
пламени. Оценка размеров температурных неоднородностей	64
3.4 Оценка числа Re	69
3.5 Использование математического моделирования для оценки масштаба турбулентности	
на примере дизельного топлива	74
3.5.1 Описание математической модели	74
3.5.2 Методика решения	79
3.6 Сравнительный анализ экспериментального метода с результатами математического	
моделирования для оценки масштаба турбулентности	80
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	88
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	90

### введение

Актуальность темы. Пламя представляет собой сложную физическую среду, изучение которой традиционными контактными методами с использованием термопар связано с рядом особенностей, не позволяющим дать полноценную картину о распределении температуры в нем. Современное развитие технических средств измерения позволяет использовать тепловизоры для измерения температуры различных объектов с хорошим разрешением по пространству и времени.

Спецификой работы инфракрасных камер является использование калибровочного файла, который позволяет сопоставить сигнал, принимаемый с чувствительной матрицы, в точные значения температуры. Файл с калибровками получают с использованием эталонного источника инфракрасного излучения – модели абсолютно черного тела (АЧТ), температура которого заранее известна. Однако использование инфракрасных камер для измерения температуры газовых сред ставит перед исследователем ряд фундаментальных и актуальных задач, так как спектр излучения модели АЧТ, определяемый законом Планка, отличается от спектра излучения газов. К таким задачам, например, относятся: учет излучения продуктов реакции горения, выбор спектрального интервала для исследования.

Степень разработанности темы исследования. Ввиду того, что исследование физических свойств пламени является актуальной задачей из-за большой значимости на практике, то в настоящее время рядом ученых проводится многочисленные исследования в этой области.

Процессы горения широко используются в различных энергетических установках, как промышленного назначения для преобразования энергии топлива в тепловую энергию, так и в различных двигателях внутреннего и внешнего сгорания. В работах Rankin B. A. [1, 2] поставлена математическая и физическая задача по исследованию факела пламени, образующегося при диффузионном горении смеси метана, водорода и азота. В работе White J. P. [3] исследуется излучательная способность факела пламени метана и пропана в условиях низкой концентрации окислителя. В работе Mortazavi H. [4] изучается влияние смеси углекислого газа с метаном.

Определение характеристик пламени при горении топлива является определяющим фактором для поиска и достижения оптимальной работы технического устройства. Горение может реализовываться при различных механизмах доступа окислителя в зону горения и при разных режимах течения в пламени. Наиболее распространен режим горения, который сопровождается существенной турбулентностью. Исследование и моделирование таких пламен представляет достаточно трудную задачу, так как при возникновении турбулентности существенно меняются процессы переноса, а применение контактных методов измерений приводит к возникновению возмущений, которые могут критичным образом повлиять на результат измерений. Кроме того, в процессе горение температура в пламени многократно изменяется во времени, что является важным фактором при исследовании. В работах Wei Fu., Moussou J., Maragkos G. используется подход, который основан на использовании термопарного метода при исследовании поля температуры в пламени. Следует отметить, что данный метод обладает рядом недостатков, описанных в диссертационной работе, которые не позволяют получить достоверные данные о распределении температуры в пламени.

В диссертационной работе приводятся результаты исследований диффузионного горения некоторых видов топлив, протекающего при наличии турбулентности, с применением бесконтактных методов ИК термографии, которые позволяют дать хорошее пространственное и временное разрешение, что в свою очередь вызволяет проводить более глубокий анализ полученных данных.

Целью диссертационной работы является экспериментальное и теоретическое исследование процессов диффузионного горения некоторых видов жидких и твердых топлив, обоснование выбора узкополосного спектрального интервала исследования для решения задач бесконтактной диагностики поля температуры в пламени и тепловых характеристик экранированных пламенем объектов, определение тепловых характеристик пламени в средневолновом ИК-

диапазоне и установление взаимосвязи между тепловыми неоднородностями в пламени и его турбулентной структурой.

Объектом исследования в работе является пламя, образующееся при горении некоторых растительных горючих материалов и жидких топлив.

Методология и методы исследования. В диссертационной работе при проведении экспериментальных исследований были использованы: бесконтактный метод ИК-термографии, метод визуализации потока – Particle Image Velocimetry (PIV). При проведении теоретического исследования процесса горения использовались методы математического моделирования, методы интегрального и дифференциального исчисления.

Задачами работы является:

1. Проанализировать спектры излучения пламени при диффузионном горении спирта, бензина, керосина, дизельного топлива и ряда растительных горючих материалов в средневолновом ИК-диапазоне и выработать физически обоснованные рекомендации по выбору узкополосных спектральных интервалов для исследования полей температуры в пламени и для регистрации экранированных пламенем объектов;

2. Выполнить экспериментальные исследования спектров пульсации температуры в пламени при диффузионном горении на свободной поверхности жидких углеводородных топлив (спирт, бензин, керосин, дизельное топливо) и ряда растительных горючих материалов;

3. На основе сравнения «мгновенных» полей температуры в пламени и «мгновенных» PIV-изображений установить связь между тепловой и гидродинамической структурой пламени;

4. Произвести оценку масштабов крупных, поддающихся идентификации, турбулентных структур в пламени и сравнить с результатами численного моделирования.

Научная новизна работы обусловлена следующими позициями:

1. Представлен научно обоснованный выбор узкополосных фильтров в средневолновом ИК-диапазоне для исследования поля температуры в пламени и

регистрации экранированных пламенем объектов с применением методов ИКтермографии.

2. На основе анализа «мгновенных» полей температуры в пламени и «мгновенных» трассерных PIV-изображений установлена цикличность процесса горения и взаимосвязь между крупными температурными неоднородностями и турбулентными структурами в поле скоростей в пламени.

3. Впервые на основе анализа спектров пульсации температуры в пламени при диффузионном горении предложена методика оценки масштабов крупных турбулентных структур и произведен критериальный анализ разных участков пламени. В нем выделено 7 зон горения с разными значениями Re<sub>t</sub> и даны характеристики течения и протекающих процессов.

4. Представлены результаты воздействия на пламя С помощью колебаний малой гармонических давления амплитуды с частотами, соответствующими характерным частотам в спектре пульсации температуры в пламени. Установлено, что при совпадении частоты воздействия с характерной частотой пульсации в пламени увеличивается высота пламени и скорость выгорания топлива, а воздействие с некоторыми другими частотами приводит к появлению на соответствующей частоте частотных максимумов в спектре пульсации температуры в пламени.

#### Теоретическая и практическая значимость.

Полученные результаты исследования расширяют имеющиеся представления о процессе диффузионного горения. Использованный в работе метод ИК-диагностики позволяет получить поле температуры в факеле пламени с хорошим пространственным и временным разрешением, что позволяет выявлять в нем особенности, которые обусловлены режимом течения, а также химическими протекающими процессе горения. Были сформулированы реакциями, В рекомендации ДЛЯ выбора узкополосного спектрального интервала при исследовании процессов горения в средневолновом ИК-диапазоне, которые позволят исследователям производить более корректные, научно-обоснованные измерения температуры.

Результаты, полученные при исследовании воздействия гармоническими пульсациями давления с малой амплитудой на факел пламени, могут быть использованы при конструировании горелочных устройств для более гибкого контроля режима горения.

Разработанный метод оценки масштабов крупных турбулентных структур в пламени по спектру пульсации температуры, полученному на основе экспериментальных данных, позволит скорректировать существующие математические модели турбулентности, что в свою очередь увеличит точность расчётов.

Полученные результаты успешно использовались при выполнении грантов и государственного задания: грант РФИИ № 14-01-00211 А «Физикоматематическое моделирование и прогноз природных катастроф с учетом перехода лесных, степных и торфяных пожаров в городские и поселковые» (2014-2016 гг.); грант РФФИ № 15-01-00513 А «Исследование динамических высокотемпературных сред с применением методов ИК-диагностики И математического моделирования» (2015–2017 гг.); грант РФФИ № 15-31-20314 переноса «Математическое моделирование горящих мол а вед частиц растительных горючих материалов в потоке газа, образующихся в результате распространения фронта низового лесного пожара, и условий зажигания ими лесного напочвенного покрова» (2015–2016 гг.); грант РФФИ № 16-38-00190 мол а «Исследование характеристик зажигания и горения растительных горючих материалов с использованием метода инфракрасной термографии и термопарного метода» (2016–2018 гг.); грант РФФИ № 18-07-00548 А «Разработка и отладка программного комплекса для обнаружения, отслеживания и определения характеристик на тепловизионном видео горящих и тлеющих объектов, образующихся в результате природных и техногенных пожаров» (2018–2020 гг.); грант РФФИ № 19-03-00589 А «Разработка методики определения концентраций промежуточных продуктов горения в пламени по его катионному составу» (2019-2021 ΡΗΦ N⁰ 18-79-00232 «Разработка гг.): грант методики оценки

теплоизолирующей способности и целостности строительных конструкций и фрагментов с помощью инфракрасной термографии» (2018–2020 гг.).

Достоверность полученных результатов исследования обеспечена корректностью постановок задач, корректностью применения калиброванного измерительного оборудования, строгим использованием численных методов, большой статистикой по экспериментальным данным, непротиворечивостью и согласованием экспериментальных данных, с данными других авторов и данными, полученными при помощи численного моделирования.

Апробация работы заключалась в том, что полученные результаты диссертационного исследования докладывались на международной молодежной научной конференции «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики», г. Томск, 2014 г.; V международной научнотехнической конференции «Электроэнергетика глазами молодежи», г. Томск, 2014 г.; молодежной научной конференции «Все грани математики и механики», г. Томск, 2015 г.; XXI международном симпозиуме «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», г. Томск, 2015 г.; IX всероссийской конференции с международным участием «Горение топлива: теория, эксперимент, приложения», г. Новосибирск, 2015 г.; XXII рабочей группе «Аэрозоли Сибири», г. Томск, 2015 г.; 54-й международной студенческой конференции «MHCK-2016», г. Новосибирск, 2016 г.; XXXIII Сибирском теплофизическом семинаре, посвященному 60-летию Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, 2017 г.; XXIII международном симпозиуме «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», г. Иркутск, 2017 г.; XXIV международном симпозиуме «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», г. Томск, 2018 г.

Публикации. По теме диссертации М. В. Агафонцева опубликовано 35 работ, в том числе 6 статей в журналах, включенных в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (из них 5 статей в российском научном журнале, переводная версия которого индексируемых Web of Science, 1 статья в

зарубежном научном издании, входящем в Web of Science), 9 статей в сборниках материалов конференций, представленных в зарубежных научных изданиях, входящих в Web of Science, 1 статья в российском научном журнале, входящем в Scopus, получено 1 свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ, а так же 14 публикаций в прочих сборниках материалов международных конференций, 1 статья в сборника материалов всероссийской конференции с международным участием и 3 публикации сборниках материалов российских конференций.

#### Положения, выносимые на защиту:

1. Выбор спектрального интервала для термографических исследований процессов горения в средневолновом ИК-диапазоне. Для регистрации полей температуры в пламени следует применять узкополосные фильтры с полосой пропускания в спектральном интервале 2,5–3,2 мкм, для регистрации экранированных пламенем объектов наиболее предпочтительно использование узкополосных фильтров с полосой пропускания в диапазоне длин волн 3,3–4,0 мкм. Применение спектральных интервалов в диапазоне длин волн 4,0–5,0 мкм не рекомендуется и приводит к нефизичным результатам измерений.

2. Процесс диффузионного горения жидких углеводородных топлив на свободной поверхности и твердых растительных горючих материалов носит цикличный характер, а характерные частоты, проявляющиеся в спектре пульсации температуры, связаны С перемещением температурных неоднородностей и цикличностью процесса горения. Воздействие на пламя гармоническими пульсациями давления с частотами, соответствующими частотным максимумам в спектре пульсации температуры, приводит к интенсификации горения.

3. Между температурными неоднородностями в «мгновенном» поле температуры в пламени и турбулентными структурами в поле скоростей существует взаимосвязь и согласование геометрических размеров.

4. Способ оценки размеров крупных турбулентных структур в пламени по спектру пульсации температур. Распределение числа Re<sub>t</sub> в факеле пламени на основе экспериментальных данных, полученных с помощью ИК-термографии.

Личный вклад автора. В ходе работы над диссертацией были произведены сбор и анализ литературных данных. Соискатель непосредственно участвовал в подготовке и проведении экспериментальных исследований, которые были рассмотрены в работе. Проводил обработку экспериментальных данных. Совместно с коллективом авторов разработал программу ЭВМ «TempSpectrumv.1.» для анализа спектров изменения температуры в пламени. С использованием программы, разработанной доктором физико-математических наук Матвиенко О. В., проводил расчеты по численному моделированию процесса горения н-декана. Анализ и обсуждение результатов исследований, а также подготовка публикаций по теме диссертации проводились совместно с научным руководителем и соавторами работ.

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения, списка используемой литературы из 133 наименований, и содержит 107 страницы основного текста, в том числе 46 рисунка и 4 таблицы.

#### Основное содержание работы.

Во введении описана актуальность, степень разработки темы, цель, объект, исследования. Указаны методы, используемые в диссертационной работе. Сформулированы задачи исследования, научная новизна, теоретическая и практическая значимость, а также достоверность исследования и положения, выносимые на защиту.

**В первой главе** представлен обзор методов и средств исследования термодинамических свойств пламени. Представлена классификация тепловизоров, их состав и основные характеристики, а также характеристика математической модели, используемая для моделирования турбулентного горения.

Во второй главе рассматривается экспериментальное исследование оптических свойств пламени в ИК – диапазоне и определение в нем полей

температуры. Приведены схемы экспериментальных установок, обработка данных, выводы. Получены спектры распределения температуры

**Третья глава** повествует о способах оценки масштаба турбулентности в пламени. Описаны три способа оценки: экспериментальная, теоретическая и оценка, проводимая при помощи математического моделирования.

В заключении представлены основные результаты исследования.

## 1 Описание методов и средств исследования термодинамических свойств пламени

Еще с древних времен, неотъемлемой составляющей жизни человека являются различные термодинамические процессы. Современная жизнь человека окружена приборами и устройствами для контроля температуры, без которой невозможно представить работу атомной, электроэнергетической, химической, топливной и др. промышленности. Разработка новых методов контроля термодинамических параметров, применительно к различным физическим процессам, на сегодняшний день, является актуальной задачей.

### 1.1 ИК термография

Термография – это наука, с помощью которой можно увидеть излучение объектов в невидимом инфракрасном диапазоне. Ее средства визуализации, позволяют обнаруживать объекты, оценивать их размеры и энергетические характеристики. Таким образом, с помощью термографии мы расширяем пределы чувствительности зрения человека, что позволяет нам взглянуть на окружающий мир с другой, скрытой стороны [5].

Используемая система аналого-цифрового преобразования (АЦП), преобразующая поток ИК-излучения в форму, воспринимаемую человеческим глазом, способна сформировать изображение, в котором распределение видимой яркости, воспринимаемое чувствительным элементом тепловизора – матрицей из фотодиодов, было бы пропорционально реальной инфракрасной яркости объекта, т.е. пространственному распределению температуры с учетом коэффициента излучения.

Для большого количества современных производств, использующих прецизионное оборудование, требуются условия строгого контроля температуры для технологических процессов. Например, в производстве пластмасс, стекольном производстве и перерабатывающей промышленности крайне важен

энергетический режим условий для поддержания оптимальных производственного цикла. Так же, инфракрасная термография – единственный метод по определению полей температуры для анализа быстро движущихся Так. В ядерной промышленности, с помощью объектов. инфракрасной термографии можно контролировать температуру охлаждающегося битума, используемого как защитная поверхность радиоактивных остатков. При этом, контроль температуры свободно падающих капель расплавленного битума производится в свободном падении. Полученная таким способом температура используется для создания оптимальных условий протекающего процесса, путем сравнения ее с некоторым эталонным значением. [5]. Кроме того, важное достоинство термографии заключается в возможности проведения бесконтактных измерений поля температуры. При таком подходе никаких возмущений в исследуемый процесс не вносится.

Важными параметрами, оказывающим существенное влияние на измерение при использовании метода ИК-диагностики, являются: коэффициент излучения объекта, атмосферные возмущения, собственный аппаратный фон, а также паразитное излучение и отражение, сопровождающие исследуемый процесс.

## 1.1.1 История создания тепловизоров. Их состав и основные характеристики

ИК-излучение было открыто в конце XVIII - начале XIX в., английским астраномом Вильямом Гершелем [6]. В ходе проведения эксперимента по изучению нагрева отдельных участков видимого спектра излучения, полученных при помощи призмы Исаака Ньютона, он поместил термометр за красную полосу спектра видимого излучения, в результате чего им был выявлен эффект нагрева. В XIX в. Л. Нобили была изобретена термопара и Т. Зеебеком открыт термоэлектрический эффект. В 1857 г. А. Сванберг изобрел первый датчик, который мог принимать ИК-излучение – болометр. В XX в., благодаря фундаментальным исследованиям М. Планка, Г. Кирхгофа, Б. Б. Голицина, в

области ИК-излучения был произведен существенный прорыв, что привело к значительному развитию измерительной техники.

Изначально ИК-приборы применялись в военной сфере для обнаружения наземной, воздушной и водной техники, живой силы противника и в устройствах автоматического наведения. Первые экземпляры тепловизоров были построены на базе неохлаждаемых приемников, в основе которых лежали соли свинца, которые в ходе работы требовали активную тепловую подсветку цели, что вызывало ряд сложностей при эксплуатации. В 60-х гг. в США были разработаны и протестированы прототипы компактных тепловизоров, работа которых основана на использовании охлаждаемых линейных матриц из селенида свинца PbSe [6].

Β 60-e ΓГ. XX В., благодаря фундаментальным исследованиям М. М. Мирошникова и М. А. Собакина, методы ИК-диагностики начали использовать в медицине, в области офтальмоонкологии. Физиологической основой применения данного метода служит тот факт, что над патологическими очагами, за счет их повышенного кровоснабжения и метаболических процессов, наблюдается увеличение интенсивности инфракрасного излучения. В областях же с уменьшенным кровотоком наблюдается обратная картина, то есть уменьшение интенсивности инфракрасного излучения. Следует отметить, что данный диагностический метод является безвредным и неинвазивным.

