

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

На правах рукописи

Пономарев Андрей Артемьевич

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ В
УСЛОВИЯХ ВОЗМУЩЕНИЯ СЛАБЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ**

1.3.14 Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук, профессор РАН

Дулин Владимир Михайлович

Новосибирск-2026

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Обзор литературы	12
1.1 Горение газокapельных смесей.....	12
1.2 Пламена в слабом электрическом поле.....	26
1.3 Выводы по первой главе	34
Глава 2. Моделирование ламинарного конусного пламени Бунзена предварительно перемешанных смесей этанола с воздухом в присутствии дисперсной фазы в виде капель топлива	36
2.1 Описание применяемой математической модели.....	37
2.2 Описание эксперимента	41
2.3 Расчетная геометрия и анализ сеточной сходимости	44
2.4 Начальные и граничные условия.....	47
2.5 Результаты моделирования.....	48
2.6 Сравнение пламен газовой и газокapельной смеси при одинаковом расходе топлива и окислителя	51
2.7 Параметрическое исследование влияния размера капель на характеристики пламени	56
2.8 Выводы по второй главе	66
Глава 3. Моделирование плоского пламени метановоздушной смеси в продольном электрическом поле	67
3.1 Математическая модель.....	67
3.2 Описание эксперимента	69
3.3 Начальные условия и расчетная сетка	71
3.4 Результаты моделирования.....	74
3.5 Влияние модели диффузии	77
3.6 Выводы по третьей главе.....	80
Глава 4. Моделирование ламинарного пламени Бунзена в слабом поперечном электрическом поле	80
4.1 Описание эксперимента	81

4.2 Расчетная геометрия и начальные условия	83
4.3 Химический механизм.....	84
4.4 Результаты эксперимента	85
4.5 Результаты моделирования.....	87
4.5.1 Напряженность поля 62.5кВ/м	87
4.5.2 Напряженность поля 125 кВ/м	89
4.6 Анализ чувствительности	95
4.7 Выводы по четвертой главе.....	96
Заключение.....	98
Благодарности.....	99
Список обозначений и сокращений.....	100
Сокращения	100
Обозначения.....	100
Список публикаций по теме диссертации	104
Список литературы	106

Введение

Актуальность работы

Впервые Ландау и Дарнье [1] (1941) показали, что плоский фронт пламени является гидродинамически неустойчивым к возмущениям любой длины волны. Возмущенный фронт пламени может существенно изменять свои характеристики и распространяться быстрее, вплоть до перехода в детонацию [2–10]. Отклик пламени на гидродинамические возмущения сохраняет линейный характер лишь при малых амплитудах, тогда как при больших амплитудах формируется сложная нелинейная зависимость, обусловленная несколькими взаимосвязанными механизмами [11–15]. К числу таких механизмов относятся смещение и деформация фронта пламени, его растяжение и локальное погасание, локальное изменение соотношения топливо–окислитель и температуры газа при горении частично перемешанной смеси, а также изменение параметров потока на входе в горелочное устройство и выходе из него.

Классическими примерами способов внешнего воздействия служат турбулентные пульсации [16–25] и акустические колебания [26–32]. Несмотря на различную физическую природу этих факторов, общий принцип применения остается единым – целенаправленное возмущение пламени позволяет управлять характеристиками горения. В настоящей работе исследование сфокусировано на изучении свойств ламинарных пламен, возмущенных дисперсной фазы топлива и внешним слабым электрическим полем.

Переход к сжиганию топлива в распыленном состоянии является классическим, но непрерывно усложняющимся объектом исследования. Введение в топливовоздушную смесь ансамбля мелких капель коренным образом трансформирует структуру ламинарного фронта. Капли, проходя через зону высокой температуры, интенсивно испаряются, создавая локальные

неоднородности концентрации паров топлива и отбирая тепло на фазовый переход. Это приводит к немонотонному изменению температуры в области фронта пламени, появлению диффузионно-тепловой неустойчивости и зависимости скорости распространения пламени от начального размера капель и их концентрации. Экспериментальные работы фиксируют, что при определенных концентрациях аэрозоля происходит как ускорение пламени, так и его замедление вплоть до срыва. Теоретические модели, как правило, ограничиваются либо квазистационарным испарением одиночной капли, либо гомогенизированным описанием двухфазной среды без учета дискретности и конечной скорости прогрева частиц. Особенно слабо изученными остаются переходные режимы, когда время испарения капли становится соизмеримым с химическим временем реакции, что требует детального численного моделирования с разрешением внутренней структуры фронта. В этой связи задача исследования возмущающего влияния параметров дисперсной фазы (диаметр, концентрация, начальная температура) на поля температур, концентраций компонентов и скорость ламинарного горения является высоко актуальной.

Параллельно с этим активно развивается направление электрогидродинамического управления горением, причем особый интерес представляет воздействие слабым электрическим полем. Критерием отнесения поля к слабому в воздушной атмосфере служит условие, при котором средняя энергия электронов в среде остается ниже энергии возбуждения атомов азота, что для атмосферных условий дает оценку верхнего предела напряженности порядка 150 кВ/м. Данный диапазон привлекателен благодаря практической простоте реализации при заметном стабилизирующем эффекте. Установлено, что возмущение пламени внешним электрическим полем напряженностью до 1.5 кВ/см способно заметно изменять структуру и форму ламинарного пламени даже без возникновения газового разряда. Основным физическим механизмом здесь выступает изменение газодинамики потока за счет возникновения дополнительного импульса, передаваемого через столкновение заряженных

частиц, ускоряющихся во внешнем электрическом поле, с нейтральными компонентами смеси. Многочисленные экспериментальные данные свидетельствуют об изменении высоты и формы пламени, скорости горения и концентрации радикалов ОН в зоне реакции. Однако численные работы, как правило, рассматривают либо предельный случай сильных полей с пробоем, либо упрощенные одномерные постановки без учета пространственной структуры фронта и зависимости свойств смеси от электрического поля. Остается открытым вопрос о количественной связи между напряженностью поля и перестройкой структуры пламени в режимах, когда гидродинамические эффекты доминируют над химическими.

Таким образом, научная проблема диссертации заключается в необходимости систематических численных исследований, позволяющих в деталях описать физические механизмы возмущения ламинарного пламени двумя независимыми способами (дисперсная фаза и слабое электрическое поле), а также в определении закономерностей изменения ключевых характеристик горения (скорость, температура, концентрации компонентов) при варьировании управляющих параметров каждого из этих возмущений.

Основным объектом исследования выступает классическое пламя Бунзена предварительно перемешанной смеси. В отсутствие электрического поля данный объект хорошо изучен. Экспериментальные исследования берут свое начало от опытов Бунзена в 1857 году, а количественная визуализация от работы Mallard and Le Chatelier [33]. В дальнейшем в литературе появилось множество работ по визуализации формы пламени, изучения его нестационарной динамики [34–36], расчету на основе математических моделей [37]. Были выполнены измерения осредненной по времени структуры факела: локальный состав и температура газа [38–41]. Данные результаты систематизированы в монографиях [42–45] и некоторых обзорных работах [46–50]. Дополнительным объектом исследования выступало плоское пламя предварительно перемешанной смеси, стабилизированное над пористой матрицей.

Для ламинарного пламени Бунзена исследовалось влияние размера капель топлива при сохранении полного расхода на примере газокapельной этаноловоздушной смеси. Отдельно было исследовано влияние поперечного слабого электрического поля на примере метановоздушной смеси. Для плоского пламени исследовалось влияние продольного электрического поля также на примере метановоздушной смеси. Кроме того, данный объект использовался для валидации численной модели расчета динамики пламени в слабом электрическом поле. Начальные и граничные условия задавались в соответствии с экспериментальными данными. Численные расчеты были валидированы по экспериментальным данным методов плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции (англ.: Planar laser-induced fluorescence, PLIF) и анемометрии по изображениям частиц (англ.: Particle Image Velocimetry, PIV), а также экспериментальным данным величин токов насыщения и вольтамперным характеристикам (ВАХ).

Целью настоящей работы является численное исследование структуры и скорости распространения ламинарного пламени в условиях возмущений внешним слабым электрическим полем и при наличии капель топлива различного размера. В рамках поставленной цели были сформулированы следующие **задачи**:

1. Реализация и отладка математического метода расчета термохимической структуры пламени и моделирования его динамики в условиях внешнего воздействия слабого электрического поля с учетом ионной химии, а также наличия дисперсной фазы.
2. Исследование влияния размера капель на осредненную структуру, поле температуры и скорость потока для пламени Бунзена монодисперсной газокapельной смеси модельного углеводородного топлива (этанола) с воздухом.
3. Математическое моделирование плоского пламени метановоздушной смеси в условиях воздействия слабого постоянного электрического поля для

различных соотношений топливо-окислитель. Анализ влияния напряженности поля и модели диффузии газовых компонент на термохимическую структуру пламени и величину электрического тока.

4. Исследование влияния слабого поперечного электрического поля на конусообразное метановоздушное пламя Бунзена. Анализ физико-химических механизмов при деформации пламени и локальном увеличении скорости его распространения.

Научная новизна

- Впервые установлена немонотонная зависимость осредненной скорости распространения фронта пламени газок капельной взвеси от размера монодисперсных капель топлива. Установлено влияние размера монодисперсных капель на осредненную структуру фронта пламени газок капельной смеси.
- Впервые методом прямого численного моделирования в двумерной постановке исследовано влияние слабого продольного электрического поля на структуру плоского пламя метановоздушной смеси. Установлено влияние электрического поля на величину ионного тока. Установлено влияние моделей диффузии на точность описания структуры фронта пламени при воздействии внешнего продольного электрического поля.
- Впервые численно описан эффект деформации пламени Бунзена при воздействии поперечного электрического поля. Описан эффект увеличения скорости распространения в области максимальной кривизны у вершины пламени. Впервые численным методом продемонстрировано экранирование электрического поля внутри конуса пламени.

Теоретическая и практическая значимость

Полученные в ходе численных исследований данные обладают большим потенциалом и значительно расширяют понимание процессов изменения структуры фронта пламени при возмущениях пламени каплями топлива и

внешним электрическим полем. Полученные данные могут служить основой для разработки новых методов управления режимами горения и подавления неустойчивостей в силовых установках. Результаты исследований могут служить основой для разработки новых устройств стабилизации пламени и распыла топлива.

Методология и методы исследования

Для численных исследований использовались широко применяемые в практических и научных расчетах пакеты вычислительной гидродинамики (CFD, англ.: Computational fluid dynamics) с открытым исходным кодом CANTERA-v3.1.0 в одномерных постановках и OpenFOAM 7-ой и 12-ой версий в случаях многомерных задач. Расчеты основаны на решении уравнений Навье-Стокса для реагирующих течений с учетом сжимаемости среды методом прямого численного моделирования с полным разрешением структуры фронта пламени. Капли жидкости учитывались в виде Лагранжевых частиц. Полученные численные данные валидированы по экспериментальным данным анемометрии по изображениям частиц (PIV), плоской лазерно-индуцированной флуоресценции (PLIF) и величинам тока насыщения совместно с вольтамперными характеристиками.

Достоверность результатов

Достоверность полученных в работе результатов обеспечивается комплексным подходом, сочетающим валидацию численных результатов по надежным и апробированным экспериментальным методам исследования, таких как ОН PLIF, PIV, экспериментально измеренным величинам электрического тока насыщения и вольтамперным характеристикам. Все начальные и граничные условия устанавливались в соответствии с данными натурных экспериментов. Методики, используемые в исследовании, зарекомендованы и популярны в научной литературе. Результаты были сопоставлены с другими работами из этой области. Также достоверность

результатов подтверждается публикациями в строго рецензируемых научных журналах.

Положения выносимые на защиту

1. Немонотонная зависимость средней скорости распространения пламени от размера монодисперсных капель для пламени газокпельной этаноловоздушной смеси. Механизм достижения оптимальной скорости распространения пламени в газокпельном монодисперсном потоке этаноловоздушной смеси для богатых режимов горения пламени.
2. Эффект увеличения скорости распространения пламени метановоздушной смеси в области наибольшей кривизны фронта конусного пламени под воздействием электрического поля. Возникновение нескомпенсированного положительного заряда в продуктах реакции за фронтом конусного пламени метановоздушной смеси.
3. Эффект экранирования электрического поля внутри ламинарного конусного пламени Бунзена метановоздушной смеси при воздействии внешнего электрического поля.

Личный вклад автора

Соискатель лично получил научные результаты, включенные в диссертацию для защиты. Вклад автора заключался в создании математических моделей учета динамики пламени во внешнем слабом электрическом поле, валидации численных моделей, проведении численных исследований, анализе полученных данных и подготовке научных статей. Постановка задачи и основные методы исследования сформулированы руководителем диссертационной работы д.ф.-м.н. В.М. Дулиным.

Апробация работы

Результаты исследований неоднократно обсуждались на конференциях и семинарах: «2d International Conference on Physics and Chemistry of Combustion and Processes in Extreme Environments» (2022, Самара); «XXXIX Сибирский теплофизический семинар» (2023, Новосибирск); «10th International Seminar on Flame Structure» (2023, Новосибирск); «16-ая Ежегодная научная конференция отдела горения и взрыва ФИЦ ХФ РАН» (2023, Москва); XXIV школа семинар «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» (2023, Казань); «Горение топлива: теория, эксперимент и приложения» (2024, Новосибирск); «1-st Sino-Russia Workshop on Low-Carbon/Low-Emission Combustion for Gas Turbine Applications» (2025, Шанхай); «2-nd Sino-Russia Workshop on Low-Carbon/Low-Emission Combustion for Gas Turbine Applications» (2025, Новосибирск); «XLI Сибирский теплофизический семинар» (2025, Новосибирск); «IX Всероссийская конференция по задачам со свободными границами» (2026, Новосибирск).

Объем и структура диссертация

Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 131 страницу с 48 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 267 наименований.

Публикации

По теме диссертация опубликовано 6 работ в ведущих рецензируемых журналах и изданиях, рекомендованных ВАК. Из опубликованных работ: 4 работы 1 уровня «Белого списка» РЦНИ и 1 работа в журналах 2 уровня «Белого списка» РЦНИ.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Горение газокapельных смесей

В настоящее время высокий процент (~80%) [51] энергии генерируется за счет сжигания жидкого, твердого и газообразного топлива. Во многих энергетических установках, использующих энергию горения, применяется инжекция жидкого топлива. При инжекции под высоким давлением жидкое топливо быстро дробится, образуя взвесь паров топлива и капель – так называемый аэрозоль или спрей. Присутствие жидких капель в камерах сгорания приводит к их сложному и не очевидному взаимодействию с пламенем, что значительно влияет на эффективность и безопасность работы всей системы. Ввиду этого, точное предсказание воздействия капель на пламя и процесс горения особенно важно.

Одними из первых работ по изучению влияния капель на режим горения топлива являются работы [52–55]. В них исследовались нижние пределы воспламеняемости газокapельных пламен. Результаты работ позволили лишь качественно оценить свойства и режимы горения. В работе Burgoyne и Cohen (1954 г.) [55] для теоретического осмысления и объяснения наблюдаемых эффектов связанных с взаимодействием капель с пламенем, впервые исследовался аэрозоль тетралина с монодисперсным распределением по размеру. В данной работе были представлены экспериментальные доказательства увеличения скорости распространения конусного пламени и уменьшения нижнего предела воспламенения в атмосферных условиях для спреев с диаметром капель от 7 до 55 мкм.

Результаты Burgoyne и Cohen [55] вдохновили Browning и др. [56] на исследование горения полидисперсной суспензии твердых частиц метилен бисстеарамида (Armowax) для различных диапазонов размеров, каждый из которых имел отличие максимального и минимального размера не более 10

мкм. Эксперименты показали, что влияние суспензии небольших (до 150 мкм) твердых частиц подобно влиянию жидких капель для случаев с низким уровнем турбулентности. Диапазон воспламеняемости у подобных суспензий оказался еще шире, чем у капель тетралина. При высокой турбулентности влияние размеров частиц на предел воспламеняемости значительно снижался.

В 1962 году Williams [57] представил теоретическую модель уравнений для описания полидисперсных спреев, полученную на основе изучения монодисперсных аэрозолей с аналитическим решением для асимптотически больших и малых капель. Асимптотически малые капли предполагались как капли, полностью испаряющиеся в зоне предварительного нагрева перед фронтом пламени, не достигая его. Большие капли – наоборот, проходили фронт пламени и испарялись уже непосредственно в зоне горения. Тем не менее, данная модель работала лишь в узком диапазоне размеров капель спрея.

В работе [58] было проведено систематическое исследование горения полидисперсных капель керосина. Согласно полученным данным, установлено наличие оптимального количества капель керосина, которое приводит к максимальному увеличению скорости распространения пламени и также расширяет пределы стабильного горения смеси. Превышение либо уменьшение количества капель относительно оптимального количества замедляет скорость распространения.

Похожие результаты были получены в работе Polymeropolus и Das [59], в которой исследовалось влияние степени распыла спреев керосина на скорость распространения и структуру пламени керосиновоздушной смеси. Было установлено, что с увеличением степени распыла, скорость горения смеси увеличивается до определенного значения. Последующее увеличение степени распыла смеси, наоборот, уменьшает скорость и в пределе соответствует горению чисто газовой смеси. Полученные данные дополнили информацию работы [58], обозначив, что помимо оптимальной концентрации капель существует также и оптимальный размер.

Позже, Hayshi и др. [60], на основе экспериментов по исследованию богатых пламен этанола и н-октана с моноразмерными каплями подтвердили наблюдаемый в предшествующих работах эффект, заключающийся в том, что инжекция части топлива в виде капель способно увеличить скорость распространения пламени по сравнению с гомогенной газовой смесью с аналогичным расходом топлива и окислителя. На основе данных, были предложены два важных критерия: полный коэффициент избытка топлива смеси, рассчитываемый как сумма коэффициентов по концентрации паров и концентрации жидкой фазы топлива: $\varphi_{\text{tot}} = \varphi_g + \varphi_l$, а также эффективный коэффициент избытка топлива φ_{eff} . Последний критерий введен в предположении, что горение газокпельных взвесей происходит при локальном коэффициенте избытка топлива ближе к стехиометрии, что приводит к интенсификации горения. Идея критерия эффективного коэффициента избытка топлива получила популярность и развивалась в последствии. В дальнейшем, в работах [61,62] было продемонстрировано, что приближение эффективного режима горения к стехиометрическому возможно не только в области богатых ($\varphi_{\text{tot}} > 1$), но и бедных пламен ($\varphi_{\text{tot}} < 1$).

В последующие периоды были предприняты значительные усилия по развитию теории испарения капель аэрозолей в высокотемпературных условиях [63–67], в том числе и с применением численного моделирования в одномерных постановках [64,65]. В работе [63] была существенно пересмотрена классическая модель испарения капли с целью разработки простого, но значительно более точного алгоритма расчета, применимого в моделировании процессов горения распыленного топлива. В усовершенствованной модели были учтены: зависимость термодинамических параметров от условий процесса, отличие числа Льюиса от единицы для газа у поверхности капли, воздействие стефановского потока (обдувание капли) на процессы тепломассопереноса, а также явления внутренней циркуляции жидкости и ее нестационарного прогрева. Для верификации упрощенных подходов к описанию нагрева капли была исследована детализированная

модель теплопередачи в движущейся капле с циркуляцией. На ее основе разработана упрощенная одномерная модель с использованием концепции эффективной теплопроводности. В качестве практического примера было рассмотрено испарение капель *n*-гептана и *n*-октана в стационарных и пульсирующих высокотемпературных газовых потоках.

В работе [68] была развита квазистационарная модель внутригруппового горения сферически симметричных капель. Согласно данным работы можно выделить четыре модели горения капель: 1) режим горения одной капли, при котором все капли в группе горят отдельно с огибающим каплю пламенем, 2) режим внутреннего горения, при котором пламя появляется внутри группы капель (капли внутри группы только испаряются, в то время как внешние капли горят по отдельности), 3) внешний групповой режим горения, при котором пламя наблюдается во всей группе капель, 4) режим горения внешней оболочки группы, когда капли внутри не испаряются, а горит лишь внешний периметр, образуя низкотемпературную зону внутри.

Seth, Aggarwal и Sirignano [69] продемонстрировали, что для численного моделирования горения спреев наиболее предпочтителен гибридный Эйлерово-Лагранжевый подход описания газок капельных сред, так как он позволяет избежать нежелательных эффектов, связанных с численной диффузией и дисперсией, при этом сохраняя вариативность получаемых решений. Также численные модели показали, что скорость распространения пламени не является монотонной функцией от размера капель для всего диапазона коэффициентов избытка топлива. Впервые численными методами [63,69] были подтверждены экспериментальные наблюдения [59] и [60] о том, что пламена газок капельных смесей могут распространяться с большей скоростью, нежели чисто газовые с таким же полным коэффициентом избытка топлива (ϕ_{tot}), т. е. при том же соотношении массы топлива к окислителю.

Существенное количество работ по изучению горения спреев было выполнено Ballal и Lefebvre [70–74]. В них изучались различные физические аспекты: процессы поджога и гашения пламени, испарения капель и

турбулентные процессы тепло- и массопереноса. Также в их работе было предложено аналитическое решение нахождения величины скорости распространения пламени в зависимости от среднесаутеровского (d_{32}) диаметра капель [75]. Согласно полученным данным, при уменьшении размера капель при постоянном общем коэффициенте избытка топлива расчетная скорость пламени монотонно стремится к скорости горения гомогенной смеси. С другой стороны, Polymeropoulos [76] утверждал, что горение даже малых одиночных капель возможно в пределах фронта пламени при условии соблюдения условий воспламенения капель в аэрозоле. Его аналитические прогнозы скорости горения показывают соответствие с экспериментальными данными [75], за исключением размеров капель топлива в диапазоне от 10 до 30 мкм, где расчетные значения оказались значительно выше. Полученные данные демонстрировали наличие определенного диапазона размера капель, в котором достигается большая скорость распространения пламени по сравнению с гомогенной смесью при аналогичном расходе топлива и окислителя.

Классификация разбавленных аэрозолей была предложена Lin [77] на основе двух параметров: критического начального диаметра капли, определяемого как максимальный размер капли, при котором ее испарение завершается до попадания в зону химического реагирования, и коэффициента эквивалентности, характеризующего стехиометрический состав смеси. В данном подходе учитывалось как гомогенные реакции паров топлива с окислителем, так и горение индивидуальных капель.

В дальнейшем Lin и Sheu [78] исследовали структуру пламени в разбавленных монодисперсных аэрозолях асимптотическими методами и установили, что скорость распространения пламени вблизи стехиометрического состава зависит от концентрации газовой фазы вследствие неоднородности смеси и возмущений концентраций как компонентов, так и температуры, вызванных процессом газификации топлива. Тем не менее, этот

анализ ограничивался монодисперсными аэрозолями, в которых испарение капель добавляло лишь небольшую часть топлива к начальной концентрации.

Множество новых моделей и уточнений к существующим было выполнено, основываясь на асимптотических методах описания горения аэрозолей [79–81]. В работе [80] изучалось горение адиабатических предварительно перемешанных смесей с полидисперсными спреями в богатом режиме горения гомогенной смеси ($\phi_g > 1$). Аналитическое решение показало хорошее соответствие с экспериментом для зоны предварительного нагрева, зоны реакции и за фронтом пламени. Вскоре, этими же авторами полученные данные были расширены на весь диапазон бедных/богатых пламен [81]. Очень важным результатом в данных работах является впервые представленная схема зон для описания профиля температуры в расчетном объеме (Рисунок 1). Предложенная ими концепция была принята научным сообществом и считается верной в настоящий момент.

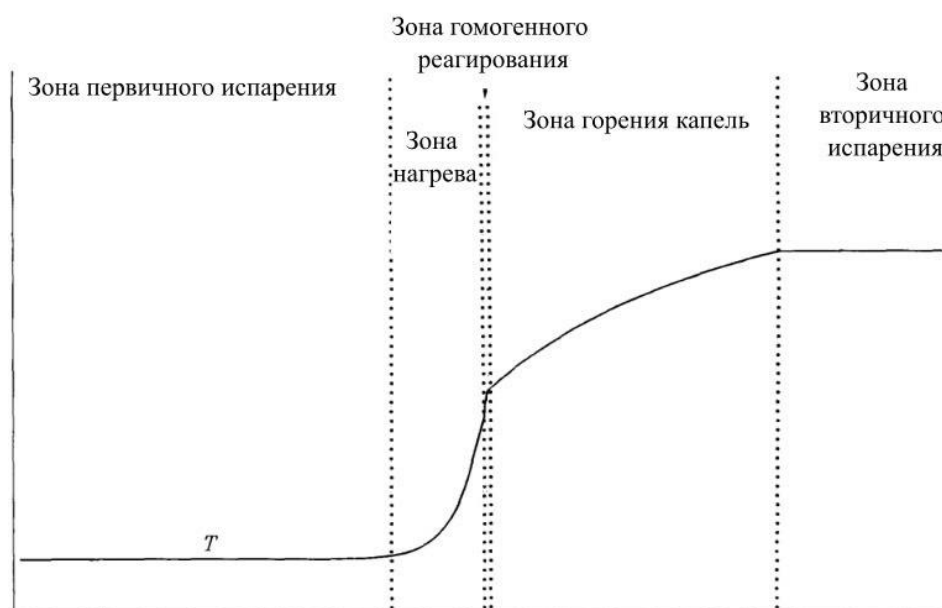


Рисунок 1. Схематичное изображение зон для предварительно перемешанного полидисперсного аэрозоля, согласно [80].

Согласно этой концепции, можно выделить пять зон с различным поведением капель и температурой смеси. Начальная зона – зона первичного испарения капель. В данной области капли находятся далеко от пламени и тепловой поток от него минимален. Испарение капель идет аналогично

испарению капель во внешней среде. При подлете ко фронту пламени, температура среды быстро растет, ввиду чего капли начинают интенсивно нагреваться и испаряться. При этом зона химического реагирования ещё не достигнута. Далее имеется очень узкая зона гомогенного реагирования, в которой происходят основные химические реакции. Если капли оказываются достаточно большого размера, чтобы не испариться полностью в зоне нагрева, и в то же время в среде все еще остается достаточное количество окислителя, они будут гореть за фронтом пламени, выполняя роль отдельных источников топлива. Если капли оказываются существенно большего размера, то, израсходовав весь окислитель за фронтом пламени, они прекратят гореть и будут лишь испаряться в области высокой температуры.

В работах Li и др. изучались двухстадийные пламена метанола [82,83] и метана с каплями воды [84]. Полученные данные позволили уточнить константы некоторых химических реакций, в том числе реакции формирования радикала CH [82], что в свою очередь приблизило понимание кинетики формированию вредных выбросов азота (NO_x) в газокapельных пламенах. В то же время Li [85] показал, что существуют два качественно различных типа структур распыла: в первом случае более крупные капли способны пересекать плоскость застоя, проходить через зону пламени и совершать затухающие колебания во встречных потоках либо сталкиваться со стенкой в импактной струе, что происходит при высокой скорости деформации потока и больших размерах капель; во втором случае все капли полностью испаряются до плоскости застоя, а пары топлива сгорают в зоне реакции, что характерно для относительно низких скоростей деформации и малых размеров капель.

Guteil [86] численными методами в одномерной постановке исследовала структуру и поджог пламен этанола, н-гептана и н-октана в противоточной конфигурации с использованием детального кинетического механизма реагирования. Моделирование показало, что при высоких скоростях деформации потока капли пересекают плоскость газодинамического

стагнационного потока, изменяют направление движения и возвращаются к инжектору. В таких условиях ширина зоны химической реакции для бидисперсного распыла и монодисперсного распыла со среднесаутеровским радиусом (d_{32}) [87] оказывается практически одинаковой. Однако колебательное движение капель приводит к значительному увеличению общей толщины факела для бидисперсного распыла по сравнению с монодисперсным случаем. При исследованной скорости впрыска увеличение деформации потока приводит к тому, что возвращающиеся капли при бидисперсном распыле достигают границы расчетной области, тогда как факел монодисперсного распыла гаснет при существенно более высоких значениях скорости деформации газового потока. Авторы указывали на то, что процесс гашения бидисперсного факела не может быть адекватно описан моделью монодисперсного распыла со среднесаутеровским радиусом.

Газокапельные пламена также были исследованы в условиях микрогравитации [88,89]. В работе авторов [88] исследовалось сферическое пламя этанола с размерами капель от 7 до 11 мкм. Результаты указывали на наличие области в бедном и богатом режиме, в которых возможно распространение пламени со скоростью, превышающей чисто газовую смесь. Этот результат также согласуется с данными Hayshi [60] и Danis [61]. В работе [89] исследовался полидисперсный спрей н-гептана. В ней также была показана зависимость скорости распространения пламени от среднесаутеровского диаметра капли.

В работе [90] Смирнов и Пушкин численно исследовали одномерные пламена газовых и газокапельных смесей также в условиях микрогравитации. Аналогично, было обнаружено увеличение скорости распространения при инъекции части топлива в виде капель. Установлена немонотонная зависимость скорости распространения от диаметра капель, наблюдающаяся только на нестационарных участках распространения пламени непосредственно после зажигания.

В работе Mastorakos и Neophytou [91] методом численного моделирования одномерного пламени был проведен детальный анализ газокпельных пламен н-гептана и н-декана в широком диапазоне внешних условий (температура, давление) и для широкого спектра размеров капель. Была теоретически обоснована возможность горения пламен газокпельных смесей далеко за пределами воспламеняемости аналогичных гомогенных смесей (Рисунок 2). Кроме того, были получены решения, показывающие, что, при определенной совокупности параметров, скорость распространения газокпельного пламени может превышать максимально возможную скорость распространения чисто газообразного топлива (Рисунок 3). Эффективное значение коэффициента избытка топлива ϕ_{eff} считалось по соотношению массовой доли углеродных элементов в точке максимального тепловыделения.