Следующая ступень развития тепловизоров заключалась в использовании охлаждаемых ИК-приемников. В качестве хладагента вначале использовался жидкий азот, а затем была разработана более оптимальная технология, основанная на принципах работы машины Стирлинга. Такие тепловизоры позволяют охлаждать ИК-приемник до температуры – 200 °C. Сейчас наибольшее распространение получили гибридные фокальные матрицы матрицы, работа которых основана на применении узкозонных полупроводников на основе соединений HgCdTe и InSb. Ввиду дешевизны производства, широкое распространение получили тепловизоры в которых используются матрицы на микроболометров. Как правило, они применяются для бытовых нужд, а также на

неответственных участках производствах. Однако они обладают рядом недостатков, таких как: низкая чувствительность, малое временное разрешение, низкая метрологическая стабильность [6].

В работе Вавилова В.П. [6] описаны характеристики современных инфракрасных приемников: «HgCdTe: до 480 x 640 (размер пикселя от 20 мкм до 1 мм), рабочая температура – 80 К; PtSi: до 1024 x 1024, рабочая температура – 80 К; InSb: до 640 x 480, рабочая температура – 80 К».

Основным параметром фотопримников в виде матриц является время интегрирования сигнала, т.е. то время, за которое электрический заряд с чувствительного элемента накапливается на промежуточном конденсаторе. В зависимости от особенностей конструкции тепловизора оно может варьироваться от нескольких микросекунд до нескольких сотен миллисекунд. Это связано с рабочим спектральным диапазоном, диапазоном исследуемых температур, дополнительной возможностью использования фильтров, характеристик матрицы.

Оптика focal-plane array (FPA), которая используется для тепловизоров имеет ряд особенностей, которые отличают ее от обычной, применяемой для регистрации в видимом диапазоне длин волн. Широкое распространение получили объективы, которые имеют одну фокальную точку. Однако существуют объективы, которые образуют две фокальные точки. В одну из них располагают чувствительную к инфракрасному излучению матрицу, а в другую – диафрагму, которая позволяет предотвратить чрезмерную засветку от мощного объекта ИК-излучения.

Одним из недостатков фотоприменимников на основе матриц из чувтсительных элементов, является то, что каждый из них имеет собственный тарировочный коэффициент, который необходимо постоянно корректировать во время работы тепловизора. Тарировку в данном случае производят не некоторому реперному объекту с заранее известной температурой или за счет использования встроенного микропроцессора, которые непрерывно корректирует входящий сигнал.

## 1.1.2 Состав тепловизоров

Составными элементами тепловизоров, как правило являются: ИКприемник (чувствительный элемент, который регистрирует ИК-излучение); сканер; устройство охлаждения приемника; электронный блок; встроенные настройки интенсивности излучения от эталонного источника; объектива; монитора; программного обеспечения.

Объектив современных тепловизоров представляет собой сложную конструкцию из линз, покрытых германием, которые позволяют регистрировать ИК-излучение в заданном спектральном диапазоне.

По техническим признакам тепловизионные системы подразделяются на [6]:

1) По принципу регистрации ИК-излучения (линейно-сканирующие, системы с двухкоординатным сканированием);

2) По устройству чувствительного элемента (оптико-механические, матричные);

3) По принципу охлаждения ИК-приемника (Охлаждаемые, неохлаждаемые);

4) По виду конструкции (стационарные, портативные или выполненные в виде специального бокса, размещаемого под летательным аппаратом);

5) По рабочему спектральному диапазону (ближневолновые, средневолновые, длинноволновые).

## 1.1.3 Модель абсолютно черного тела (АЧТ)

Для определения термодинамических параметров исследуемого объекта необходимо знать важную характеристику – коэффициент излучения *ε*, величина которого непрерывно изменяется во времени. Значение данного коэффициента зависят от материала, из которого изготовлен объект, и его оптических свойств. Для металлов и неметаллов коэффициент излучения резко отличается. Металлы, в

особенности полированные, являются зеркалом, имеют большой коэффициент отражения и плохо поглощают тепловое излучение. Большинство неметаллов можно рассматривать как серые тела, которые имеют довольно большой коэффициент излучения. Некоторые неметаллы довольно близко по свойствам приближаются по свойствам к АЧТ [6].

Исследование вопроса излучения твердых тел опирается на понятие «абсолютно черного тела», определяемого как некоторый абстрактный объект, способный полностью поглощать все попадающее излучение, какова бы ни была его длина волны. В соответствии с законом Кирхгофа, черное тело является идеальным излучателем. Для практического применения такой системы требуется компромисс, и здесь возможны два приближения [5].

Почти полностью замкнутая полость. Речь идет о внутренней полости твердого тела (рисунок 1.1), имеющей выход во внешнее пространство через отверстие, размеры которого намного меньше размеров полости. Система ведет себя как «ловушка» излучения [5].



Рисунок 1.1 – Схематичное изображение почти полностью замкнутой полости [5]

Идеально поглощающая поверхность. Благодаря определенной обработке и окраске поверхность любого объекта можно получить очень хорошее (рисунок 1.2). Такой объект будет приближение к идеальному излучателю окружающее отдавать энергию В пространство ДО установления термодинамического равновесия [5].



Рисунок 1.2 – Схематичное изображение идеальной поглощающей поверхности [5]

Различные материалы, такие как снег, лакокрасочные материалы, обычное силикатное стекло и др. могут иметь характерные отражающие свойства в видимом спектральном интервале, однако в ИК-диапазоне иметь экранирующие свойства и поглощать значительную часть излучения.

Большинство исследований, связанных с применением метода термографии, в качестве исследуемых объектов рассматривают твердые тела или жидкости. Широкое распространение данный метод получил в области исследования способов охлаждения микроэлектронных устройств [7].

Применение методов ИК-термографии для исследования природных и техногенных пожаров получило не столь широкое распространение, ввиду сложной структуры исследуемого объекта. Пламя является сложной оптической средой, излучение от которого зависит от химического состава горючей смеси, продуктов горения, внешних условий, в которых протекает процесс горения и др. Ввиду перспективности метода ИК-термографии для излучения характеристик в факеле пламени, можно выделить работы, где исследуются теплофизические параметры лесного пожара контактными и бесконтактными способами [8–16].

## 1.1.4 О трудностях измерения температуры в пламени

Пламя представляет собой оптическую среду, обладающую своими характеристиками и термодинамическими параметрами, которые непрерывно

изменяются во времени. Применение контактных методов для измерения температуры в потоках газа, в том числе и пламени, обладают рядом недостатков:

1. Термопарный провод, вносимый в исследуемую среду, вносит возмущение в структуру потока;

2. Инерционность процесса измерения;

3. Сток тепла по термопарному проводу за счет теплопроводности;

4. Низкое пространственное разрешение при определении температуры.

Перспективным методом исследования теплофизических параметров в различных средах является дистанционное бесконтактное измерение температуры ИК-методами. При исследовании полей температуры в пламени, образующимся при горении растительных горючих материалов (РГМ), необходимо знать значение коэффициента излучения  $\varepsilon$ , которое в общем случае непрерывно изменяется во времени. Из-за отсутствия этих данных возникает проблема определения значений температуры [17 – 21]. Данную проблему можно решить путем дополнительного определения температуры в пламени термопарным методом. По реперным точкам измерения и по значениям температуры, зафиксированным в один момент времени, с высокой точностью можно подобрать коэффициент излучения.

При использовании ИК-термографии для исследования полей температуры рассматриваемых объектов, нужно дополнительно учитывать их спектр излучения. Для АЧТ, в зависимости от температуры, он определяется по закону Планка. На рисунке 1.3 приведены кривые, описывающие спектральное распределение ИК-излучения АЧТ при заданной температуре, которая характерна для различных пламен, которые образуются в результате горения некоторых жидких углеводородов, растительных горючих материалов, а также плазмы.



а – температура, характерная для РГМ (680 К), b - температура, характерная для горения РГМ (1100 К), с – температура плазмы (3000 К)

Рисунок 1.3 – Спектральное распределение ИК-излучения АЧТ для различных

температур

На рисунке 1.3 видно, что на спектрах выделяются максимумы излучения, а также линейные участки кривой, на которых можно производить ИК-измерения с достаточной аппроксимационной точностью.

В работе Лободы Е.Л. [22] был рассмотрен спектр горения торфа, который оказался близок к спектру АЧТ (рисунок 1.4), а также даны рекомендации о том, что при использовании ИК-термографии для исследования пламени необходимо дополнительно проводить исследование его спектра излучения или знать достоверно его компонентный состав. Например, на рисунке 1.5 представлен спектр излучения факела пламени, образующимся при горении спирта.



Рисунок 1.4 – Спектр излучения процесса горения торфа (кривая 1) и кривая Планка (кривая 2), полученная в работе Лободы Е.Л. [22]



Рисунок 1.5 – Спектр пламени при горении спирта, полученный в работе Лободы Е.Л. [22]

Анализируя рисунок 1.5 можно выделить характерные спектральные интервалы 2,5–3,0 мкм и 4,2–4,6 мкм, на которых находятся мощные пики излучения, которые обусловлены излучение продуктов, которые образуются при горении спирта – пары воды и углекислый газа.

На рисунке 1.6 приведен спектр излучения пламени, которое образуется в результате горения смеси полевых растительных горючих материалов, из которого следует, что в нем также, как и на рисунке 1.5 присутствует излучение продуктов горения – воды и углекислого газа. Однако, в отличии от рисунка 1.5, в нем присутствует излучение в полосе 3–4 мкм, которое обусловлено присутствием конденсированных продуктов горения.



Рисунок 1.6 – Спектральная характеристика фильтра F0616 (кривая 1) и спектр пламени при горении исследуемых РГМ (кривая 2), полученный при помощи спектрографа SOLAR TII MS2001i, представленные в работе Лободы Е. Л. [22]

Из рассмотренных спектров излучения видно, что при регистрации полей ИК-диапазоне температуры пламени В значимым фактором является В спектральный диапазон исследований. Следовательно, представляет интерес сравнение результатов измерений, полученных при помощи следующих фильтров: 2,5-2,7 мкм, 2,64-3,25 мкм, 4-5 мкм, 4,35 мкм с полосой пропускания 180 нм.

## 1.2 Методы математического моделирования процессов турбулентного горения

Течение жидкостей и газов, распространенные как в природе, так и в промышленности, делятся на два основных типа: ламинарные и турбулентные. Наиболее распространенным режимом течения жидкостей, газов и плазмы является турбулентный режим. Оно оказывает существенное влияние на развитие горения. Основными параметрами, которые используются для описания турбулентного течения являются: кинетическая энергия турбулентности  $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ , которая описывает интенсивность пульсационных составляющих скорости; интенсивность турбулентности  $I_t = u'/V$ , представляющая из себя отношение осредненных составляющих пульсации скорости и скорости набегающего потока; пространственный масштаб турбулентности, который описывает характерный размер вихревых структур, образующихся в потоке.

Широкое развитие вычислительной техники и численных методов, позволяющих моделировать различные турбулентные режимы течения, позволили существенно продвинуться в изучении данного вопроса, однако до сих пор многие вопросы численного моделирования турбулентности остаются нерешенными. В течение длительного периода были развиты подходы для описания феномена турбулентности.

Сложно дать точное определение турбулентности. Оно не является физическим свойством каких-либо жидкостей или газов, а связано исключительно с их движением. Обычно, для того, чтобы охарактеризовать турбулентное течение, перечисляют ряд характерных черт: континуальность, нерегулярность, высокие числа Рейнольдса, трехмерность, вихревая природа, нелинейность, диссипативность, диффузионность [23 – 27]. Дадим краткую характеристику каждой из особенностей.

Континуальность. Обусловлена тем, что наименьшие из масштабов турбулентного течения значительно превосходят масштабы молекулярного движения. Свойство основано на предположении о приемлимости уравнений Навье-Стокса для интерпретации турбулентных течений.

**Нерегулярность**. Связано со случайным характером изменения характеристик потока (мгновенные характеристики).

**Высокие числа Рейнольдса**. Известно, что турбулентный режим течения возникает в момент, когда число Рейнольдса превосходит некоторое критическое значение.

**Трехмерность**. Любое течение, встречающееся в природе, по своему характеру является трехмерным.

**Вихревая природа**. Течение характеризуется высоким уровнем флуктуаций завихренности. Механизм, поддерживающий завихренность, отсутствует в двумерном движении сплошной среды.

**Нелинейность**. Важное свойство уравнений Навье-Стокса. Нелинейность системы характеризуется тем, что все процессы, возникающие в течении, не удовлетворяют принципу суперпозиции. Для того, чтобы исследовать нелинейные процессы используют различные математические модели.

Диссипативность. Турбулентные течения сплошной среды всегда диссипативны (в безвихревом течении вязкая диссипация отсутствует). Вязкие напряжения сдвига выполняют работу деформации, которая увеличивает внутреннюю энергию среды за счет кинетической энергии турбулентности [28].

Диффузионность. В процессе течения, за счет вихревой структуры, происходит перемешивание газа, которое характеризуется обменом импульса, температуры, концентрации веществ [23 – 27].

В современном мире возникает необходимость моделировать физические процессы для дальнейшего развития науки и техники. Зачастую перед исследователем возникает вопрос о создании математической модели, корректно описывающей моделируемый процесс. Существует ряд наиболее развитых подходов для создания математической модели [28].

### 1.2.1 Математическая модель. Уравнения Навье – Стокса и Рейнольдса

В основе всех математических моделей лежит система уравнений Навье-Стокса. Представим эту систему в цилиндрической системе координат.

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial\rho u}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vr}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho w}{\partial\varphi} = 0,$$

$$\frac{\partial\rho u}{\partial t} + \frac{\partial\rho u^{2}}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho uvr}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial uw}{\partial\varphi} = F_{x} - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial vr}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial\varphi}\right)\right)\right] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left[\mu\left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial\varphi}\right)\right],$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial\rho v}{\partial t} + \frac{\partial\rho uv}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho v^2 r}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial vw}{\partial \varphi} - \frac{w^2}{r} &= F_r - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \\ &+ \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu \left( 2\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial vr}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial \varphi} \right) \right] \right] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ \mu \left( r\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{w}{r} \right) + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial \varphi} \right) \right] - \\ &- \frac{\mu}{r} \left[ 2 \left( \frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{v}{r} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial vr}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial \varphi} \right) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial\rho w}{\partial t} + \frac{\partial\rho uw}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vwr}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial w^2}{\partial \varphi} + \frac{vw}{r} = F_{\varphi} - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial \varphi} \right) \right] + \\ &+ \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu r^2 \left( r\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{w}{r} \right) + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial \varphi} \right) \right] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ \mu \left( 2 \left( \frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{v}{r} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial \varphi} \right) \right] \right]. \end{aligned}$$

Первое уравнение в системе представляет собой уравнение неразрывности, а следующие – уравнения движения в проекциях на координаты  $x, r, \varphi$  соответственно.

Уравнения Рейнольдса – осредненные уравнения турбулентного движения.

Поскольку, в случае турбулентного движения, поля всех величин хаотически изменяются по пространству и времени, для описания турбулентных течений используют не мгновенные значения величин, а некоторые осредненные [29].

Для исследования турбулентных течений О. Рейнольдс предложил метод представления мгновенных параметров потока в виде композиции осредненной и пульсационной составляющей. Существуют способы осреднения, такие как осреднение по ансамблю реализаций и осреднение по времени.

Осреднение по ансамблю есть не что иное, как теоретико-вероятностное определение среднего. Однако на практике данный вид осреднения применяется редко, так как для получения ансамбля реализаций необходимо многократно повторять опыт, но это время- и ресурсозатратно, а в ряде случаев и вовсе невозможно. Осреднение по времени позволяет получить искомую статистическую характеристику по одной реализации процесса.

В качестве моделей турбулентности понимают математические модели, связывающие турбулентные напряжения Рейнольдса и осреднённые характеристики течения [30]. В работе Волкова К.Н. и др. представлена классификация различных моделей, используемых для описания процесса турбулентности:

- Алгебраические модели;
- Дифференциальные модели;
- Нелинейные модели [28].

## 1.2.2 Турбулентное горение

Изучение турбулентного горения охватывает широкий круг дисциплин. Сочетание процесса турбулентного течения газов с процессом горения уже представляет собой сложную задачу [31, 32]. Математическое описание турбулентного горения оказывается сильно нелинейным, из-за чего численное моделирование данного процесса основано на многочисленных моделях решения. Устоявшееся математическое описание данного процесса может быть получено с использованием прямого численного моделирования (DNS). Несмотря на большие вычислительные мощности, необходимые при использовании данного авторов удалось произвести «моделирование однородной метода, ряду изотропной турбулентности при умеренных числах Рейнольдса, моделирование подобласти инерционной спектра двумерной турбулентности И энергосодержащей области спектра трехмерной турбулентности, а также установление различий между двумерной и трехмерной турбулентностью» [28]. Особенностью использования прямого численного моделирования является ограничение размеров расчетной области и небольшие числа Рейнольдса.

Ресурсоемкость метода DNS послужило развитию метода моделирования распада вихря – LES (Large eddy simulation). Концепция диссипации вихрей, предложенная Магнуссеном и Хертагером [33], набирает популярность, поскольку данный метод прост и применим для широкого спектра задач. В диффузионном пламени топливо и окислитель должны быть смешаны на уровне молекул, прежде чем произойдет реакция окисления с последующим воспламенением. Химическая кинетика в данном случае определяет, как будет протекать реакция в смеси, а

процесс перемешивания в турбулентном потоке в значительной степени зависит от свойства турбулентности. Однако при турбулентном горении существует широкий диапазон взаимосвязанных временных и пространственных масштабов, которые могут отличаться между собой на несколько порядков. Механизм теплообмена за счет излучения является важным процессом при исследовании процессов горения. Он пропорционален функции Планка, полученной для модели абсолютно черного тела, а также зависит от физических особенностей окружающей среды. Учет излучения при моделировании процесса горения делает ее численную реализацию более требовательной к компьютерным ресурсам.

Основной задачей теории турбулентного горения является изучение стационарного в среднем турбулентного пламени: в заданном турбулентном поле течения требуется найти среднюю по времени структуру зоны горения и определить ее статистические характеристики: среднюю скорость горения, среднюю поверхность фронта пламени, ширину области, в среднем занимаемую искривленным фронтом пламени, и другие характеристики. Важная роль в этой теории должна быть отведена ведущим точкам искривленного фронта ламинарного пламени, вынесенным турбулентными пульсациями в сторону горючего газа, поскольку они обеспечивают существование следующей за ними поверхности пламени и определяют среднюю скорость горения.

Пульсации турбулентного развитой скорости потока газа при турбулентности часто превышают нормальную скорость распространения пламени. Скорость выноса ведущих точек в горючий газ определяется, главным образом, пульсационными характеристиками потока. Нормальная скорость распространения пламени обеспечивает сокращение поверхности фронта для вогнутых участков пламени и тем самым не позволяет бесконечно увеличиваться поверхности горения. Если бы поверхность пламени не обладала способностью перемещаться по горючему газу, то по законам турбулентной диффузии она расползалась бы в пространстве и непрерывно со временем увеличивала свою поверхность. «Съедание» общей поверхности фронта по механизму нормального распространения пламени на вогнутых участках пламени не позволяет зоне

горения разрастаться бесконечно, и она стремится к некоторой в среднем стационарной ширине с постоянной в среднем поверхностью искривленного фронта пламени. Поэтому в соотношениях теории турбулентного горения должна присутствовать в качестве одной из определяющих величин нормальная скорость распространения пламени [34].

Физико-химические процессы, связанные с горением и распространением пламени в технологических устройствах и при природных пожарах реализуются, как правило, в условиях турбулентности [34]. Разные участки фронта пламени переносятся вместе с газом с различными скоростями, которые складываются из осредненной и пульсационной составляющих. В результате фронт пламени приобретает сложную форму, хаотически искривляется, площадь поверхности пламени возрастает, что приводит к увеличению скорости выгорания реагентов. Турбулентное горение является нестационарным процессом, при котором происходит пульсирующее турбулентное смешение газообразного горючего с воздухом. Воспламенение и основное горение в этом случае происходит в отдельных небольших объемах. При этом основными факторами, влияющие на поле температуры в факеле пламени, являются интенсивность турбулентного перемешивания и турбулентные пульсации основных параметров потока.

Различные механизмы горения в турбулентных потоках зависят от величины турбулентных пульсаций и масштаба турбулентности [35]. В работе Дамкелера [36] рассмотрена модель объемного горения, которая основана на предположении о сходстве структуры турбулентного и ламинарного пламени, а режим горения при этом зависит от характерного масштаба турбулентности. В работе Дамкеллера [37] был рассмотрен случай, когда значение масштаба турбулентности больше характерной ширины зоны реакции в факеле пламени. Им была предложена модель, в которой предполагается, что из-за турбулентных пульсаций плоский фронт пламени искривляется и трансформируется в область ламинарных фронтов. При таком режиме течения, ламинарные участки пламени разделяют зоны между не прореагировавшей и прореагировавшей частью горючей смеси. Перемещаясь по потоку, такие зоны создают пульсации основных термо- и гидродинамических характеристик факела пламени. При достаточно развитой турбулентности возможно разделение ламинарного пламени на отдельные участки [38], при этом горение происходит в отдельных объемах, распределенных по всей области факела пламени. В соответствии с гипотезой Сполдинга [39], в этом случае отдельные объемы представляют собой вихревую структуру.

Помимо классического вида факела пламени, образующимся при свободном диффузионном горении различных видов горючих материалов, существуют их различные модификации. Так, в работах [40 – 49] авторами проведено исследование закрученных пламен. В работах [50 – 55] представлено исследование крупномасштабных пламен, образующихся при природных пожарах. Работы [56 – 58] посвящены физическому и математическому моделированию поющих пламен. Кроме того, существуют различные методики, позволяющие, посредством внешнего воздействия на факел пламени, менять его термо- и гидродинамические характеристики. Например, в работах [59, 60] описано исследование внешних акустических колебаний на диффузионное горение метана.

Несмотря на многочисленные исследования [61 – 65], в задаче корректного описания турбулентного горения остается много нерешенных вопросов. Многие аспекты этой задачи не до конца исследованы как теоретически, так и экспериментально. Ответы на многие вопросы, связанные с исследованием горения в турбулентных пламёнах может дать бесконтактное экспериментальное исследование структуры турбулентного пламени. С применением методов ИКдиагностики возможно исследование полей температуры в пламени без внесения возмущений в него и возможна визуализация температурных неоднородностей [8, Использование быстродействующих тепловизоров 10 .39. 61, 66]. ДЛЯ исследования изменения поля температуры в факеле пламени позволило выявить закономерности в изменении температуры [8, 20, 67], а анализ спектра изменения температуры показал присутствие в нем характерных частотных максимумов [20, 41]. Очевидно, из представленных в [68 – 71] результатов, что пульсации температуры в пламени имеют непосредственную связь с турбулентным режимом течения в пламени.

## 2 Экспериментальное исследование оптических свойств пламени в ИК – диапазоне и определение в нем полей температуры

Одним из перспективным бесконтактным методом изучения полей температуры в пламени является ИК-термография [6]. Использование данного трудностей, которые связаны с физическими метода связано с рядом особенностями объекта исследования. Одной из таких особенностей можно выделить коэффициент излучения, значение которого с хорошей точностью получено для твердых тел, однако для газообразных сред он малоизучен. Кроме того, при исследовании влияния лесных пожаров на различные технологические ИК-излучения конструкции, возникает задача ПО регистрации объекта. экранированным слоем пламени, а также продуктами горения и непосредственно атмосферой, что представляет из себя отдельную задачу.

## 2.1 Определение спектров излучения пламени и выбора спектрального интервала исследования

## 2.1.1 Описание экспериментальной установки для определения спектров излучения пламени

Современные тепловизоры позволяют проводить исследования в среднем ИК-диапазоне, где находятся основные мощные полосы излучения продуктов, образующихся в процессе горения. Кроме того, использование дополнительных узкополосных фильтров позволяет проводить более точную регистрацию полей температуры, основываясь на заранее известном химическом составе продуктов реакции. Основываясь на этом, можно выделить в качестве отдельной задачи, выбор оптимального рабочего спектрального интервала исследования для решения различных поставленных задач.

Калибровка современных тепловизоров с завода производится по излучению АЧТ. Исходя из этого, возникает необходимость проведения

дополнительного исследования по сравнению спектров излучения пламени исследуемых веществ и АЧТ. Если интенсивность излучения исследуемого объекта в некотором диапазоне длин волн превышает интенсивность излучения АЧТ, то полученные термодинамические параметры будут завышены, так как коэффициент излучения в данном диапазоне будет нефизическим, то есть будет превышать максимальное теоретическое значение:  $\varepsilon = 1$ .

На рисунке 2.1 представлена схема экспериментальной установки.



1 – Модель АЧТ-45/100/1100; 2 – Исследуемый материал; 3 – Факел пламени; 4 – Спектрограф SOLAR TII MS2001i

Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки

В качестве исследуемых горючих материалов были использованы твердые растительные (древесины сосны, березы и кедра, хвоя сосны, кедра, полевые растения), жидкие (спирт, керосин, бензин, дизельное топливо) горючие материалы (ГМ), а также пропан-бутановая смесь. Масса образцов растительных ГМ составляла 100 г., объем жидких ГМ – 20 мл.

Регистрация спектра излучения пламени проводилась с использованием спектрографа SOLAR TII MS2001i с диапазоном измерений 2–5,6 мкм. Расстояние между измерительной аппаратурой и пламенем составляло 1 м. Дополнительно температура в пламени регистрировалась с использованием термопары типа XA (с диаметром спая 500 мкм) и аналогово-цифровым преобразователем (АЦП). На основании показаний с термопары производилась регистрация спектра излучения

модели АЧТ, в качестве которой была использована модель Омского завода ОАО НПП «Эталон» – АЧТ-45/100/1100 с возможностью изменение температуры излучателя в диапазоне 573–1373 К. Во время проведения эксперимента осуществлялся контроль температуры, относительной влажности и атмосферного давления воздуха в помещении с использованием метеостанции Meteoscan RST01923. Температура воздуха изменялась в диапазоне 288–293 К, относительная влажность 20–35 %, а атмосферное давление 9,94·10<sup>4</sup>–1,02·10<sup>5</sup> Па.

## 2.1.2 Спектры излучения пламени и АЧТ

На рисунке 2.2 приведено спектральное распределение ИК-излучения АЧТ, полученное на основе теоретических рассчетов и экспериментального исследования. Как видно из рисунка, качественно характер кривых совпадает, однако в интервалах 2,6–3 мкм и 4,2–4,3 мкм для кривой, полученной по экспериментальным данным, наблюдается уменьшение интенсивности излучения, которое вызвано поглощением излучения атмосферой.



Рисунок 2.2 – Спектр АЧТ-45/100/1100, полученный при помощи спектрографа SOLAR TII MS2001i и кривая Планка, соответствующая температуре 1000 K, рассмотренные в работе Лободы Е.Л. и др. [72]

Анализируя полученные спектры излучения (рисунок 2.3) и продукты, которые образуются в результате горения рассмотренных горючих материалов, следует, что самые интенсивные полосы излучения относятся к излучению паров воды и углекислого газа. На спектрах излучения для пропан-бутановой смеси и спирта это проявляется наиболее явным образом, исходя из конечной реакции окисления. Для остальных рассмотренных горючих материалов, в спектре излучения также присутствует излучение в полосе 2 – 4 мкм, которое обусловлено в основном излучением продуктов горения, таких как сажа и кокс. Интенсивность излучения конденсированных продуктов горения зависит от их концентрации в факеле пламени [73 – 76].



а – пропан-бутановая смесь, b – спирт, c – бензин, d – керосин, e – дизельное топливо, f – хвоя сосны, g – хвоя кедра, h – сосновая древесина, i – березовая древесина



## 2.1.3 Вывод к разделу 2.1

Для исследования распределения температуры в факеле пламени наиболее подходящим спектральным интервалом является диапазон 2,5–3,0 мкм. В данной полосе интенсивность излучения пламени не превосходит излучению модели АЧТ. Кроме того, в ней присутствуют мощные линии излучения паров воды и углекислого газа, с эффективным коэффициентом излучения близким к единице.

При необходимости исследования поля температуры для объектов, которые экранированы слоем пламени, следует использовать узкий спектральный интервал, находящийся в полосе 3,3–4,0 мкм, в которой основной вклад вносит излучение конденсированных продуктов горения.

Диапазоны 4,0–5,0 мкм, 4,35 мкм непригодны для решения задач, в которых требуется регистрация температуры в пламени, а также, для регистрации экранированных пламенем объектов. Однако данный спектральный интервал можно использовать для качественных оценок наличия источника ИК-излучения.

## 2.2 Определение полей температуры в пламени

## 2.2.1 Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 2.4.

В качестве ГМ использовались: растительные горючие материалы (хвоя сосны, кедра), древесины сосны, березы и кедра, керосин, бензин, дизельное топливо, пропан-бутановая смесь, РГМ. Масса образцов растительных горючих материалов (хвоя кедра, сосны) составляла 50 г., масса древесины сосны, березы и кедра – 200 г., объем жидкостей – 20 мл. Влагосодержание растительных ГМ составляло 7,9 %, значение которого определялось при помощи анализатора влажности AND MX-50 с точностью 0,01 %. Масса слоя ГМ определялась при помощи электронных весов AND HL-400 с точностью 0,1 г. и варьировалась от 50
г до 210 г. Зажигание слоя ГМ производилось равномерно по всей длине. Во время проведения эксперимента контролировалась температура, влажность воздуха, а также атмосферное давление.



1 –ГМ, 2 – тепловизор JADE J530SB, 3 – персональный компьютер Рисунок 2.4 – Схема экспериментальной установки

Инфракрасное излучение факела пламени регистрировалось OT С JADE J530SB. использованием тепловизора Съемка процесса горения производилась с использованием узкополосных оптических фильтров с рабочим спектральным интервалом 2,5-2,7 мкм, 2,64-3,25 мкм, 3,1-3,3 мкм, 3,7-3,9 мкм, 4,0-5,0 мкм, 4,35 мкм. Для каждого из использованных фильтров использовались заводские калибровки, которые позволяют соотнести интенсивность излучения со значением температуры в каждом пикселе матрицы. Частота регистрации составляла 177 кадров в секунду Расстояние от тепловизора до факела пламени составляло 1,95 м. Температура в пламени контролировалось при помощи BP термопар типа (вольфрам-рениевый сплав) С диаметром спая 50 мкм и постоянной времени  $\varepsilon = 0,09-0.1$  с, по данным с которой корректировалось значение коэффициента излучения пламени, которое составило:  $\varepsilon = 0.82$  для бензина,  $\varepsilon = 0.8$  для керосина,  $\varepsilon = 0.65$  для дизельного топлива,  $\varepsilon = 0.65$  для смеси степного горючего материала,  $\varepsilon = 0.7$  для хвои кедра,

 $\varepsilon = 0,63$  для древесины березы,  $\varepsilon = 0,68$  для древесины кедра,  $\varepsilon = 0,84$  для древесины сосны.

Для получения спектров изменения температуры в пламени была произведена съемка процесса горения различных ГМ. Далее, на термограмме выбиралось 20 точек, лежащих на одной вертикали (рисунок 2.5), по которым была получена таблица значений температур для каждой из них в каждый момент времени в течение некоторого периода съемки. На основании этой таблицы производились расчеты спектров изменения температуры для каждой точки с помощью БПФ (быстрое преобразование Фурье). После значения усреднялись, чтобы убрать шумы. Для анализа спектров изменения температуры была создана программа «TempSpectrum-v.1.» [78].



Рисунок 2.5 – Термограмма факела пламени при горении ГМ

С целью контроля и сравнения спектров, полученных при помощи тепловизионного исследования, параллельно проводились термопарные измерения. За счет характерной инерционности используемой термопары, полученные по ней данные, являются достоверными в интервале от 0 до 10 Гц. Можно заметить, что в обоих спектрах присутствуют характерные возмущения в интервале 2,0–8,0 Гц (рисунок 2.6). Следовательно, можно сделать вывод, что эти возмущения свойственны самому исследуемому процессу, а не являются особенностями влияния работы измерительной аппаратуры.



 а – по данным тепловизора, b – по данным с термопары
 Рисунок 2.6 – Частотный спектр температуры в факеле пламени (на примере РГМ) [22, 79]

Так же было проведено исследование распределения высокотемпературных областей в пламени керосина и бензина. Для этого был проведен анализ термограмм в узком температурном диапазоне 1200–1300 °C. Осреднение производилось по 1200 кадрам, которые соответствуют 20 секундной регистрации факела пламени. Результат приведен на рисунке 2.7.

Из рисунков очевидно, что наиболее развитая турбулентная структура в пламени начинает формироваться на некотором удалении от поверхности топлива.



а – бензин; b - керосин

Рисунок 2.7 – Осредненная по времени термограмма распределения высокотемпературных неоднородностей, образующихся при горении жидких углеводородных топлив

# 2.2.2 Результат экспериментального исследования по определению полей температуры в пламени и спектров изменения температуры

Спектры изменения температуры в пламени при горении спирта для различных спектральных интервалов.

На рисунке 2.8 приведены спектры изменения температуры в пламени, образующемся при горении спирта в рассматриваемых спектральных интервалах. Из рисунка 2.8-а видно, что в соответствующем спектре изменения температуры присутствуют колебания с характерной частотой 4–5 Гц. При этом, на рисунке 2.8-b амплитуды этих колебаний значительно меньше, однако они так же присутствуют, а на рисунке 2.8-с и вовсе отсутствуют. Очевидно, что эти колебания обусловлены движением разогретых продуктов горения, которые в

большей мере излучают на длинах волн 2,5–2,7 мкм (пары воды и углекислого газа).



а – 2,5–2,7 мкм; б – 3,1–3,3 мкм; в – 3,7–3,9 мкм

Рисунок 2.8 – Спектр изменения температуры в пламени при горении спирта, полученный по результатам измерений в различных спектральных интервалах

Спектры изменения температуры в пламени при горении древесины березы для различных спектральных интервалов.

На рисунке 2.9 приведены спектры изменения температуры в пламени, образующемся при горении древесины березы в рассматриваемых спектральных интервалах. Из рисунка 2.9-а видно, что в соответствующем спектральном интервале присутствуют выраженные колебания в промежутке 4-7 Гц. На рисунке 2.9-b, -c, -d амплитуды этих колебаний, аналогично предыдущему случаю, имеют убывающий характер. Однако на рисунке 2.9-е амплитуда температуры несколько больше. Это увеличение связано С влиянием конденсированных продуктов, образующихся в процессе горения. Из рисунков 2.9-е и 2.9-f можно заметить, что углекислый газ вносит незначительный вклад в пульсации температуры, которые происходят с частотой 4–7 Гц, а в основном они обусловлены движением других продуктов горения – конденсированных продуктов горения и водяного пара.



42

а – 2,5–2,7 мкм; b – 2,64–3,25 мкм; c – 3,1–3,3 мкм; d – 3,7–3,9 мкм; e – 4,0–5,0 мкм; f – 4,35 мкм

Рисунок 2.9 – Спектр изменения температуры в пламени при горении древесины березы, полученный по результатам измерений в различных спектральных

#### интервалах

Спектры изменения температуры в пламени при горении древесины кедра для различных спектральных интервалов.

На рисунке 2.10 приведены спектры изменения температуры в пламени, образующемся при горении древесины кедра в рассматриваемых спектральных интервалах. Аналогичные выводы, как и для рисунка 2.9, можно сделать и в данном случае, за счет схожести состава исследуемых материалов, а следовательно и продуктов, образующихся в процессе пиролиза с единственным различием, связанным с концентрацией этих продуктов.



e – 4,0–5,0 мкм; f – 4,35 мкм

Рисунок 2.10 – Спектр изменения температуры в пламени при горении древесины кедра, полученный по результатам измерений в различных спектральных

#### интервалах

Спектры изменения температуры в пламени при горении древесины сосны для различных спектральных интервалов.

На рисунке 2.11 приведены спектры изменения температуры в пламени, образующемся при горении древесины сосны в рассматриваемых спектральных интервалах. Опять же, за счет схожести состава материалов, спектры изменения температуры для соответствующих интервалов имеют общие черты. Меняется лишь амплитуда изменения температуры, за счет разной концентрации продуктов, образующихся при горении.



Рисунок 2.11 – Спектр изменения температуры в пламени при горении древесины сосны, полученный по результатам измерений в различных спектральных

#### интервалах

Спектры изменения температуры в пламени при горении бензина для различных спектральных интервалов.

На рисунке 2.12 приведены спектры изменения температуры в пламени, образующемся при горении бензина в рассматриваемых спектральных интервалах. Из рисунка 2.12-а видно, что в соответствующем спектральном интервале присутствуют характерные колебания в промежутке 2–8 Гц. На рисунке 2.12-b колебания уже имеют меньшую интенсивность, а на рисунке 2.12-с, -d также присутствуют выраженные возмущения в промежутке 2–8 Гц. Они обусловлены влиянием конденсированных продуктов горения. Про рисунок 2.12-е, -f можно сделать аналогичные выводы, как и для рисунка 2.9.