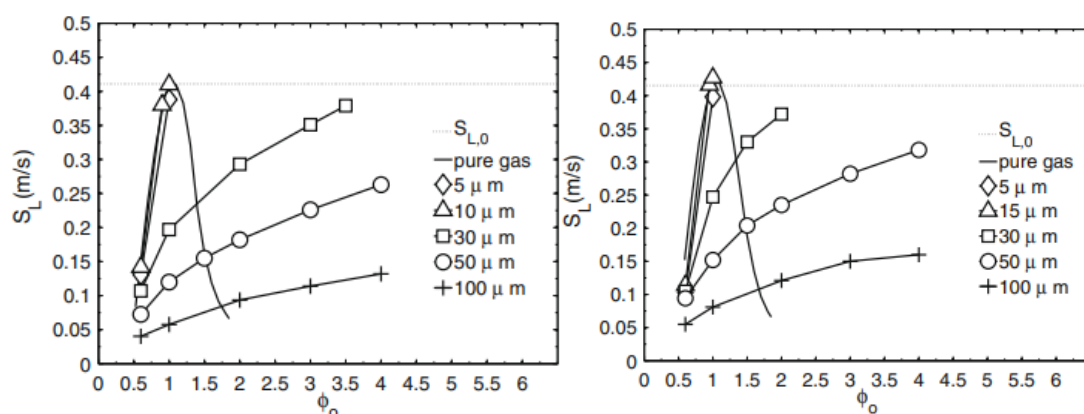


Рисунок 2. Зависимость скорости распространения пламени н-декана от полного коэффициента избытка топлива ($\phi_{\text{tot}} = \phi_0$) и размеров капель согласно [91]. Нормальные условия (слева) и условия повторного зажигания (справа).

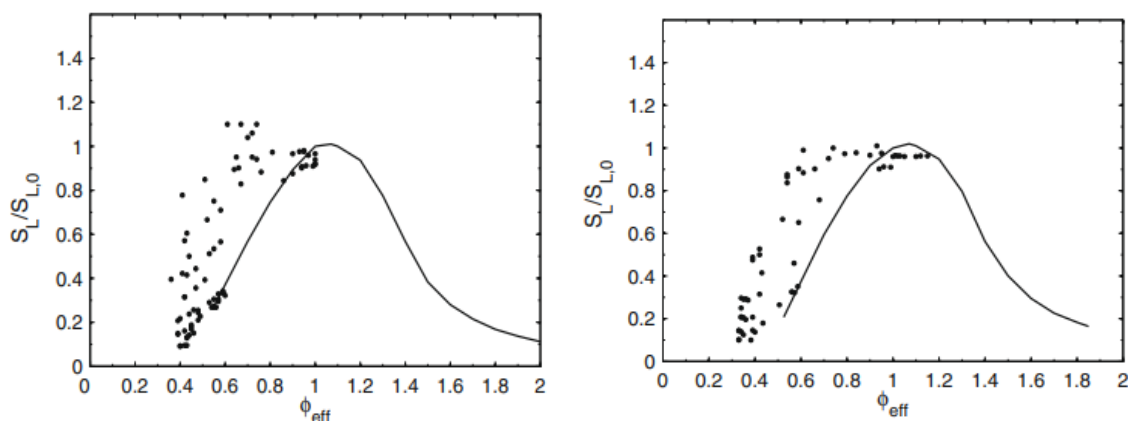


Рисунок 3. Карта значений нормированной к гомогенной смеси скорости распространения пламени газокпельных смесей н-гептана (слева) и н-декана (справа) при нормальных условиях [91].

Полученные результаты также были сравнены с теоретической формулой для скорости, предложенную Ballal и Lefebvre [75]. Хотя теоретическая формула в целом описывала похожий тренд, ее значения оказались далеки от расчетных в области бедного пламени ($\varphi_{\text{tot}} \sim 0.6$). С другой стороны, теоретическая формула хорошо согласуется с данными для стехиометрических пламен ($\varphi_{\text{tot}} \sim 1.0$) при больших размерах капель ($d > 60$ мкм).

Важные результаты продемонстрированы в работе Guteil [92] по численному моделированию ламинарных пламен противоточных спреев. В ней впервые было показано и экспериментально подтверждена возможность существования одновременно нескольких аналитических решений структуры пламени для одних и тех же граничных условий. В условиях низких скоростей деформации потока при идентичных граничных условиях обнаружены две различные структуры пламени. Первая — двузонная структура, где первая зона химических реакций расположена в области первичного испарения со стороны распыла, а вторая реакционная зона формируется на газовой стороне противоточной конфигурации. С другой стороны, имеется альтернативная структура с единственной реакционной зоной на стороне распыла, возникающая при затухании зоны горения газовой смеси. При увеличении деформации потока газовая зона горения затухает, и система приходит к единственному решению. Впоследствии работа [92] была существенно расширена и предложена новая модель на основе модели флэймлетов (англ.: flamelet) [93] для газовых пламен, учитывающая влияние испарения [94] на структуру пламени, в том числе и для богатых пламен [95].

Еще одной важной фундаментальной работой по прямому численному моделированию (DNS — англ. Direct Numerical Simulation) стала работа Rochette [96]. В ней в одномерной постановке изучалось влияние скорости потока относительно капли н-гептана на скорость распространения пламени. Для обедненных смесей было обнаружено, что скорость распространения фронта пламени монотонно снижается с увеличением начального диаметра

капель и их относительной скорости из-за усиленного теплоотвода на испарение, тогда как для богатых смесей обнаружен обратный эффект – в диапазоне диаметров 10-30 мкм скорость пламени превышает показатели чисто газового горения с аналогичным полным коэффициентом избытка топлива благодаря дополнительному испарению в зоне реакции.

Также Rochette и др. ввел два архетипа структур пламен спреев с аналитической формулой нахождения эффективного коэффициента избытка топлива: пламена, слабо контролируемые испарением и пламена, с сильным контролем по испарению. Концепция заключается в оценке характерных времен процессов. Если испарение происходит быстро, то его влияние оказывается слабым, поведение пламени аэрозоля больше похоже на поведение гомогенной смеси. Если капли большие и испарение происходит медленно, то пламя контролируется временем испарения топлива из капли в газообразную среду.

Развитие экспериментальных методик позволило определить то, что нагрев и испарение капель являются сильно неравновесным процессом в системе с горением, и в определенных условиях капли могут нагреваться выше температуры кипения. Использование классических моделей испарения в таких условиях может приводить к существенным неточностям [97]. Для правильного учета скорости испарения капель нужно учитывать их возможный нагрев выше температуры кипения, что сделали авторы [98,99].

С развитием вычислительных мощностей стало возможным проведение прямого численного моделирования атомизации спреев [100–102] и их турбулентных пламен [103–106] в трехмерных постановках. Предложенные модели позволили повысить точность описания распада капель при инжекции жидкого топлива под различным давлением. Для разбавленных спреев (нет взаимодействия между каплями) было показано, что влияние первичной и вторичной атомизации, а также столкновений капель мало, и ими можно пренебречь [107]. Для плотных спреев исследования показали, что модель процесса атомизации капель способна значительно влиять на стабильность

пламени [108,109], в том числе на условия отрыва и высоту поднятого факела. Тем не менее, несмотря на большое количество работ, посвященных моделированию трехмерных турбулентных пламен методом DNS, работ, посвященных детальному исследованию структуры ламинарных пламен газокapельных смесей в научной литературе не так много, и в основном они выполнены в упрощенной одномерной постановке [91,110,111].

Актуальным на данный момент является развитие методов подавления термоакустических пульсаций в различных камерах сгорания. Известно, что термоакустические пульсации являются негативным фактором воздействия на камеры сгорания, так как они способны разрушать элементы конструкции [112–114] (Рисунок 4).



Рисунок 4. Инжектор камеры сгорания авиационного двигателя Safran поврежден из-за термоакустической неустойчивости [115].

В научной литературе имеется множество работ, посвященных изучению данного феномена как экспериментальными, так и численными методами [116–123]. Исследовалась как стабильность пламени, так и влияние акустики на атомизацию спрея. В работе [121] показано, что мелкодисперсные аэрозоли ($d_{32} < 20$ мкм) сильнее подвержены акустическому воздействию, так как быстрее испаряются и создают локальные зоны повышенного тепловыделения. Широкие факелы чаще приводят к пространственной неравномерности горения, что усиливает пульсации давления. В работах [122,123] утверждается, что термоакустическая неустойчивость в камерах сгорания обусловлена синфазным взаимодействием колебаний давления и нестационарного тепловыделения. При этом момент возникновения зависит от

того, получает ли система достаточно энергии от этой связи. В работе [124] исследовалось влияние акустики на поведение фронта ламинарного конусного пламени н-гептана. Результаты показали двойное воздействие акустических модуляций на пламя: прямое возмущение фронта пламени и вторичное воздействие за счет локального изменения фракции смеси.

Активно изучалось распространение детонационных волн в газокapельных средах [125–129]. Изучалась как скорость распространения детонационной волны в среде, так и дробление capель. Аналогично, была обнаружена немонотонная зависимость скоростей распространения детонационных волн от размеров capель. Установлено, что основную роль в дроблении жидких capель с низкой вязкостью играет механизм удаления поверхностного слоя capли, действующий на протяжении всего ее распада.

Спреи многокомпонентных жидкостей исследовались в работах [130–133]. Было показано, что многокомпонентные спреи могут существенно ускорять процесс испарения топлива в системе и интенсифицировать горение. Большой вклад в развитие теории горения спреев внес С.С. Сажин [134–137], активно разрабатывая модели и исследуя процессы формирования спреев; испарения, нагрева и атомизации capель различных жидкостей; а также методов упрощения достижения численного решения систем уравнений и увеличения скоростей расчета.

В последнее время особо актуальными становятся работы, посвященные разработке моделей горения отдельных capель жидкого топлива в электрических полях [138–141]. В работе [139] исследовались capли этанола, дизеля и биодизеля. В ней зафиксировано нелинейное влияние величины электрического поля на время горения capель. В работе [140] изучалось горение одиночных capель этанола и н-октана в вертикальном постоянном электрическом поле. Результаты указывали на возникновение дополнительных сил, действующих на capли и индуцированных именно отрицательными ионами. В работе Люо [141] исследовалась деформация фронта и изменение температуры пламени при воздействии постоянного электрического поля на

капли этанола. Согласно данным, максимальная температура пламени увеличивается на 17.2%, в то время как максимальная температура капли падает на 12.9%. Работы [138–141] интересны с точки зрения развития методики горения электроспрея [142,143]. Данная методика перспективна для применения в камерах сгорания, так как позволяет контролировать параметры распыла и скорости испарения топлива [144–147].

Например, в работе [147] проводилось экспериментальное исследование горения электростатически распыленного гептана в ламинарных противоточных диффузионных пламенах с измерением распределения размеров и скоростей капель, а также температуры газовой фазы. Детальный анализ эволюции распределения капель по размерам при их приближении к пламени показал, что при интенсивном испарении до взаимодействия с фронтом исходное монодисперсное распределение становится бимодальным. В гистограмме размеров появляется выраженный вторичный пик, соответствующий диаметрам примерно на порядок меньшим, чем средний размер капель. Известные на момент публикации работы механизмы испарения не могли объяснить возникновение такой бимодальности, которая может быть объяснена только распадом капель на более мелкие фрагменты, значительно уступающие по размеру исходным каплям. Полученные данные указывали на необходимость корректировки существующих моделей испарения капель, по крайней мере для электростатически распыленных спреев.

Еще одним перспективным направлением исследований является реализация так называемого «сверхбедного» (англ.: Ultra-lean) режима горения в энергетических установках [148–150]. Данная технология является высокоэффективной с точки зрения энергетики, так как потребляет наименьшее количество топлива в процессе горения. Как одно из следствий, данный режим позволяет значительно уменьшить количество выбросов загрязняющих продуктов реакции, в особенности сажи. Тем не менее,

реализация подобной технологии является серьезным вызовом для современного научного сообщества.

1.2 Пламена в слабом электрическом поле

Было давно установлено, что в реакционных зонах пламени присутствуют заряженные частицы, а их концентрации определялись различными методами, включая измерения электропроводности и эффекта Холла [151], поглощения микроволнового излучения [152–154] и токов, регистрируемых зондом Ленгмюра [155]. Несмотря на некоторые расхождения в данных, полученных разными авторами, основные выводы оставались неизменными:

1. Масса положительных зарядов значительно превышает массу отрицательных;
2. Общая концентрация ионов в пламени существенно выше равновесных значений.

Первое наблюдение позволило предположить, что отрицательным носителем заряда является электрон, тогда как второе свидетельствовало о протекании хемионизации в условиях, когда скорость отдельных реакций слишком высока для достижения термодинамического равновесия. Более детальное обсуждение этого вопроса представлено в работе [156]. Последующие работы добились существенного прогресса в вычислении концентрации электронов в пламени [157,158] приходя к концентрации $\sim 10^{17}$ 1/м³ для углеводородных топлив.

В проводимых экспериментах также наблюдалось изменение формы пламени. Попытки объяснить данный феномен были предприняты Calcote [159], однако в них игнорировался эффект отрицательных зарядов (электронов), в предположении, что их длина свободного пробега сравнима с размерами области пламени, и они не успевают передать импульс системе.

Тем не менее, полученные результаты указывали на то, что в таких системах возможно создание существенного импульса в направлении, отличном от направления основного потока, вызванного столкновением заряженных частиц с нейтральными компонентами смеси.

Согласно классическим исследованиям Laughton и Weinberg [160], воздействие электрического поля на пламя проявляется по-разному в зависимости от напряженности и оказывает комплексное влияние как на гидродинамику, так и на кинетику горения. Для определения степени влияния поля на среду необходимо учитывать ее плотность. Для этого используют так называемое число Таунсенда [161,162], определяющее отношение напряженности электрического поля на плотность среды (E/N), что также часто выражают через давление среды (E/p). Можно выделить несколько характерных диапазонов напряженности электрического поля, оказывающего различное влияние на пламя.

При очень слабых полях (менее 10 кВ/м при атмосферных условиях) влияние поля на химическую кинетику отсутствует. В данном случае преимущественно происходит миграция ионов (ионный ветер), однако без существенного изменения структуры и формы пламени, так как дополнительный импульс, который вносится в систему движением заряженных частиц, намного меньше генерируемого основным потоком.

В диапазоне слабых полей (10-150 кВ/м) изменение химической кинетики также отсутствует. Оценка верхнего предела основывается на том, что средняя энергия электронов в среде меньше энергии возбуждения атомов азота, являющимися наиболее распространенным компонентом атмосферы. Это дает $E/p \approx 2 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$, что для атмосферных условий соответствует напряженности поля порядка 152 кВ/м. При этом движение заряженных частиц уже может вносить заметный вклад в основной поток, что способно не только значительно деформировать пламя, но и усиливать перемешивание реакционных зон.

Сильные поля (150-1500 кВ/м) могут существенно изменять кинетику горения через два механизма. Во-первых, энергия электронов уже достаточна для генерации активных возбужденных частиц N_2^* , которые разрывают прочную связь молекул кислорода $O=O$, из-за чего в среде начинают появляться активный атомарный кислород O , что повышает скорость иницирующих реакций. Во-вторых, пространственное перераспределение ионов создает зоны с локально измененным стехиометрическим составом, что модифицирует весь каскад химических превращений.

При переходе в область очень сильных полей (более 1500 кВ/м) происходит качественное изменение режима горения. Электрон-ударная ионизация генерирует очень большое количество активных O , что приводит к появлению новых каналов окисления и существенному (30-50%) увеличению скорости горения. Экспериментально установлено [163], что такие поля могут индуцировать нестационарные режимы горения с осцилляциями скорости реакции, связанные с конкуренцией между электрохимической и термической кинетикой. При этом существенный вклад в энергию вносит конверсия энергии электрического поля в тепло посредством разряда.

Еще одним важным эффектом слабого электрического поля является способность уменьшать выбросы вредных продуктов реакции, таких как сажа, CO и оксиды азота NO_x . В 1959 г. Payne и Weinberg [164] впервые установили, что частицы сажи, образующиеся в пламенах, имеют заряд, или по крайней мере могут получить его в присутствии электрического поля. Важным наблюдением было то, что электрическое поле может влиять не только на уже сформировавшиеся частицы, но и на частицы, находящиеся в процессе роста, тем самым влияя на конечное количество сажи, выделяющееся при горении. Сообщалось, что электрические поля изменяют яркость как диффузионного, так и предварительно перемешанного пламени ацетилена [165–167], снижают выход сажи для диффузионного пламени, а также температуру пламени и интенсивность образования радикала OH [168].

Влияние продольного электрического поля на выбросы NOx было продемонстрировано экспериментально в работе [169] для ламинарного диффузионного пламени пропана. Для поля, направленного против потока, снижение выбросов NOx, составило до 30%. Для поля с противоположной полярностью влияние оказалось незначительным. Еще более существенные результаты в снижении уровня выбросов NOx были достигнуты в работе [170]. В ней, также для диффузионного пламени пропана, удалось достигнуть снижения уровня оксидов NOx на 55-78% в зависимости от напряжения на электродах и полярности поля.

Экспериментальные исследования метановоздушного предварительно перемешанного пламени при давлениях до 10 атм. [171] выявили существенное влияние электрического поля на состав продуктов сгорания. Приложенное напряжение положительной полярности приводило к резкому снижению выбросов CO на 95% во всем исследованном диапазоне давлений, одновременно вызывая увеличение концентрации NOx на 25%. Характерно, что смена полярности электрического поля вызывала обратный эффект — наблюдалось увеличение содержания CO и снижение NOx.

Влияние радиального электрического поля на выход CO, CO₂ и NOx для пропановоздушной смеси было исследовано в работе [172]. Несмотря на немонотонный характер зависимости концентраций CO и CO₂ от приложенного потенциала, исследователи пришли к выводу, что электрическое поле позволяет эффективно контролировать уровень вредных выбросов. Аналогично, для метановоздушного пламени было установлено снижение выхода CO на величину до 41% при воздействии электрического поля [173].

Некоторые работы утверждают [174,175], что внешнее электрическое поле может вызывать поляризацию молекул, что способно снижать энергию активации некоторых реакций и ускорять их протекание. Это также может влиять на пути протекания реакций. Было обнаружено, что при сжигании метана применение электрического поля генерирует новые пути реакции и способствует образованию новых соединений, что интенсифицирует процесс

горения [176]. Аналогично, было обнаружено, что при окислении толуола электрическое поле усиливает начальное образование радикалов и повышает скорость окисления даже при более низких температурах [175]. Продemonстрировано, что электрическое поле может влиять на селективность реакций, влияя на расположение молекул и распределение химически активных веществ. Например, при сжигании водорода применение электрического поля изменяет распределение зарядов [177], что, в свою очередь, изменяет кинетику реакции и общий процесс горения.

Для слабого электрического поля скорость ионного ветра, как правило не превышает 5 м/с [178,179], тем не менее, даже такие небольшие возмущения в потоке способны значительно влиять на стабильность пламени. В работе [157] стабилизационный эффект постоянного электрического поля был продемонстрирован для пламени н-бутана, для которого, после включения электрического поля, область стабильного горения увеличивалась.

Для различных значений коэффициента избытка топлива метановоздушной смеси и напряженности электрического поля до достижения коронного разряда Bradley и др. [180] измерили скорости отрыва. Данные исследования показали увеличение порога скорости отрыва пламени при воздействии поля.

Экспериментально было исследовано увеличение стабильности пламени для турбулентного пропановоздушного пламени [181]. Данные демонстрируют, что положительный электрический потенциал наиболее эффективно стабилизирует пламя при низких скоростях течения порядка 5 м/с, уменьшая критическое значение коэффициента избытка топлива для срыва пламени на 5%. Однако при увеличении скорости потока до 15 м/с стабилизирующее действие поля практически исчезает.

В работе [182] исследовалось влияние постоянного продольного поля различной полярности на стабильность диффузионного пламени этилена. Результаты показали, что поле, направленное по потоку способно стабилизировать пламя, в то время как обратная полярность провоцирует

мерцающую нестабильность при высоких значениях напряженности и, как следствие, нестабильность протекающего в пламени тока. Согласно данным [183] для поперечного слабого поля область стабилизации пламени стремится к области с максимальным значением напряженности.

В работе [184] экспериментально было изучено влияние постоянного электрического поля на импактное пламя различных по стехиометрическому составу предварительно перемешанных топливовоздушных смесей метана и водорода. Результаты испытаний продемонстрировали благоприятное влияние положительного поля на устойчивость пламени, позволяя ему стабильно гореть при более бедных составах смеси, чем в отсутствии электрического поля. Также улучшение отрывных характеристик при воздействии электрического поля было достигнуто в работе [185], в которой исследовались режимы горения различных предварительно перемешанных топлив в условиях обогащения кислородом. Установлено, что положительная полярность поля увеличивает выбросы NO_x , в то время как отрицательная, наоборот, уменьшает. Полученные результаты ценны с точки зрения реализации перспективного метода ультра-бедного горения с высокой энергоэффективностью и низким выбросом вредных веществ [148–150], [186–188].

Экспериментальное исследование влияния постоянного электрического поля на скорость распространения ламинарного пламени было изучено в работе [189]. В качестве объекта исследования выступало плоское пламя предварительно перемешанной метановоздушной смеси, стабилизированное между конденсаторными электродами переменного межэлектродного расстояния. Результаты продемонстрировали умеренное увеличение скорости ламинарного горения при возмущении пламени электрическим полем — до 8% от начального значения для стехиометрической смеси. Были выявлены две ключевые зависимости: изменение скорости горения от приложенного напряжения носит экспоненциальный характер, тогда как зависимость от подведенной мощности является линейной. Похожее по относительной

величине увеличение скорости (8%) было задокументировано в работе [190] для конусного пламени метана со стороны отрицательно заряженного электрода.

Эффект увеличения скорости распространения пламени метана также был зафиксирован в работе [191]. При этом также увеличивалось максимальное давление сгорания на 12.4%. В работе авторов [192] отмечается, что ускорение имеет сильно не линейный характер в зависимости от напряженности. Для пламени пропана было исследовано влияние однородного и неоднородного распределения напряженности на скорость распространения и время поджога [193]. Скорость распространения увеличивалась при положительной полярности поля, но на время поджога поле не оказывало значительного влияния.

Влияние поперечного как постоянного, так и переменного электрического поля на классическое и вибрационное распространение пламен в трубах подробно описаны в работах В.В. Афанасьева и Н.И. Кидина [194–196]. Установлено, что внешнее возмущение постоянным электрическим полем в подобных системах способно значительно растягивать пламя, увеличивая его площадь и скорость распространения из-за появления дополнительного избыточного давления. Для вибрационного пламени показано, что изменение вытянутости и площади поверхности пламени тем больше, чем больше напряженность электрического поля.

Электрические поля также используют для расчета концентраций ионов в пламени по величине протекающего тока. Например, в работах Д.А. Князькова [197,198] используется предварительно перемешанное плоское пламя метана, на которое воздействуют продольным электрическим полем. Внешнее поле вызывает дрейф ионов к электродам и ток, по которому возможно определить концентрации заряженных частиц и величину тока насыщения. Таким методом возможно исследовать не только углеродные топлива, но и пламена аммиака [199].

Важно отметить, что постоянные и переменные электрические поля по-разному влияют на скорость химических реакций и характеристики пламени [163,200]. Постоянное электрическое поле создает направленное воздействие на заряженные частицы, что приводит к более контролируемому и локализованному влиянию на пламя. Например, в диффузионном пламени метана положительное постоянное поле уменьшает высоту пламени и повышает устойчивость горения, тогда как отрицательное поле смещает внутренний конус пламени [170]. Переменные поля, напротив, создают переменную силу, действующую на заряженные частицы, что приводит к более сложному взаимодействию с пламенем [201–204]. Влияние переменного поля на скорость реакций зависит от его частоты колебаний: с ее ростом скорость реакций обычно увеличивается до определенного порога. Например, в бедных предварительно перемешанных метановоздушных пламенах средняя скорость распространения пламени возрастала с частотой электрического поля, достигая максимума при ~ 25 кГц, после чего стабилизировалась [205].

Ввиду комплексности явления горения в электрическом поле экспериментальный контроль и измерения наиболее важных параметров системы представляют серьезный вызов современной науке. Оптические методы диагностики хоть и не вносят внешних изменений в пламя, позволяют анализировать узкий спектр данных [206–208]. Как следствие, большой интерес для развития теории горения в электрических полях представляют численные методы моделирования, так как они позволяют одномоментно отслеживать изменения всех физических параметров, включенных в математическую систему. Однако, реализация численных расчетов также сопряжена с существенными трудностями, в первую очередь связанными с моделированием переноса электронов, у которых величина подвижности примерно на три порядка выше (~ 1000 раз) [209], чем у ионов, что генерирует большую численную неустойчивость решения.

Тем не менее в научной литературе имеются работы [210–217], посвященные численному моделированию процессов тепломассопереноса при

горении топлива под воздействием внешнего электрического поля. Однако данные работы в большинстве своем выполнены в упрощенных постановках двумерных задач [210–212,214,216]. Единственное обнаруженное в литературе детальное трехмерное численное исследование выполнено в работе [217]. В качестве объекта исследования выступало конусное пламя предварительно-перемешанной смеси метана с воздухом в поперечном электрическом поле. Несмотря на существенную проделанную работу, результаты моделирования оказались далеки от эксперимента. Было достигнуто лишь очень качественное совпадение, что отмечают сами авторы работы. Смоделированная высота конуса существенно отличалась от экспериментального. Угол наклона конуса также оказался отличен от экспериментального значения.

1.3 Выводы по первой главе

Горение газокapельных взвесей представляет собой сложный процесс, в котором взаимодействие capель топлива с пламенем существенно влияет на динамику и структуру горения. Научные работы показывают, что присутствие capель может как увеличивать, так и уменьшать скорость распространения пламени в зависимости от их размера, концентрации и условий инжекции. Основопологающим в феномене газокapельного горения является конкуренция двух физических процессов. С одной стороны, испарение capель потребляет часть энергии пламени, которая уходит на испарение. В то же время, испарение приводит к локальному изменению концентрации топлива, сдвигая состав ближе к стехиометрии, что может способствовать более интенсивному горению.

Капли топлива, малые по размеру, не оказывают значительного влияния на параметры пламени, так как успевают в значительной мере испариться до фронта пламени в зоне нагрева, в отличие от capель большего размера, способных значительно влиять на режим горения пламени. Ускорение может

наблюдаться как в области в целом богатых, так и в целом бедных пламен. При этом большие капли могут значительно расширять пределы воспламеняемости смеси даже в диапазоне очень бедных ($\varphi_{\text{tot}} \sim 0.4$) и очень богатых пламен ($\varphi_{\text{tot}} \sim 4.0$). Важным аспектом является концепция эффективного коэффициента избытка топлива, которая объясняет, почему газокapельные смеси могут гореть быстрее, чем чисто газовые при том же массовом соотношении топлива и окислителя. Согласно данной концепции, при определенных параметрах горение смеси происходит при локальном коэффициенте избытка топлива более близком к стехиометрии, что и увеличивает скорость распространения пламени.

Электрическое поле оказывает многогранное воздействие на процессы горения, включая изменение структуры пламени, скорости химических реакций и стабильности горения. В слабых полях основным эффектом является изменение гидродинамики течений, ввиду движения заряженных частиц, которое может увеличивать скорость распространения пламени. В сильных полях наблюдается значительное изменение кинетики реакций за счет ударной ионизации и генерации активных частиц. Кратко влияние электрического поля можно свести до трех практически полезных составляющих: улучшение отрывных характеристик пламени, подавление термоакустических пульсаций и уменьшение выбросов вредных продуктов сгорания, таких как CO, NO_x и сажа.

Перспективной технологией в настоящий момент является реализация сверхбедного режима горения в энергетических установках, ввиду высокой энергетической эффективности (низкого потребления топлива) и низкого уровня выбросов вредных веществ. Основная сложность заключается в подавлении термоакустических пульсаций, улучшения устойчивости горения особенно активно генерируемых в условиях сверхбедного горения. Комбинированное воздействие капель топлива и электрического поля открывает новые возможности для управления процессами горения в этих условиях. Тем не менее, реализация перспективной технологии является

серьезным вызовом для научного сообщества, из-за малой изученности феномена и сложности создания экспериментальных установок, ввиду чего эффекты влияния капель и электрического поля требуют дальнейшего изучения.

Литературный обзор показал наличие работ по численным исследованиям воздействия электрического поля и инжекции части топлива в виде капель на свойства пламени и структуру фронта пламени в упрощенных одномерных установках с использованием редуцированной химии. Тем не менее, аналогичные детальные численные исследования с точным разрешением тонких структур фронта практически отсутствуют. Таким образом, актуальность исследований пламени в условиях упомянутых возмущений обусловлена необходимостью систематических численных исследований структуры фронта ламинарного пламени на основе метода прямого численного моделирования в многомерных постановках с применением детальных химических механизмов.

Глава 2. Моделирование ламинарного конусного пламени Бунзена предварительно перемешанных смесей этанола с воздухом в присутствии дисперсной фазы в виде капель топлива

В данной главе представлено описание используемых методик численного моделирования ламинарного конусного пламени этанола в условиях возмущения дисперсной фазой топлива с монодисперсным распределением по размеру. Представлены результаты трехмерного прямого численного моделирования и сравнение данных расчетов с экспериментом и данными одномерной численной модели гомогенной смеси. Описан эффект изменения скорости распространения пламени при инжекции части топлива в виде капель. Описано изменение структуры фронта пламени при различных

размерах капель топлива. Описана немонотонная зависимость средней скорости распространения фронта пламени от диаметра капель с монодисперсным распределением.

2.1 Описание применяемой математической модели

Для проведения трехмерных расчетов использовался программный пакет CFD с открытым исходным кодом OpenFOAMv7 [218]. Для расчетов использовался решатель sprayFoam. Данный решатель позволяет проводить расчеты гидрогазодинамики методом конечных объемов [219] с учетом сжимаемости среды и наличия дисперсной фазы в виде капель как Лагранжевых частиц. Таким образом, для расчетов использовалась смешанная Эйлерово-Лагранжева постановка, в которой газ рассматривался как непрерывная среда, в которой возможно движение капель в виде материальных точек с определенными параметрами, меняющимися во времени (диаметр, температура, теплоемкость и т.д.). Применялся метод прямого численного моделирования, так как LES и RANS подходы не позволяют разрешать тонкую структуру фронта пламени, а больше подходят для моделирования крупномасштабных пламен [220].

Для разрешения динамики системы применялись классические уравнения Навье-Стокса с учетом межфазного перехода жидкости в газообразное состояние. Уравнения тепломассопереноса представлены в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U}) = \dot{S}_{\text{ж}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} Y_i) + \nabla \cdot (\rho Y_i \mathbf{V}_i) = \dot{S}_i + \dot{\omega}_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} : \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau} + \mathbf{F}_D + \rho \mathbf{g}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} h) = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \frac{Dp}{Dt} + \bar{\tau} : \nabla \mathbf{U} - \sum_{i=1}^N h_i^0 \dot{\omega}_i + \dot{S}_{\text{rad}}, \quad (4)$$

где ρ – плотность среды; $\mathbf{U}$ – вектор скорости потока; p – давление; t – время; Y_i – массовая доля компонента; $\mathbf{g}$ – вектор гравитационного ускорения; $\dot{\omega}_i$ – скорость образования массы компонента i в ходе химических реакций; F_D – сила сопротивления движения капель потоку; $\dot{S}_{\text{ж}}$ – источник массы, связанный с фазовым переходом капель; $\mathbf{V}_i$ – вектор скорости диффузии i -го компонента; $\dot{S}_i$ – источник массы компонента i , испаряющегося из многокомпонентных капель; $\dot{S}_{rad}$ – источник энергии радиационного теплопереноса; $\bar{\tau}$ – тензор вязких напряжений (согласно гипотезе Стокса):

$$\bar{\tau} = \mu(\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T) - \left(\frac{2}{3}\mu(\nabla \mathbf{U})\bar{I}\right), \quad (5)$$

где μ – динамическая вязкость, $\bar{I}$ – единичный тензор. Ввиду использования метода прямого численного моделирования, уравнение на тензор напряжений решалось напрямую, без моделей подсеточной вязкости. Поток массы за счет диффузии определяется следующим соотношением:

$$Y_i \mathbf{V}_i = -D_{eff} \nabla(\ln X_i) Y_i, \quad (6)$$

где X_i – молярная концентрация i -го компонента, D_{eff} – эффективный коэффициент диффузии, рассчитанный через аппроксимацию Сазерленда для динамической вязкости [221]:

$$D_{eff} = \sum_i D_i Y_i = \frac{\sum_i \mu_i Y_i}{\rho}, \quad (7)$$

$$\mu_i = A_{s,i} \frac{T^{3/2}}{T + T_{s,i}}, \quad (8)$$

где $A_{s,i}$ и $T_{s,i}$ – коэффициенты Сазерленда.

Перенос энергии происходит через теплопроводность среды и перенос массы компонентов:

$$\mathbf{q} = -\lambda \nabla T + \rho \sum_{i=1}^N h_i Y_i \mathbf{V}_i, \quad (9)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, T – температура, h_i – удельная энтальпия i -го компонента, N – полное число компонентов. Для многокомпонентной смеси использовалось приближение идеального газа:

$$p = \frac{\rho RT}{\overline{W}}.$$

В данном уравнении $R = 8.31$ Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная, $\overline{W}$ – усредненная молекулярная масса.

Уравнения движения капли в потоке с учетом действия гравитации:

$$\frac{d\mathbf{U}_k}{dt} = \frac{\mathbf{F}_D}{m_k} + \mathbf{g} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_k} \right), \quad (10)$$

где $\mathbf{U}_k$ – вектор скорости капли; $\mathbf{F}_D$ – вектор силы вязкого трения среды. Сила трения определяется через скорость капли относительно потока газа:

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} \rho A_k C_D |\mathbf{U} - \mathbf{U}_k| (\mathbf{U} - \mathbf{U}_k), \quad (11)$$

где A_k – площадь поверхности капли, C_D – коэффициент сопротивления вычисляется в зависимости от числа Рейнольдса капли (Re_k) по модели Шиллер-Науманна [222]:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_k} (1 + 0.15 Re_k^{0.687}), & Re_k \leq 1000, \\ 0.424, & Re_k > 1000. \end{cases} \quad (12)$$

В данном случае Re_k – число Рейнольдса для капли, которое определяется через скорость относительно потока:

$$Re_k = \frac{\rho d |\mathbf{U} - \mathbf{U}_k|}{\mu}, \quad (13)$$

где d – диаметр капли. При этом влияние дополнительных сил, таких как сила присоединенной массы, сила Бассета, Саффмана, подъемная сила Магнуса и сила градиента давления пренебрегалась ввиду малого размера капель и малой скорости потока. Адекватность данного предположения была подтверждена в ходе моделирования, так как расчетное значение Re_k не превышало 0.1, что говорит о чисто стоксовском режиме обтекания капли потоком.

Модель тепломассопереноса включает в себя две подмодели, в зависимости от температуры капли. В случае, если $T_k < T_{\text{кип}}$ используется выражение Ранца-Маршалла для числа Шервуда и Нуссельта. Скорость испарения определяется через:

$$\frac{dm_k}{dt} = -\pi d \cdot Sh \cdot D_{\text{пар.}}(\rho_{\text{нас.}} - \rho_{\text{газ.}}), \quad (14)$$

$$Sh = 2 + 0.6Re_k^{1/2}Sc^{1/3}, \quad (15)$$

где m_k – масса капли, Sc – число Шмидта, $D_{\text{пар.}}$ – коэффициент диффузии образующегося пара, $\rho_{\text{нас.}}$ – плотность насыщенных паров (при данной температуре), $\rho_{\text{газ.}}$ – текущая плотность паров в газовой фазе.

Теплоперенос учитывается в следующем виде:

$$m_k c_k \frac{dT}{dt} = A_k \left(\frac{\lambda_d Nu}{d_k} (T - T_k) + \varepsilon \pi I - \sigma \varepsilon T^4 \right) - \frac{dm_k}{dt} h_{\omega}, \quad (16)$$

$$Nu = 2 + 0.6Re_k^{1/2}Pr^{1/3}, \quad (17)$$

где c_k – теплоемкость капли; Nu – число Нуссельта; Pr – число Прандтля; λ_d – теплопроводность капли; I – интеграл излучения в капле; h_{ω} – теплота испарения; $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – постоянная Стефана-Больцмана; ε – степень черноты поверхности капли.

В случае, когда температура капли становится выше точки кипения, скорость испарения находится итеративным методом, согласно модели Zuo и Gomes [98], основанной на изучении испарения перегретых спреев. Скорость испарения перегретой капли учитывается корреляцией, установленной в экспериментах Adachi и др. [223]:

$$G_f = \frac{a_s(T_k - T_b)A_k}{L(T_b)}, \quad (18)$$

где T_k – температура частицы (капли), T_b – температура кипения, $L(T_b)$ – теплота испарения при температуре кипения. Коэффициент a_s является коэффициентом теплопереноса в зависимости от разницы текущей температуры жидкости и ее температуры кипения при данных условиях:

$$a_s = \begin{cases} 0.76(T_k - T_b)^{0.26} & (0 \leq T_k - T_b \leq 5), \\ 0.027(T_k - T_b)^{2.33} & (5 \leq T_k - T_b \leq 25), \\ 13.8(T_k - T_b)^{0.39} & (T_k - T_b \geq 25). \end{cases} \quad (19)$$

Уравнения (18) и (19) учитывают только вскипание (англ.: flash boiling) капель, но не учитывают испарение за счет внешних источников энергии. В типичных условиях горения характерное время испарения капель за счет внешнего источника тепла такого же временного порядка, как и испарения капли за счет кипения, ввиду чего необходимо учитывать передачу тепла из окружающего газа в каплю. Zou и Gomes [98] предложили учет данного процесса в виде уравнения в неявном виде:

$$G = 4\pi \frac{k}{c_p} r_0 \frac{Nu}{1 + G_f/G} \ln \left[1 + \left(1 + \frac{G_f}{G} \right) \frac{h_\infty - h_b}{L(T_b)} \right], \quad (20)$$

Где G – итоговая массовая скорость испарения, h_∞ и h_b – энтальпия газа в газовой фазе и на поверхности капли, соответственно.

Для описания модели радиационного теплопереноса использовалась P1 модель [224]. Данная модель обладает рядом преимуществ при выполнении тяжелых расчетов ввиду того, что уравнения быстро решаются относительно небольшим количеством процессоров, а также возможен учет эффекта рассеяния от капель и твердых частиц. Радиационные свойства для продуктов сгорания были взяты согласно [225], для этанола согласно [226].

2.2 Описание эксперимента

Измерения проводились в ламинарном конусном предварительно перемешанном пламени, стабилизированном на кромке осесимметричного сужающегося сопла диаметром 15 мм. Трехмерная геометрия сопла подробно описана в работе [227] (случай без завихрителя). Число Рейнольдса для струи составило $Re = 1000$ (расчет по расходу 10.8 л/мин и вязкости воздуха при комнатной температуре). В качестве модельного топлива использовалась смесь паров и капель этанола, перемешанных с сухим воздухом. Газокапельная смесь

спирта создавалась ультразвуковым атоизатором (KERI M1009-2), состоящим из десяти пьезоэлектрических мембран, собранных в едином корпусе с электронным блоком, генерирующим сигнал частотой 1.7 МГц. Топливо подавалось путем пропускания воздуха через резервуар с этанолом, на дне которого был установлен данный атоизатор. Для обеднения смеси также была возможность подведения дополнительного потока сухого воздуха (Рисунок 5). Средний размер капель был измерен системой, основанной на времяпролетном методе (AOM Systems SpraySpy), и составил 14 мкм. Размер капель варьировался не более чем на 5%, что позволяет считать распределение капель по размеру монодисперсным.

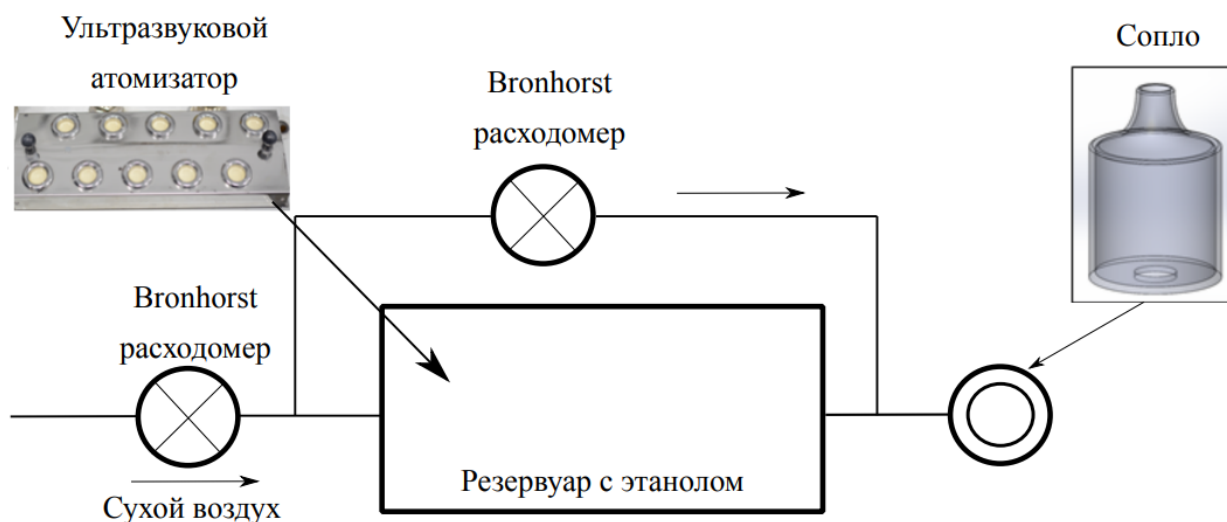


Рисунок 5. Схема создания газокapельной смеси этанола в эксперименте.

Расход воздуха контролировался массовыми расходомерами (Bronkhorst ElFlow). В случае пропускания сухого воздуха только через резервуар с этанолом полный массовый расход последнего составил 2.1 г/мин. При этом, массовый расход паров этанола рассчитывался исходя из предположения о насыщенном паре при температуре окружающей среды (23 C°) внутри резервуара и составил 1.6 г/мин. Массовый расход жидких капель топлива рассчитывался как разность между полным расходом и газовой фазой и составил 0.5 г/мин. Расход воздуха составлял 10.8 л/мин. Таким образом, полный коэффициент избытка топлива соответствовал $\varphi_{\text{tot}} = 1.47$.

Во втором случае часть сухого воздуха подавалась в обход резервуара с этанолом, что обедняло итоговую смесь. Полный массовый расход топлива в данном случае составлял 1.7 г/мин. Расход топлива в газовой фазе рассчитывался, исходя из предположения, что расход жидкой фазы остается постоянным (0.5 г/мин). В данном случае расчетный расход в газовой фазе составил 1.2 г/мин. Расход сухого воздуха оставался прежним, что соответствовало полному коэффициенту избытка топлива $\varphi_{\text{tot}} = 1.19$. Схема измерительной экспериментальной установки представлена на Рисунке 6.

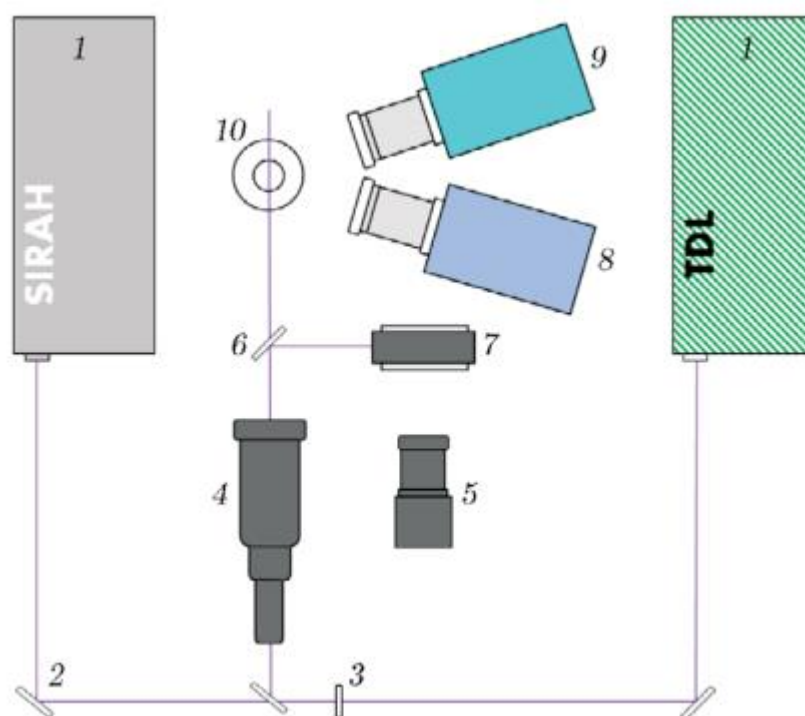


Рисунок 6. Экспериментальная измерительная установка (виду сверху): 1 — лазеры на красителе, 2 — призма Глана, 3 — полуволновая пластина, 4 — коллиматор, 5 — камера кюветы, 6 — делитель пучка, 7 — кювета, 8 — PLIF-камера 1, 9 — PLIF-камера 2, 10 — сопло.

Для оценки температуры пламени использовался метод two-line OH PLIF. Для реализации метода применялась комбинация двух линий Q1(5) и Q1(14) полосы переходов (1-0) электронной системы А-Х в качестве одной из наиболее эффективных пар, согласно работе [228]. Метод был реализован с использованием двух независимых систем OH PLIF, синхронизированных генератором импульсов (модель BNC 575). Одна из систем PLIF состояла из перестраиваемого лазера на красителях (Sirah Precision scan), импульсного

лазера накачки Nd: YAG (QuantaRay, 0.7 Дж на длине волны 532 нм) и чувствительной в ультрафиолетовом диапазоне интенсифицированной ПЗС-камеры (PCO Dicom Pro, 12-бит, 1024×1024 пкс). Другая система также состояла из перестраиваемого лазера на красителях (Quanta TDL+), лазера накачки Nd: YAG (Quanta YG980 0.5 Дж на длине волны 532 нм) и камеры (LaVision Imager sCMOS, 16-бит, 2560×2160 пкс), подключенной к усилителю (LaVision IRO). Интенсифицированные камеры были оснащены ультрафиолетовыми объективами (LaVision 100 мм, $f = 2.8$) и полосовыми оптическими фильтрами (LOTOriel, коэффициент пропускания 17 % на длине волны 310 нм с шириной на полувысоте 11 нм). Средняя энергия импульсов перестраиваемых лазеров для этих переходов составляла приблизительно 3 и 15 мДж соответственно. Спектральная калибровка лазеров на красителях проводилась путем сравнения экспериментального спектра возбуждения радикала ОН с результатами моделирования с использованием программного обеспечения LifBase [229]. Лучи лазеров двух PLIF-систем были сведены к одному оптическому пути и развернуты в коллимированный лазерный нож шириной 50 мм и толщиной 0.8 мм в области измерения. Два лазерных импульса PLIF-систем были разделены во времени на 0.6 мкс. Время экспозиции обеих PLIF-камер составляло 200 нс. Часть лазерного излучения отражалась (примерно 4 % энергии) в кювету полупрозрачным зеркалом, размещенным после коллиматора. Для учета неравномерности распределения энергии в лазерных ножах дополнительная ПЗС-камера (ImperX Bobcat IGV-B4820, 12-бит изображения) регистрировала интенсивность флуоресценции внутри прямоугольной кюветы, заполненной раствором родамина 6G.

2.3 Расчетная геометрия и анализ сеточной сходимости

Для проведения расчетов была создана трехмерная расчетная сетка для осесимметричной геометрии, представленной на Рисунке 7. Расчетная область

представляла собой цилиндрический домен диаметром 200 мм и высотой 180 мм, образованный вокруг и внутри сужающегося сопла с профилем Витошинского. Входной диаметр сопла 60 мм, выходной – 15 мм. Высота сопла в расчетном домене составляла 49 мм.

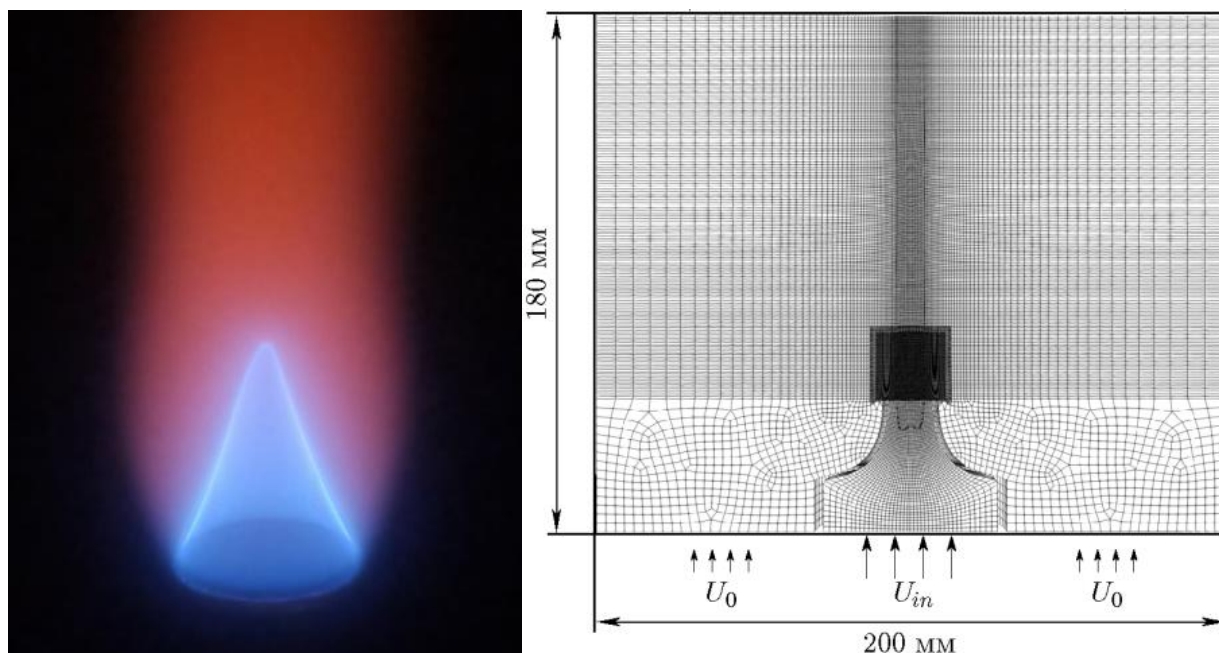


Рисунок 7. Фотография газок капельного пламени этанола для режима $\varphi_{tot} = 1.47$ (слева) и вид расчетной сетки в центральном сечении (справа).

Расчетная сетка состояла из 10 миллионов гексагональных ячеек. На выходе из сопла было выполнено сгущение, таким образом, что линейный размер ячеек составил порядка 80 мкм в области фронта пламени. Анализ сеточной сходимости показал, что данный размер является достаточным для точного разрешения градиентов скорости, температуры и концентрации промежуточных компонентов смеси, образующихся в ходе реакций. Выбранный размер расчётной сетки является сбалансированным компромиссом: он достаточно мал для корректного разрешения фронта пламени, но при этом остаётся существенно большим размера капель, чтобы не вносить численные артефакты в источниковые члены, обусловленные испарением [230]. Также данный размер является достаточным для проведения расчетов ламинарных пламен с использованием метода прямого численного моделирования согласно литературным данным [231].

В качестве дополнительного критерия проверки адекватности размера сетки был проведен численный анализ свободно распространяющегося одномерного фронта пламени в пакете вычислительной гидродинамики с открытым программным кодом CANTERA [232,233]. Было определено влияние сеточного разрешения на определение скорости распространения пламени, его температуры и концентраций промежуточных компонентов смеси для исследуемых режимов.

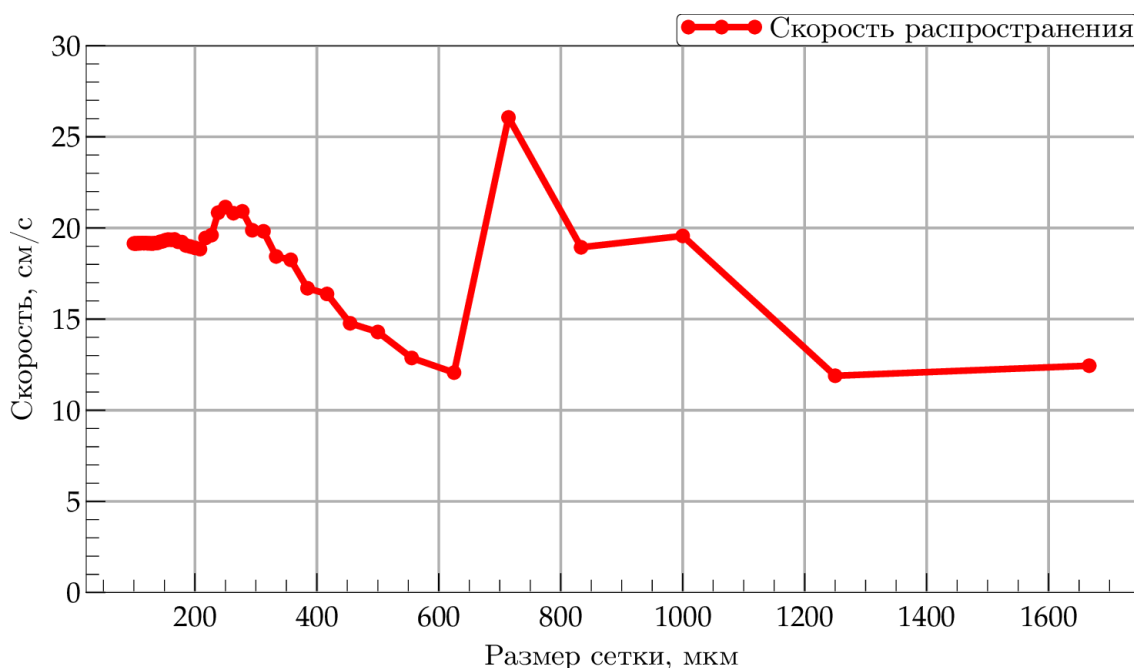


Рисунок 8. Зависимость расчетных значений температуры пламени этанола и его скорости распространения в зависимости от размера ячейки.

На Рисунке 8 представлен пример зависимости расчетных значений скорости распространения газового пламени этанола при $\phi = 1.47$ в зависимости от размера ячейки. Данные показали, что при достижении размера ячейки 120 мкм скорость распространения выходит на постоянное значение, соответствующее литературным данным для данного режима горения. Адиабатическая температура пламени достигает 1960 К, что отличается от расчетной температуры при размере 5 мкм всего на 6 К. Таким образом, относительная погрешность расчета температуры составляет 0.3%, что является допустимым значением для расчетов.

Также представлено сравнение концентрации промежуточных компонентов смеси, таких как HCO, H, CH₂O (Рисунок 9). При размере ячеек

сетки 80 мкм, разрешенные значения концентраций данных компонентов не существенно отличаются от концентраций при линейном размере ячеек 5 мкм. Анализ сеточной сходимости для режима при $\phi = 1.19$ продемонстрировал аналогичные результаты.

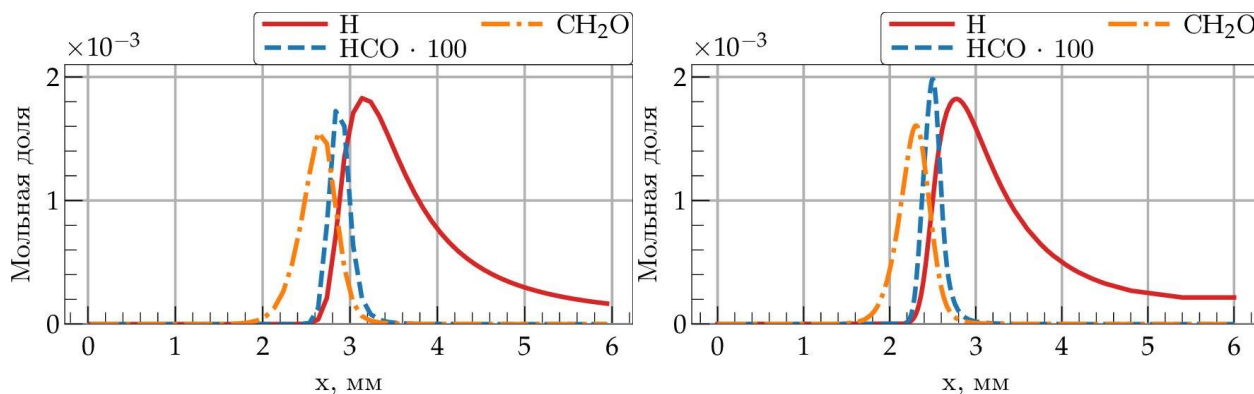


Рисунок 9. Зависимость расчетных значений концентрации промежуточных компонентов смеси во фронте пламени этанола для сетки с фиксированным размером 80 мкм (слева) и 5 мкм (справа).

2.4 Начальные и граничные условия

Начальные условия задавались в соответствии с экспериментальными данными. Исследовались режимы с полным коэффициентом избытка топлива $\phi_{\text{tot}} = 1.47$ и 1.19 . В первом режиме часть топлива с расходом 1.6 г/мин ($\phi_g = \phi_{\text{sat}} = 1.12$) инжестировалась в виде насыщенного пара, а часть с расходом 0.5 г/мин ($\phi_{\text{liq}} = 0.35$) в виде капель размером 14 мкм с монодисперсным распределением по размеру. Во втором режиме расход капель этанола считался аналогичным, исходя из предположения, что скорость образования капель одинакова в обоих исследуемых случаях. При этом расход паров топлива оценивался как разницу полного расхода (1.7 г/мин) и расхода капель (0.5 г/мин), что составило 1.2 г/мин.

Скорость на входе в сопло в обоих случаях задавалась по формуле Пуазеля [234]:

$$U_{in} = 2U_b(1 - r^2/R^2), \quad (21)$$

где $U_b = 0.063$ м/с – среднерасходная скорость, $R = 30$ мм – входной радиус сопла. Число Рейнольдса на выходе сопла соответствовало значению 1000 с ламинарным истечением смеси. Для стабилизации пламени вокруг сопла устанавливался спутный поток, равный 5% значению от величины скорости на выходе из сопла (~ 0.07 м/с). Стенки сопла считались теплоизолированными. Температура окружающей среды, а также на входе в сопло и спутный поток составляла 296 К.

Описание химической кинетики горения этанола проводилось с помощью редуцированного механизма [235], состоящего из 31 компонента и 66 реакций, основанного на механизме San Diego [236]. По утверждению авторов данного механизма, он обладает высокой точностью как в области бедных, так и богатых режимов горения.