а – 2,5–2,7 мкм; b – 2,64–3,25 мкм; c – 3,1–3,3 мкм; d – 3,7–3,9 мкм; e – 4,0–5,0 мкм; f – 4,35 мкм

Рисунок 2.12 – Спектр изменения температуры в пламени при горении бензина, полученный по результатам измерений в различных спектральных интервалах

Спектры изменения температуры в пламени при горении керосина для различных спектральных интервалов.

На рисунке 2.13 приведены спектры изменения температуры в пламени, образующемся при горении керосина в рассматриваемых спектральных интервалах. В целом, спектры в данном случае аналогичны предыдущему случаю. Однако можно выделить ярко выраженные пульсации на рисунке 2.13-а, -b, -c, -d в промежутках 3–5 Гц и 7–9 Гц. Про рисунок 2.13-е, -f можно сделать аналогичные выводы, как и для рисунка 2.9.



e – 4,0–5,0 мкм; f – 4,35 мкм

Рисунок 2.13 – Спектр изменения температуры в пламени при горении керосина, полученный по результатам измерений в различных спектральных интервалах

Спектры изменения температуры в пламени при горении дизельного топлива для различных спектральных интервалов.

На рисунке 2.14 приведены спектры изменения температуры в пламени, образующемся при горении дизельного топлива в рассматриваемых спектральных интервалах. Спектры в данном случае также аналогичны предыдущему случаю. Однако по сравнению с предыдущим случаем, здесь можно выделить ярко выраженные пульсации на рисунке 2.14-а, -b, -c, -d в промежутке 3–5 Гц. В промежутке 7–9 Гц пульсации менее выражены. Про рисунки 2.14-е, -f можно сделать аналогичные выводы, как и для рисунка 2.9.



Рисунок 2.14 – Спектр изменения температуры в пламени при горении дизельного топлива, полученный по результатам измерений в различных спектральных интервалах

Спектры изменения температуры в пламени при горении пропанбутановой смеси для различных спектральных интервалов.

На рисунке 2.15 приведены спектры изменения температуры в пламени, образующемся при горении пропан-бутановой в рассматриваемых спектральных интервалах. Так как в данном случае течение газов малотурбулентное и пламя формируется горелкой, то на полученных спектрах отсутствуют какие-либо характерные пульсации.



Рисунок 2.15 – Спектр изменения температуры в пламени при горении пропанбутановой, полученный по результатам измерений в различных спектральных интервалах

Спектры изменения температуры в пламени при горении хвои кедра для различных спектральных интервалов.

На рисунке 2.16 приведены спектры изменения температуры в пламени, образующемся при горении хвои кедра в рассматриваемых спектральных интервалах. Из рисунка 2.16-а видно, что в соответствующем спектральном интервале присутствуют выраженные колебания в промежутке 2–8 Гц. На рисунке 2.16-b, -с эти колебания отсутствуют. На рисунке 2.16-d присутствуют пульсации в промежутке от 2–8 Гц. Про рисунок 2.16-е, -f можно сделать аналогичные выводы, как и для рисунка 2.9.



Рисунок 2.16 – Спектр изменения температуры в пламени при горении хвои кедра, полученный по результатам измерений в различных спектральных интервалах

Спектры изменения температуры в пламени при горении хвои сосны для различных спектральных интервалов.

На рисунке 2.17 приведены спектры изменения температуры в пламени, образующемся при горении хвои сосны в рассматриваемых спектральных интервалах. Из рисунка 2.17-а, аналогично предыдущему случаю, присутствуют выраженные колебания в промежутке 2–8 Гц. На рисунке 2.17-b эти колебания менее выражены, а на рисунке 2.17-с эти колебания отсутствуют. На рисунке 2.17-d присутствуют пульсации в промежутке от 2–8 Гц. Про рисунки 2.17-е, -f можно сделать аналогичные выводы, как и для рисунка 2.9.



Рисунок 2.17 – Спектр изменения температуры в пламени при горении хвои сосны, полученный по результатам измерений в различных спектральных интервалах

#### 2.2.3 О связи пульсаций температуры с турбулентным течением в пламени

Анализируя спектры изменения температуры, полученные при регистрации пламени в разных спектральных диапазонах, можно сделать вывод о том, что пульсации температуры в пламени связаны с типом течения в пламени и наличием турбулентности, т.к. во всех экспериментах при горении твердых и жидких ГМ присутствуют характерные частоты, которые находятся в интервале до 16 Гц. В случае горения пропан-бутановой смеси подобные пульсации температуры отсутствуют, так как в данном случае мы имеем дело со стабилизированным пламенем.

Для рассмотренных выше горючих материалов, число Рейнольдса в факеле пламени изменяется в диапазоне Re = 1400–5600, из чего можно сделать вывод о том, что режим течения в нем может изменяться от ламинарного до турбулентного.

Особое внимание следует уделить тому, что выбранные для эксперимента спектральные диапазоны работы тепловизора позволяли регистрировать в основном излучение паров воды и углекислого газа в пламени. Анализируя температуры, полученные спектры изменения для лиапазонов длин волн 4–5 мкм, 2,5–2,7 мкм и в узком интервале излучения СО<sub>2</sub> с длиной волны 4,35 мкм можно сделать вывод, что излучение углекислого газа безусловно вносит вклад в пульсации температуры. Тем не менее из-за особенностей строения молекул H<sub>2</sub>O и CO<sub>2</sub>, учитывая тот факт, что интенсивность излучения CO и  $CO_2$  превышает интенсивность излучения AЧT при тех же температурах, то для анализа турбулентности в пламени в дальнейшем будет использоваться спектральный интервал 2,5–2,7 мкм. Также можно предположить, что химический состав ГМ и его влагосодержание могут оказывать влияние на степень турбулентности в пламени [80 – 84].

### 2.3 Влияние малых энергетических возмущений на поле температуры в пламени и режим течения

Существуют перспективные методы, которые позволяют управлять физикохимическими процессами в факеле пламени, за счет внешнего воздействия. Видами такого воздействия могут служить звуковые волны и электромагнитное поле.

В работе [85] приведен обзор литературы посвященных изучению влияния акустических волн на процесс горения газообразного топлива. Авторы делают вывод о том, что применение акустических волн является возможным способом управления режимом горения. Кроме того, они выделяют тот факт, что при таком воздействии увеличивается эффективность сгорания топлива и уменьшается количество вредных газообразных продуктов горения [7 – 10, 86 – 89]. Ими отмечена перспективность подобных исследований для тушения возгораний [90]. Однако, из-за недостаточной теоретико-экспериментальной базы, точно описать механизм тушения не представляется возможным.

Основываясь на данных, полученных в разделе 2.1, представляет интерес воздействие инфразвука разной частоты на пламя и на спектр изменения температуры в нем. В данном разделе представлены результаты экспериментального воздействия инфразвука различной частоты на пламя, образующееся при горении этилового спирта.

#### 2.3.1 Описание экспериментальной установки

Оценка масштабов турбулентности в пламени с применением термографии для разных видов топлив подробно изложена в [91]. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.18.



1 – металлическая чаша с горючим веществом; 2 – низкочастотный динамик
 25-ГД-26; 3 –тепловизор JADE J530SB; 4 – усилитель LV 103; 5 – генератор сигнала специальной формы Г6-28; 6 – персональный компьютер Рисунок 2.18 – Схема экспериментальной установки

Этиловый спирт, масса которого варьировалась от 10 до 30 г, диффузионно сжигался в емкости диаметром 0,15 м. В качестве регистрирующего оборудования применялся тепловизор JADE J530SB с узкополосным фильтром с полосой пропускания 2,5–2,7 мкм. Выбор фильтра произведен на основе анализа спектра излучения пламени [77]. Генератором инфразвука служил низкочастотный динамик 25-ГД-26 с мягким подвесом на который подавался синусоидальный сигнал, сформированный генератором сигналов специальной формы Г6-28,

предварительно усиленный при помощи усилителя LV 103. Расстояние от источника колебаний до пламени составляло 0,3 м.

# 2.3.2 Результаты звукового воздействия на поле температуры в пламени и режим течения

На рисунке 2.19 приведен спектр изменения температуры в пламени при отсутствии инфразвукового воздействия. В спектре хорошо выделяются частоты 4 Гц и пульсации в интервале 5,5–7,5 Гц.



Рисунке 2.19 – Спектр изменения температуры в пламени, образующемся при диффузионном горении этилового спирта без внешних воздействий

В дальнейшем на пламя оказывалось воздействие инфразвука с частотами: 3 Гц, 4 Гц, 5 Гц, 14 Гц, 15 Гц 16 Гц. На рисунке 2.20 приведены соответствующие спектры изменения температуры.



Рисунок 2.20 – Спектры изменения температуры в пламени при воздействии инфразвука с определенной частотой

Следует отметить, что при появлении инфразвукового воздействия высота факела пламени снижалась (рисунок 2.21) и появлялись изменения в спектре изменения температуры, показанные на рисунке 2.20. Наблюдаются изменения амплитуды на характерных частотах, которые хорошо видны при отсутствии возмущений. При этом в результате воздействия инфразвука изменяется спектр пульсации температуры в пламени. Также было замечено, что воздействие инфразвуком с частотой более 5 Гц вызывают появление локальных амплитудных максимумов в спектре изменения температуры с частотой воздействия [92 – 95].







#### 2.3.3 Вывод к разделу 2.3

Очевидно, что изменения в спектре температуры в пламени являются следствием изменений в режиме течения в самом пламени. Представляет интерес дальнейшее исследование данного явления как возможный способ повышения полноты сгорания топлива.

### 2.4 Об использовании ИК-термографии для исследования других высокотемпературных сред

При экспериментальных исследованиях плазменных струй и их воздействия различные материалы традиционно применяются контактные методы на измерения температуры среды [96] либо проводятся оценки среднемассовых термодинамических характеристик струи по интенсивности линий излучения маркерных веществ [97]. Эти подходы обладают рядом недостатков, связанных с трудностью получения пространственного И временного распределения температуры. Современные методы термографии с использованием тепловизоров позволяют получить качественно лучшие результаты, однако, применение термографии сопряжено с рядом трудностей, в первую очередь с необходимостью калибровки прибора при экстремально высоких температурах. Кроме того, не всякое рабочее тело плазмотрона имеет достаточно интенсивные полосы и линии излучения в рабочем спектральном диапазоне тепловизора. В данном разделе представлены результаты исследований поля температуры в плазменной струе, полученной на плазмотроне ЭДП-104А/50, где в качестве рабочего тела применялся углекислый газ [98].

Плазменная струя генерировалась при помощи электродугового подогревателя газа постоянного тока ЭДП-104А/50, разработанного в Институте теплофизики СО РАН. Закрутка потока производилась с помощью кольца закрутки, входящего в состав ЭДП-104А/50, а дополнительная газовихревая стабилизация дуги производилась посредством использования анода с уступом с диаметром выходного отверстия 14 мм. Максимальная температура, которая была зафиксирована в струе плазмы, составила 4500 К.

Инфракрасное излучение и распределение температуры регистрировалось при помощи тепловизора JADE J530SB с узкополосным фильтром со спектральным интервалом 4,35 мкм с полосой пропускания 180 нм. Регистрация производилась с частотой 50 кадров в секунду. Съемка производилась с объективом имеющим фокусное расстояние F = 100 мм, а матрица тепловизора

имела разрешение 320 x 240 пикселей. Расстояние от тепловизора до оси плазменной струи составляло 2 м.

Как было установлено в работе [77] в случае процессов горения интенсивность излучения  $CO_2$  в продуктах горения превышает интенсивность излучения АЧТ при соответствующей температуре. Эта же ситуация имеет место в еще более выраженном виде в случае работы с температурами около 4500 К. Поэтому было предложено новое решение по калибровке тепловизора с узкополосным фильтром 4,35 мкм по излучению маркерного газа  $CO_2$ , а не АЧТ, как обычно калибруются тепловизоры. Для этого поток  $CO_2$  предварительно подогревался с различными температурами и при помощи программного обеспечения Altair строилась калибровочная зависимость.

Следует заметить, что ни один нагревательный прибор не дает возможность даже приблизиться к температуре плазменной струи, а динамический диапазон матрицы тепловизора не позволяет регистрировать плазменную струю и поток газа с температурой около 1000 К при одном и том же времени экспозиции. Однако, настройки тепловизора позволяют вручную менять время экспозиции – IT (Integration time – IT) и эффективный коэффициент излучения –  $\varepsilon$ , то вначале была построена зависимость  $\varepsilon = f$  (IT) по излучению эталонного АЧТ-45/100/1100 Омского завода ОАО НПП «Эталон» (рисунок 2.22)



 1 –среднестатистические значения, 2 – линейная аппроксимация
 Рисунок 2.22 – Зависимость эффективного коэффициента излучения є от времени экспозиции IT (источник излучения – АЧТ)

Ввиду линейного характера зависимости, представленной на рисунке 2.22, аналогичная зависимость была получена в случае регистрации излучения от потока разогретого углекислого газа (рисунок 2.23).



1 –среднестатистические значения, 2 – линейная аппроксимация
 Рисунок 2.23 – Зависимость эффективного коэффициента излучения є от времени экспозиции IT (источник излучения – CO<sub>2</sub>)

В силу линейного характера зависимости эффективного коэффициента излучения є от времени экспозиции IT ее можно экстраполировать на случай значительно более высоких температур и соответственно применять для случая излучения плазменной струи на CO<sub>2</sub>.

На рисунке 2.24 представлена термограмма плазменной струи с рабочим телом – CO<sub>2</sub>.



Рисунок 2.24 – Мгновенная термограмма плазменной струи (а) и осредненная по времени термограмма плазменной струи (b)

Из рисунка 2.24 видно, что средняя температура в ядре плазменной струи совпадает с техническими характеристиками плазмотрона, полученными методом относительных интенсивностей медных линий 5105 и 5153.

Хорошее качественное и количественное согласование результатов измерений при помощи термографии с предложенной калибровкой и технических характеристик плазмотрона, полученных иными спектральными методами дают возможность применения термографии в ограниченных случаях при исследовании параметров плазменной струи с рабочим телом на CO<sub>2</sub> и в случае использования электродугового генератора плазмы водяного пара [99].

#### 3 Оценка масштаба турбулентности в пламени

Масштабом турбулентности, как правило, называют эффективный размер перемещающихся объемов газа, все частицы которого в фиксированный момент времени обладают одинаковыми скоростями. [100]. Нестационарность процесса турбулентного горения, за счет хаотичного движения реагирующих горючих паров, приводит к искривлению формы пламени, что приводит к увеличению площади ее поверхности и скорости горения. Достаточная интенсивность турбулентности приводит к дроблению фронта пламени [101], что приводит к тому, что горение происходит в отдельных микрообъемах. Согласно гипотезе Сполдинга [38] в турбулентном пламени горение происходит в отдельных вихрях.

## 3.1 Использование термографии для оценки масштаба турбулентности в пламени

Схема экспериментальной установки была аналогична схеме, описанной в п. 2.2.1.

Энергетическая яркость пламени регистрировалось при помощи тепловизора JADE J530SB с узкополосным оптическим фильтром со спектральным интервалом 2,5–2,7 мкм, выбранным на основании спектров излучения пламени и рекомендаций, описанных в п. 2.1.4, позволяющим измерять температуру в диапазоне 583–1773 К с частотой регистрации до 170 кадров в секунду.

Для неоднородностей оценки размеров производилась покадровая обработка термограмм [102 – 104]. Оператор выбирал ярко выраженные температурные неоднородности на термограмме (рисунок 3.1) и при помощи программного обеспечения «Altair» определял их размеры. Следует отметить, что температурные неоднородности имеют неправильную геометрическую форму, которая постоянно изменяется во времени. Кроме того, термограмма является проекцией на плоскость трехмерного полупрозрачного излучающего объекта. Поэтому выбиралось несколько направлений В которых производилось

определение размера рассматриваемой температурной неоднородности. В дальнейшем в качестве характерного размера бралась средняя величина.



Рисунок 3.1 – Мгновенные термограммы пламени горения дизельного топлива

#### 3.2 Теоретическая оценка масштаба турбулентности в пламени

При термическом разложении и испарении конденсированных горючих веществ формируется неизотермическое восходящее течение смеси горючих газов, которые смешиваясь с атмосферным кислородом, формируют факел пламени. Начальный участок течения характеризуется преобладающим воздействием силы Архимеда, в результате действия которой происходит увеличение скорости потока. По мере остывания потока роль силы Архимеда становится пренебрежимо малой и течение происходит по инерции, постепенно замедляясь в результате действия вязкостных сил. Поэтому этот участок течения можно определить как инерционный. Воздушные массы, составляющие факел перемешиваются с окружающей средой. Стационарный факел постепенно рассеивается и прекращает свое существование. Ускоренное движение менее плотной горящей среды в более плотной холодной окружающей среде приводит к возникновению гидродинамической и тепловой неустойчивости, росту турбулентных напряжений и формированию турбулентности.

Для оценки параметров турбулентности в пламени в первом приближении можно использовать следующий подход [105 – 111]. Согласно гипотезе Т. фон Кармана [112] поля пульсационных составляющих скорости во всех точках течения подобны друг другу, то есть отличаются только масштабами времени и длины. Вместо масштабов времени и длины можно взять масштабы частоты турбулентных пульсаций и удельной кинетической энергии турбулентных пульсаций (турбулентной кинетической энергии).

Турбулентность пламени проявляется не только пульсациями скорости и давления, но также пульсациями температуры и состава горящей смеси. Поскольку все эти процессы взаимосвязаны будем считать, что частоты турбулентных пульсаций гидродинамических  $f_D$  и теплофизических  $f_T$  параметров в пламени совпадают:  $f_D = f_T = f$ .

Таким образом, частоту турбулентных пульсаций в пламени можно определить из обработки экспериментальных данных, которая описана в разделе 2 настоящей статьи.

Из гипотезы подобия полей пульсаций температуры и скорости также следует

$$\frac{\left\langle u_{i}^{\prime}u_{i}^{\prime}\right\rangle}{\left\langle T^{\prime}T^{\prime}\right\rangle} = \frac{U^{2}}{T^{2}}.$$
(1)

Из формулы (1) следует, что отношение осредненных значений квадратов пульсационных величин скорости и температуры относятся между собой также как квадраты осредненных значений скорости и температуры.

Для характеристики интенсивности турбулентности в потоке обычно используется параметр Tu, представляющий отношение кинетической энергии

турбулентности к кинетической энергии осредненного течения:  $Tu = \frac{2k}{U^2}$ . Значения параметра Tu < 0.05 соответствуют слабой, 0.05 < Tu < 0.2 – умеренной, 0.2 < Tu < 0.5 – сильной турбулизации.