2.5 Результаты моделирования

Расчетные данные показали, что расход паров спирта 1.6 г/мин ($\phi_{\text{sat}} = 1.12$) соответствует концентрации насыщенных паров. Оценка влияния радиационной составляющей показала, что капли и газовая среда прогреваются на 0.8 К при подлете ко фронту пламени. Это приводит к незначительному испарению капель и уменьшению их размеров с 14 до 13.5 мкм. Таким образом, в случае $\phi_{\text{tot}} = 1.47$ инжестируемые капли не претерпевали значительного испарения до достижения фронта пламени.

Для проверки верности предположения, что основной силой, действующей на капли, является сила сопротивления, на основе расчетных данных были выполнены оценки влияния силы присоединенной массы, силы Бассета, Саффмана, подъемной силы Магнуса и силы градиента давления. Исходя из данных расчета, число Рейнольдса для капель 14 мкм, составило 0.047, что говорит о чисто Стоксовском режиме обтекания. Кроме того, скорость на выходе сопла составляет порядка 1.2 м/с и лежит в диапазоне

ламинарного течения. В данном диапазоне основными силами являются сила тяжести и вязкого трения. Все указанные выше нелинейных эффекты дают соотношение к силе вязкости по величине от 0.01 до 0.0001. Данный факт подтверждает обоснованность действия только выбранных сил на капли в численном моделировании.

На Рисунке 10 представлено сравнение данных средних полей температуры исследованных режимов, полученных в расчете и в эксперименте. Для случая $\varphi_{\text{tot}} = 1.47$ расчетная высота конуса пламени близка к высоте конуса в эксперименте и составила 23 мм, что выше экспериментального значения лишь на 3 мм (отличие 13%). Данный факт говорит о том, что в расчете достигается адекватное предсказание величины скорости распространения фронта пламени. Для случая $\varphi_{\text{tot}} = 1.19$ предсказанная величина высоты конуса пламени составляет 15 мм, что отличается от экспериментального более чем на 5 мм (отличие 33%).

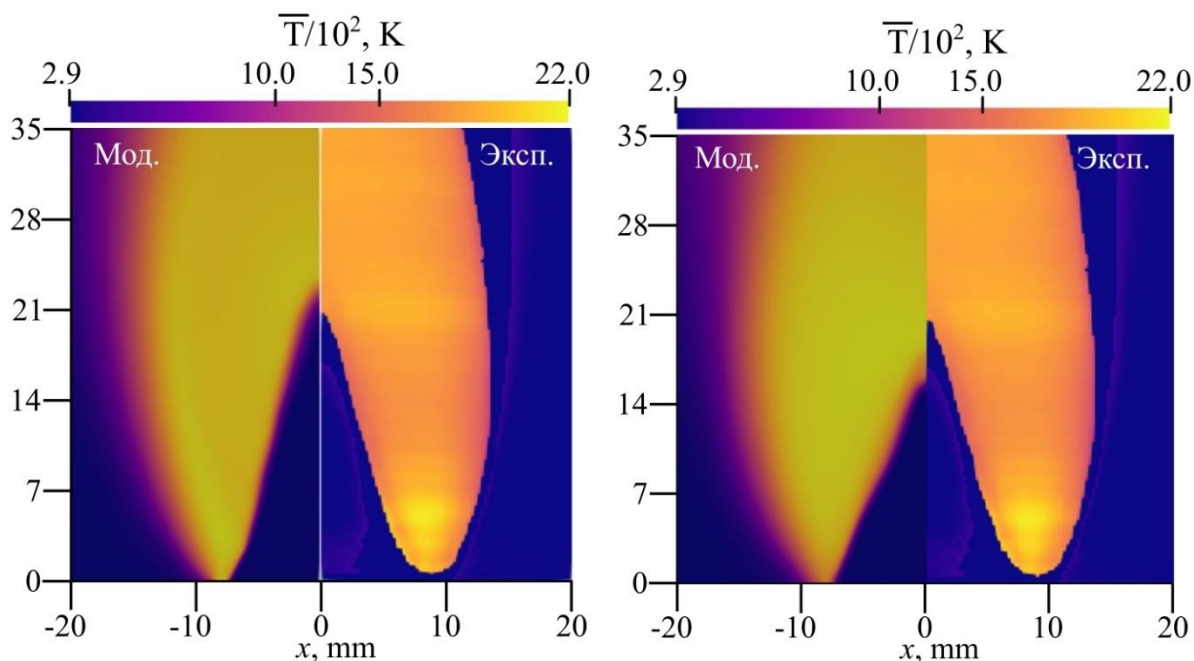


Рисунок 10. Сравнение средних полей температуры в моделировании и эксперименте для пламени этанола: $\varphi_{\text{tot}} = 1.47$ (слева) и $\varphi_{\text{tot}} = 1.19$ (справа).

Сравнение экспериментальных и расчетных данных профилей температуры на высоте 25 мм над срезом сопла представлено на Рисунке 11. Для режима $\varphi_{\text{tot}} = 1.47$ (случай насыщенных паров) данные расчета и

эксперимента совпадают. Максимальная расчетная температура пламени на данном срезе составила 2036 К, что согласуется с экспериментальным значением 1980 К. В случае $\phi_{\text{tot}} = 1.19$ температура в расчете оказывается существенно выше (на 300 К), чем в эксперименте. Данные по скорости и температуры для $\phi_{\text{tot}} = 1.19$ показывают, что расчетный режим демонстрирует существенно более интенсивное горение.

Наиболее вероятной причиной является неправильная экспериментальная оценка соотношения газообразного и жидкого топлива к окислителю в случае дополнительного разбавления основного потока сухим воздухом. В данном случае давление насыщенных паров падает, и капли топлива начинают интенсивно испаряться до выхода из сопла, что подтверждается данными SpraySpy. Таким образом, однозначно определить соотношение расходов в виде газа и капель в эксперименте в случае $\phi_{\text{tot}} = 1.19$ не представляется возможным. Ввиду данного факта, дальнейшее численное исследование сосредоточено на режиме горения насыщенных паров этанола при $\phi_{\text{tot}} = 1.47$, так как в данном режиме однозначно определяются начальные и граничные условия для капель топлива.

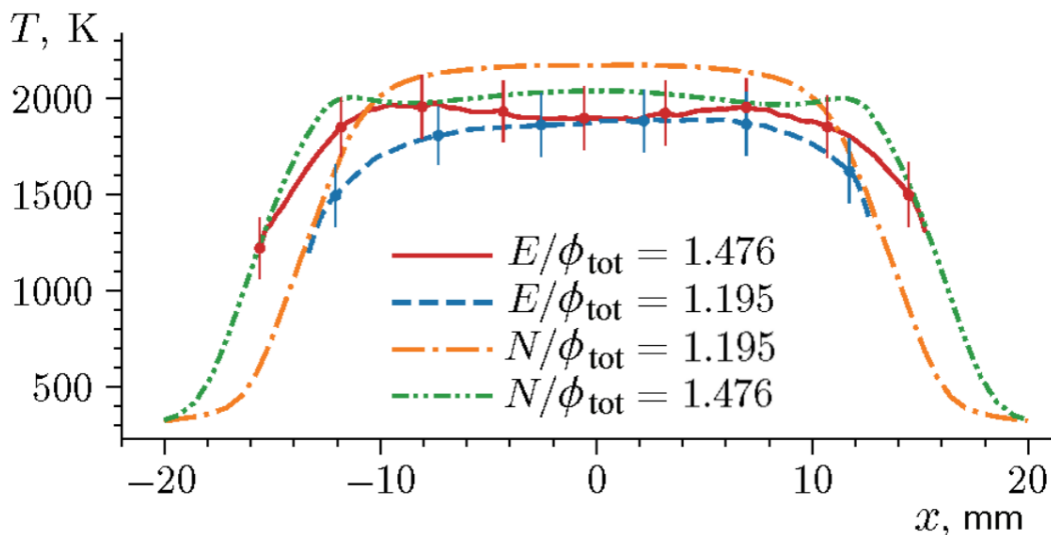


Рисунок 11. Распределение температуры на высоте 25 мм над срезом сопла в эксперименте (E) и моделировании (N).

2.6 Сравнение пламен газовой и газокapельной смеси при одинаковом расходе топлива и окислителя

Согласно литературным данным для горения чисто газообразного этанола при $\varphi = 1.47$ скорость распространения ламинарного пламени составляет порядка 20 см/с. При этом высота конуса пламени должна в несколько раз превосходить диаметр сопла ($h/d \sim 2-2.5$). В расчетном и экспериментальном случае это значение соответствует $h/d \sim 1.5$. Для сравнения также проведен расчет смеси этанола с воздухом без инъекции капель при одинаковом расходе топлива.

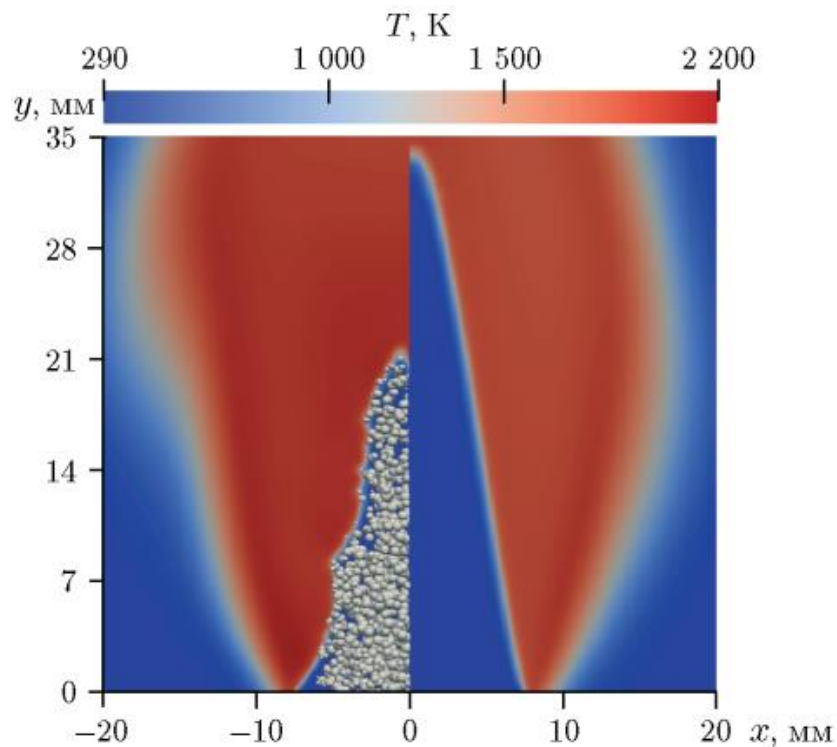


Рисунок 12. Поле мгновенной температуры газокapельной смеси (слева) и гомогенной смеси (справа) этанола. Для визуализации диаметр капель увеличен в 50 раз.

На Рисунке 12 представлено сравнение температурных полей для режима горения этанола $\varphi_{\text{tot}} = 1.47$ с инъекцией части топлива в виде капель и без нее (чистый газ при том же полном расходе). В случае горения только газовой смеси (Рисунок 12, справа) высота конуса пламени составила 35 мм ($h/d \sim 2.3$), в то время как для газокapельной смеси (Рисунок 12, слева) это значение составило 23 мм ($h/d \sim 1.5$). Эти данные наглядно демонстрируют

существенную разность в скорости распространения данных режимов при одинаковом массовом расходе топлива и окислителя. Данный эффект был описан в работе [237].

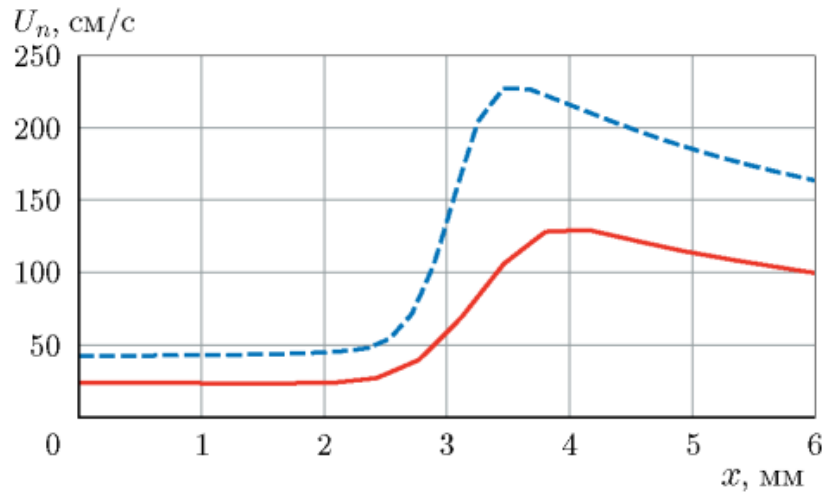


Рисунок 13. Нормальная компонента скорости распространения ламинарного пламени этанола: результаты 3D-расчета в OpenFOAM для режима с инжекцией капель (пунктир) и без инжекции (сплошная линия).

Важно отметить, что подлетающие ко фронту пламени капли вызывают его непрерывные возмущения в виде искривления и растяжения. Возникающие возмущения приводят к тому, что локально нормальная ко фронту пламени компонента скорости потока может значительно превосходить максимальное потенциально возможное значение для гомогенного ламинарного пламени этанола (~ 48 см/с [235]). Для анализа такого свойства возмущенного пламени как скорость распространения было решено перейти к осредненным характеристикам. В данном случае под средней величиной скорости распространения пламени $\langle S_L \rangle$ подразумевается величина, рассчитанная через осреднение нормальной к фронту компоненты мгновенной скорости в 20 различных участках. Полученные графики осредненной скорости распространения приведены на Рисунке 13. В режиме без инжекции капель скорость ламинарного пламени составила 23 см/с, что согласуется с литературными данными [238] и данными одномерного расчета в программе CANTERA газового пламени этанола при $\phi = 1.47$. В режиме с инжекцией капель средняя скорость распространения составила 42 см/с, что вдвое

превышает скорости горения чисто газовой смеси. Данный результат был продемонстрирован в работе [239].

Согласно литературе, данное значение скорости соответствует режиму горения газообразного этанола с $\phi = 1.2$. Также наблюдаются отличия и в температуре между режимами. Температура зоны горения за фронтом пламени составила 2000 К для газок капельного режима и 1915 К для газового режима (Рисунок 14). Таким образом, расчетные данные действительно указывают на то, что режим горения в случае инжекции капель в определенной степени оказывается ближе к стехиометрии, что приводит к увеличению скорости распространения и температуры пламени.

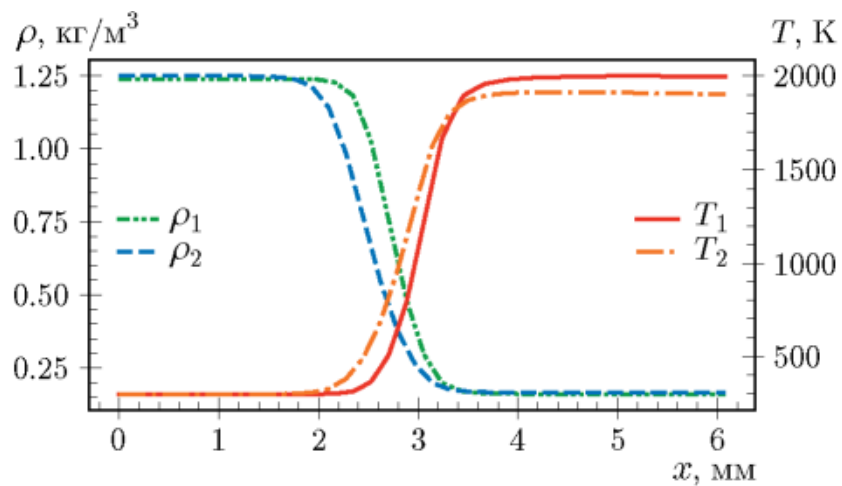


Рисунок 14. Профили плотности и температуры пламени этанола для режимов с инжекцией капель ($\rho_1 T_1$) и газовой смеси ($\rho_2 T_2$).

Для определения факторов, влияющих на такое поведение, были проанализированы данные основных и промежуточных компонентов смеси во фронте пламени. На Рисунке 15 представлены профили основных компонентов смеси и продуктов реакции для газок капельного (а) и газового (б) режима горения. В газок капельном режиме объемная доля газообразного спирта до фронта пламени составила $\chi = 0.072$, что соответствует насыщенному пару, в то время как для газового пламени это значение составило $\chi = 0.093$. В случае газок капельной смеси непосредственно у фронта пламени имеется участок, в котором концентрация паров этанола растет на величину $\sim 1.7\%$, что говорит о локальном превосходстве скорости испарения этанола над скоростью его расходования. Концентрация основных продуктов реакции (H_2O , CO , CO_2 и

H_2) для обоих режимов лежит довольно близко друг к другу. Небольшие отклонения наблюдаются концентрациях CO и CO_2 . В случае газокапельной смеси концентрация CO_2 оказывается несколько выше, в то время как CO ниже, чем в газовом режиме. Данные профилей основных компонентов и продуктов реакции, полученные в CANTERA, проиллюстрированы на Рисунке 16. Эти данные согласуются с данными трехмерного расчета в OpenFOAM для режима без инъекции капель (Рисунок 13).

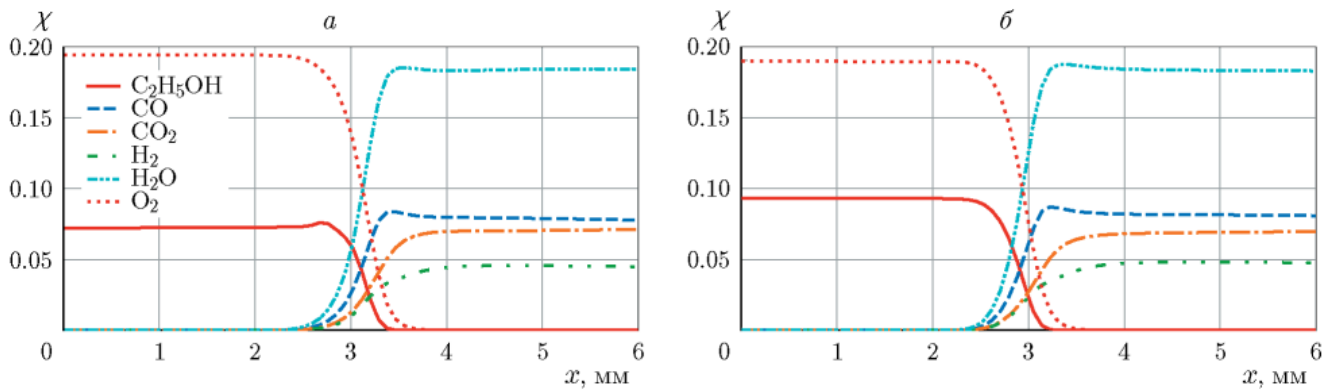


Рисунок 15. Профили основных компонентов смеси и продуктов реакции для пламени этанола в OpenFOAM (3D): а – газокапельная взвесь, б – чисто газовая смесь.

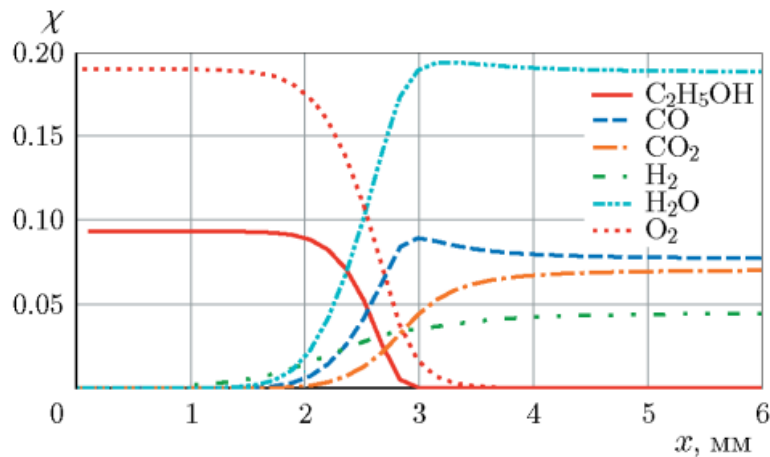


Рисунок 16. Профили объемных долей продуктов и основных компонентов смеси для пламени этанола, рассчитанных в CANTERA (1D).

Большой интерес представляют данные профилей промежуточных компонентов смеси, наибольшим образом влияющих на скорость распространения пламени. Профили промежуточных компонентов смеси HCO , H , и $HCHO$, полученных в одномерной программе CANTERA представлены на Рисунке 17. Аналогичные профили, рассчитанные в трехмерной постановке в программе OpenFOAM представлены на Рисунке 18.

Данные профили были выбраны как одни из важных промежуточных компонентов, оказывающих заметное влияние на скорость распространения пламени углеводородных топлив [240,241].

Из графиков видно, что для газовой смеси данные 1D и 3D расчета хорошо коррелируют друг с другом. Максимальная концентрация атомарного водорода H, полученная в 1D расчете составляет $1.45 \cdot 10^{-3}$ моль/моль. Для трехмерного расчета эти данные составляют $1.75 \cdot 10^{-3}$ моль/моль. В случае газочапельной смеси концентрация H превышает значение для гомогенной смеси более чем в три раза и составляет $4.8 \cdot 10^{-3}$ моль/моль. Аналогичная ситуация наблюдается и для HCO. Концентрация данного компонента в 1D и 3D расчетах близко друг к другу и составляет $1.2 \cdot 10^{-3}$ и $1.6 \cdot 10^{-3}$ моль/моль соответственно. При этом в случае газочапельной взвеси это значение вдвое выше и составляет $2.4 \cdot 10^{-3}$ моль/моль. В то же время концентрация CH_2O во всех расчетных случаях слабо отличается и лежит в пределах $1.2 - 1.4 \cdot 10^{-3}$ моль/моль.

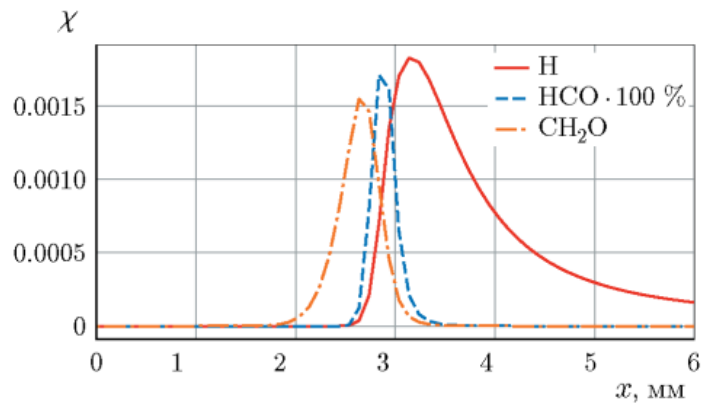


Рисунок 17. Профили HCO, H и HCHO, полученные в CANTERA (1D).

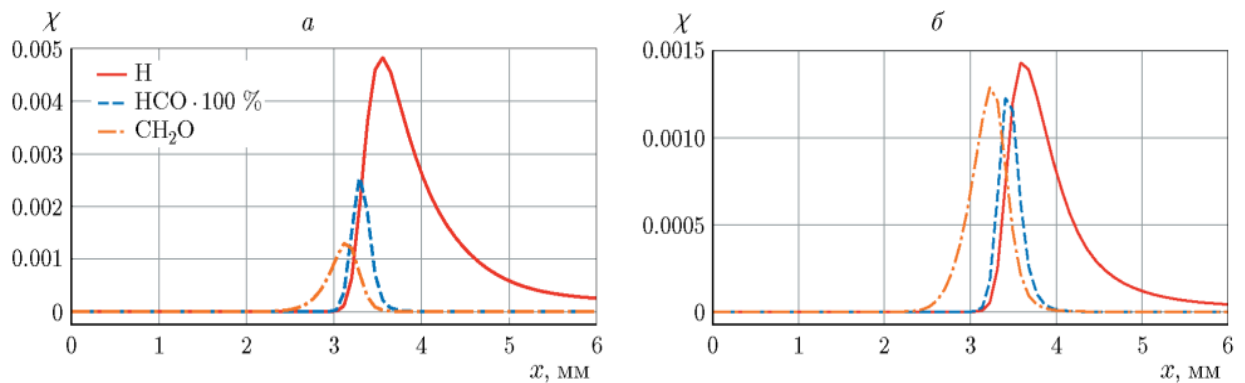


Рисунок 18. Профили HCO, H и HCHO, полученные в OpenFOAM (3D) для пламени этанола: газочапельный режим (а) и газовый режим (б).

Таким образом, инжекция капель способна значительно менять состав фронта пламени, изменяя режим горения смеси. Причина данного поведения становится понятна при проведении анализа чувствительности кинетического механизма реагирования. На Рисунке 19 представлен анализ чувствительности реакций по критерию $\frac{\partial \ln S_u}{\partial \ln k}$ используемого химического механизма горения этанола, выполненного в 1D постановке (CANtera), где S_u – нормальная компонента скорости распространения фронта пламени, k – константа скорости химической реакции. Из Рисунка 19 видно, что наиболее восприимчивыми являются первые четыре реакции, каждая из которых включает в себя реакции с атомарным водородом. Таким образом, данные численных исследований показывают, что наибольшее влияние на режим горения оказывает концентрация атомарного водорода. Эти результаты были опубликованы в работах [242,243].

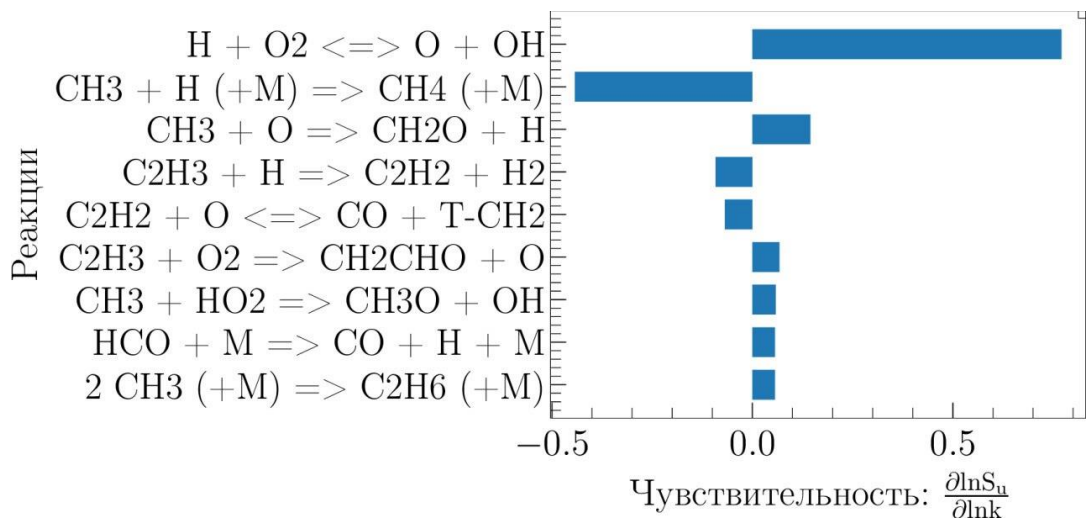


Рисунок 19. Чувствительность кинетического механизма этанола для режима с $\phi_{tot} = 1.47$, рассчитанная в CANtera.

2.7 Параметрическое исследование влияния размера капель на характеристики пламени

Чтобы проанализировать влияние размера капель топлива на характеристики пламени, было проведено параметрическое исследование

пламени при одинаковом массовом расходе жидкой фазы, но с разными начальными размерами капель: 0 (все топливо изначально в виде пара), 14, 18, 21, 25, 30 и 40 мкм. Параметрическое исследование в эксперименте не проводилось ввиду отсутствия возможности контролировать размер капель этанола на установке. Численное параметрическое исследование проведено для валидированного случая при $\phi_{\text{tot}} = 1.47$.

Для количественной оценки влияния капель на характеристики пламени, были проанализированы: распределения ключевых промежуточных радикалов, влияющих на скорость распространения (H, O и OH), исходя из анализа чувствительности (Рисунок 19) [244]; максимальная температура пламени и осредненная скорость распространения пламени $\langle S_L \rangle$. В данном случае средняя скорость распространения рассчитывалась путем проецирования вектора средней скорости на нормаль к усредненному положению фронта пламени. Данный метод нахождения средней скорости распространения является более естественным, так как расчет через мгновенное поле скорости, выполненный в разделе 2.6, в отдельных участках давало скорость распространения более чем в два раза (~ 120 см/с) выше максимально возможной для гомогенной смеси. Средние поля в моделировании рассчитывались за период физического времени, равный 0,2 секунды. Осреднение проводилось по среднеарифметической величине с среднеквадратическими пульсациями, что является классическим способом анализа средних полей в CFD. Анализировались средние поля только в области присутствия капель топлива.

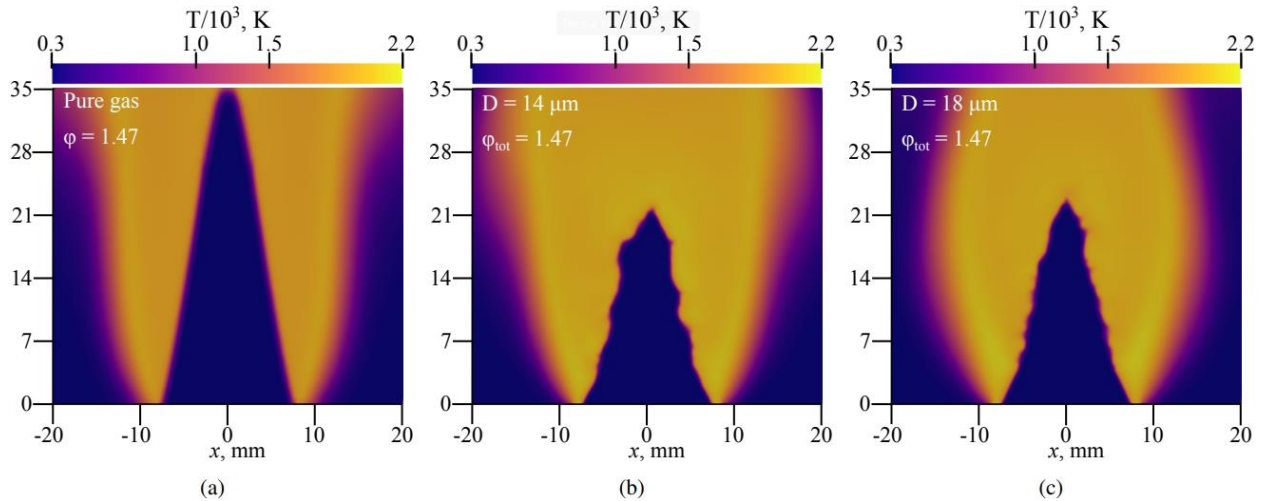


Рисунок 20. Поле мгновенной температуры для различных размеров капель топлива: (а) - 0 мкм (все топливо в газовой фазе), (b) – 14 мкм, (с) – 18 мкм.

На Рисунке 20 представлены мгновенные температурные поля для случая чисто газового горения ($\phi = 1.47$), а также для случаев с диаметром капель 14 мкм и 18 мкм. В случае чисто газового горения (Рисунок 20а) высота конуса пламени составляет 35 мм, что соответствует нормальной к фронту скорости пламени приблизительно 22 см/с, и согласуется с литературными данными для гомогенной этаноловоздушной смеси [235]. Впрыскивание части топлива в виде капель диаметром 14 мкм (как в эксперименте) снижает среднюю высоту пламени до 22.7 мм (Рисунок 20b). Диаметр капель 18 мкм приводит к уменьшению средней высоты пламени до 22.1 мм (Рисунок 20с). В данном диапазоне размеров капли не могут проникнуть через фронт пламени, но вызывают его значительные возмущения.

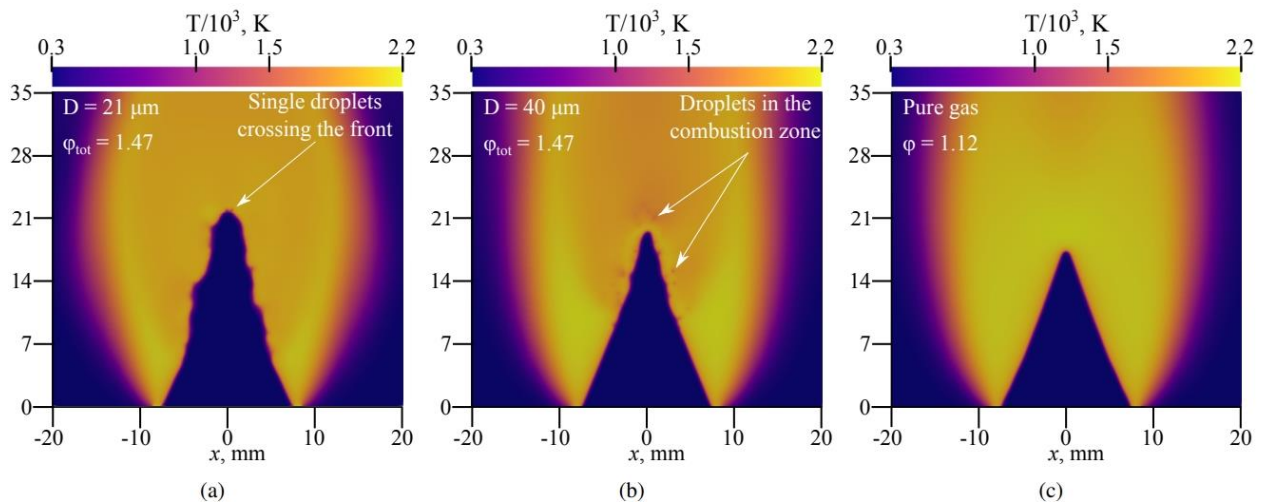


Рисунок 21. Поле мгновенной температуры для различных размеров капель топлива: (а) - 21 мкм (все топливо в газовой фазе), (b) – 40 мкм, (с) – чистый газ $\phi = 1.12$.

На Рисунке 21 представлены мгновенные поля температуры для размеров капель 21 мкм и 40 мкм (Рисунок 21а и 21b, соответственно), а также для случая горения гомогенной смеси при $\phi = \phi_{\text{sat}} = 1.12$ (Рисунок 21с). При диаметре капель 21 мкм наблюдается пересечение фронта пламени отдельными каплями, что указывает на то, что характерное время испарения капли начинает превышать характерное время прохождения фронта. Для капель диаметром 40 мкм большее количество капель проникает сквозь фронт пламени, создавая локальные низкотемпературные области (Рисунок 21b). Возросшая инерция более крупных капель приводит к сдвигу потока капель ближе к оси горелки. Вследствие этого, смесь вблизи основания пламени становится ближе к стехиометрическим условиям, что приводит к более интенсивному горению. В данной конфигурации амплитуда колебаний фронта пламени снижается по сравнению со случаем с каплями 14 мкм. Средняя высота конуса пламени составляет приблизительно 18.7 мм, что близко к высоте чисто газового пламени (18 мм) при $\phi = \phi_{\text{sat}} = 1.12$.

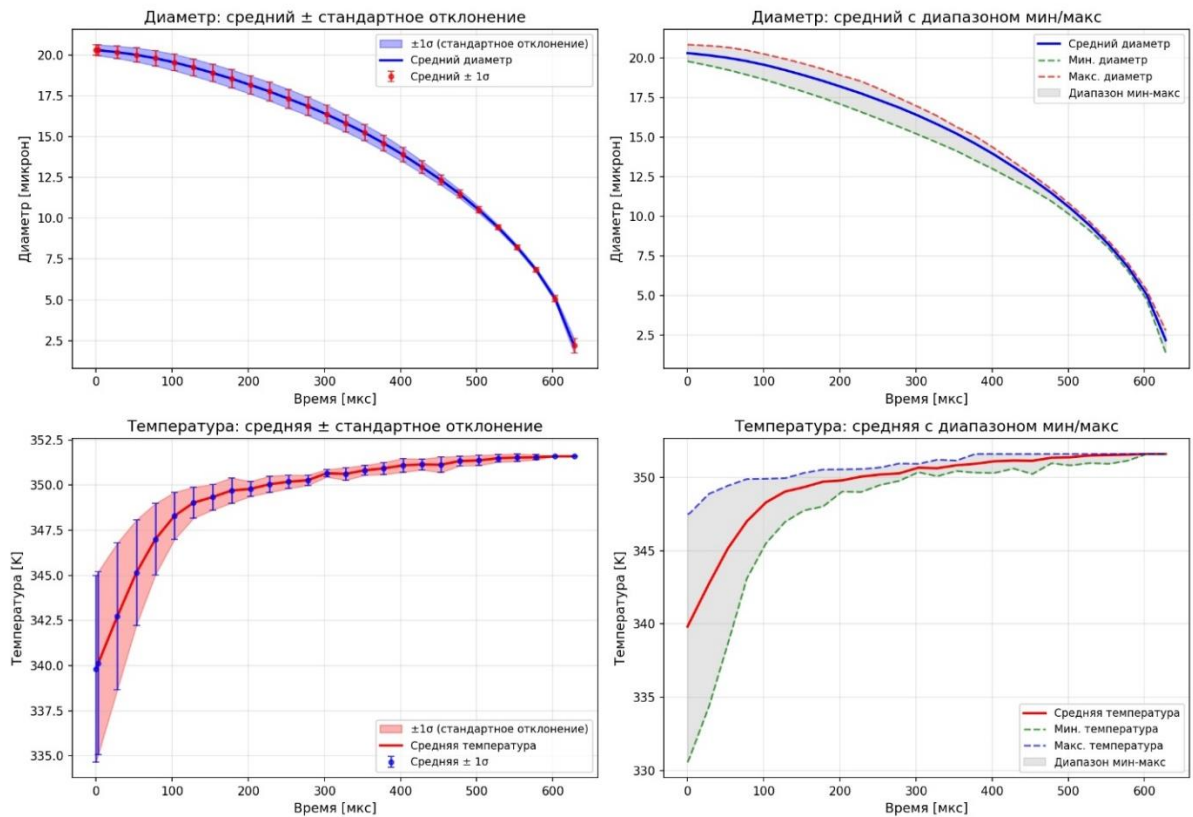


Рисунок 22. Статистические данные по временным зависимостям температуры и диаметры капель этанола с начальным размером 21 мкм.

Для набора испаряющихся капель был проведен статистический анализ. На Рисунке 22 представлены примеры графиков зависимостей средней температуры и диаметра капель от времени для капель с начальным размером 21 мкм. Хотя численная модель учитывает перегрев капель, ни в одном из смоделированных случаев наличие перегретых капель не наблюдалось. Их максимальная температура составила 351.4 К, что соответствует температуре кипения этанола при атмосферном давлении. Этот результат указывает на избыточность учета перегрева капель для исследованного типа пламени.

На Рисунке 23 показаны осредненные профили Н, О и ОН. Во всех случаях с инъекцией капель концентрации этих радикалов значительно выше, чем в случае, когда все топливо изначально подается в газообразной форме ($\phi = 1.47$). Концентрации радикалов Н, О и ОН возрастают вплоть до диаметра капель 21 мкм. При дальнейшем увеличении диаметра капель до 30 мкм концентрации снижаются. Для случая с каплями диаметром 40 мкм концентрации промежуточных радикалов снова значительно возрастают.

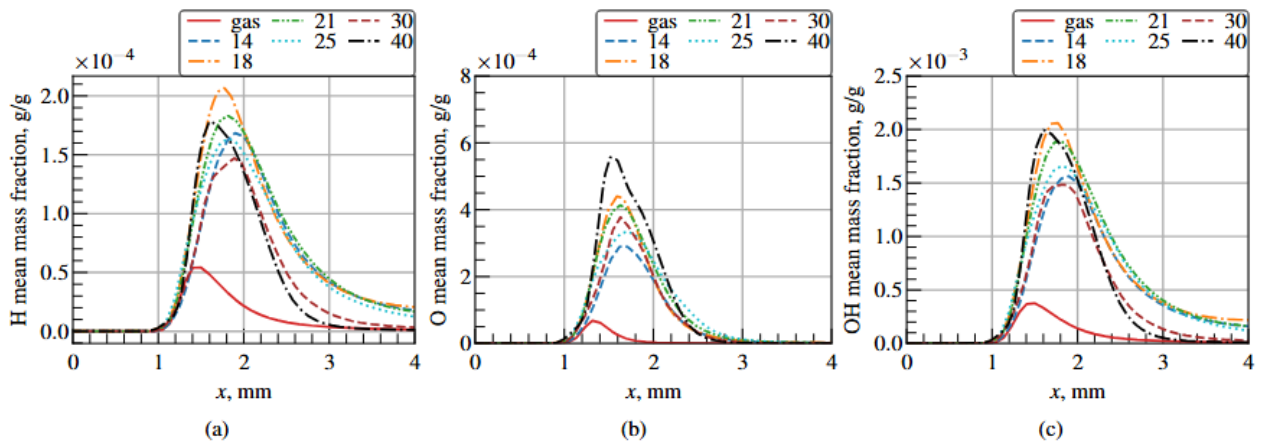


Рисунок 23. Профили концентраций промежуточных компонентов смеси для фронта пламени этанола: (a) – Н, (b) – О, (c) – ОН. Числа указывают размер капель топлива, gas – случай с инъекцией всего топлива в виде газа.

Данные профили прямо коррелируют с осредненной скоростью распространения фронта $\langle S_L \rangle$, рассчитанной по полю средних скоростей (Рисунок 24а). Стоит отметить, что в данном случае $\langle S_L \rangle$ обозначает скорость распространения среднего положения фронта пламени, а не ламинарную скорость пламени. Черные пунктирные линии на Рисунке 24а представляют собой комбинированные значения ламинарной скорости полностью газового

пламени S_L и адиабатической температуры для чисто газового горения этанола при $\phi = \phi_{\text{sat}} = 1.12$ и $\phi = \phi_{\text{tot}} = 1.47$, рассчитанные для одномерного газового пламени в программе CANTERA. Более высокие концентрации радикалов соответствуют большим $\langle S_L \rangle$. Однако максимальная температура монотонно возрастает с увеличением диаметра капель. Связано это с поджатием потока капель к оси сопла. Так как у основания конуса пламени количество капель становится меньше, локальный коэффициент избытка топлива растет, и смесь в данной области становится ближе к стехиометрии, что локально увеличивает температуру.

Основываясь на полученных данных и научную литературу [96], была предложена общая зависимость средней скорости распространения пламени $\langle S_L \rangle$ от размера монодисперсных капель этанола при их общем фиксированном массовом расходе (Рисунок 23). Ключевые точки зависимости определены через число Дамкелера (Da) и среднего межкапельного расстояния (L):

$$Da = \frac{\tau_{ev}}{\tau_{chem}}, \quad (22)$$

$$\tau_{chem} = \frac{\delta_L}{\langle S_L \rangle}, \quad (23)$$

где τ_{ev} – время испарения капли, τ_{chem} – время химического реагирования, δ_L – толщина фронта пламени. Расчетные значения времени испарения капель и числа Da представлены на Рисунке 24b.

Толщина фронта пламени оценивалась по формуле $\delta_L = (T_{\text{max}} - T_{\text{min}})/(dT/dx)_{\text{max}}$ для режима горения чисто газовой смеси, соответствующей насыщенному пару топлива ($\phi = \phi_{\text{sat}} = 1.12$). Данная оценка дает величину в 200 мкм, что является классической величиной для углеводородных пламен [244], и совпадает с литературными данными по этанолу [245].

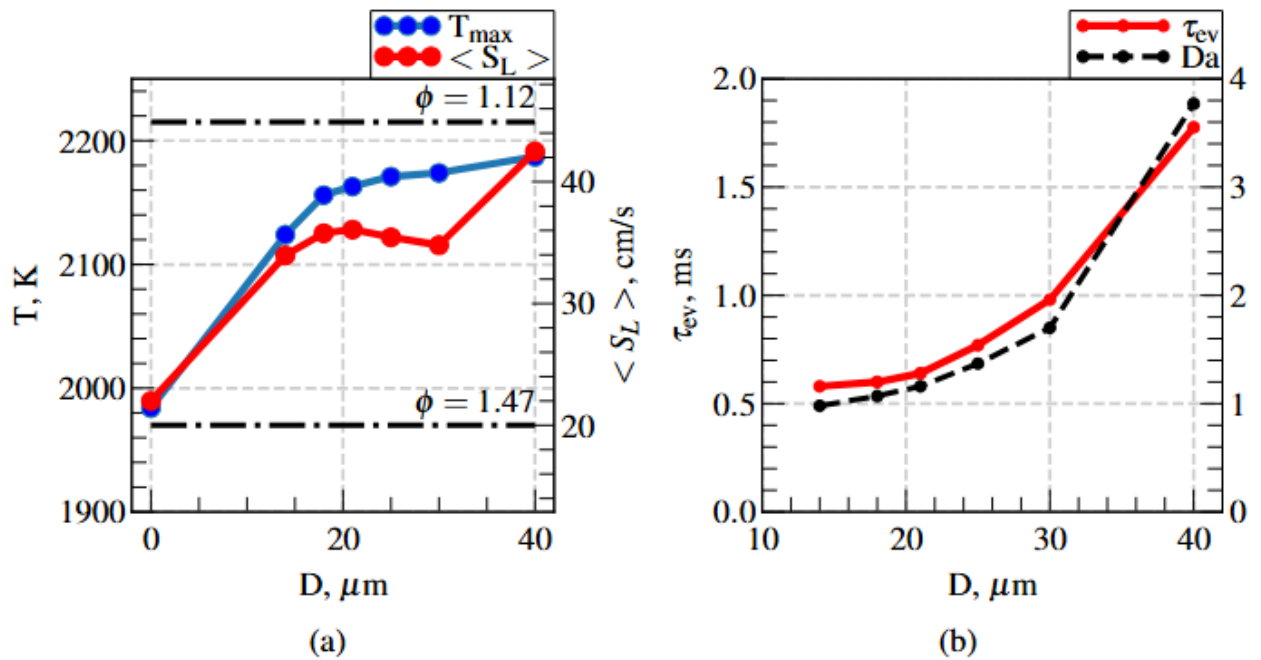


Рисунок 24. Графики максимальной температуры пламени со средней скоростью распространения пламени этанола $\langle S_L \rangle$ (a) и средняя скорость испарения капель этанола с расчетным числом Дамкелера (b).

На графике зависимости можно выделить три характерных диаметра D_1 , D_2 и D_3 (Рисунок 25). Первый критический диаметр D_1 соответствует условию $Da \ll 1$. Как было показано многочисленными исследованиями [60,63,88,96] для достаточно малых капель пламя ведет себя неотличимо от чисто газового пламени при том же общем коэффициенте избытка воздуха. Это связано с тем, что капли, для которых скорость испарения значительно выше скорости прохождения фронта, испаряются в зоне, где температура начинает возрастать, но при этом химических реакций ещё не происходит. В этом случае капли испаряются до зоны реакций и не влияют на структуру фронта. В этом режиме значение $\langle S_L \rangle$ совпадает с ламинарной скоростью распространения пламени чисто газовой предварительно перемешанной смеси с тем же полным коэффициентом избытка топлива.

Когда диаметр капель превышает D_1 , скорость испарения все еще ниже скорости химической реакции, но она достаточно велика, чтобы капли достигли реакционной зоны фронта. В этом случае скорость распространения начинает расти, так как количество паров топлива, одновременно находящихся в реакционной зоне, уменьшается, ввиду чего, локальное соотношение

топлива к окислителю становится ближе к стехиометрии. Кроме того, размер капель становится достаточным, чтобы вызывать искривление фронта из-за локального охлаждения, так как сами капли не нагреваются выше температуры кипения. В этом случае капли деформируют фронт пламени, но все еще не могут его пересечь.

При дальнейшем увеличении размера, значение $\langle S_L \rangle$ начинает возрастать вплоть до второго критического диаметра D_2 . В этой точке $\langle S_L \rangle$ достигает локального максимума. В моделировании этот локальный максимум соответствует $Da = 1,1$. То есть, максимальный эффект увеличения скорости достигается в точке, когда характерные времена испарения и пересечения фронта пламени каплей становятся примерно равны ($Da \approx 1$). Данные моделирования показывают, что локальный максимум $\langle S_L \rangle$ совпадает с переходным размером капель между «обволакивающим» и так называемым «спутным пламенем» [246], когда капли могут пересекать фронт и испаряться за ним.

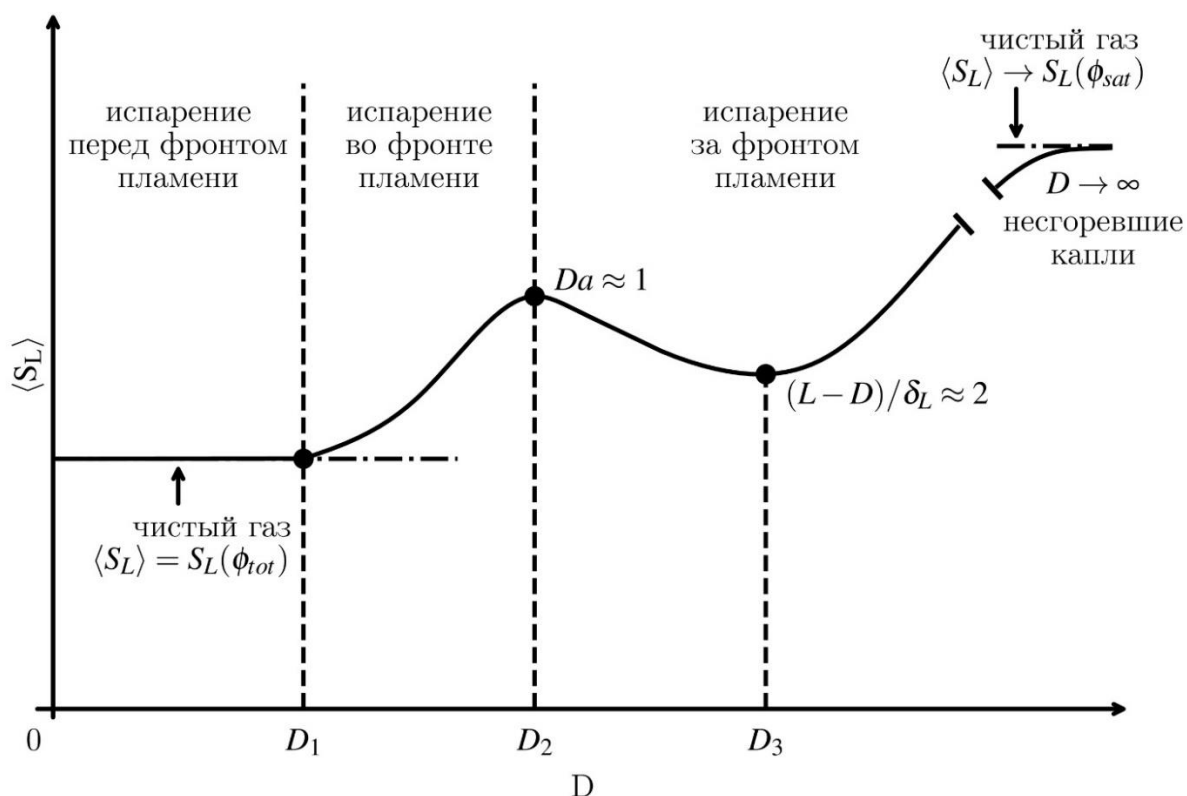


Рисунок 25. Общая зависимость средней скорости распространения пламени этанола от диаметра капель для монодисперсного аэрозоля при богатой смеси насыщенного пара топлива с воздухом.

Дальнейшее увеличение размера капель приводит к снижению значения $\langle S_L \rangle$, так как лимитирующим процессом становится испарение капли ($\tau_{ev} > \tau_{chem}$). Капли, прошедшие за фронт, выполняют роль индивидуальных источников топлива со скоростью инъекции топлива меньшей, чем скорость химического реагирования, что начинает замедлять скорость распространения. Однако это снижение ограничено третьим критическим размером D_3 . Поскольку общее количество топлива постоянно, увеличение размера капель приводит к уменьшению их концентрации и увеличению расстояния между ними. При размере D_3 пламя начинает становиться нечувствительным к каплям, поскольку среднее расстояние между ними (L), ввиду падения концентрации, становится значительно больше толщины фронта пламени. В этом случае пламя начинает «проскакивать» между каплями, и, хотя локально капли сильно возмущают фронт пламени, их влияние на средние характеристики начинает слабеть. Таким образом, пламя становится нечувствительным к жидкой фазе топлива. По результатам моделирования значение D_3 было определено через отношение расстояния между каплями к толщине фронта пламени $(L - D)/\delta_L$, что по результатам расчетов дает оценку $(L - D)/\delta_L \approx 2$.

При последующем увеличении размера капель больше D_3 средняя скорость распространения пламени начинает возрастать, ввиду упомянутой выше потери «чувствительности» фронта пламени к жидкой фазе. Доля испарившегося топлива в зоне реакции уменьшается, и локальный коэффициент избытка топлива для части топлива в форме газа оказывается ближе к стехиометрии. В этом режиме увеличение средней скорости распространения пламени ограничено значением, соответствующим пламени гомогенной смеси при $\phi = \phi_{sat}$. В конкретно данном случае $\phi_{sat} = 1.12$ и $S_L = 45$ см/с. Таким образом, инъекция капель изменяет локальный коэффициент избытка топлива, который находится в диапазоне между 1.47 (ϕ_{tot}) и 1.12 (ϕ_{sat}) в зависимости от размера капель. Стоит отметить, что эта зависимость

справедлива для в целом богатых смесей, где $S_L(\phi_{\text{sat}}) > S_L(\phi_{\text{tot}})$ и ϕ_{sat} находится выше предела воспламеняемости.

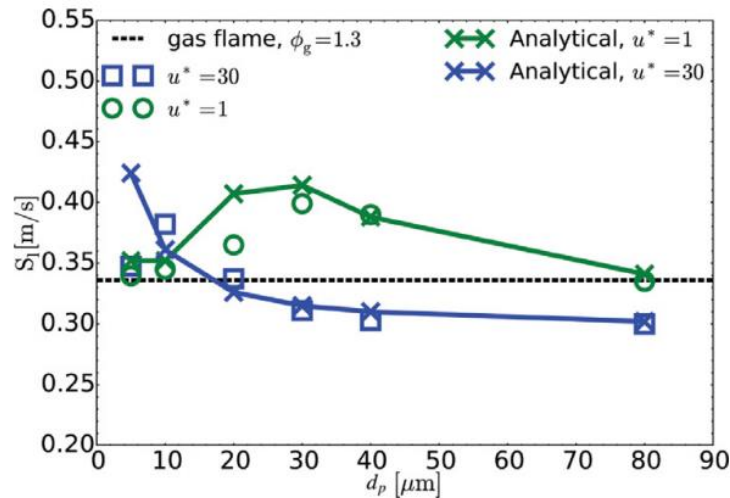


Рисунок 26. Зависимость скорости распространения пламени н-гептана от диаметра капель, полученных в работе Rochette и др. [96].

Эти данные полностью коррелируют с результатами работы Rochette и др. [96] по одномерному моделированию горения спреев с двухстадийной химией (Рисунок 26, зеленый цвет) для богатых газокapельных смесей, за одним исключением. В исследовании авторов [96] после достижения локального максимума ламинарной скорости распространения с увеличением размера капель скорость только снижается. Их модель не демонстрирует локального минимума с последующим увеличением скорости. Наиболее вероятная причина заключается в том, что одномерная модель демонстрирует существенное ограничение для сильно разбавленных спреев, в которых среднее расстояние между каплями существенно превосходит толщину фронта. Ввиду того, что в данных постановках ищется некоторое осредненное вдоль фронта пламени решение, одномерная модель концептуально не способна предсказать прохождение фронта пламени в пространстве между каплями. Это является критическим недостатком по сравнению с трехмерными расчетами.

2.8 Выводы по второй главе

Суммируя полученные результаты, можно сделать следующий вывод. Инжекция части топлива в виде капель для богатых пламен приводит к тому, что локальное соотношение топлива к окислителю в области фронта пламени существенно изменяется. Результирующий локальный коэффициент избытка топлива оказывается ближе к стехиометрии, что приводит к интенсификации процесса горения. При этом влияние размера капель на структуру фронта пламени оказывается значительным, в то время как на концентрации продуктов реакции практически не сказывается. Изменение средних концентраций промежуточных компонентов смеси, таких как Н, ОН и О во фронте пламени прямо коррелирует с осредненной величиной скорости распространения пламени, рассчитанной по средним полям скорости.

Для горения газочапельных взвесей с монодисперсным распределением капель по размеру обнаружена немонотонная зависимость скорости распространения пламени от диаметра капель при фиксированных полных расходах топлива и окислителя, а также фиксированном расходе топлива изначально в газовой фазе. Предложена модельная кривая, описывающая зависимость осредненной скорости распространения пламени от размера капель для богатых пламен на примере этаноловоздушной смеси. Согласно полученным данным, имеется три критических точки, при которых влияние капель на среднюю скорость распространения меняется. Наиболее оптимальный размер капель, который приводит к локальному максимуму скорости распространения соответствует размеру капель, при котором характерное время испарения и время химической реакции смеси сравниваются. При значительном увеличении размера капель, фронт пламени теряет чувствительность к каплям, так как падает их концентрация, и расстояние между ними увеличивается, что позволяет пламени двигаться в промежутках между ними. Полученные данные указывают на необходимость

правильного учета модели атомизации спреев при моделировании их горения в камерах сгорания силовых установок.

Глава 3. Моделирование плоского пламени метановоздушной смеси в продольном электрическом поле

В данной главе представлены результаты сравнения двух моделей динамики пламен в слабых электрических полях с различным описанием диффузионного массопереноса, реализованного в программах OpenFOAM v7 и OpenFOAM v12. Анализ моделей проводился через сравнение предсказанной величины тока в пламени с экспериментом. В качестве объекта исследования выступало плоское пламя метановоздушной смеси в продольном электрическом поле. Основной целью была валидация разработанных численных моделей динамики пламен в электрических полях и определение влияния моделей диффузионного массопереноса на точность определения концентраций зарядов и тока, а также на стабильность расчета.

3.1 Математическая модель

Для описания динамики заряженных частиц, образованных при горении газообразного топлива, использовалась программа с открытым исходным кодом OpenFOAMv7. За основу был взят решатель `reactingParcelFoam`, учитывающий сжимаемость среды и действия силы тяжести. Программный код решателя был модифицирован в соответствии с необходимостью учета дополнительных слагаемых тепломассопереноса в системе уравнений Навье-Стокса (уравнения 1-4), появляющихся при воздействии внешнего электрического поля.

Основное действие электрического поля на систему заключается в воздействии на заряженные частицы, которые образуются в пламени путем хемионизации. Под воздействием поля заряженные частицы начинают двигаться. Данное движение оказывает влияние на два фактора. Первый связан с дополнительным импульсом, возникающим из-за столкновения заряженных частиц с нейтральными. Второй связан с омическим нагревом среды, через которую, начинает течь электрический ток.