С использованием соотношения (1) интенсивность турбулентности в пламени может быть оценена как:

$$Tu = \frac{2k}{U^2} = \frac{\langle T'T' \rangle}{T^2}.$$
 (2)

Для определения величины турбулентной кинетической энергии пламени необходимо знать кинетическую энергию осредненного потока. Для этого воспользуемся условием энергетического баланса. Химическая энергия продуктов сгорания переходит в кинетическую энергию подъема перегретых газов, которая в свою очередь преобразуется в потенциальную энергию факела пламени:

$$\frac{\rho U^2}{2} = \rho g L, \qquad (3)$$

где *L* – высота факела пламени.

Масштаб турбулентных вихрей, в которых происходит микрообъемное горение газа, проявляющееся на термограммах в виде температурных неоднородностей определится следующим образом:

$$b = \frac{\sqrt{k}}{f} = f^{-1} \frac{\sqrt{\langle T'T' \rangle}}{T} \sqrt{gL} .$$
(4)

В таблице 1 приведено сравнение размеров температурных неоднородностей, полученных при экспериментальной и теоретической оценке.

Таблица 1 – Сравнение результатов экспериментальных измерений размеров температурных неоднородностей и результатов теоретических расчетов масштабов турбулентности по спектрам изменения температуры

Тип горючего	L, м	$f \pm \Delta f$ , Гц	$b \pm \Delta b$ , м	$b_{exp} \pm \Delta b_{exp}$ , м	Ri	Fr <sub>t</sub>
Спирт	0,3	16 ± 1	0,0032 ± 0,0002	0,0033 ± 0,0015	0,05596	17,8712
Бензин	0,7	$4,8 \pm 0,8$	$0,025 \pm 0,005$	$0,024 \pm 0,004$	0,2014	4,9659
		8,6 ± 0,5	0,014 ± 0,001	0,015 ± 0,003	0,1124	8,8973
Смесь		$3,2 \pm 0,2$	$0,049 \pm 0,003$	-	0,218	4,5896
растительных	1,2	$4,5 \pm 0,5$	$0,035 \pm 0,004$	-	0,1846	5,4183
горючих материалов		5,8 ± 0,5	$0,027 \pm 0,002$	0,018 ± 0,008	0,1752	5,7068
Древесина сосны	1,2	4 ± 1	0,051 ± 0,01	-	0,1246	8,0252
		7 ± 0,1	$0,029 \pm 0,004$	0,011 ± 0,007		
Древесина березы	1,2	5 ± 1	$0,036 \pm 0,007$	-	0,0967	10,3436
		$10 \pm 0,5$	$0,\overline{017 \pm 0,002}$	$0,\overline{017 \pm 0,002}$	0,1309	7,6394

## 3.3 Использование оптического метода PIV для исследования структуры потока в факеле пламени. Оценка размеров температурных неоднородностей

Для измерения аэродинамических характеристик турбулентного пламени использован современный бесконтактный (оптический) метод диагностики поток – метод цифровой трассерной визуализации (particle image velocimetry, PIV) [113]. Данный метод является полевым и позволяет измерять распределение мгновенной скорости в выбранном сечении потока, что означает высокую производительность измерений. Принцип метода PIV состоит в следующем. Импульсный лазер создает тонкий световой нож и освещает мелкие взвешенные частицы (трассеры), движущиеся в исследуемом потоке. Положения частиц в момент двух последовательных вспышек лазера регистрируются на два кадра цифровой

камеры. Скорость потока рассчитывается по перемещениям трассеров за время между вспышками лазера. Определение перемещения основано на применении корреляционных методов к трассерным картинам с использованием регулярного разбиения на элементарные подобласти. Варьирование времени задержки между лазерными вспышками позволяет изменять диапазон измеряемых скоростей от доли миллиметра в секунду до сверхзвуковых.

Измерения поля скорости в факеле осуществлялись с использованием PIV-«Полис». Измерительный комплекс включает в системы себя: двойной импульсный Nd: YAG лазер Quantel EverGreen с энергией в импульсе 145 мДж (длина волны 532 нм, частота до 15 Гц, длительность импульса 10 нс), объектив для формирования лазерного ножа, CCD-камеру Видеоскан 4021 с разрешением 2048×2048 пикселей, частотой съемки 1.25 Гц. \_ ДО временем экспозиции – 128 мс, широкоугольный объектив Nikkor 28 mm F/2.8 D (диаметр 52 мм), синхронизирующий процессор, персональный компьютер с программным обеспечением ActualFlow. В качестве трассеров в данной работе, по аналогии с [114], использовались частицы оксида кремния, образующиеся при добавлении небольшого количества силиконового масла в испаряющееся жидкое топливо.

Метод PIV позволяет с одной стороны получить усредненное по времени поле скорости в пламени (рисунок 3.2), а с другой стороны анализ мгновенных фотографий потока в пламени (рисунок 3.3) позволяет произвести оценки размеров областей локальных конвективных завихрений.



Рисунок 3.2 – Характерные поля мгновенной скорости потока в пламени



Рисунок 3.3 – PIV-фотографии потока в пламени

Размер температурных неоднородностей определялся путем покадровой обработки результатов эксперимента. На рисунке 3.4 показан набор мгновенных термограмм при горении дизельного топлива с выделением областей

температурных неоднородностей с инструментами измерений их размеров. Выбирались ярко выраженные температурные неоднородности на термограмме (рисунок 3.4) и при помощи программного обеспечения определялись их размеры. Подробно способы обработки термограмм изложены в работе [91]. Следует температурные неоднородности отметить, что имеют неправильную геометрическую форму, которая постоянно изменяется во времени. Кроме того, термограмма является проекцией на плоскость трехмерного полупрозрачного излучающего объекта. Поэтому выбиралось несколько направлений в которых определение производилось размера рассматриваемой температурной неоднородности. В дальнейшем в качестве характерного размера бралась средняя величина.



Рисунок 3.4 – Мгновенные термограммы пламени горения дизельного топлива

Размеры температурных неоднородностей, полученных при обработке термограмм согласуются с масштабами турбулентности в пламени, полученными по спектрам изменения температуры.

На рисунке 3.5 представлены мгновенные изображения частиц в потоке, полученные методом PIV при горении спирта, где выделены характерные области локализации конвективных завихрений, размер которых в дальнейшем был измерен при помощи программного обеспечения.



Рисунок 3.5 – PIV-фотографии потока в пламени при горении спирта со свободной поверхности

В результате сравнения результатов измерения масштабов турбулентности в пламени было получено удовлетворительное согласование результатов.

В таблице 2 представлены результаты оценки масштабов турбулентности по результатам термографического исследования пламени, где f – характерная частота пульсации температуры в пламени, b – масштаб турбулентности,  $b_{exp}$  – размер температурных неоднородностей на термограммах.

Таблица 2 – Результаты экспериментальных измерений размеров температурных неоднородностей и результатов теоретических расчетов масштабов турбулентности по спектрам изменения температуры

Тип горючего	L, м	$f \pm \Delta f$ , Гц	$b \pm \Delta b$ , м	$b_{exp} \pm \Delta b_{exp}$ , м
Спирт	0,3	$16 \pm 1$	$0.0032 \pm 0.0002$	$0.0033 \pm 0.0015$
Бензин	0,7	$4.8\pm0.8$	$0.025\pm0.005$	$0.024\pm0.004$
		$8.6 \pm 0.5$	$0.014\pm0.001$	$0.015\pm0.003$
Керосин	0,7	$2.5\pm0.1$	$0.157\pm0.006$	$0.019\pm0.005$
		$4.0\pm0.5$	$0.098 \pm 0.014$	$0.012\pm0.004$
Дизельное топливо	0,5	$4.0 \pm 1$	$0.025 \pm 0.0055$	$0.019\pm0.006$

#### 3.4 Оценка числа Re

В данном разделе представлен анализ термографических данных об изменении поля температуры в пламени и режима течения в пламени.

Анализируя термографическое и PIV изображения пламени рисунок 3.6, образующегося при горении бензина, можно сделать вывод, что на разной высоте пламени реализуются разные режимы течения. Эти эффекты должны отражаться в изменении числа Re. Анализ пульсаций температуры в пламени говорит о том, что амплитуда пульсаций температуры напрямую зависит от рассматриваемого участка пламени. Форма и размеры зон температурных неоднородностей на мгновенных термограммах пламени, а также вид PIV-изображений позволяют сделать вывод, что на начальном участке от поверхности жидкого топлива наблюдается течение близкое по своему виду к ламинарному, в котором в дальнейшем в результате протекания окислительных реакций наблюдается образование вихреобразных структур, которые расширяются и в дальнейшем распадаются.



Рисунок 3.6 – Мгновенная (а) и осредненная по времени (b) термограммы, PIVизображение (c) пламени при горении бензина

Если ввести в качестве критерия подобия турбулентное число Рейнольдса:

$$\operatorname{Re}_{t} = \frac{\rho v^{2}}{\mu f} \frac{\langle TT \rangle}{T^{2}},$$

где  $\rho$  – плотность смеси газов в пламени, кг/м<sup>3</sup>; v – скорость факеле пламени, м/с;  $\mu$  – динамическая вязкость смеси газов в пламени, кг/м с; f – характерная частота пульсации температуры в пламени, 1/с; <TT> – пульсация температуры в пламени, К; T – температура в пламени, то факел пламени можно разделить условно на 7 зон с разными значениями Re<sub>t</sub> (рисунок 3.7).



а – Мгновенная термограмма пламени, b – усредненная по времени термограмма пламени, с – PIV-изображение

Рисунок 3.7 – Условное разделение факела пламени, образующегося при горении бензина, на зоны с разными значениями Re<sub>t</sub>.

На рисунках 3.8 – 3.10 представлено разделение факела пламени на области с разными значениями Re<sub>t</sub> для дизельного топлива, керосина и этанола.



а – Мгновенная термограмма пламени, b – усредненная по времени термограмма пламени, с – PIV-изображение

Рисунок 3.8 – Условное разделение факела пламени, образующегося при горении дизельного топлива, на зоны с разными значениями Re<sub>t</sub>



а – мгновенная термограмма пламени, b – усредненная по времени термограмма пламени, с – PIV-изображение

Рисунок 3.9 – Условное разделение факела пламени, образующегося при горении керосина, на зоны с разными значениями Ret



а – Мгновенная термограмма пламени, b – усредненная по времени термограмма пламени

Рисунок 3.10 – Условное разделение факела пламени, образующегося при горении этанола, на зоны с разными значениями Ret

В таблице 3 представлены диапазоны изменения Re<sub>t</sub> для разных участков пламени при горении бензина, керосина, дизельного топлива, этанола, а на рисунке 3.11 приведен вертикальный профиль изменения Re<sub>t</sub> бензина и керосина, приведенный в безразмерных координатах, где h – текущее значение вертикальной координаты, H – максимальное значение вертикальной координаты факела пламени, Re<sub>t</sub> – турбулентное число Рейнольдса. Резкий всплеск Re<sub>t</sub> в области 200 мм на рисунке 3.11-а обусловлен возмущением потока газа в факеле пламени термопарой.

	r								
Вид	Пианазон изменения Ве								
топлива	диапазон изменения ке <sub>t</sub>								
	Область	Область	Область	Область	Область	Область	Область		
	1	2	3	4	5	6	7		
Бензин	2214	3889	3309	2702	2542	1363	1169		
Дизельное	5807	5170	7481	3873	6368	5088	3292		
топливо									
Керосин	5405	5516	4221	1610	1243	1710	1305		
Этанол	562	652	1310	1617	1533	437	333		

Таблица 3 – Диапазоны изменения Ret в пламени




# Рисунок 3.11 – Распределение турбулентного числа Рейнольдса по центральной оси факела пламени

Исходя из полученных значений Re<sub>t</sub> и наблюдаемых термографических и PIV-изображений можно констатировать, что:

1) Область 1 – область где присутствует квазиламинарное течение с искривленными линиями тока, а подъем горючей смеси обусловлен силой Архимеда;

2) Область 2 – область, где происходит первичное смешение с окислителем из внешней среды, характеризуемая зарождением турбулентных структур;

3) Область 3 – область, где происходит основное горение смеси при достижении стехиометрического перемешивания с ростом турбулизации;

4) Область 4 – аналогично области 5, где по мере протекания химических реакций происходит увеличение размеров турбулентных структур;

5) Область 5 – догорание смеси в виде последних стадий многостадийных окислительных реакций (доокисление СО и др. компонент);

6) Область 6 – снижение температуры продуктов горения, связанное с уменьшением скорости тепловыделения. В результате уменьшения скорости тепловыделения ослабляется генерация турбулентности, сопровождающаяся началом диссипативных процессов;

7) Область 7 – область, где происходит диссипация вихревых структур, снижение температуры и торможение потока продуктов горения.

## 3.5 Использование математического моделирования для оценки масштаба турбулентности на примере дизельного топлива

Масштаб турбулентных пульсаций и интенсивность перемешивания, в условиях турбулентности, влияют на форму пламени, скорость сгорания, термодинамические параметры процесса, полноту сгорания и эффективность. Масштаб турбулентности и величины пульсации параметров существенно влияют на механизм горения в турбулентных потоках [34].

### 3.5.1 Описание математической модели

Для математической постановки задачи допустим, что течение в рассматриваемой области является осесимметричным; движение горючей смеси характеризуется наличием областей ламинарного, переходного и полностью турбулентного режима течения; скорость горения в турбулентных диффузионных пламенах определяется как химической кинетикой, так и процессами турбулентного смешения.

Для моделирования поля течения в факеле пламени были использованы двумерные осесимметричные уравнения Рейнольдса (1) – (3), которые представляют из себя уравнение неразрывности (1), и движения (2) – (3), записанные относительно осредненных по времени составляющих скорости: *u*, *v* и давления *p* [115, 116]:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r}{\partial r} = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u^{2}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu_{\text{eff}} \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu_{\text{eff}} r \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - (\rho - \rho_{e})g, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v^{2} r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu_{\text{eff}} r \left( 2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right) \right] - \frac{\mu_{\text{eff}} v}{r^{2}}. \quad (3)$$

Характеристики турбулентности рассчитывались на основе двухпараметрической *k* – *є* модели с использованием [117] с учетом действия сил плавучести [118] и малости чисел Рейнольдса, [119, 120]:

$$\frac{\partial\rho k}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vkr}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} r \frac{\partial k}{\partial r} \right] + G_k + G_\rho - I - \rho\varepsilon , \qquad (4)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v \varepsilon r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_{\varepsilon}} r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] + \left( f_1 G_k - f_2 \rho \varepsilon \right) \frac{\varepsilon}{k} + J , \qquad (5)$$

$$\begin{split} G_{k} &= \mu_{t} \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^{2} + \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right)^{2} + \left( \frac{v}{r} \right)^{2} \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^{2} + \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right)^{2} \right\}, \qquad \qquad G_{\rho} = -\frac{\mu_{t}}{\rho \sigma_{k}} \frac{\partial \rho}{\partial x} g \\ I &= \frac{1}{2} \frac{\mu_{t}}{k} \left[ \left( \frac{\partial k}{\partial x} \right)^{2} + \left( \frac{\partial k}{\partial r} \right)^{2} \right], \\ J &= 2 \frac{\mu \mu_{t}}{\rho} \left\{ \left[ \left( \frac{\partial^{2} u}{\partial x^{2}} \right) + \frac{1}{r^{2}} \left( \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right) \right]^{2} + \left[ \left( \frac{\partial^{2} v}{\partial x^{2}} \right) + \frac{1}{r^{2}} \left( \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right) \right]^{2}, \\ f_{1} &= C_{1\epsilon} (1 + C_{3\epsilon} \text{Ri}_{\text{st}}), \qquad \qquad f_{2} = C_{2\epsilon} (1 - C_{4\epsilon} \exp(-\text{Re}_{t}^{2})). \end{split}$$

Турбулентная вязкость может быть рассчитана с использованием  $k - \varepsilon$  модели турбулентности [117]:

$$\mu_{t} = C_{\mu} f_{\mu} \rho k^{2} \varepsilon^{-1}, \qquad f_{\mu} = \exp\left[-\frac{3.4}{\left(1 + 0.02 \operatorname{Re}_{t}\right)^{2}}\right].$$

Эффективная вязкость ( $\mu_{eff}$ ) определяется как сумма молекулярной ( $\mu$ ) и турбулентной вязкости ( $\mu_t$ ):  $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ .

Стратификационное число Ричардсона, а также турбулентное число Рейнольдса определяются следующим образом:

$$\operatorname{Ri}_{\mathrm{st}} = \frac{G_{\rho}}{G_{k}}, \qquad \qquad \operatorname{Re}_{\mathrm{t}} = \frac{\rho k^{2}}{\mu \varepsilon}.$$

Для входящих в уравнения констант используются следующие значения:  $C_{1s} = 1,44, C_{2s} = 1,92, C_{3s} = 0,8, C_{4s} = 0,3, C_{\mu} = 0,09, \sigma_s = 1,3, \sigma_k = 1.$ 

В настоящей работе рассматривается горение паров дизельного топлива в воздухе. Основную часть углеводородов дизельного топлива составляют жидкие алканы ( $C_nH_{2n+2}$ ) с числом атомов углерода  $5 \le n \le 18$ , поэтому в качестве горючего рассматривался н-декана ( $C_{10}H_{22}$ ). Баланс компонент реакции горения рассчитывался на основании соотношения:

*1 кг горючего* + *s кг окислителя* = (1 + *s*) *кг продукта реакции* + *Q*. В данной работе, в качестве горючего вещества был рассмотрен н-декан.

Для описания конвекции, процессов тепломассообмена и горения помимо уравнения энергии использовались уравнения баланса массы компонентов с учетом протекания в потоке экзотермической реакции [121, 122]:

$$C_{p}\left(\frac{\partial\rho uT}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vrT}{\partial r}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left[\lambda_{eff}\frac{\partial T}{\partial x}\right] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\lambda_{eff}r\frac{\partial T}{\partial r}\right] + Q\Phi, \qquad (6)$$

$$\frac{\partial \rho u M_{fl}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r M_{fl}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho D_{eff} \frac{\partial M_{fl}}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho D_{eff} r \frac{\partial M_{fl}}{\partial r} \right] - 0.5 \frac{W_{fl}}{W_{ox}} \Phi , \qquad (7)$$

$$\frac{\partial \rho u M_{ox}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r M_{ox}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho D_{eff} \frac{\partial M_{ox}}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho D_{eff} r \frac{\partial M_{ox}}{\partial r} \right] - \Phi, \qquad (8)$$

$$\frac{\partial \rho u M_{pr}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r M_{pr}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho D_{eff} \frac{\partial M_{pr}}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho D_{eff} r \frac{\partial M_{pr}}{\partial r} \right] + 0.5 \frac{W_{pr}}{W_{ox}} \Phi , \qquad (9)$$

$$\frac{\partial \rho u M_{in}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r M_{in}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho D_{eff} \frac{\partial M_{in}}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho D_{eff} r \frac{\partial M_{in}}{\partial r} \right], \tag{10}$$

В рамках кинетической модели скорость химической реакции описывается законом Аррениуса [123]: что справедливо для ламинарного режима течения смеси топлива и окислителя:

$$\Phi_{\rm Ar} = z_0 \rho M_{\rm fl}^{\alpha} M_{\rm ox}^{\beta} \exp\left(-\frac{E_{\rm A}}{R_{\rm G}T}\right).$$

Параметры химической реакции приведены в таблице 4 [124].