Таким образом, для учета данных факторов, необходима модификация уравнения переноса компонент смеси (уравнение 2), импульса (уравнение 3) и энергии (уравнение 4) в следующем виде:

$$Y_i \mathbf{V}_i = -D_{eff} \nabla(\ln X_i) Y_i + \frac{q_i}{|q_i|} b_i Y_i \nabla \varphi, \quad (24)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}} + \mathbf{F}_{эл.} + \rho \mathbf{g}, \quad (25)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} h) = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \frac{Dp}{Dt} + \bar{\bar{\tau}} : \nabla \mathbf{U} - \sum_{i=1}^N h_i^0 \dot{\omega}_i + \dot{S}_{rad} + Q_h, \quad (26)$$

$$Q_h = e \sum_{i=1}^N q_k n_k \nabla \varphi \cdot (\mathbf{U} + \mathbf{V}_k), \quad (27)$$

где $\mathbf{F}_{эл.}$ – сила Кулона; Q_h – источник энергии, связанный с омическим нагревом среды; D_{eff} – общий эффективный коэффициент диффузии, рассчитанный через аппроксимацию Сазерлэнда для динамической вязкости [221]:

$$D_{eff} = \sum_i D_i Y_i = \frac{\sum_i \mu_i Y_i}{\rho}, \quad (28)$$

$$\mu_i = A_{s,i} \frac{T^{3/2}}{T + T_{s,i}}, \quad (29)$$

где μ_i – динамическая вязкость компонента i , $A_{s,i}$ и $T_{s,i}$ – коэффициенты Сазерлэнда компонента i , q_i и b_i – заряд и электрическая подвижность i -го компонента, φ – потенциал электрического поля. Второе слагаемое уравнения

(24) является дрейфом заряженных частиц в электрическом поле в виде поправки к классической диффузии. В данном случае учет передачи импульса всему потоку за счет столкновения движущихся заряженных частиц с нейтральными молекулами учитывается не через столкновения, а через объемно-осредненную силу электрического поля $\mathbf{F}_{эл.}$.

Для нахождения электрического потенциала φ , вектора электрического поля $\mathbf{E}$ и электрической силы $\mathbf{F}_{эл.}$ в расчетном пространстве математическая система уравнений была дополнена с учетом всех заряженных компонент смеси:

$$\begin{cases} \nabla^2 \varphi = -e \frac{n_{ch}}{\varepsilon_0}, \\ \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \\ \mathbf{F}_{эл.} = e \mathbf{E} n_{ch}, \end{cases} \quad (30)$$

где $n_{ch} = \sum_i^{N_{ch}} n_i$ – суммарная плотность числа зарядов (ед./м³), N_{ch} – количество заряженных компонентов в кинетическом механизме.

Подвижность ионов определялась через коэффициент диффузии с помощью соотношения Энштейна-Смолуховского [247] и аппроксимацию Сазерленда для динамической вязкости:

$$b_i = \frac{q_i D_i}{kT} = \frac{q_i \mu_i}{\rho kT} = \frac{q_i A_{s,i} T^{1/2}}{\rho k(T + T_{s,i})}, \quad (31)$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – константа Больцмана. Для электронов подвижность была установлена на значении 0.1 м²/(В·с), что примерно в 200 раз больше, чем максимальное расчетное значение для подвижности ионов Н₃О⁺.

3.2 Описание эксперимента

Экспериментальные измерения тока пламени метана с воздухом выполнялись с помощью установки, представляющей собой термостатированную при температуре 368 К и обдуваемую коаксиальным потоком азота плоскопламенную горелку типа Бота–Сполдинга [248] с

электродом, расположенным на расстоянии 10 мм и параллельно поверхности пламени, представляющим собой 13 полых трубок из никеля. Его подробное описание приведено в работе [249]. Горелка и электрод были соединены электрометром UNI-T UT71B с точностью измерения ± 1 нА, между горелкой и электродом устанавливалось электрическое напряжение 1500 В с помощью источника напряжения Mantigora НТ-2000. Поток управлялся регулятором фирмы Bronkhorst, калибровка потока осуществлялась с помощью калибратора FlexCal-M компании MesaLabs, обеспечивающего погрешность измерения менее ± 2 %. В представленной работе измерения проводились по методике, аналогичной изложенной в [249], в которой для пламени сохранялось постоянным отношение линейной скорости потока (v) к ламинарной скорости горения (S_L), составившим $u = v/S_L = 0.8$ в диапазоне коэффициента избытка горючего от 0.65 до 1.45. Пламя являлось ламинарным ($Re = 100$). Теплообмен осуществляется с окружающей средой и горелкой. Термостатирование горелки реализовалось с помощью термостата. Схема эксперимента изображена на Рисунке 27.

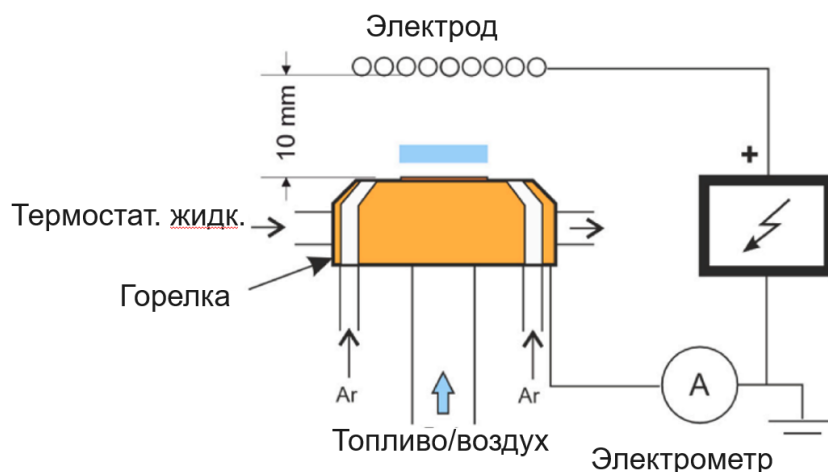


Рисунок 27. Схема экспериментальной установки.

В качестве кинетического механизма за основу был взят AramcoMech 2.0 с модификациями, предложенными ранее авторами работы [217] и коллективом лаборатории кинетики процессов горения ИХКГ СО РАН, который позволяет описывать с высокой точностью ток насыщения. Редуцирование механизма проводилось с помощью Mechanism Workbench integrated software (Kintech

Lab). Подробная методика сокращения была описана в работе [250]. Основными параметрами, по которым выполнялось редуцирование, были: задержка воспламенения, температурный профиль, а также концентрация важных интермедиатов, как для описания тока, так и для ионов CH , O , C_2H_2 , HCCO , CH_3 , CH_2CO , CH_3OH . К редуцированной модели был добавлен описанный в работе [250] механизм ион-молекулярных реакции, полученный с помощью программного обеспечения с открытым исходным кодом Cantera версии 3.1.0, с учетом ионного транспорта. Данный механизм содержит в себе следующие заряженные частицы: HCO^+ , H_3O^+ , $\text{C}_2\text{H}_3\text{O}^+$, e^- , O_2^- , O^- , OH^- . Указанный сокращенный механизм был проверен на полученных в эксперименте токах насыщения, а также на данных по катионной структуре, представленных в работах [251,252].

3.3 Начальные условия и расчетная сетка

Для численного исследования использовался подход прямого численного моделирования [253]. Задача моделировалась в осесимметричной постановке для сектора с углом в 1 градус. Для этого была создана расчетная сетка, состоящая из гексагональных ячеек с линейным размером 50 мкм, что является достаточным для применения метода прямого численного моделирования [254]. На Рисунке 28 представлен численный домен с расчетной сеткой, а также схема численного эксперимента. В качестве одного из электродов выступал корпус самой горелки, в качестве другого — набор цилиндрических трубочек, образующих плоскость. Для упрощения расчета электрод, принимался за плоскую поверхность, через которую может свободно проходить газ. Разность потенциала между электродами составляла 1500 В, в соответствии с экспериментом. Основной поток смеси обдувался спутным потоком азота вокруг горелки с постоянным расходом $10 \text{ см}^3/\text{мин}$. Температура инъекции смеси топлива с воздухом составляла 368 К. Внешняя

вертикальная стенка сектора задавалась как свободная граница, через которую может свободно входить и выходить поток газа. Образованное плоское пламя являлось ламинарным. Число Рейнольдса на срезе сопла не превышало 100.

Расчет проводился в нестационарной постановке. Остановка расчета происходила по достижении 2 секунд физического времени, достаточного для получения стационарного решения. Величина электрического тока считалась по следующей формуле:

$$I = \int_S \mathbf{j} dS * 360 = e \int_S \sum_k^N q_k n_k (\mathbf{U} + \mathbf{V}_k) dS * 360 \quad (32)$$

где I – величина тока, $\mathbf{j}$ – плотность тока, S – площадь поверхности электродов, e – элементарный заряд, q_k – заряд k -го компонента, $\mathbf{U}$ – скорость потока смеси, $\mathbf{V}_k$ – скорость ионного дрейфа компонента k .

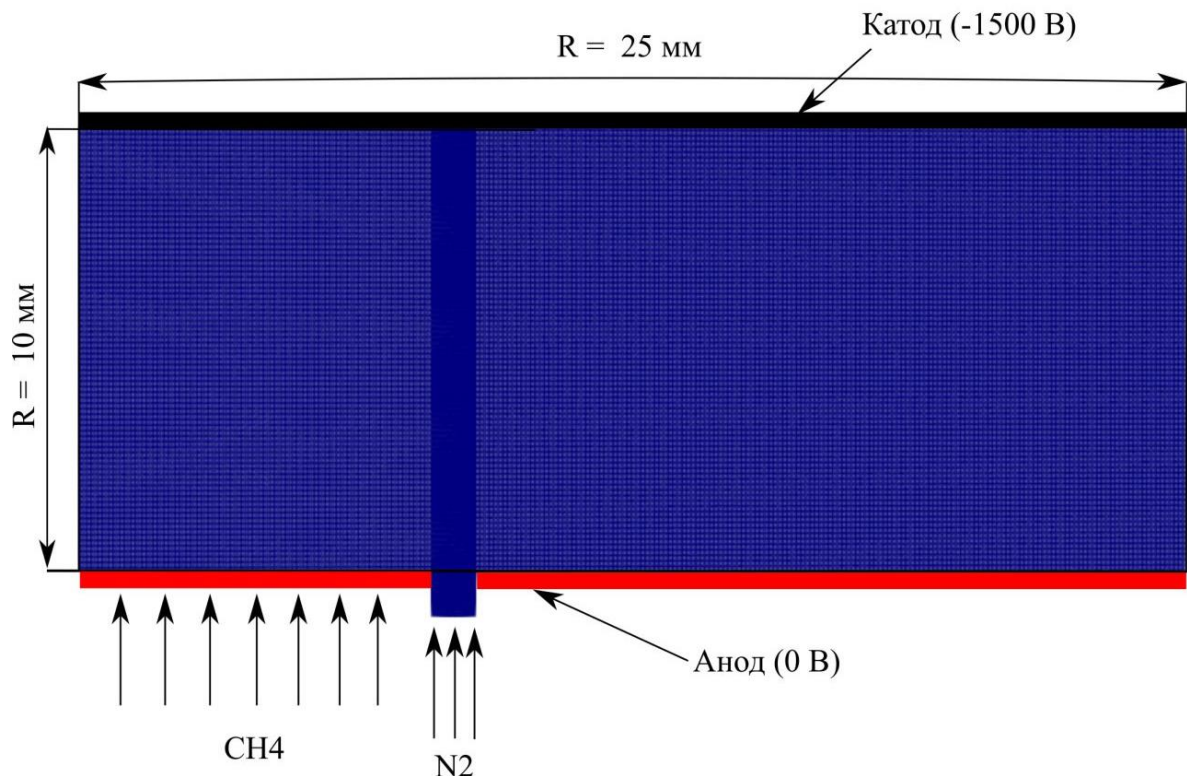


Рисунок 28. Расчетный домен с сеткой.

В таблице 1 приведены данные по стехиометрическому составу и линейной скорости инъекции смеси для каждого из исследованного режима. Профиль скорости на входе задавался плоским ввиду наличия выпрямителя потока внутри сопла.

Таблица 1. Моделируемые режимы горения.

Коэффициент избытка топлива	Линейная скорость смеси на выходе сопла, см/с
0.7	12.0
0.8	19.2
0.9	24.0
1.0	28.0
1.1	29.6
1.2	28.8
1.3	21.6

Для разрешения временных шагов использовалась схема Эйлера первого порядка точности [255] ввиду наибольшей численной устойчивости. Для пространственной дискретизации использовалась схема vanLeer [256,257] второго порядка точности.

Для нахождения значений массовых долей Y_i использовался предобусловленный стабилизированный метод бисопряжённых градиентов PBiCGStab (Preconditioned Bi-Conjugate Gradient Stabilized) с диагональным предобуславливателем на основе неполного LU-разложения DILU (Diagonal-based Incomplete LU) и абсолютной погрешностью 10^{-15} . Столь малое значение допуска было выбрано ввиду необходимости точного расчёта крайне малых массовых долей электронов, из-за их малой массы. Уравнение для электрического потенциала (30) решалось с применением ортогональной гауссовой схемы для оператора Лапласа. Расчёт напряжённости электрического поля выполнялся по гауссовой линейной схеме для оператора градиента.

3.4 Результаты моделирования

На Рисунке 29 представлен пример визуализации поля концентрации радикала ОН, рассчитанного в случае отсутствия воздействия внешнего электрического поля для режима с коэффициентом избытка топлива $\varphi = 1.0$. Полученное пламя в каждом из режимов образует плоский фронт на выходе из сопла. В области примыкания входа сопла со спутным потоком инертного газа фронт загибается, что также наблюдалось в эксперименте.

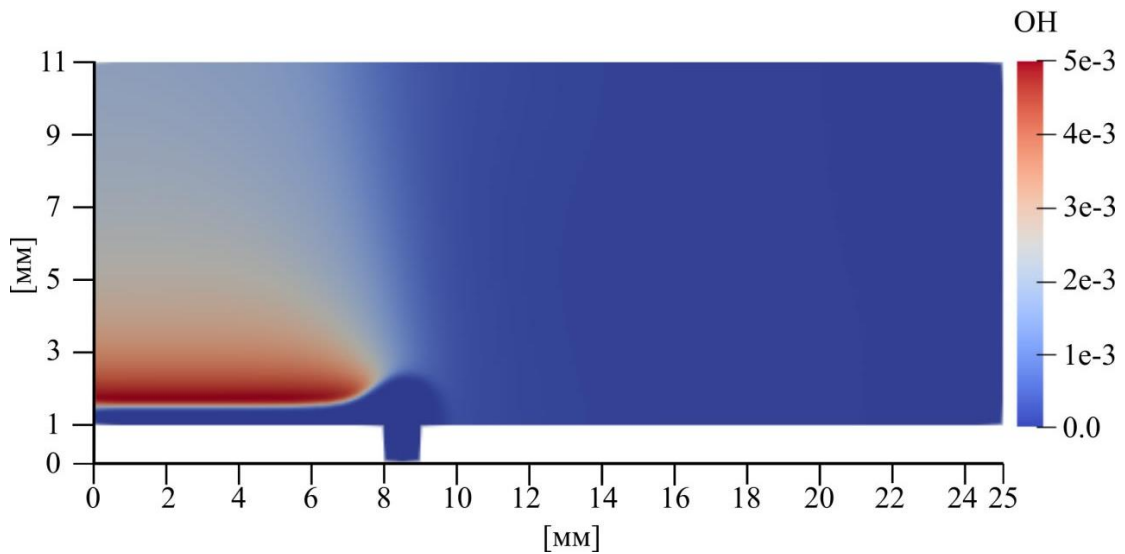


Рисунок 29. Поле массовой концентрации ОН для режима $\varphi = 1.0$ метановоздушного пламени.

На Рисунке 30 представлено сравнение рассчитанных в OpenFOAM значений электрического тока с экспериментальными данными. Данные расчета хорошо коррелируют с экспериментом. Наилучшее совпадение достигается в области бедных ($\varphi \leq 0.8$) и богатых ($\varphi \geq 1.3$) режимов горения. Наибольшее относительное отклонение наблюдается при режиме $\varphi = 0.9$, в котором оно выше экспериментального на 46%. Наибольший ионный ток достигается при $\varphi = 1.1$, что соответствует экспериментальным данным. При этом в расчете это значение достигает 36.5 мкА при экспериментальном значении 32 мкА.

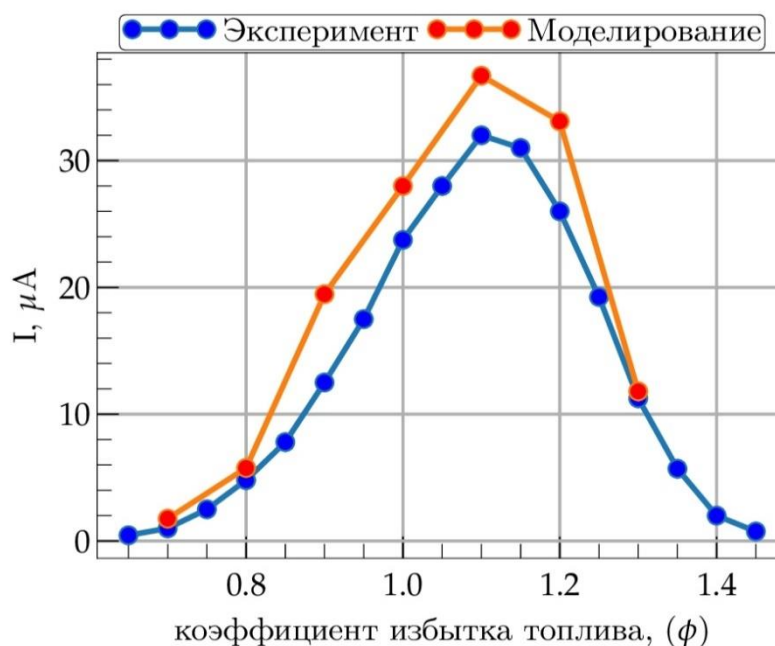


Рисунок 30. Сравнение расчетной величины электрического тока с экспериментом.

Иницирующей цепочкой реакции образования заряженных частиц является реакция взаимодействия радикалов CH и O , генерирующих ионы H_3O^+ и электроны e^- :



Было выполнено исследование влияния электрического поля на концентрации этих радикалов. Помимо указанных выше радикалов были проанализированы концентрации OH и H , наибольшим образом влияющие на скорость распространения пламени. Полученные данные были сравнены с данными одномерного фронта пламени, рассчитанного в CANTERA для стехиометрического режима ($\phi = 1.0$). Сравнение представлено на Рисунке 31.

Данные расчеты показывают, что применение модели эффективной диффузии приводит к значительному отличию концентраций промежуточных компонентов смеси от предсказанных в одномерном фронте пламени (CANTERA). Например, концентрация атомарного водорода оказывается в 1.5 раза выше, чем в 1D.

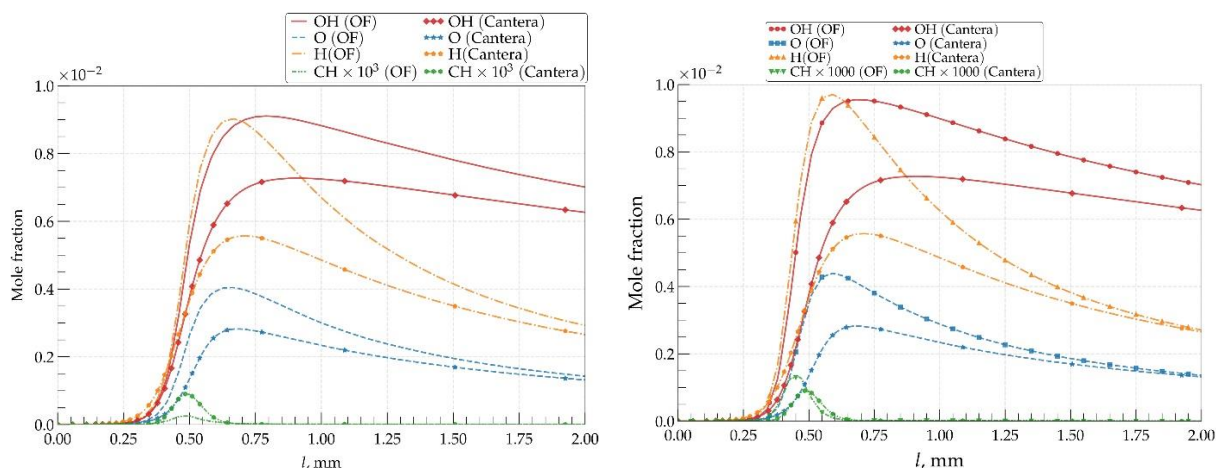


Рисунок 31. Сравнение профилей концентраций OH , O , H и CH в отсутствие внешнего поля (слева) и при воздействии внешнего поля (справа) для плоского метановоздушного пламени ($\phi = 1.0$).

Концентрации H , O и OH , рассчитанных для осесимметричного пламени при воздействии электрического поля и без него практически не отличаются. Противоположная ситуация возникает с концентрацией CH . Без внешнего поля концентрация данного радикала оказывается существенно меньше (в 4 раза), чем предсказанная в *CANTERA* величина. При воздействии электрического поля концентрация возрастает до величины $1.2 \cdot 10^{-6}$ моль/моль, близкой к величине в одномерном пламени ($1.2 \cdot 10^{-6}$ моль/моль).

Для дополнительной валидации расчета был выполнен анализ вольтамперной характеристики, полученной в эксперименте. Сравнение расчетной и экспериментальной ВАХ представлено на Рисунке 32. Полученные данные численного моделирования демонстрируют существенную задержку выхода на ток насыщения. Насыщение достигается лишь при напряженности электрического поля более 1.5 кВ/м, в то время как в эксперименте оно достигается уже при 0.5 кВ/м. Также при напряженности 1.5 кВ/м расчетная величина тока оказывается больше экспериментальной на 12%, что коррелирует с величиной завышения тока для стехиометрического режима (Рисунок 30) в расчете.

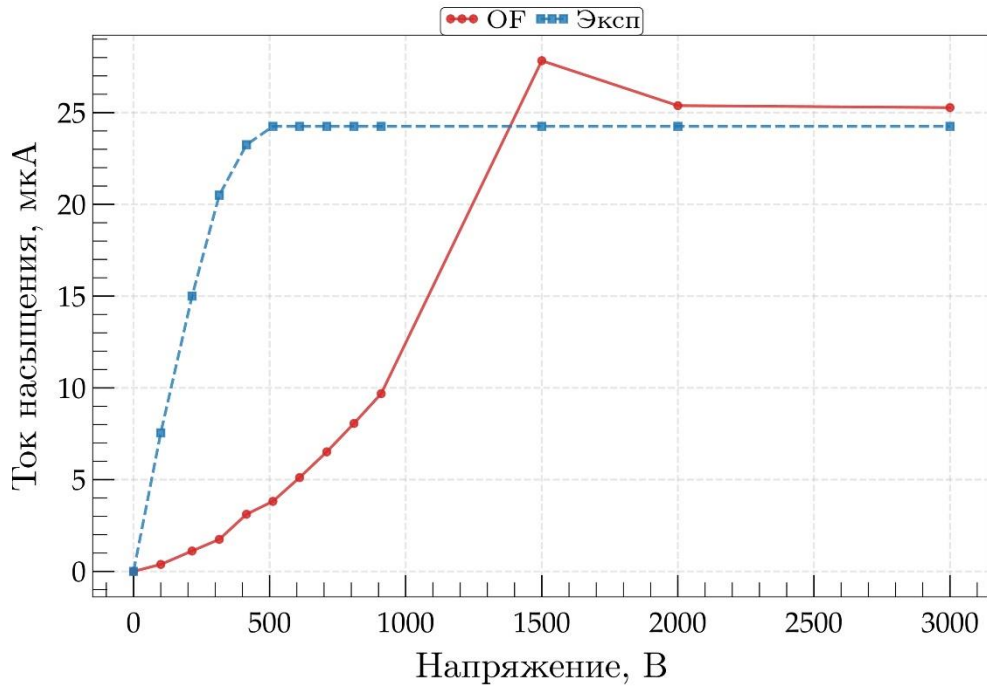


Рисунок 32. Сравнение экспериментальной и расчетной ВАХ плоского метановоздушного пламени для режима $\phi = 1.0$.

3.5 Влияние модели диффузии

Для анализа влияния модели эффективной диффузии на концентрации заряженных частиц и величину электрического тока было реализовано совмещение модуля расчета индивидуальных коэффициентов диффузии в OpenFOAM v12. В данном случае уравнение (24) модернизируется следующим образом:

$$Y_i \mathbf{V}_i = -D_i \nabla (\ln X_i) Y_i + \frac{q_i}{|q_i|} b_i Y_i \nabla \phi, \quad (35)$$

где D_i – индивидуальный коэффициент диффузии компонента i , рассчитываемый через модуль CANTERA.

Для анализа был рассчитан режим со стехиометрическим составом смеси, и сравнены результаты с моделью эффективной диффузии. На Рисунке 33 представлено сравнение профилей радикалов H, O, CH, и OH с данными одномерного фронта пламени. В проанализированном случае концентрации радикалов оказываются с высокой точностью равны друг другу. Наибольшее

относительное отклонение в 5.5% от значений в одномерном пламени достигается для атомарного водорода (H). Наибольшее отклонение для концентрации атомарного водорода обусловлено его малой массой, относительно других радикалов, что в осесимметричной задаче приводит к более выраженной диффузии в радиальном направлении (перпендикулярно фронту пламени). Данный эффект не учитывается в одномерной постановке, ввиду чего концентрация оказывается выше.

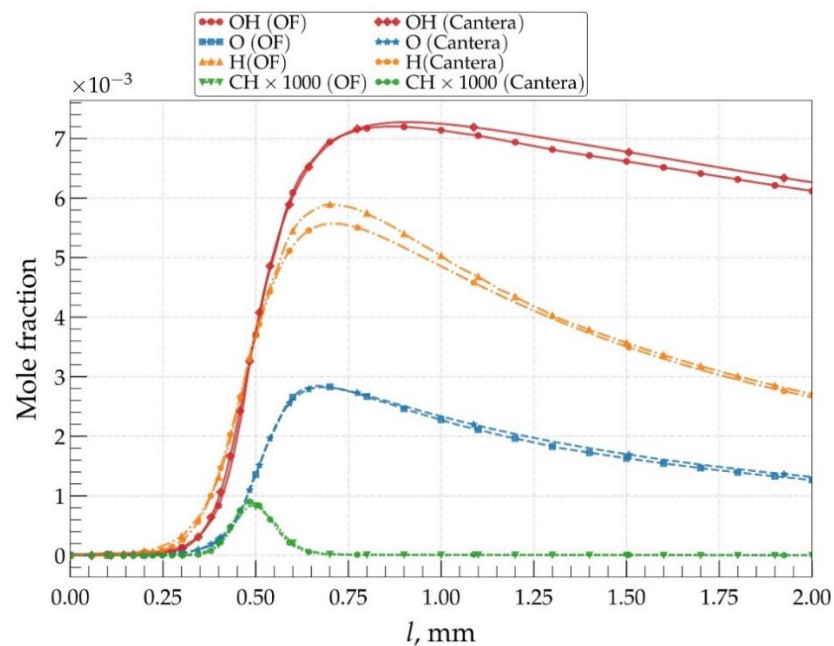


Рисунок 33. Сравнение рассчитанных для фронта плоского пламени метана профилей концентрации промежуточных компонент смеси с одномерным фронтом пламени для режима $\phi = 1.0$.

Для модифицированной модели с учетом индивидуальных компонентов диффузии была также сравнена ВАХ. Сравнение представлено на Рисунке 34. В данном случае требуется меньшая разница потенциалов между электродами для выхода на режим насыщения. Необходимое напряжение составляет 1000 В, в отличие от 1500 В для случая с эффективной диффузией. При этом в обоих случаях расчетный ток насыщения оказывается незначительно завышенным по сравнению с экспериментом ($\sim 1 \text{ мкА}$). Тем не менее, обе модели предсказывают сравнительно одинаковое максимальное значение концентрации положительных и отрицательных зарядов в пламени (Рисунок

35). Обе модели демонстрируют отсутствие изменения формы пламени при воздействии поля, что согласуется с экспериментом.

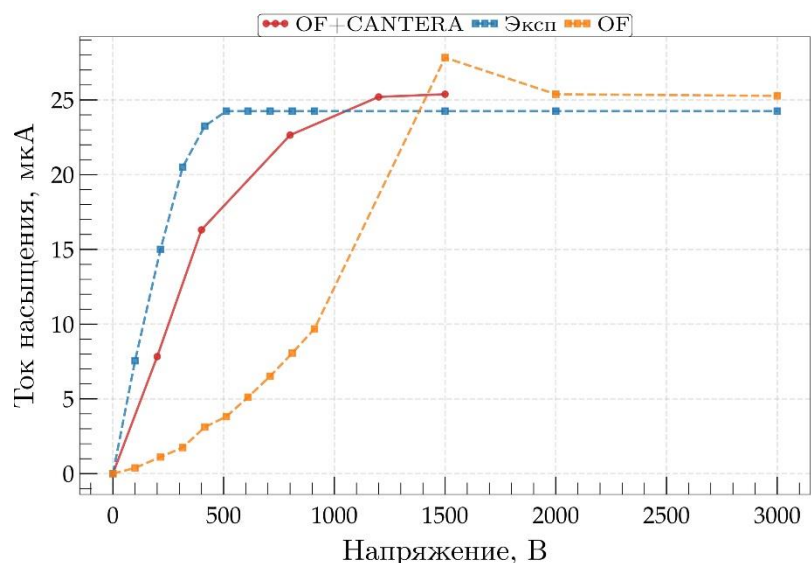


Рисунок 34. Сравнение ВАХ двух моделей диффузии с экспериментом. OF – модель эффективной диффузии, OF + CANTERA – модель расчета индивидуальных коэффициентов диффузии, Эксп - эксперимент.

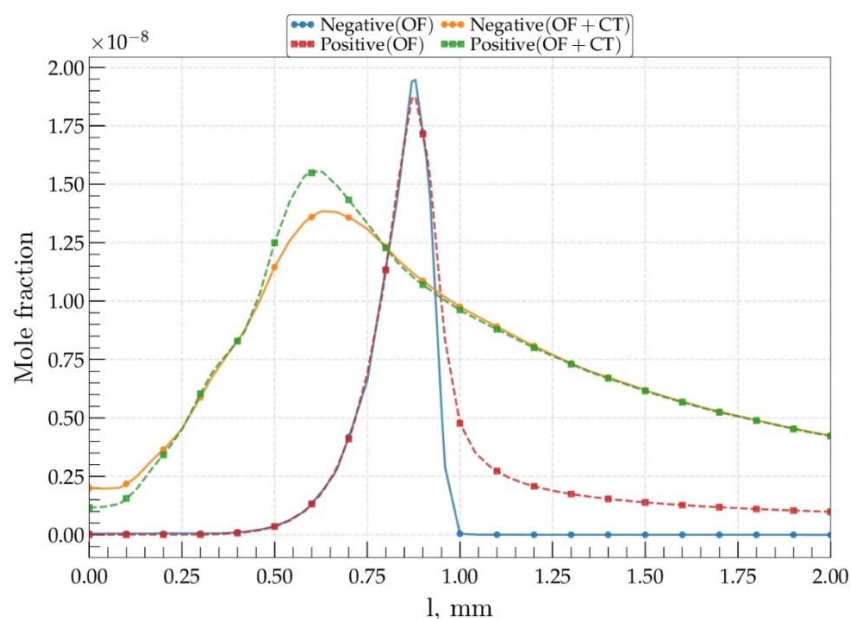


Рисунок 35. Сравнение профилей концентрации положительных и отрицательных частиц в пламени для модели эффективной диффузии (OF) и модели расчета индивидуальных коэффициентов диффузии компонент (OF + CT).

Несмотря на более точное определение концентраций радикалов и лучше совпадение ВАХ с экспериментом, модель расчета индивидуальных коэффициентов демонстрирует существенно более низкую стабильность расчета. При использовании аналогичных численных схем и методов решения уравнений, данная модель требует на порядок меньший шаг по времени. Ввиду

этого, для моделирования пламен в электрических полях в трехмерных постановках предпочтительнее использовать модель эффективной диффузии, позволяющую получить численное решение за адекватное время.

3.6 Выводы по третьей главе

Проведенные численные исследования показали, что модель эффективной диффузии адекватно предсказывает величину электрического тока в широком диапазоне значения коэффициента избытка топлива, однако требует существенно большей разницы потенциалов для выхода на режим насыщения по сравнению с экспериментом. Модель переноса компонент с индивидуальными коэффициентами диффузии демонстрирует существенно лучшее совпадение по экспериментальным данным вольтамперной характеристики, а также по данным промежуточных компонентов смеси в сравнении с одномерным фронтом пламени. Тем не менее, данная модель демонстрирует значительно меньшую стабильность расчета и требует на порядок меньшего шага по времени. Обе модели демонстрируют отсутствие влияния на форму плоского фронта пламени при воздействии поля, что согласуется с экспериментом. Предсказанная величина положительных и отрицательных зарядов близка в обоих случаях. Ввиду данных фактов, использование модели эффективной диффузии предпочтительнее для многомерных задач, так как позволяет достигнуть решения за значительно меньшее время.

Глава 4. Моделирование ламинарного пламени Бунзена в слабом поперечном электрическом поле

В данной главе представлено описание используемых методик численного моделирования ламинарного конусного пламени метана в слабом поперечном электрическом поле с использованием модели эффективной диффузии. Представлены результаты трехмерного моделирования и сравнение данных расчетов с экспериментальными данными PIV и OH PLIF. Численно описан эффект деформации фронта конусного пламени при воздействии внешнего электрического поля в зависимости от напряжения на электродах. Получены данные распределения зарядов в системе, распределение электрического поля во всем расчетном объеме и динамика заряженных частиц. Описан эффект экранирования поля внутри конуса пламени. Описано возникновение не скомпенсированного положительного заряда в продуктах реакции за фронтом горения. Установлена практически полная электронейтральность фронта пламени.

4.1 Описание эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на Рисунке 36. Пламя стабилизировалось на кромке сопла с профилем Витошинского [258] при атмосферном давлении. Горелка была выполнена в виде осесимметричного сужающегося сопла с уменьшением диаметра от 60 мм до 15 мм для создания плоского профиля скорости на выходе. Камера коллектора сопла была изготовлена из диэлектрического материала (полиамида) для обеспечения гальванического отделения сопла от электродов. Потенциал сопла оставался неизвестным, поскольку измерить эту величину в ходе эксперимента не представлялось возможным.

Внешнее электрическое поле создавалось двумя плоскими металлическими пластинами, расположенными параллельно оси сопла. Размер пластин (120 мм × 120 мм) был выбран значительно большим, чем размеры горелки и пламени. Расстояние между пластинами составляло 40 мм.

Для подачи напряжения на электроды использовался источник постоянного тока, обеспечивающий разность потенциалов 2.5 кВ, что соответствовало напряженности внешнего электрического поля 62.5 кВ/м. Данные условия были выбраны как обеспечивающие наиболее выраженное воздействие электрического поля на пламя без его срыва с горелки. Электроды имели щель шириной 5 мм для пропускания лазерных листов применяемых систем PLIF и PIV через центральную плоскость конуса пламени (параллельно направлению электрического поля).

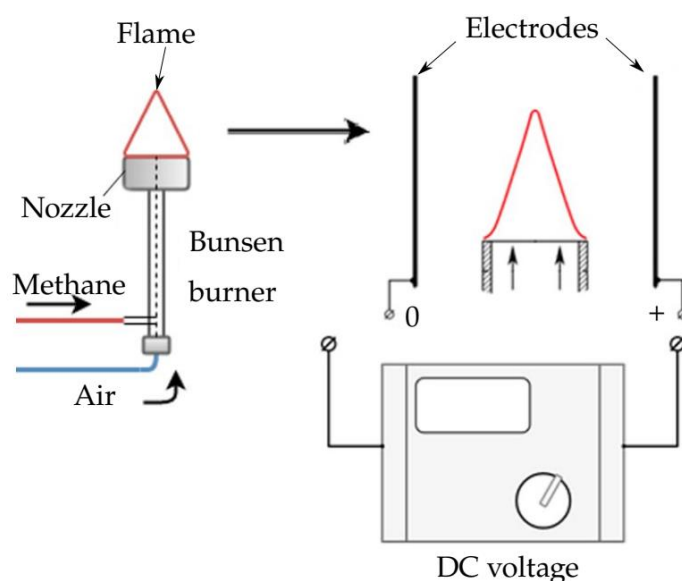


Рисунок 36. Схема экспериментальной установки.

Система PIV состояла из ПЗС-камеры (Bobcat ImperX, 16 Мп, 8 бит) и двухголовочного импульсного Nd:YAG-лазера (Beamtech Vlite 200, до 200 мДж на импульс, 532 нм). Поток был затравлен частицами TiO_2 средним размером 0.5 мкм. ПЗС-камера была оснащена оптическим объективом (Sigma 50 мм 1:2.8 DG MACRO) и узкополосным оптическим фильтром (532 нм $\pm$ 5 нм). Для получения среднего температурного поля было обработано 500 PIV-изображений с использованием программного обеспечения ActualFlow. Дополнительные испытания проводились без пламени для подтверждения того, что трассерные частицы не изменяют свои траектории под действием электрического поля.

Система PLIF состояла из импульсного Nd:YAG-лазера накачки QuantaRay (532 нм, 800 мДж на импульс, 532 нм), перестраиваемого лазера на

красителе Sirah Precision Scan (283 нм, 12 мДж) и ПЗС-камеры LaVision sCMOS Imager (5.5 Мп, 16 бит) с усилителем яркости LaVision IRO (S20-фотокатод). Усилитель был оснащен объективом из плавленого кварца и полосовым оптическим фильтром (310 ± 10 нм). Температура определялась методом двухлинейной PLIF при возбуждении переходов $Q_1(5)$ и $Q_1(14)$ полосы (1–0) электронной системы $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ радикала OH [259]. Выбранная пара линий возбуждения характеризуется высокой чувствительностью к температуре и демонстрирует удовлетворительное соответствие теоретической зависимости в диапазоне температур 1400–2200 К, а также согласуется с измерениями, выполненными методом спонтанного комбинационного рассеяния [260].

4.2 Расчетная геометрия и начальные условия

В качестве расчетного домена использовалась геометрия, описанная в Главе 2, с аналогичной расчетной сеткой, сгущенной на срезе сопла, так как данная сетка показала хорошее соответствие с экспериментом при моделировании газокапельного пламени этанола [242,243]. Также данная геометрия была выбрана для того, чтобы исключить влияние численных неустойчивостей, связанных с близким расположением электродов в эксперименте (в виде пластин) к соплу и фронту пламени.

Для воспроизведения напряженности электрического поля, соответствующего плоским электродам на внешней цилиндрической поверхности домена, параллельной оси Y (соприкасается с анодом и катодом на Рисунке 37), задавалось напряжение по следующей формуле:

$$\varphi = \varphi_0 \left(1 + \cos \left(\pi \frac{x}{R} \right) \right), \quad (36)$$

где $\varphi_0 = 6800$ В – половина максимального потенциала, $R = 0.108$ м – радиус расчетной области, x – координата стенки по оси X . Было численно проанализировано два случая значения φ_0 : $\varphi_0 = 6800$ В и 13600 В, создающие

внутри постоянное электрическое поле напряженностью 62.5 кВ/м (соответствует полю в эксперименте) и 125 кВ/м, соответственно. При этом левая граница области была определена как катод (заземлен, 0 В), а правая — как анод (13600 В и 27200 В). Сопло рассматривалось как проводник, электрически изолированный от установки. Его потенциал был установлен равным значению φ_0 как промежуточному значению напряжения между электродами, считая сопло электронейтральным. Данный потенциал установлен для организации однородного электрического поля внутри области, поскольку отсутствовала возможность измерить данное значение экспериментально. Для анализа влияния потенциала сопла, в расчетах напряжение на нем было проварьировано в пределах ± 500 В от начального значения, однако в этом диапазоне оно не оказало существенного влияния на полученные результаты.

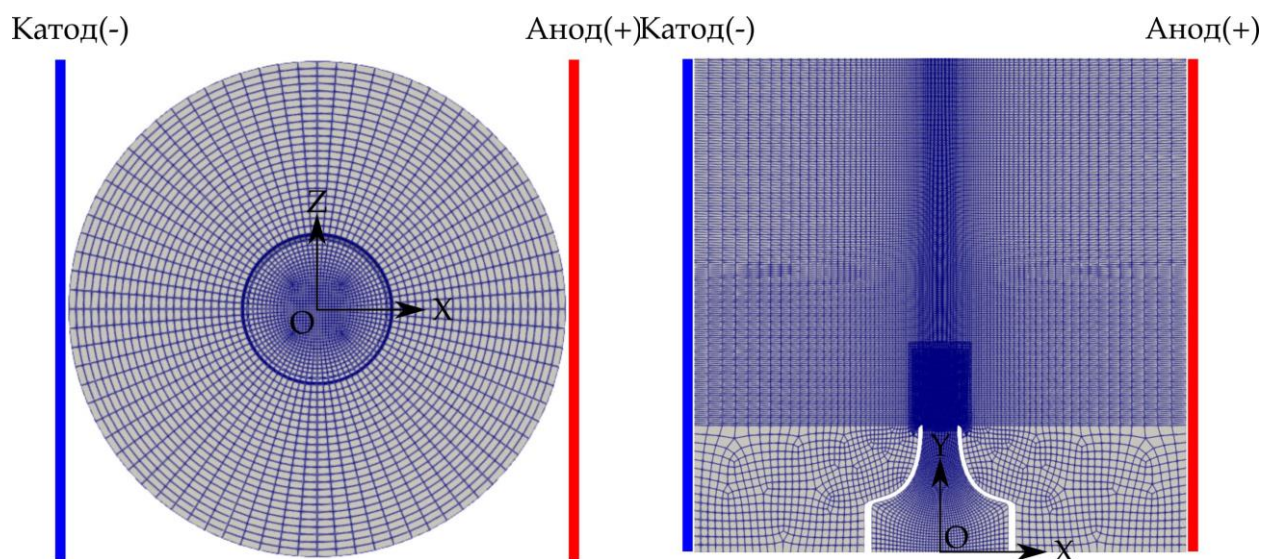


Рисунок 37. Расчетная геометрия с сеткой и система координат: вид снизу (слева), вид в сечении $Z = 0$ (справа).

4.3 Химический механизм

Для описания химической кинетики использовалась комбинация редуцированного кинетического механизма Lu и Law [261], состоящего из 30 компонентов и 184 реакций, а также ионной химии, согласно работе Prager

[262]. Механизм Lu и Law является редуцированной версией механизма GRI3.0 [263], из которого была убрана кинетика образования NO_x . Данный механизм был выбран, так как первоочередной целью является исследование деформации пламени в электрическом поле, а не расчет выбросов вредных веществ. При этом, созданный механизм дает почти двукратное ускорение по сравнению с оригинальным GRI3.0. Кроме того, в работе Belhi и др. [217] отмечалось важность учета всех отрицательных ионов для правильного описания переноса импульса, ввиду чего ионный механизм, предложенный Prager, является наиболее оптимальным. Ионная химия включает в себя уравнения химической кинетики на следующие заряженные частицы: e^- , H_3O^+ , HCO^+ , $\text{C}_2\text{H}_3\text{O}^+$, CH_5O^+ , CO_3^- , CHO_2^- , CHO_3^- , O^- , O_2^- , OH^- . Суммарный кинетический механизм состоял из 40 компонентов и 233 реакций.

Как указывалось в предыдущей главе, в данном случае ключевое значение имеет прогнозирование концентраций радикалов CH и O . Для верификации точности воспроизведения профилей концентраций CH и O кинетическим механизмом Lu и Law указанные профили были сопоставлены с профилями, полученными с использованием механизма GRI 3.0 для одномерного свободно распространяющегося пламени в программном комплексе CANTERA. Результаты показали незначительное отклонение (менее 0,1 %) от значений, предсказываемых механизмом GRI 3.0.

4.4 Результаты эксперимента

Экспериментальные данные, полученные методами OH PLIF и PIV для случаев с приложенным электрическим полем и без него, представлены на Рисунке 38. На Рисунке 39 представлено температурное поле, нормированное на адиабатическую температуру (T_{ad}) для стехиометрического режима ($T_{ad} = 2240 \text{ K}$). В отсутствие электрического поля конус пламени имеет симметричную структуру (Рисунок 39а) высотой 25 мм. Линии тока скорости

симметричны относительно оси сопла. При приложении электрического поля форма пламени теряет симметрию (Рисунок 39b). Высота пламени уменьшается до 22 мм, при этом область вблизи конуса размывается и смещается примерно на 2 мм от оси симметрии в сторону катода. Линии тока (отмечены белым цветом) перед фронтом пламени остаются практически неизменными. Линии тока за фронтом пламени расширяются, что указывает на действие силы, притягивающей пламя как к аноду, так и к катоду. Более того, распределение линий тока становится асимметричным (Рисунок 39b). Линии тока вблизи оси симметрии (черный пунктир) преимущественно искривляются в сторону катода, что указывает на доминирование силы, действующей в его направлении.

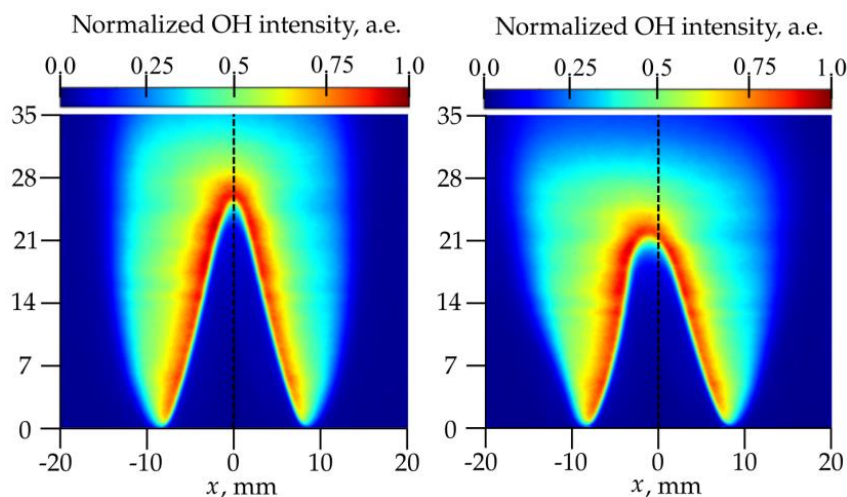


Рисунок 38. Нормированная интенсивность поля флуоресценции ОН: без электрического поля (слева), в поле напряженностью 62.5 кВ/м (справа).

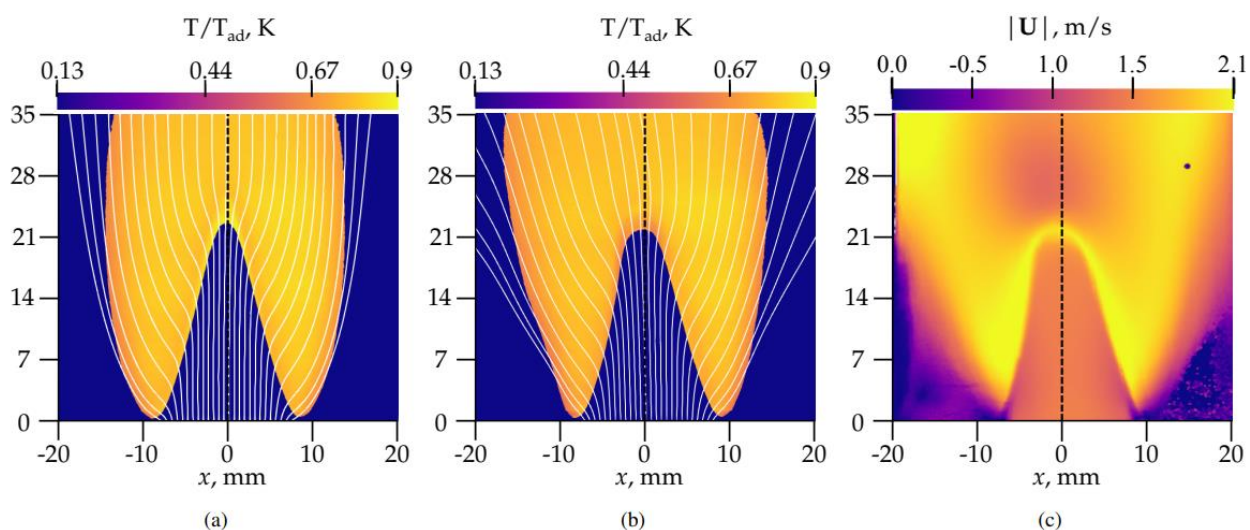


Рисунок 39. Экспериментальное распределение полей температуры (a, b) и скорости (c): без электрического поля (a), в электрическом поле (b, c).

4.5 Результаты моделирования

4.5.1 Напряженность поля 62.5 кВ/м

На Рисунке 40 показаны распределение температуры, объемная плотность заряда и x -компонента электрической силы для стационарного конусного пламени при напряженности электрического поля 62.5 кВ/м. В этом случае высота пламени уменьшается до 23 мм. Видимой деформации формы пламени не наблюдается. Однако распределение плотности заряда и результирующей электрической силы изменяется существенно. Поле концентрации заряда (Рисунок 40b) показывает, что разделение зарядов приводит к появлению положительного заряда за фронтом пламени со стороны катода. Максимальная объемная плотность заряда, достигающая $6.7 \cdot 10^{15} \text{ 1/м}^3$ ($1.07 \cdot 10^{-3} \text{ Кл/м}^3$), расположена у вершины и основания конуса пламени.

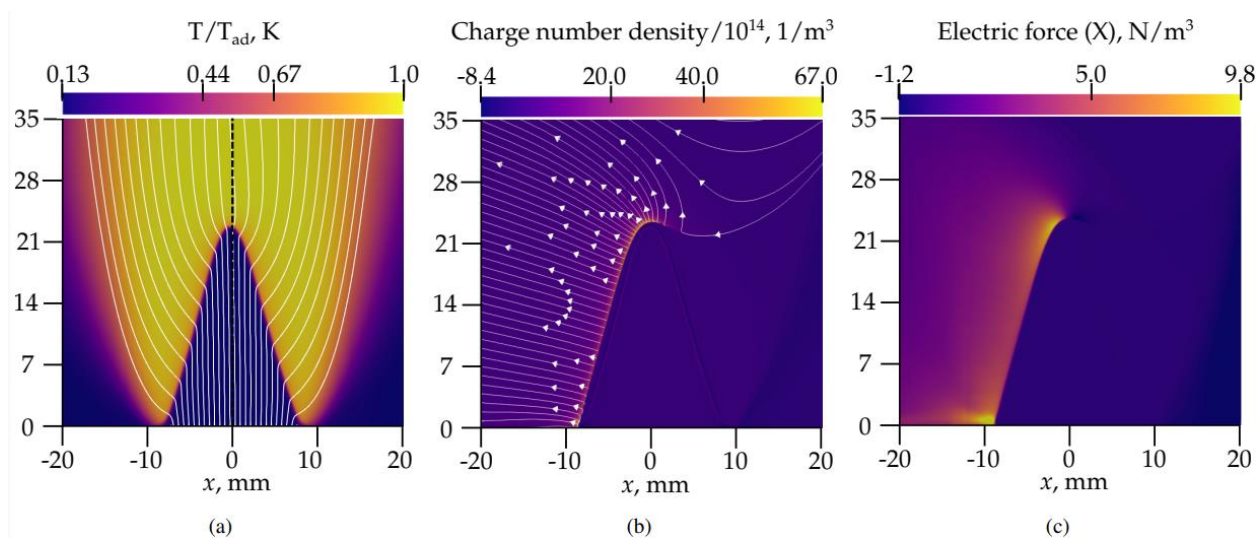


Рисунок 40. Поле температуры с линиями тока (a), плотность числа зарядов с линиями электрического поля (b) и x -компонента электрической силы (c) в поле $E = 62.5 \text{ кВ/м}$.

Поле электрической силы прямо коррелирует с концентрацией заряда, причем ее максимальная величина находится в тех же областях максимальной плотности заряда. Заметный эффект наблюдается у вершины пламени: знак x -компоненты электрической силы (Рисунок 40c) меняется на противоположный. Этот эффект вызван изменением знака x -компоненты

вектора электрического поля в данной зоне (Рисунок 41a). В результате на вершину действуют две противоположно направленные силы вдоль оси x с различием амплитуд примерно на порядок величины (9.8 Н/м^3 и -1.2 Н/м^3).

Более того, электрическое поле полностью экранируется внутри конуса пламени. Согласно Рисунку 41с, величина напряженности электрического поля быстро падает до нуля при приближении к положению фронта пламени. Этот результат прямо указывает на то, что в пламени образуется достаточная плотность подвижных зарядов для перераспределения таким образом, чтобы экранировать внешнее электрическое поле. Данный эффект противоположен тому, что наблюдалось в исследовании Belhi [217], где внутри конуса пламени был получен ненулевой градиент электрического потенциала.

Наблюдаемое экранирование является асимметричным и коррелирует с пространственным распределением электронов (Рисунок 42a). Благодаря своей значительно более высокой подвижности по сравнению с H_3O^+ , электроны демонстрируют существенно большее пространственное смещение. Максимальные объемные плотности электронов и ионов H_3O^+ ($1.3 \cdot 10^{17} \text{ 1/м}^3$) равны и примерно в 20 раз превышают максимальную объемную плотность заряда (Рисунок 42a,с), что указывает на то, что перераспределения малой части носителей заряда в системе достаточно для экранирования электрического поля. Полученная максимальная объемная плотность электронов согласуется с их типичной концентрацией в предварительно перемешанных углеводородных пламенах ($\sim 10^{17} \text{ 1/м}^3$) [156]. Более того, согласно результатам моделирования, электроны соединяются с кислородом во внешнем слое смешения, образуя отрицательно заряженные ионы O^-_2 , CHO^-_3 и CO^-_3 (Рисунок 42b). Эти ионы создают дополнительную электрическую силу, которая слегка расширяет зону горения в направлении анода. Это наблюдение коррелирует с работой [217], указывая на то, что учет этих отрицательных ионов необходим для корректного прогнозирования переноса импульса в системе.

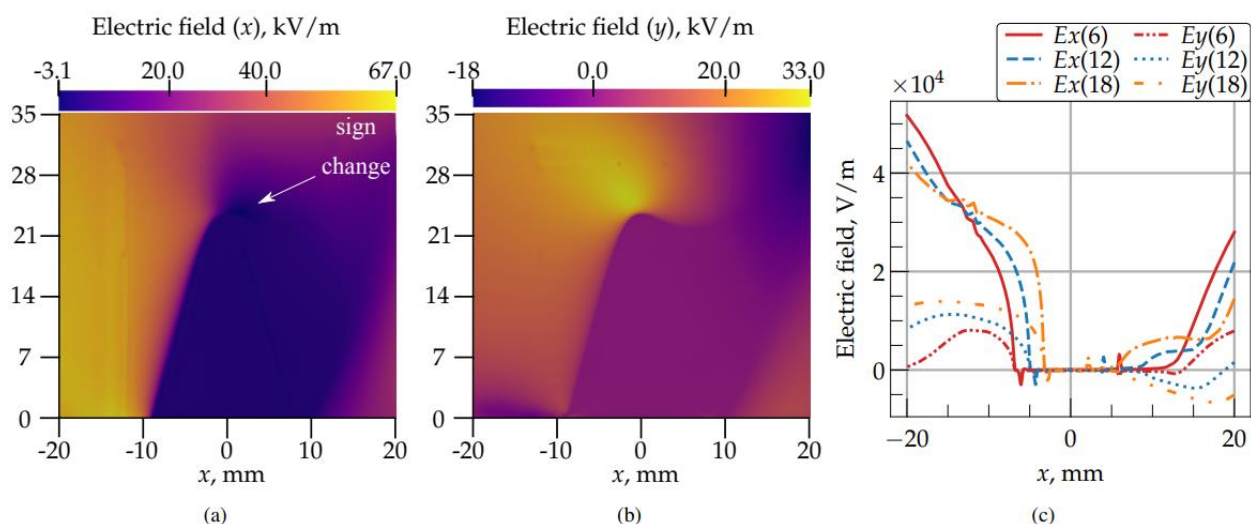


Рисунок 41. Компоненты вектора электрического поля: x (a) и y (b); а также их профили вдоль горизонтальных линий на разной высоте ($y = 6, 12$ и 18 мм) над срезом сопла в плоскости $z = 0$ (c).

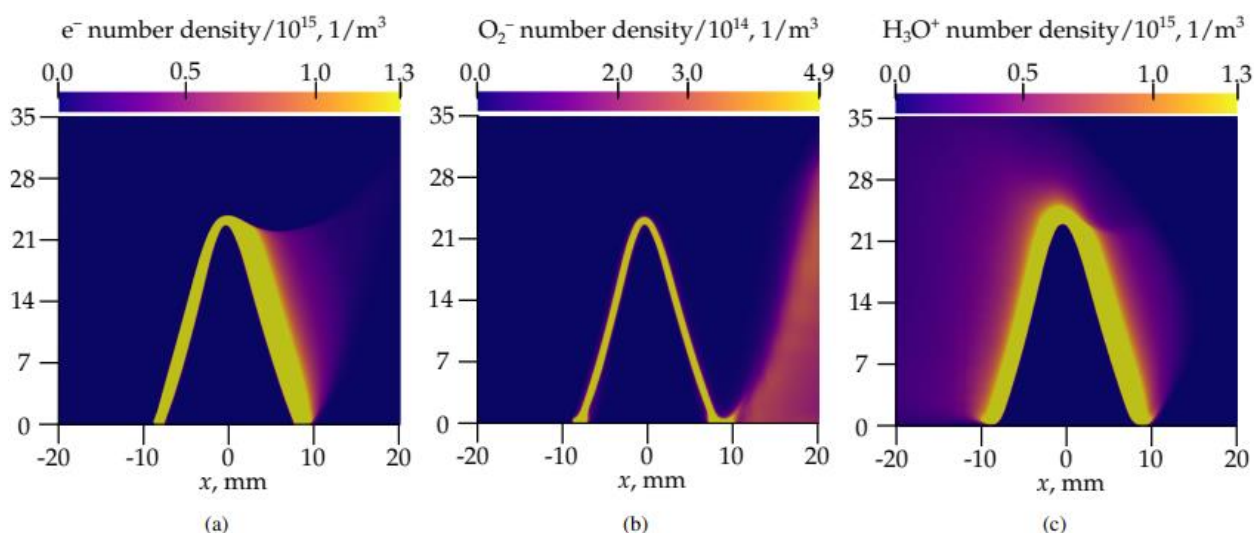


Рисунок 42. Распределение заряженных частиц в плоскости $z = 0$: плотность числа электронов (a), O_2^- (b) и H_3O^+ (c). Для наглядности максимальные значения на цветовых шкалах были уменьшены в 100 раз для электронов и H_3O^+ и в 10 раз для O_2^- .

4.5.2 Напряженность поля 125 кВ/м

В отличие от предыдущего смоделированного случая, двукратное увеличение интенсивности внешнего электрического поля приводит к существенной деформации формы пламени. Распределение поля температуры показано на Рисунке 43а. При данной напряженности электрического поля форма пламени деформируется так же, как и в эксперименте: наблюдается понижение, размытие пламени вблизи его вершины с отклонением от оси

симметрии. Высота конуса пламени уменьшается до 21 мм. Вершина конуса пламени смещается примерно на 2 мм в сторону катода. В этом случае смоделированная форма пламени совпадает с экспериментальной (Рисунки 38b и 43a). Линии тока, полученные в моделировании, хорошо согласуются с экспериментом (Рисунок 38c), также демонстрируя расширение зоны горения за фронтом пламени.