Топливо	$z_0 \times 10^{-6}$	α	β	$E_{\rm A}/R_{\rm G}\times 10^{-3}$
C <sub>10</sub> H <sub>22</sub>	12	0,25	1,5	15

Таблица 4 – Параметры химической реакции в законе Аррениуса

Для получения более корректных результатов численного моделирования турбулентного горения, в рассматриваемую модель были введены параметры: пульсации концентрации  $\sqrt{\eta} = \sqrt{\langle M'_{\rm fl}M'_{\rm fl} \rangle}$ , температуры  $\sqrt{\theta} = \sqrt{\langle T'T' \rangle}$  и корреляции  $\xi = \langle M'_{\rm fl}T' \rangle$ .

Для определения осредненных значений скорости химической реакции был использован подход, рассмотренный в работе [62]. Конечное соотношение, определяющее осредненную скорость химической реакции, определяется как:

$$\Phi_{t} = \Phi_{Ar} + \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^{2} \Phi_{Ar}}{\partial T^{2}} \theta + \frac{\partial^{2} \Phi_{Ar}}{\partial M_{fl}^{2}} \eta - 2 \frac{\partial^{2} \Phi_{Ar}}{\partial M_{fl} \partial T} \xi \right].$$

Таким образом, скорость химической реакции становится функцией от среднеквадратичных значений пульсаций температуры, концентрации и их корреляции.

Уравнение переноса для введенных пульсационных характеристик запишутся как:

$$C_{p}\left[\frac{\partial\rho u\theta}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vr\theta}{\partial r}\right] = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_{\text{eff}}\frac{\partial\theta}{\partial x}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_{\text{eff}}r\frac{\partial\theta}{\partial r}\right) + 2Q\left[\frac{\partial\Phi_{\text{Ar}}}{\partial T}\theta + \frac{\partial\Phi_{\text{Ar}}}{\partial M_{\text{fl}}}\xi\right] + C_{1\varepsilon}\lambda_{t}\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^{2} + \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)^{2}\right] - C_{2\varepsilon}\operatorname{Pr}_{t}\rho\frac{\varepsilon}{k}\theta,$$
(11)

$$\frac{\partial \rho u \eta}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r \eta}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D_{\text{eff}} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho D_{\text{eff}} r \frac{\partial \eta}{\partial r} \right) + 2 \left[ \frac{\partial \Phi_{\text{Ar}}}{\partial T} \xi + \frac{\partial \Phi_{\text{Ar}}}{\partial M_{\text{fl}}} \eta \right] + C_{1\varepsilon} D_{\text{t}} \left[ \left( \frac{\partial M_{\text{fl}}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial M_{\text{fl}}}{\partial r} \right)^2 \right] - C_{2\varepsilon} \text{Sc}_{\text{t}} \rho \frac{\varepsilon}{k} \eta, \qquad (12)$$

$$\frac{\partial \rho u\xi}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r\xi}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D_{\text{eff}} \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho D_{\text{eff}} r \frac{\partial \xi}{\partial r} \right) + 
+ 2 \left[ Q \frac{\partial \Phi_{\text{Ar}}}{\partial T} \xi + Q \frac{\partial \Phi_{\text{Ar}}}{\partial M_{\text{fl}}} \eta - \frac{\partial \Phi_{\text{Ar}}}{\partial T} \theta - \frac{\partial \Phi_{\text{Ar}}}{\partial M_{\text{fl}}} \xi \right] + 
+ C_{1\varepsilon} D_{\tau} \left[ \left( \frac{\partial M_{\text{fl}}}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial M_{\text{fl}}}{\partial r} \right) \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] - C_{2\varepsilon} \sqrt{\Pr_{\tau} Sc_{\tau}} \rho \frac{\varepsilon}{k} \xi.$$
(13)

Уравнения (11) – (13) были получены с учетом равенства единице эффективного числа Льюиса:  $Le_{eff} = Pr_{eff}/Sc_{eff}$ .

Модель распада вихрей (Eddy Dissipation Model, EDM) разработана для описания турбулентных диффузионных пламен и основана на предположении, что химические реакции очень быстро приводят реагирующую смесь к равновесному состоянию [125]. Таким образом, скорость химической реакции для диффузионных пламен определяется скоростью турбулентного смешения горючего и окислителя. Согласно этой модели для инициации процесса горения достаточно, чтобы горючее и окислитель (обычно воздух) находились в одном контрольном объеме. В рамках этой модели скорость горения определяется следующим выражением:

$$\Phi_{\rm EDM} = B\rho^2 \min[M_{\rm ox}, 2M_{\rm fl}]\frac{\varepsilon}{k}.$$

В качестве критерия, характеризующего режим горения можно использовать турбулентное число Дамкелера:

$$\mathrm{Da} = z_0 \exp\left(-\frac{E_\mathrm{A}}{R_\mathrm{G}T}\right) \frac{k}{\varepsilon}.$$

Если Da  $\leq$  0,5, химическое реагирование определяется аррениусовской кинетикой, при Da > 1– процессами турбулентного смешения, в диапазоне изменения числа Дамкелера 0,5 < Da < 1 необходимо учитывать влияние турбулентных пульсаций на скорость горения [126]. Таким образом, скорость химической реакции  $\Phi$  можно представить в виде:

$$\Phi = \begin{cases} \Phi_{Ar} & Da \leq 0,5 \\ \Phi_{t} & 0,5 < Da \leq 1 \\ \Phi_{EDM} & 1 < Da \end{cases}$$

Уравнение состояния Клапейрона – Менделеева устанавливает связь между температурой, давлением и плотностью горящей смеси может быть представлено в виде:

$$\rho = \frac{p}{RT} \left( \frac{M_{\rm fl}}{W_{\rm fl}} + \frac{M_{\rm ox}}{W_{\rm ox}} + \frac{M_{\rm pr}}{W_{\rm pr}} + \frac{M_{\rm in}}{W_{\rm in}} \right)^{-1}.$$
 (14)

Температурная зависимость молекулярной динамической вязкости рассчитывалась с помощью формулы Сезерленда [125]. Для определения вязкости смеси газов использовалась формула Вилке [125].

Эффективные коэффициенты температуропроводности и диффузии газовой фазы определялись как:

$$\lambda_{\rm eff} = \frac{\mu}{\rm Pr} + \frac{\mu_{\rm t}}{\rm Pr_{\rm t}}, \qquad D_{\rm eff} = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\mu}{\rm Sc} + \frac{\mu_{\rm t}}{\rm Sc_{\rm t}} \right).$$

Для эффективных чисел Прандтля и Шмидта  $Pr_{eff} = C_p \mu_{eff} / \lambda_{eff}$ ,  $Sc_{eff} = \mu_{eff} / (\rho D_{eff})$  используется оценка  $Pr_{eff} = 0,7$ ,  $Sc_{eff} = 0,7$ .

#### 3.5.2 Методика решения

Уравнения (1) – (13) были решены численно с использованием метода конечного объема [127]. В соответствии с этим методом, расчетную область течения разбивают на контрольные объемы, которые в свою очередь содержат узлы конечноразностной сетки, а после интегрируют по ним полученные дифференциальные уравнения [128 – 131].

Численное решение проводилось с использованием шахматной сетки, причем узлы для осевой и радиальной составляющих скорости располагались в середине граней контрольных объемов для скалярных величин [132]. Размеры расчетной сетки составляли 2000 узлов в осевом направлении и 1700 узлов в радиальном направлении. Вблизи стенок, а также в областях с большими градиентами скорости и концентрации, проводилось сгущение сетки.

В качестве граничных условий были использованы следующие соотношения:

На верхней свободной границе:  $p = p_0; v_i = 0; \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0;$  $\frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial M_i}{\partial x} = 0;$  На боковой свободной поверхности:  $p = p_0; u = 0; k = 0; \varepsilon = 0; \theta = 0; \eta = 0_0;$  $\xi = 0; T = T_0; M_{ox} = 0.2; M_{in} = 0.8; M_{pr} = 0; M_{ff} = 0; \theta = 0; \eta = 0_0;$ 

Ha оси симметрии:  $\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\partial \eta}{\partial r} = \frac{\partial \xi}{\partial r} = \frac{\partial M_i}{\partial x} = 0, v = 0;;$ 

На нижней границе (твердая стенка):  $u = 0; v = 0; \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial M_i}{\partial x} = 0; для k, \varepsilon, \eta, \xi, \theta$ использовались пристеночные функции.

На нижней границе (область поступления горючего вещества):  $u = u_{in}$ ;  $v = 0; T = T_{ign}; M_{fi} = 1; M_{in} = M_{ox} = M_{pr} = 0; \varepsilon = \varepsilon_{in}; k = u_{in}^2 T u; T u = 0.1; \theta = \theta_{in}; \eta = \eta_{in}; \xi = \xi_{in}.$ 

Решение уравнения неразрывности производилось с помощью алгоритма SIMPLEC [133]. Считалось, что сходимость итераций достигнута, если среднеквадратичная невязка для всех переменных не превышала 1%.

Для оценки точности вычислений была выполнена серия расчетов на последовательностях сгущающихся сеток. Результаты тестирования показали, что уменьшение шага базовой сетки в 2 раза по осевой и радиальной координатам приводит к изменению значений основных переменных не более, чем на 1 %.

# 3.6 Сравнительный анализ экспериментального метода с результатами математического моделирования для оценки масштаба турбулентности

Основным характерным движением газа в потоке является подъем горючей смеси и продуктов сгорания и вызванные этим подъемом радиальные движения воздушных масс, приводящие к формированию восходящей свободновынужденной конвективной струи (рисунок 3.12).



Рисунок 3.12 – Линии тока

Всю область течения можно условно разделить на три участка: начальный, основной и инерционный. Начальный участок характеризуется наличием ядра скоростей. При ЭТОМ интенсивность постоянных радиального течения мощностью теплового источника. В определяется результате вязкого взаимодействия потоков и диффузионного перемешивания на начальном участке образуется пограничный слой, в котором скорость течения вдоль оси струи меньше скорости в ядре. По мере подъема струя газа все больше разбавляется воздухом, ее поперечное сечение увеличивается, ядро постоянных скоростей сужается. На некоторой высоте граница слоя смешения достигает оси потока, ядро постоянных скоростей исчезает. Дальше струя газа перемешивается с воздухом по всему сечению.

Течение на основном участке характеризуется преобладающим воздействием выталкивающей силы, принимающей наибольшие значения в зоне горения. В результате этого происходит увеличение скорости в струе (рисунок 3.13).



На инерционном участке течения по мере догорания горючих газов и смешения с окружающим воздухом температура в струе уменьшается. Роль выталкивающей силы становится пренебрежимо малой. Течение происходит по инерции, постепенно замедляясь в результате действия силы вязкости. Воздушные массы, составляющие факел, перемешиваются с окружающей средой, что приводит к дополнительному снижению скорости в струе и ее расширению. Стационарный факел постепенно рассеивается и прекращает свое существование.

Структура и длина факела при прочих равных условиях зависят от режима потока. Различают ламинарный и турбулентный газовые факелы. Ламинарный факел существует при небольших скоростях газового потока (Re < 2300). При Re > 2300 факел становится турбулентным. Турбулентность в потоке можно характеризовать с помощью масштаба турбулентности *l*.

На рисунке 3.14 показаны изолинии масштаба турбулентности в факеле (а) и мгновенная термограмма факела пламени с выделенными зонами температурной неоднородности (b). Как видно из рисунка ламинарный режим сохраняется только на начальном участке течения. Пульсации и возмущения, если они существуют, малы по сравнению с параметрами осредненного течения. По мере подъема газовых масс в потоке нарастает неустойчивость, обусловленная

совместным воздействием выталкивающей силы, приводящей к ускорению течения, а также силы вязкости, создающей на внешней границе конвективной струи зоны с высокими значениями градиента скорости. Анализ полученных результатов показывает, что основной вклад в турбулизацию течения вносят процессы взаимодействия восходящей струи с окружающими воздушными массами. Именно в зоне пограничного слоя возникают наибольшие сдвиговые напряжения, приводящие к генерации турбулентных пульсаций. На основном участке область турбулизированного течения, возникшая на границе струи распространяется к ее оси, а также захватывает примыкающие к струе воздушные массы, которые вовлечены в движение в результате действия вязких сил. Интенсивность турбулентности на основном участке течения увеличивается с высотой. На инерционном участке течения скорость потока уменьшается, при этом вследствие процессов обмена импульсом и массы радиальное распределение осевой скорости становится более равномерным. Это приводит к уменьшению турбулентных возмущений и реламинаризации течения. Сравнивая изолинии масштабов турбулентности (рисунок 3.14-а) co значениями b и b<sub>exp</sub>, приведенными в таблице 3.2 можно сделать вывод о том, что для оценок масштабов турбулентности В реальных пламенах хорошей можно с достоверностью применять методику [91].

83



Рисунок 3.14 – Масштаб турбулентности в факеле C<sub>10</sub>H<sub>22</sub> в результате численного моделирования (а), термограмма мгновенного распределения температурных неоднородностей в факеле пламени (b)

Подобно полю скоростей изменяется поле концентраций газа в струе. Известно, что горение возможно только в области концентраций, ограниченной нижним и верхним концентрационными пределами распространения пламени. По мере смешения в поперечном сечении струи концентрация газа уменьшается от максимального значения на оси потока до нуля на его границе. В структуре факела можно выделить три характерные поверхности равных концентраций, соответствующих нижнему концентрационному пределу, стехиометрической И верхнему концентрационному пределу. Реакция горения смеси имеет максимальную скорость на поверхности контура стехиометрических концентраций горючего. На этой же поверхности наблюдаются максимальные значения скорости распространения и температуры пламени. Скорость реакции горения предельных смесей (при концентрации горючего газа равной нижнему

или верхнему пределу) меньше, чем стехиометрических. Соответственно скорость распространения и температура пламени ниже.

Горение газа происходит в узкой зоне, называемой фронтом горения. Этот фронт представляет собой поверхность раздела между свежей газовоздушной смесью и продуктами сгорания. Площадь поверхности кинетического фронта горения определяется скоростью химических реакций. В случае диффузионного сжигания газа образуется диффузионный фронт горения, который является поверхностью раздела между продуктами сгорания и смесью газа с продуктами сгорания, диффундирующими навстречу потоку газа. Площадь поверхности этого фронта определяется скоростью смешивания газа с окислителем. Из теории горения известно, что в движущемся потоке газа пламя стабилизируется, если скорость потока равна нормальной скорости распространения пламени.

Распространение турбулентной струи в факеле пламени основано не только увеличением слоя смешения вверх по потоку, но и неравномерностью осевой скорости. Исходя из этого, на некотором участке факела пламени есть область, в которой скорость течения газообразных продуктов не превосходит нормальную скорость распространения пламени. Она играет важную роль в стабилизации пламени и носит название –поджигающее кольцо [125]. От него процесс горения переходит в нижележащую область потока. За счет перехода горения от внешних слоев факела пламени к внутренним, и одновременном вертикальном движении продуктов, формируется факел конусообразной формы, который можно явно увидеть на рисунке 3.15 Количественное сопоставление данных, представленных на рисунке 3.15 показывают расхождение, не превышающее 50 °C в центральной части факела пламени.



а – результаты математического моделирования (изотермы в факеле C<sub>10</sub>H<sub>22</sub>),
 b – осредненная по времени термограмма

Рисунках 3.15 – Распределение средних температур в пламени и в его окрестности

Горение в турбулентных диффузионных пламенах определяется не только химической кинетикой, но и процессами турбулентного перемешивания. В турбулентных потоках механизм горения зависит от величин турбулентных пульсаций и характерного масштаба турбулентности потока [125].

В условиях того, что линейный масштаб турбулентности достаточно мал по сравнению с толщиной ламинарного пламени, а турбулентные пульсации малы по сравнению со скоростью распространения ламинарного пламени:  $u' < S_i$ , то процесс горения реализуется в режиме объемного горения [35].

На рисунке 3.16 показаны изолинии среднеквадратичных значений пульсаций температуры в потоке. На начальном участке течения вблизи «поджигающего кольца» величина турбулентных пульсаций температуры достигает максимальных значений. Генерация турбулентных пульсаций в этой

зоне связана, главным образом, со значительными градиентами температуры на границе диффузионного пламени. Однако развитая турбулентность на этом участке течения еще не сформировалась, и сжигание газов идет в режиме ламинарного горения с искривленным фронтом пламени.



Рисунок 3.16 – Среднеквадратичные значения пульсации температуры в  $\prescript{pakene} C_{10}H_{22}$ 

Вверх по потоку интенсивность турбулентных пульсаций немного уменьшается. На внешней границе струи при ее движении возникают турбулентные моли горючего масштаба Тейлора. Эти моли смешиваются с кислородом окружающей среды, после чего происходит их выгорание в режиме микрообъемного горения.

По мере подъема струи вследствие процессов турбулентного перемешивания и интенсификации турбулентности происходит каскадный процесс распада турбулентных молей, приводящий к формированию вихрей, размеры которых соответствуют масштабу Колмогорова. В этой зоне основным фактором, определяющим режим горения, является процесс распада турбулентных вихрей.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения диссертационного исследования были получены следующие основные выводы:

1. Дано обоснование выбора спектрального интервала лля термографических исследований процессов горения в средневолновом ИКдиапазоне. Для регистрации полей температуры в пламени следует применять узкополосные фильтры с полосой пропускания в спектральном интервале 2,5–3,2 объектов регистрации экранированных пламенем наиболее МКМ, для предпочтительно использование узкополосных фильтров с полосой пропускания в диапазоне длин волн 3,3–4,0 мкм. Применение спектральных интервалов в диапазоне длин волн 4,0-5,0 мкм не рекомендуется для регистрации полей температуры в пламени, т.к. калиброванные по излучению АЧТ приборы приведут к некорректным результатам измерения и нефизичным значениям коэффициента излучения больше 1. Для применения этого спектрального диапазона необходимо отдельно калибровать приборы не по излучению АЧТ, а по излучению маркерных газов, что представляет отдельную самостоятельную задачу.

2. Показано, что процесс диффузионного горения жидких углеводородных топлив на свободной поверхности и твердых растительных горючих материалов носит цикличный характер, а появляющиеся в спектре пульсации температуры частотные максимумы связаны с этой цикличностью И перемещением неоднородностей, турбулентным температурных которые соответствуют структурам в поле гидродинамических параметров. Воздействие на пламя гармоническими пульсациями давления С частотами, соответствующими максимумам в спектре пульсации температуры, частотным приводит к интенсификации горения.

3. В результате сравнения экспериментальных и теоретических оценок масштабов турбулентности в пламени получено, что между температурными неоднородностями в «мгновенном» поле температуры в пламени и

турбулентными структурами в поле скоростей существует взаимосвязь и согласование геометрических размеров.

4. Разработан способ оценки размеров крупных турбулентных структур в пламени по спектру пульсации температур. Установлено распределение числа Re<sub>t</sub> в факеле пламени на основе экспериментальных данных, полученных с помощью ИК-термографии.

#### Перспективы дальнейшей разработки темы исследования.

В области экспериментального исследования процессов горения возможно расширение спектра анализируемых горючих материалов. Проведение на базе Института теплофизики СО РАН трехмерного PIV-исследования и трехмерной ИК-термографии пламени с применением алгоритмов, аналогичных томографии, для уточнения данных, полученных в представленной диссертационной работе. Разработка математических моделей диффузионного горения исследуемых топлив, с учетом радиационного теплообмена и воздействием пульсаций давления различной амплитуды в широком диапазоне частот. Разработка алгоритмов обработки и анализа данных, полученных в результате использования ИКтермографии.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rankin B. A. Quantitative model-based imaging of mid-infrared radiation from a turbulent nonpremixed jet flame and plume / B. A. Rankin, M. Ihme, J. P. Gore // Combustion and Flame. – 2015. – Vol. 162. – P. 1275–1283.

2. Radiation intensity imaging measurements of methane and dimethyl ether turbulent nonpremixed and partially premixed jet flames / B. A. Rankin [et al.] // Combustion and Flame. – 2014. – Vol. 161. – P. 2849–2859.

3. Radiative emissions measurements from a buoyant turbulent line flame under oxidizer-dilution quenching conditions / J. P. White [et al.] // Fire Safety Journal. – 2015. – Vol. 176. – P. 74–84.

4. The investigation of CO<sub>2</sub> effect on the characteristics of a methane diffusion flame / H. Mortazavi [et al.] // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2018. – Vol. 92. – P. 97–102.

5. Госсорг Ж. Инфракрасная термография / Ж. Госсорг. – М. : Мир, 1988. – 416 с.

6. Вавилов В. П. Инфракрасная термография и тепловой контроль / В. П. Вавилов. – М.: ИД Спектр, 2009. – 544 с.

7. Differentiating the roles of IR measurement and simulation for power and temperature-aware design performance analysis of systems and software [Electronic resource] / K. Skadron [et al.] // Institute of Electrical and Electronics Engineers International Symposium Digital. Boston, USA. April 26–28, 2009. – Boston, 2009. – P. 1–10. – URL: https://ieeexplore.ieee.org/document/4919633/footnotes#footnotes (access date: 01.10.2018).

8. Santoni P-A. On the use of an infra-red camera for the measurement of temperature in fires of vegetative fuels [Electronic resource] / P-A. Santoni, J.-H. Balbi, F. Rinieri // Quantitative InfraRed Thermography. 8th conference. Padova, Italy. June 28–30, 2006 – Padova, 2006. – P. 1–10 – URL: http://qirt.gel.ulaval.ca/archives/qirt2006/papers/011.pdf (access date: 17.01.2018).

9. On the emission of the radiation by flames and corresponding absorption by vegetation in forest fires [Electronic resource] / P. Boulet [et al.] // Fire Safety Journal. – 2011. – Vol. 46, is. 1-2. – P. 21–26. – URL: https://www.sciencedirect. com/science/article/pii/S0379711210000251 (access date: 22.05.2017).

10. Saito K. Measurements of Pool-Fire Temperature Using IR Technique / K. Saito, C. Qian // Combustion Fundamentals and Applications, Joint Technical Meeting Proceedings. San Antonio, TX. April 23–26, 1995. – San Antonio, 1995. – P. 81–86.

11. Гришин А. М. Математическое моделирование лесных пожаров и новые методы борьбы с ними / А. М. Гришин. – Новосибирск : Наука, 1992. – 404 с.

12. Гришин А. М. Моделирование и прогноз катастроф : в 3 ч. / А. М. Гришин. – Томск : Изд-во Том. гос. ун-та, 2003. – Ч. 1. – 524 с.

13. Temperature measurements on the surface of a sampling probe in a flame [Electronic resource] / A. M. Dmitriev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – Vol. 1105. – P. 1–6. – URL: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1105/1/012040 (access date: 17.01.2019).

14. Flame thermography during diesel fuel combustion in the vaporizing burner
[Electronic resource] / E. P. Kopyev [et al.] // Journal of Physics: Conf. Series. – 2018.
– Vol. 1128. – P. 1–6. – URL: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1128/1/012067 (access date: 17.01.2019).

15. Investigation by contact and non-contact method of fire-hazardous characteristics of some building materials on the basis of wood [Electronic resource] / D. P. Kasymov [et al.] // Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – Vol. 1129. – P. 1–6. – URL: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1129/1/012017/meta (access date: 25.02.2019).

16. Determination of smoldering time and thermal characteristics of firebrands under laboratory conditions [Electronic resource] / V. Fateev [et al.] // Fire safety journal. – 2017. – Vol. 91. – P. 791–799. URL: https://www.sciencedirect.com/ science/article/pii/S037971121730125X (access date: 17.01.2019).

17. Гришин А. М. Моделирование и прогноз катастроф : в 3 ч. / А. М. Гришин. – Кемерово: Практика, 2005. – Ч. 2. – 560 с.

18. Гришин А. М. Моделирование и прогноз катастроф : в 3 ч. / А. М. Гришин, С. В. Петрин, Л. С. Петрина. – Томск : Изд-во Том. гос. ун-та, 2006. – Ч. 3. – 575 с.

19. Спектры излучения при горении лесных материалов / А. М. Гришин [и др.] // Лесные и степные пожары: возникновение, распространение тушение и экологические последствия : материалы междунар. конф. Иркутск, 25–29 сентября 2001 г. – Иркутск, 2001. – С. 58–62.

20. Лобода Е. Л. Влияние коэффициента излучения пламени на измерение температур ИК - методами при горении лесных и степных горючих материалов при различном влагосодержании. Частотный анализ изменения температуры / Е. Л. Лобода, В. В. Рейно // Оптика атмосферы и океана. – 2011. – № 11. – С. 1002–1006.

21. Шерстобитов М. В. Влияние коэффициента излучения пламён и выбор спектрального диапазона при регистрации ИК-изображений очагов горения / М. В. Шерстобитов, В. В. Рейно // Математическое моделирование опасных природных явлений и катастроф : материалы 7-й междунар. конф. Томск, 30 июня – 4 июля, 2008 г. – Томск, 2008. – С. 97–98.

22. Лобода Е. Л. Физическое и математическое моделирование природных пожаров и применение методов инфракрасной диагностики для их исследования: дис. ... д-ра физ. мат. наук : 01.02.05 / Лобода Егор Леонидович. – Томск, 2012. – 287 с.

23. Хинце И. О. Турбулентность: ее механизм и теория / И.О. Хинце ; ред. Г.Н. Абрамович ; пер. О. В. Яковлевский. – М. : Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. – 680 с.

24. Льюис Б. Горение, пламя и взрывы в газах / Б. Льюис, Г. Эльбе. – М. : Иностранная лит. – 1948. – 448 с.

25. Рейнольдс А. Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях / А. Дж. Рейнольдс ; пер. с англ. И. А. Шеренкова, А. П. Нетюхайло – М. : Энергия, 1979. – 408 с.

26. Брэдшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение / П. Брэдшоу. – М. : Мир, 1974. – 279 с.

27. Пятницкий Л. Н. Уравнение Навье-Стокса и турбулентные пульсации / Л. Н. Пятницкий. – М. : Граница, 2006. – 185 с.

28. Волков К. Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений / К. Н. Волков, В. Н. Емельянов. – М. : Физматлит. – 2008. – 368 с.

29. Руди Ю. А. Математическое моделирование горения внутренних закрученных потоков и формирования огненных смерчей : дис. ... канд. физ.- мат. наук : 01.02.05 / Руди Юрий Анатольевич. – Томск, 2009. – 164 с.

30. Зельдович Я. Б. Математическая теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович [и др.]. – М. : Наука, 1980. – 478 с.

31. Anufriev I. S. IR thermography of flame during combustion of off-grade liquid hydrocarbons in a superheated steam jet [Electronic resource] / I. S. Anufriev, M. V. Agafontsev, E. L. Loboda // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – Vol. 1105. – P. 1–7. – URL: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1105/1/012033/pdf (access date: 14.10.2019).

32. Термографические исследования температуры поверхности микрозонда при атмосферном и повышенном давлении [Электронный ресурс] / А. М. Дмитриев [и др.] // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы. Конференция С : материалы XXIV Международного симпозиума. Томск, 2–5 июля 2018 г. – Томск, 2018. – С. 272–275. – URL: https://symp.iao.ru/ru/aoo/24/i1 (дата обращения: 14.10.2019).

33. Townsend A. A. Equilibrium layers and wall turbulence // Journal of Fluid Mechanics. – 1961. – V. 11. – P. 97–120.

34. Warnatz J. Combustion / J. Warnatz, U. Maas, R. W. Dibble. – Berlin: Springer, 1999. – 300 p.

35. Shelkin K. I. Influence of tube non-uniformities on the detonation ignition and propagation in gases // Exp. Theor. Phys. – 1940. – Vol. 10. – P. 823–827.

36. Damkolhler G. Der einfiuss der turbulenz auf die flammengeschwindigkeit in gasgemischen // Zs. Elektrochem. – 1940. – Vol. 46, is. 11. – P. 601–626.

37. Libby P. Turbulent Reacting Flows / P. Libby, F. A. Williams // Academic Press Inc. – 1994. – Vol. 44. – P. 1–43.

38. Spalding D. B. Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames // Thirteenth Symposium (International) on Combustion. Utah, USA. August 23–29, 1970. – Utah, 1971. – Vol. 13, is. 1. – P. 649–657.

39. Gran I. R. Influence of Turbulence Modeling on Predictions of Turbulent Combustion / I. R. Gran, I. S. Ertesvag, B. F. Magnussen // American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal. – Vol. 35, is. 1. – P. 106–110.

40. A swirling jet with vortex breakdown: three-dimensional coherent structures /
S. V. Alekseenko [et al.] // Thermophysics and Aeromechanics. – 2016. – Vol. 23, is. 2.
– P. 301–304.

41. Analyzing the aerodynamic structure of swirl flow in vortex burner models /
E. S. Gesheva [et al.] // Thermal Engineering. – 2014. – Vol. 61, is. 9. – P. 649–657.

42. Исследование стационарных вихревых структур в модельной камере сгорания / Е. С. Анохина [и др.] // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Сер. Физика. – 2012. – Т. 7, № 2. – С. 56–65.

43. Алексеенко С. В. Диагностика неустойчивости вихревого течения в модельном горелочном устройстве / С. В. Алексеенко, Э. К. Фернандес, С. И. Шторк // Науч. вестн. Новосиб. гос. техн. ун-та. – 2011. – Т. 44, № 3. – С. 61–68.

44. Алексеенко С. В. Исследование вихревых структур в модельной вихревой камере / С. В. Алексеенко, Д. А. Дектерев, С. И. Шторк // Теплофизические основы энергетических технологий : сб. науч. тр. II Всероссийской научно-практической конференции с международным участием, Томск, 24 – 26 июня 2010. – Томск, 2010. – С. 58–62.

45. О влиянии крупномасштабных вихревых структур на форму пламени в потоке закрученной струи / Л. М. Чикишев [и др.] // Горение и взрыв. – 2018. – Т. 11, № 2. – С. 31–39.

46. Шараборин Д. К. Структура стратифицированного турбулентного потока закрученной струи с горением / Д. К. Шараборин, В. М. Дулин, Д. М. Маркович // Горение и взрыв. – 2017. – Т. 10, № 1. – С. 39–44.

47. Маркович Д. М. Горение в газовом факеле. Диагностика гидродинамических мод и управление потоком / Д. М. Маркович, В. М. Дулин // Горение и взрыв. – 2016. – Т. 9, № 2. – С. 31–41.

48. Применение метода анемометрии по изображениям частиц для исследования неоднородного поля скорости сверхзвукового потока / Ю.Х. Ганиев [и др.] // XXVI научно-техническая конференция по аэродинамике : сб. науч. труд., пос. Володарского, 26 – 27 февраля 2015 г. – Володарского, 2015. – С. 87–88.

49. Применение метода DMD для определения мод глобальной неустойчивости в сильнозакрученном пламени / С. С. Абдуракипов [и др.] // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. – 2013. – Т. 12, № 1. – С. 346–352.

50. Перминов В. А. Математическое моделирование инициирования верховых лесных пожаров в трехмерной постановке / В. А. Перминов,
А. М. Гудов // Вестн. Кемеровского гос. ун-та. – 2015. – Т.61, № 1. – С. 18–24.

51. Перминов В. А. Численное решение задачи о возникновении верхового лесного пожара в трехмерной постановке // Вестн. Том. гос. ун-та. Управление, вычислительная техника и информатика. – 2009. – Т. 6, № 1. – С. 41–48.

52. Перминов В. А. Математическое моделирование распространения плоского фронта лесного пожара // Вычислительные технологии. – 2006. – Т. 11, № S3. – С. 109–116.

53. Доррер Г. А. Моделирование природных пожаров и процессов борьбы с ними / Г. А. Доррер, П. С. Шаталов // Информационные технологии в науке, образовании и управлении : материалы XLIV международной конференции, под редакцией проф. Е. Л. Глориозова. Гурзуф, 22 мая – 01 июня 2015 г. – Гурзуф, 2015. – С. 295–307.

54. Вдовенко М. С. Параллельные алгоритмы моделирования процессов распространения лесных пожаров на основе математических моделей различных типов / М. С. Вдовенко, Г. А. Доррер, П. С. Шаталов // Вычислительные технологии. – 2013. – Т. 18, № 1. – С. 3–14.

55. Берестенькова М. В. Моделирование взаимодействия природных пожаров и объектов защиты / М. В. Берестенькова, Г. А. Доррер, В. С. Коморовский // Хвойные бореальной зоны. – 2012. – Т. 30, № 5-6. – С. 103–106.

56. Самсонов Е. В. Численное моделирование гидродинамики "поющего" пламени / Е. В. Самсонов, В. В. Афанасьев // Наука. творчество. Информация : материалы XXXIII науч. студ. конф. Омск, 23–25 мая 2018 г. – Омск, 1999. – С. 104.

57. Афанасьев В. В. О различных механизмах возбуждения поющего пламени / В. В. Афанасьев, С. В. Ильин, Н. И. Кидин // Вестн. Чувашского ун-та. – 2005. – № 2. – С. 219–226.

58. Афанасьев В. В. О механизме возбуждения поющего пламени на гомогенной смеси / В. В. Афанасьев, С. В. Ильин, Н. И. Кидин // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38, № 4. – С. 14–24.

59. Влияние акустических колебаний на круглые струи, сформированные в криволинейном канале / М. В. Литвиненко [и др.] // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2015. – Т. 10, № 2. – С. 67–72.

60. Влияние акустических колебаний на диффузионное горение пропана в микро-струях / Ю. А. Литвиненко [и др.] // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. – 2013. – Т. 12, № 1. – С. 36–41.

61. Lilleheie N. I. Numerical calculations of turbulent diffusion flames with full chemical kinetics / N. I. Lilleheie, S. Byggstoyl, B. F. Magnussen // Task Leaders Meeting. IEA. Amalfi, Italy. September 11–16, 1988 г. – Amalfi, 1988. – P. 3–5.

62. Finite rate chemistry and presumed PDF models for premixed turbulent combustion / K. N. C. Bray [et al.] // Combustion and Flame. – 2006. – Vol. 146. – P. 665–673.

63. Давыдов Б. И. К статической динамике несжимаемой турбулентной жидкости // Докл. АН СССР. – 1961. – Т. 136, № 1. – С. 47–51.

64. Исследование влияния закрутки спутного высокоскоростного потока воздуха на геометрические параметры алюминиево-воздушного факела /
А. Г. Егоров [и др.] // Химическая физика. – 2014. – Т. 33, № 10. – С. 58–61.

65. Численное моделирование аэродинамики и горения газовзвеси в канале с внезапным расширением / В. А. Архипов [и др.] // Физика горения и взрыва. – 2010. – Т. 46, № 6. – С. 39–48.

66. Thermal infrared emission-transmission measurements in flames from a cylindrical forest fuel burner / J. Dupuy [et al.] // International Journal of Wildland Fire. – 2007. – Vol. 16, is. 3. – P. 324–340.

67. Loboda E. L. The Use of Infrared Thermography to Study the Optical Characteristics of Flames from Burning Vegetation / E. L. Loboda, V. V. Reyno, V. P. Vavilov // Infrared Physics and Technology. – 2014. – Vol. 67. – P. 566–573.

68. Исследование структуры закрученного потока в модели вихревой камеры сгорания методом лазерной доплеровской анемометрии / И. С. Ануфриев [и др.] // Письма в журнал технической физики. – 2012. – Т. 38, № 24. – С. 39–45.

69. Сажепаровой режим горения жидких углеводородов: распределение скорости в факеле горелки / С. В. Алексеенко [и др.] // Теплофизика и аэромеханика. – 2014. – Т. 21, № 3. – С. 411–414.

70. Anufriev I. S. Study of flame characteristics during liquid hydrocarbons combustion with steam gasification [Electronic resource] / I. S. Anufriev, E. P. Kopyev, E. L. Loboda // Proc. SPIE. – 2014. – Vol. 9292. – P. 1–6. – URL: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/9292/929226/Study-of-flame-characteristics-during-liquid-hydrocarbons-combustion-with-steam/10.1117/ 12.2086623.short?SSO=1 (access date: 06.11.2017).

71. Kairuki J. Measurements in turbulent premixed bluff body flames close to blow-off / J. Kairuki, J. R. Dawson, E. Mastorakos // Combustion and Flame. – 2012. – Vol. 159. – P. 2589–2607.

72. Лобода Е. Л. Применение термографии при исследовании процессов горения [Электронный ресурс] / Е. Л. Лобода, В. В. Рейно, М. В. Агафонцев. – Томск : Изд-во Том. гос. ун-та, 2016. – Электрон. версия печат. публ. – URL: http://vital.lib.tsu.ru/vital/access/manager/Repository/vtls:000550821 (дата обращения: 22.05.2017).

73. Агафонцев М. В. Экспериментальное исследование спектров изменения температуры горения некоторых горючих материалов с помощью ИКдиагностики в узких спектральных интервалах / М. В. Агафонцев, Е. Л. Лобода, В. В. Рейно // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. – 2015. – Т. 326, № 5. – С. 22–27.

74. Justification of choice of the spectral range for the study of combustion processes with the use of thermography in the middle IR range [Electronic resource] / M. V. Agafontsev [et al.] // Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering. – 2015. – Vol. 9680. – P. 1–7. – URL: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/9680/96803H/ Justification-of-choice-of-the-spectral-range-for-the-study/10.1117/12.2205469.full (access date: 14.10.1019).

75. О выборе спектрального интервала при исследовании полей температуры в пламени с помощью тепловизора / М. В. Агафонцев [и др.] // Электроэнергетика глазами молодежи : научные труды V Международной научно-технической конференции. Томск, 10–14 ноября 2014 г. – Томск, 2014. – Т. 2. – С. 422–426.

76. Агафонцев М. В. Применение узкополосных оптических фильтров в термографии для исследования излучения продуктов горения в среднем ИК – диапазоне [Электронный ресурс] / М. В. Агафонцев, Е. Л. Лобода, В. В. Рейно // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы. Конференция С. Исследование атмосферы и океана оптическими методами : труды XXI Международного

симпозиума. Томск, 22–26 июня 2015 г. – Томск, 2015. – С. 10–14. – URL: https://symp.iao.ru/ru/aoo/21/proceedings (дата обращения: 14.10.2019).

77. Лобода Е. Л. Выбор спектрального интервала для измерения полей температуры в пламени и регистрации экранированных пламенем высокотемпературных объектов с применением методов ИК-диагностики / Е. Л. Лобода, М. В. Агафонцев, В. В. Рейно // Изв. высш. учеб. заведений. Физика. – 2015. – Т. 58, № 2. – С. 124–128.

78. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018660618 «Тетр Spectrum-v.l. Вычисление спектра изменения температуры в факеле пламени по данным, полученным при помощи инфракрасной камеры JADE J530SBмоугольной полости» / Агафонцев М. В. (RU), Касымов Д. П. (RU), Рейно В. В. (RU), Лобода Е. Л. (RU); правообладатель федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет» (RU). Заявка № 2018617385, заявл. 18.07.2018, дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 28.08.2019. – 1 с.

79. Лобода Е. Л. Экспериментальное исследование спектров изменения температуры при горении различных горючих материалов с применением методов ИК-диагностики в различных спектральных диапазонах / Е.Л. Лобода, В. В. Рейно, М. В. Агафонцев // Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики : материалы III Всерос. молодежная науч. конф. Томск, 27–29 ноября 2013 г. – Томск, 2014. – С. 217–221.

80. Агафонцев М. В. Экспериментальное исследование спектров изменения температуры при горении различных горючих материалов с применением методов ИК-диагностики в различных спектральных диапазонах / М. В. Агафонцев, Е. Л. Лобода, В. В. Рейно // Электроэнергетика глазами молодежи : научные труды V Международной научно-технической конференции. Томск, 10–14 ноября 2014 г. – Томск, 2014. – Т. 2. – С. 417–421.

81. Об особенностях применения термографии для исследования полей температуры в пламени / М. В. Агафонцев [и др.] // Актуальные проблемы

современной механики сплошных сред и небесной механики : Международная молодежная научная конференция. Томск, 17–19 ноября 2014 г. – Томск, 2015. – С. 151–154.

82. Агафонцев М. В. Экспериментальное исследование полей температуры в пламени с применением методов ИК-диагностики / М. В. Агафонцев, Е. Л. Лобода // МНСК-2015, Физика сплошных сред : материалы 53-й Международной научной студенческой конференции. Новосибирск, 11–17 апреля 2015 г. – Новосибирск, 2015. – С. 24.

83. Агафонцев М. В. Исследование полей температуры в пламени с применением методов ИК-диагностики / М. В. Агафонцев, Е. Л. Лобода // Все грани математики и механики : сборник тезисов научной конференции. Томск, 24–30 апреля 2015 г. – Томск, 2015. – С. 31–35.

84. Экспериментальное исследование характеристик пламени при горении некоторых жидких углеводородов [Электронный ресурс] / Е. Л. Лобода [и др.] // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы. Конференция В : материалы XXIII Международного симпозиума. Иркутск, 3–7 июля 2017 г. – Томск, 2017. – С. 108–112. – URL: https://symp.iao.ru/ru/aoo/23/proceedings (дата обращения: 14.10.2019).

85. О влиянии звуковых волн на процессы горения / А. В. Ильюшонок [и др.]
// Вестник Университета гражданской защиты МЧС Беларуси. – 2017. – Т. 1, № 1. – С. 26–34.

86. Кривокорытов М. С. Влияние акустических колебаний на диффузионное горение метана / М. С. Кривокорытов, В. В. Голуб, В. В. Володин // Письма в Журнал технической физики. – 2012. – Т. 38, № 10. – С. 57–63.

87. Воздействие акустического поля на развитие пламени и переход в детонацию / В. В. Голуб [и др.] // Теплофизика высоких температур. – 2010. – Т. 6, № 48. – С. 901–907.

88. Влияние отраженных акустических возмущений на ускорение фронта пламени / В. В. Володин [и др.] // Письма в журнал технической физики. – 2015. – Т. 41, № 21. – С. 60–65.

89. Влияние акустических волн на зону воспламенения и переход горения в детонацию: эксперимент и расчет / В. В. Голуб [и др.] // Теплофизика высоких температур. – 2009. – Т. 2, № 47. – С. 315–316.

90. DARPA: Instant flame suppression. P. 1–23 [Electronic resource] / Harvard University. – The electronic version of the printing publication. – URL: https://webcache.googleusercontent.com/search?q=cache:FXGoloYFkvYJ:https://www.esd.whs.mil/Portals/54/Documents/FOID/Reading%2520Room/Science\_and\_Technolo gy/13-F-1078\_REPORT\_FLAME\_SUPPRESSION\_ELECTROSTATICS.pdf+&cd= 3&hl=ru&ct=clnk&gl=ru (access date: 20.03.2017).

91. Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale / E. L. Loboda [et al.] // Infrared Physics and Technology. – 2015. – Vol. 72. – P. 1–7.

92. Исследование характеристик турбулентного пламени при воздействии малых энергетических возмущений / М. В. Агафонцев [и др.]// Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2018. – № 55. – С. 57–71.

93. Effect of low energy fluctuations on the spectrum of the temperature change in flame [Electronic resource] / E. L. Loboda [et al.] // Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering. – 2016. – Vol. 10035. – P. 1–4. – URL: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10035/100353I/ Effect-of-low-energy-fluctuations-on-the-spectrum-of-the/10.1117/12.2248672.full (access date: 14.10.1019).

94. Studing the effect of low-amplitude pressure fluctuations on the field of temperatures in flame using thermography [Electronic resource] / E. L. Loboda [et al.] // Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering. – 2018. – Vol. 10833. – P. 1–5. – URL: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10833/108334W/Studing-the-effect-of-low-amplitude-pressure-fluctuations-on-the/10.1117/12.2504423.full (access date: 14.10.1019).

95. Исследования влияния малых колебаний давления на поле температуры
в пламени с применением методов термографии [Электронный ресурс] /
Е. Л. Лобода [и др.] // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы.

Конференция С : материалы XXIV Международного симпозиума. Томск, 2–5 июля 2018 г. – Томск, 2018. – С. 280–283. – URL: https://symp.iao.ru/ru/aoo/24/i1 (дата обращения: 14.10.2019).

96. Гордеев А. Н. Течение и теплообмен в недорасширенных неравновесных струях углекислого газа: эксперимент и численное моделирование / А. Н. Гордеев, А. Ф. Колесников, В. И. Сахаров // Теплофизика высоких температур. – 2015. – Т. 53, № 2. – С. 284–290.

97. Быкова Н. Г. Влияние излучения на пространственное распределение температуры дозвуковых потоков индукционной плазмы / Н. Г. Быкова, С. А. Васильевский, А. Ф. Колесников // Теплофизика высоких температур. – 2004. – Т. 42, № 1. – С. 16–22.

98. Применение термографии при экспериментальном исследовании плазменной струи [Электронный ресурс] / Е. Л. Лобода [и др.] // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы. Конференция С. Исследование атмосферы и океана оптическими методами : труды XXI Международного симпозиума. Томск, 22–26 июня 2015 г. – Томск, 2015. – С. 5–9. – URL: https://symp.iao.ru/ru/aoo/21/proceedings (дата обращения: 14.10.2019).

99. Электродуговой генератор плазмы водяного пара / А. С. Аньшаков [и др.] // Теплофизика и аэромеханика. – 2015. – Т. 22, № 1. – С. 97–106.

100. Большаков Г. Ф. Физико-химические основы применения моторных, реактивных и ракетных топлив / Г. Ф. Большаков, Е. И. Гулин, Н. Н. Торичнев ; ред.: К. К. Папок, П. И. Давыдов. – М. : Химия, 1965. – 270 с.

101. Libby P. Turbulent Reacting Flows / P. Libby, F. A. Williams. – USA : Academic Press Inc., 1994. – 243 p.

102. Оценка масштабов турбулентности в пламени с применением термографии [Электронный ресурс] / Е. Л. Лобода [и др.] // Горение топлива: теория, эксперимент, приложения : материалы IX Всероссийской конференции с международным участием. Новосибирск, 16–18 ноября 2015 г. – Новосибирск, 2015. – С. 1–7. – URL: http://www.itp.nsc.ru/conferences/gt-2015/materials.html (дата обращения: 14.10.2019).

103. Применение термографии для оценки масштабов турбулентности в диффузионных пламенах / М. В. Агафонцев [и др.] // Аэрозоли Сибири : тезисы докладов XXII рабочей группы. Томск, 24–27 ноября 2015 г. – Томск, 2015. – С. 80.

104. Оценка масштабов турбулентности в пламени с применением методов ИК-диагностики [Электронный ресурс] / Е. Л. Лобода [и др.] // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы. Конференция С. Исследование атмосферы и океана оптическими методами : труды XXI Международного симпозиума. Томск, 22–26 июня 2015 г. – Томск, 2015. – С. 1–4. – URL: https://symp.iao.ru/ru/aoo/21/proceedings (дата обращения: 14.10.2019).

105. Определение масштабов турбулентности в пламенах с применением термографии при диффузионном горении некоторых топлив / М. В. Агафонцев [и др.] // МНСК-2016. Физика сплошных сред : материалы 54-й Международной студенческой конференции. Новосибирск, 16–20 апреля 2016 г. – Новосибирск, 2016. – С. 67.

106. Estimation of the turbulence scale in flame using the method of IR diagnostics [Electronic resource] / E. L. Loboda [et al.] // Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering. – 2015. – Vol. 9680. – P. 1–6. – URL: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/9680/96802K/%d0 %95stimation-of-the-turbulence-scale-in-flame-using-the-method/10.1117/12.2205472. full?SSO=1 (access date: 14.10.1019).

107. Contactless study of the flame structure during diffusion combustion for certain types of liquid hydrocarbon fuels [Electronic resource] / I. S. Anufriev [et al.] // Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering. – 2016. – Vol. 10035. – P. 1–5. – URL: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10035/100353H/Contactless-study-of-the-flame-structure-during-diffusion-combustion-for/10.1117/12.2248669.full (access date: 14.10.1019).

108. Estimation of the turbulence scales in flame during diffusion diesel fuel combustion [Electronic resource] / E. L. Loboda [et al.] // Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering. – 2016. – Vol. 10035. – P. 1–8. – URL:

https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10035/100353K/ Estimation-of-the-turbulence-scales-in-flame-during-diffusion-diesel/10.1117/12. 2248676.full (access date: 14.10.1019).

109. Experimental study of flame characteristics during the combustion of certain types of liquid hydrocarbon fuels [Electronic resource] / E. L. Loboda [et al.] // Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering. – 2017. – Vol. 10466. – P. 1–7. – URL: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10466/104661E/Experimental-study-of-flame-characteristics-during-the-combustion-of-certain/10.1117/12.2286565.full (access date: 14.10.1019).

110. Experimental and numerical study of temperature fields and flows in flame during the diffusion combustion of certain liquid fuels [Electronic resource] / E. L. Loboda [et al.] // Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering. – 2017. – Vol. 10466. – P. 1–9. – URL: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10466/104661F/ Experimental-and-numerical-study-of-temperature-fields-and-flows-in/10.1117/ 12.2286748.full (access date: 14.10.1019).

111. Исследования с применением термографии связи пульсаций температуры в пламени с масштабами турбулентности / Е. Л. Лобода [и др.] // Сибирский теплофизический семинар : тезисы докладов XXXIII Всероссийской конференции с элементами научной школы для молодых ученых. Новосибирск, 6–8 июня 2017 г. – Новосибирск, 2017. – С. 125.

112. Goh K. H. H. Turbulent transport in premixed flames approaching extinction
/ K. H. H. Goh, P. Geipel, R. P. Lindstedt // Proceedings of the Combustion Institute. –
2015. – Vol. 35. – P. 1469–1476.

113. Evaluating characteristics of turbulent flames by using IR thermography and PIV / E. L. Loboda [et al.] // Infrared Physics and Technology. – 2018. – Vol. 92. – P. 240–243. – DOI: 10.1016/j.infrared.2018.06.006.

114. Steam-Enhanced Regime for Liquid Hydrocarbons Combustion: Velocity Distribution in the Burner Flame / S. V. Alekseenko [et al.] // Thermophys. Aeromech. – 2014. – Vol. 21, is. 3. – P. 393–396.

115. Piquet J. Turbulent Flows: Models and Physics. – Berlin: Springer. – 1999. –761 p.

116. Effect of the swirl of cocurrent high-velocity air flow on the geometry of an aluminum-air flame / A. G. Egorov [et al.] // Russian Journal of Physical Chemistry B. – 2014. – Vol. 8, is. 5. – P. 712–715.

117. Hanjalic K. Multiple time-scale concept in turbulent transport modeling [Electronic resource] / K. Hanjalic, B. E. Launder, R. Schiestel // In Turbulent Shear Flows II, Springer Verlag. – 1980. – P. 36–49. – URL: https://www.researchgate.net/publication/24157430\_Multiple-Time-Scale\_Concepts\_ in Turbulent\_Transport\_Modeling (access date: 14.10.2019).

118. Abe K. A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows – I. Flow field calculations / K. Abe, T. Kondoh, Y. Nagano // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1994. – Vol. 37, is. 1. – P. 139–151.

119. Jones W. P. The calculation of low Reynolds number phenomena with a two-equation model of turbulence / W. P. Jones, B. E. Launder // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1973. – Vol. 16. – P. 1119–1130.

120. Matvienko O. V. Heat transfer and formation of turbulence in an internal swirling fluid flow at low Reynolds numbers // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2014. – Vol. 87, is. 4. – P. 940–950.

121. Oran E. S. Numerical Simulation of Reactive Flow / E. S. Oran, J. P. Boris.– UK : Cambridge University Press, 2000. – 529 p.

122. Ushakov V. M. Numerical Investigation of the Heat Exchange and Firing of Reactive Channel Walls by a High-Temperature Swirling-Gas Flow / V. M. Ushakov, O. V. Matvienko // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2005. – Vol. 78, is. 3. – P. 541–547.

123. Lewis B. Combustion. Flames and Explosions of Gases / B. Lewis, G. Elbe.
- 3 ed. – New York : Academic Press, 1987. – 731 p.

124. Dryer F. L. Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion / F. L. Dryer, C. K. Westbrook // Proc. Energy Combust. Sci. – 1984. – Vol. 10, is. 1. – P. 1–57.

125. Warnatz J. Combustion / J. Warnatz, U. Maas, R. W. Dibble. – 4 ed. – Berlin : Springer, 2006. – 388 p.

126. Grishin A. M. Mathematical modeling of gas combustion in a twisted jet and of the formation of a fiery whirlwind / A. M. Grishin, O. V. Matvienko, Y. A. Rudi // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2009. – Vol. 82, is. 5. – P. 906–913.

127. Ferziger J. H. Computational Methods for Fluid Dynamics / J. H. Ferziger,M. Peric. - 3 ed. - Berlin: Springer, 2002. - 431 p.

128. Экспериментальное и численное исследование полей температур и течения в пламени при диффузионном горении некоторых видов жидких топлив [Электронный ресурс] / Е. Л. Лобода [и др.] // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы. Конференция В : материалы XXIII Международного симпозиума. Иркутск, 3–7 июля 2017 г. – Томск, 2017. – С. 113–117. – URL: https://symp.iao.ru/ru/aoo/23/proceedings (дата обращения: 14.10.2019).

129. Optical study of the structure of turbulent flame [Electronic resource] / E. L. Loboda [et al.] // Proceedings of SPIE. The International Society for Optical Engineering. – 2018. – Vol. 10833. P. 1–6. – URL: https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10833/108334K/ Optical-study-of-the-structure-of-turbulent-flame/10.1117/12.2504315.full (access date: 14.10.1019).

130. Применение методов термографии для оценки масштабов турбулентности в пламени / Е. Л. Лобода [и др.] // Оптика атмосферы и океана. – 2018. – Т. 31, № 12. – С. 1001–1006.

131. Результаты оптических исследований характеристик турбулентного пламени [Электронный ресурс] / Е. Л. Лобода [и др.] // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы. Конференция С : материалы XXIV Международного

симпозиума. Томск, 2–5 июля 2018 г. – Томск, 2018. – С. 276–279. – URL: https://symp.iao.ru/ru/aoo/24/i1 (дата обращения: 14.10.2019).

132. Spalding D. B. Mathematical Models of Turbulent Flames; A Review // Combustion Science and Technology. – 1976. – Vol. 13, is. 1-6. – P. 3–25.

133. Doormal J. P. Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows / J. P. Doormal, G. D. Raithby // Numerical Heat Transfer. – 1983. – Vol. 7. – P. 147–163.