Видимое размытие конуса объясняется действием возросшей электрической силы. По сравнению со случаем внешнего поля 62.5 кВ/м максимальная величина силы в направлении оси x увеличивается с 9.8 Н/м^3 до 59.0 Н/м^3 , тогда как ее минимальное значение изменяется с -1.2 Н/м^3 до -5.6 Н/м^3 . Несмотря на это, отношение максимальной и минимальной величины x -компоненты силы, действующих на вершину, остается практически неизменным, изменяясь от -8.1 до -10.5 . Максимальная полная плотность числа зарядов возрастает с $6.7 \cdot 10^{15} \text{ 1/м}^3$ до $1.60 \cdot 10^{16} \text{ 1/м}^3$, что соответствует увеличению плотности заряда с $1.07 \cdot 10^{-3} \text{ Кл/м}^3$ до $2.57 \cdot 10^{-3} \text{ Кл/м}^3$.

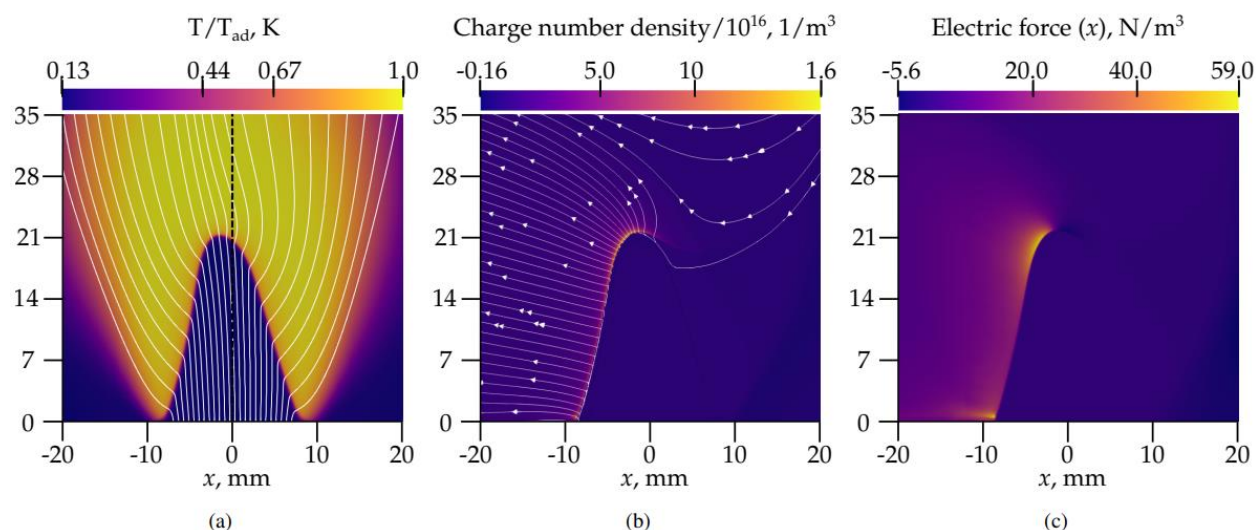


Рисунок 43. Поле температуры с линиями тока (a), плотность числа зарядов с линиями электрического поля (b) и x -компонента электрической силы (c) в поле $E = 125 \text{ кВ/м}$.

Распределение заряженных компонентов, таких как H_3O^+ , OH^- и CO_3^- , показано на Рисунке 44. При $E = 125 \text{ кВ/м}$ ионы H_3O^+ в большей степени отклоняются в сторону катода. Ионы OH^- расположены главным образом во фронте пламени с максимальным значением массовой доли $2.4 \cdot 10^{-10} \text{ г/г}$ и потоком в направлении анода. Это значение примерно на семь порядков ниже,

чем для нейтрального ОН в пламени. Распределение CO_3^- аналогично распределению O_2^- с основной локализацией во фронте пламени ($1.4 \cdot 10^{-11}$ г/г) и во внешнем перемешивающем слое ($4.0 \cdot 10^{-12}$ г/г) со стороны анода. Результаты выявляют потоки положительных и отрицательных ионов во внешнем слое смешения по направлению к катоду и аноду, соответственно. Оба потока с одинаковой абсолютной концентрацией заряда примерно $1.0 \cdot 10^{-4}$ Кл/м³.

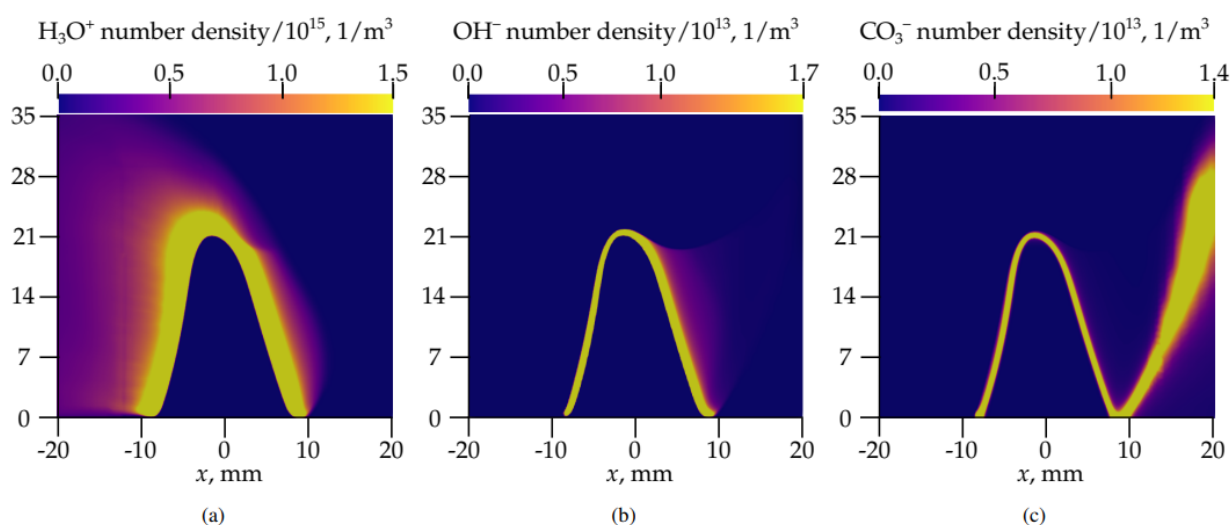


Рисунок 44. Распределение заряженных частиц при $E = 125$ кВ/м: H_3O^+ (a), OH^- (b) и CO_3^- (c). Для улучшения наглядности максимальное значение массовой доли H_3O^+ и OH^- на цветовой шкале было уменьшено в 100 раз, а для CO_3^- — в 10 раз.

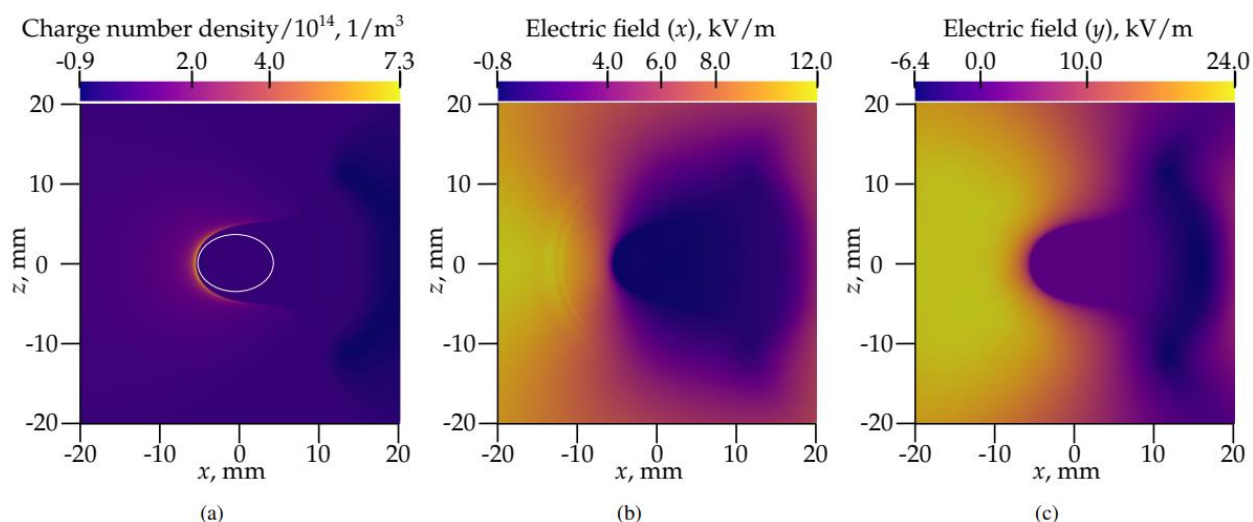


Рисунок 45. Концентрация заряда (a), x -компонента электрического поля (b) и y -компонента электрического поля (c) в сечении $y = 12$ мм над срезом сопла.

Концентрация заряда, а также x - и y -компоненты электрического поля в сечении $y = 12$ мм над соплом показаны на Рисунке 45. Белая линия на Рисунке 45a обозначает фронт пламени. Согласно полученным данным, увеличение

электрической силы приводит к изменению формы фронта пламени с круглой на эллиптическую. Зона экранирования электрического поля расширяется в сторону анода.

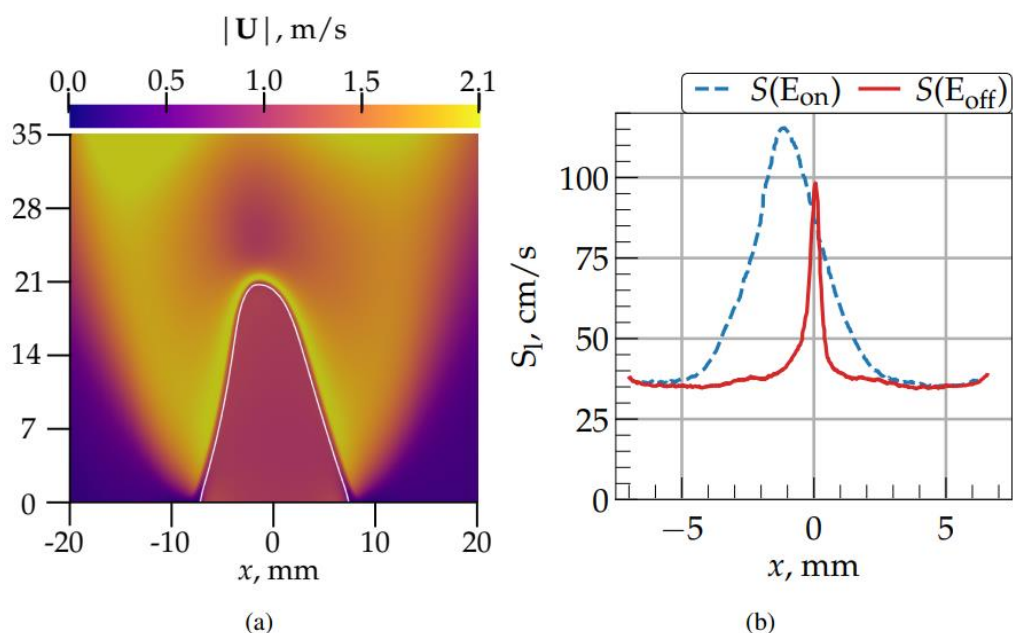


Рисунок 46. Расчетное (S) распределение модуля скорости с изотермой $T = 350$ К (белая линия) при $E = 125$ кВ/м (а) и нормальная к фронту скорость для случаев с электрическим полем и без него (E_{on}/E_{off}) (б).

На Рисунке 46а представлен модуль поля скорости с изотермой $T = 350$ К (белая линия). На Рисунке 46б показана нормальная к фронту скорость потока, рассчитанная по контурам этих изотерм для моделируемых (S) случаев без электрического поля (E_{off}) и с электрическим полем 125 кВ/м (E_{on}). Моделируемая x -компонента поля скорости демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными (Рисунок 38с). В случае без электрического поля нормальная к фронту скорость составляет примерно 36 см/с в областях, удаленных от вершины пламени. Это значение согласуется со скоростью ламинарного распространения свободно распространяющегося метановоздушного пламени при стехиометрическом соотношении топлива к окислителю. Ближе к вершине пламени эта компонента значительно возрастает в результате резкого увеличения кривизны фронта пламени. Приложение электрического поля ($E = 125$ кВ/м) существенно изменяет профиль. Область повышенной скорости расширяется, а максимальное значение увеличивается на 15 см/с. Видимых изменений скорости, нормальной

к фронту пламени, у основания конуса в случаях с приложением электрического поля и без него не наблюдалось.

На Рисунке 47 представлено графическое сравнение экспериментальных (X) и расчетных (S) профилей компонентов скорости и нормированной температуры при наличии/отсутствии электрического поля (E_{on}/E_{off}). Смоделированные профили U_x и U_y (Рисунок 47а) хорошо согласуются с экспериментальными данными. В отсутствие электрического поля профиль U_x имеет максимальное значение примерно -0.10 м/с для моделирования и -0.15 м/с для эксперимента. При приложении электрического поля отрицательная компонента U_x становится доминирующей. Ее минимальное значение достигает -0.5 м/с в моделировании и -0.65 м/с в эксперименте. Со стороны анода компонента U_x положительна, достигая меньших значений: 0.33 м/с в моделировании и 0.45 м/с в эксперименте, соответственно. Таким образом, профиль U_x подтверждает, что в области за фронтом пламени электрические силы действуют в обоих направлениях к электродам, уширяя зону горения. Смоделированные профили U_y (Рисунок 47б) также коррелируют с экспериментальными данными. Без электрического поля профили симметричны с локальным минимумом на оси сопла и максимальным значением 2 м/с.

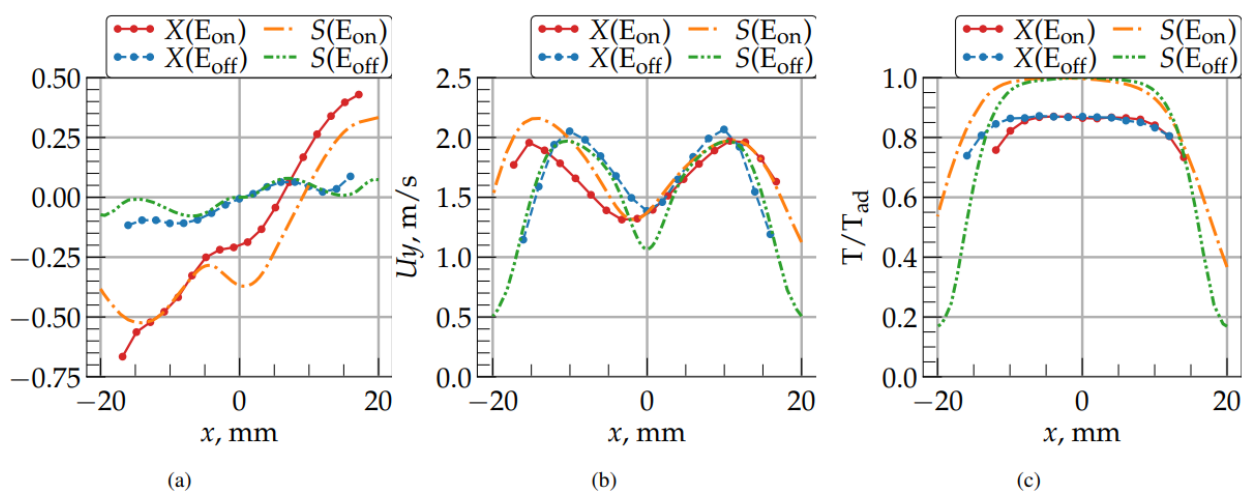


Рисунок 47. Сравнение экспериментальных (X) и расчетных (S) данных при наличии и отсутствии электрического поля (E_{on}/E_{off}) на высоте 30 мм в плоскости $z = 0$: x-компонента скорости (а), y-компонента скорости (б), температура (с).

При наличии электрического поля локальное минимальное значение смещается на 2 мм в сторону катода. Максимальное значение U_y увеличивается до 2.15 м/с со стороны катода в моделировании, тогда как в эксперименте этот эффект не наблюдается. Данные профилей нормированной температуры последовательно демонстрируют расширение зоны горения под влиянием электрического поля как для эксперимента, так и для моделирования.

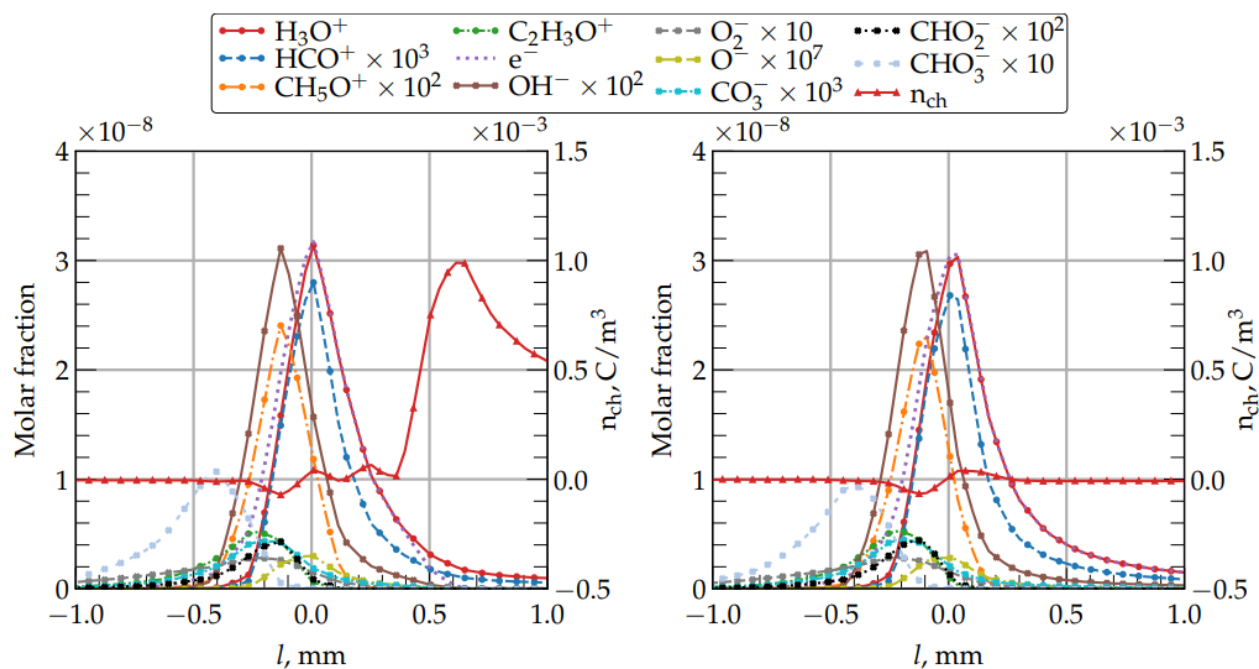


Рисунок 48. Профили концентрации заряженных частиц и плотности заряда в области фронта пламени для линий тока, исходящих из точек с координатами $(-4, 0, 0)$ мм (слева) и $(4, 0, 0)$ мм (справа).

На Рисунке 48 показаны профили заряженных частиц и плотности заряда в области фронта пламени для линий тока, исходящих из координат $(-4, 0, 0)$ и $(4, 0, 0)$. Для линии тока, исходящей из точки $(-4, 0, 0)$, концентрация электронов резко падает до нуля за фронтом пламени при $l = 0.65$ мм. Для линии тока, расположенной ближе к аноду, наблюдается плавная нисходящая тенденция, которая совпадает с тенденцией для H_3O^+ с максимальной молярной долей $3 \cdot 10^{-8}$ моль/моль. Это приводит к формированию положительной концентрации заряда со значением 10^{-3} Кл/м³ непосредственно за фронтом пламени на стороне катода (Рисунок 48, слева). В то же время концентрация заряда на стороне анода за фронтом пламени

остается нулевой (Рисунок 48, справа). Распределения остальных заряженных частиц не демонстрируют заметных изменений.

4.6 Анализ чувствительности

Результаты моделирования показывают хорошее согласие с экспериментальной формой пламени и полем скорости потока, но при двукратно увеличенной интенсивности электрического поля. Это расхождение может быть вызвано комбинацией нескольких факторов, обсуждение которых представлено ниже.

Первой вероятной причиной является различие между экспериментальной и вычислительной геометриями. Большее расстояние между электродами в расчетном случае позволяет разместить большее количество заряженных частиц в расчетной области. Для оценки экранирующего эффекта, создаваемого дополнительным пространством, в котором могут перемещаться заряды, все заряженные частицы, расстояние которых от оси горелки превышало расстояние от оси до электродов в эксперименте, были удалены из расчетной области. Для такой конфигурации зарядов была вычислена величина электрической силы для одного временного шага. Во внешнем поле напряженностью 62.5 кВ/м максимальная величина электрической силы возросла с 9.8 Н/м³ до 30 Н/м³, что указывает на существенный вклад геометрии в экранирующий эффект.

В проведенных численных исследованиях радиационный теплообмен не учитывался. Для оценки влияния этого фактора были смоделированы одномерные свободно распространяющиеся пламена в пакете CANTERA с учетом радиационного теплообмена и без него. Результаты показывают, что, хотя радиационный теплообмен и снижает температуру пламени, концентрации СН, О и заряженных частиц остаются практически неизменными. Следовательно, пренебрежение радиационным теплообменом в

данном случае не влияет на концентрации зарядов и величину электрической силы, а значит, не оказывает воздействия на деформацию пламени.

Другой аргумент связан с точностью химико-кинетического механизма. В углеводородных пламенах генерация основных заряженных частиц инициируется реакцией радикалов CH и O [264] (Уравнение 33). В данном случае механизм Lu и Law [261], который основан на GRI-3.0 [263], демонстрирует ограниченную точность в прогнозировании CH , как подробно обсуждается в [265]. Однако концентрация CH в механизме, предложенном в [265], примерно в 2,5 раза ниже, чем в механизме Lu и Law. Как итог, применение данного кинетического механизма лишь уменьшит эффект внешнего поля.

Кроме того, расхождение может быть вызвано ограниченностью численной модели. Как видно из уравнения 6, предполагается, что коэффициент диффузии для каждого компонента одинаков. Более точное определение коэффициентов диффузии может привести к изменениям в распределении заряда в пламени и в электрической силе. Как следствие, это может повлиять на величину деформации пламени. Таким образом, отклонение между моделированием и экспериментом может быть объяснено двумя основными факторами – геометрическими несоответствиями и моделью эффективной диффузии. Полученные результаты продемонстрированы в работах [266,267].

4.7 Выводы по четвертой главе

Проведено совместное экспериментальное и численное исследование влияния слабого поперечного электрического поля на ламинарное пламя Бунзена смеси метана с воздухом. Достоверность численной модели проверялась путем сравнения с экспериментальными данными по температурным полям (OH PLIF) и полям скорости (PIV). Модель показала

согласие с экспериментом как по форме фронта пламени, так и по структуре полей скорости.

Согласно расчетам, внешнее электрическое поле вызывает лишь незначительное разделение зарядов в пламени. Фронт пламени остается практически электронейтральным. Наибольшая плотность положительного заряда достигает примерно $2.5 \cdot 10^{-3}$ Кл/м³ и наблюдается у вершины конуса пламени, где кривизна фронта максимальна. В области вершины конуса на пламя действуют две силы, направленные как в сторону катода, так и в сторону анода, с соотношением амплитуды примерно 10:1, и доминированием силы в направлении катода. Обнаруженный эффект, объясняет наблюдаемое на опыте смещение с оси сопла и размытие вершины конуса пламени, а также существенное локальное увеличение скорости распространения. Потоки положительных и отрицательных ионов (главным образом H_3O^+ , O_2^- , CH_3O_2^- и CO_3^-) во внешнем слое смещения, движущиеся к электродам, расширяют зону горения. Этот факт подчеркивает важность учета отрицательных ионов O_2^- , CH_3O_2^- и CO_3^- для корректного описания переноса импульса в направлении анода.

Полученные в расчетах данные качественно согласуются с экспериментом. Количественное расхождение касается напряженности поля, необходимой для достижения аналогичного экспериментальному изменения формы пламени и течения. Анализ чувствительности показал, что основные причины расхождений связаны с различиями в геометрии (между расчетной и реальной установкой) и с используемой моделью эффективной диффузии, что требует дальнейшего исследования.

Эти результаты дают важное понимание механизма влияния электрогазодинамики на устойчивость пламени. В частности, показано, что отклик пламени определяется электрогазодинамикой в продуктах сгорания, тогда как сам фронт пламени остается практически электронейтральным. Наибольший заряд образуется в области максимальной кривизны (вершина пламени), где наблюдается существенное увеличение скорости

распространения пламени. Наблюдаемый эффект увеличения скорости способствует расширению диапазона присоединенного горения пламени.

Заключение

1. На основе численного моделирования были получены данные о влиянии инжекции части топлива в виде монодисперсных капель на осредненную скорость распространения, температуру и структуру пламени. Описан эффект увеличения средней скорости распространения пламени при инжекции части топлива в виде капель. Установлено, что инжекция капель определенного размера приводит к достижению локального максимума осредненной скорости распространения пламени. Установлена прямая корреляция величины средней скорости распространения пламени и средней концентрации радикалов Н, О и ОН во фронте пламени.
2. Предложена общая зависимость средней скорости распространения пламени от размера монодисперсных капель топлива для богатых режимов горения газокпельной этаноловоздушной смеси. Установлено, что локальный максимум средней скорости распространения соответствует размеру капель топлива, при котором времена химического реагирования смеси и испарения капель приблизительно равны.
3. Реализованы две численные модели описания динамики пламен в слабых электрических полях, основанные на модели общей эффективной диффузии, и учете индивидуальных коэффициентов диффузии. Установлено, что обе модели применимы для расчета движения фронта пламени и силы электрического тока (при напряженности электрического поля 1.5 кВ/см и более). При этом детальная модель с учетом индивидуальных коэффициентов диффузии требует практически на порядок более подробного шага по времени.
4. На основе разработанной модели эффективной диффузии было выполнено численное исследование ламинарного конусного

метановоздушного пламени в поперечном электрическом поле. Полученные количественные оценки эффекта разделения зарядов в фронте пламени. Определен механизм деформации формы конусного пламени:

- Установлено практически полное экранирование электрического поля внутри конуса пламени.
- Обнаружено, что фронт пламени остается практически электронейтральным, в то время как за фронтом пламени возникает положительный заряд (главным образом H_3O^+) со стороны катода.
- Наибольший заряд образуется в вершине конуса с максимальной кривизной фронта пламени, где имеет эффект смены знака вектора электрического поля, что в свою очередь приводит к изменению формы вершины конуса, сопряженному с существенным увеличением локальной скорости распространения пламени.
- Обнаружено, что движение зарядов в продуктах горения приводит возникновению ионного ветра в направлении обоих электродов. Продемонстрирована важность учета отрицательных ионов O_2^- , CH_3O_2^- и CO_3^- для корректного описания переноса импульса в направлении анода.

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность научному руководителю д.ф.-м.н., профессору Дулину Владимиру Михайловичу за интересные научные задачи и всестороннюю помощь в работе.

Также автор благодарит к.ф.-м.н. Хребтова М.Ю., д.ф.-м.н. Тупикина А.В., д.ф.-м.н. Яворского Н.И., и коллектив лаборатории суперкомпьютерных вычислений и искусственного интеллекта в энергетических технологиях за помощь в работе, обсуждение результатов и ценные замечания.

Список обозначений и сокращений

Сокращения

DNS (Direct Numerical Simulation) – прямое численное моделирование

PLIF (Planar Laser-Induced Fluorescence) - Плоская лазерно-индуцированная флуоресценция

PIV (Particle Image Velocimetry) - Анемометрия по изображениям частиц

BAX – Вольтамперная характеристика

OF – OpenFOAM

CT – CANTERA

Nd:YAG (Neodymium-doped Yttrium Aluminum Garnet) – алюмо-иттриевый гранат с неодимом (тип твердотельного лазера)

ИТ СО РАН – Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук

Обозначения

ρ – плотность среды

$\mathbf{U}$ – вектор скорости потока

p – давление

t – время

Y_i – массовая доля компонента

$\mathbf{g}$ – вектор гравитационного ускорения

$\dot{\omega}_i$ – скорость образования массы компонента i в ходе химических реакций

$\mathbf{F}_D$ – вектор силы сопротивления движения капель потоку

$\dot{S}_ж$ – источник массы, связанный с фазовым переходом капель

$\mathbf{V}_i$ – вектор скорости диффузии i -го компонента

$\dot{S}_i$ – источник массы испаряющегося компонента i

$\bar{\tau}$ – тензор вязких напряжений

μ – динамическая вязкость

$\bar{I}$ – единичный тензор

X_i – молярная концентрация i -го компонента

D_{eff} – эффективный коэффициент диффузии

$A_{s,i}$ и $T_{s,i}$ – коэффициенты Сзерлэнда

q – вектор теплового потока

λ – коэффициент теплопроводности

T – температура

h_i – удельная энтальпия i -го компонента

N – полное число компонентов

R – универсальная газовая постоянная (8.31 Дж/(моль·К))

U_k – вектор скорости движения капли;

A_k – площадь поверхности капли

C_D – коэффициент сопротивления

Re_k – число Рейнольдса для капли

T_k – температура капли

T – температура газа

$T_{кип}$ – температура кипения жидкости

m_k – масса капли

h_ω – теплота испарения

$\dot{S}_{rad}$ – источник энергии радиационного теплопереноса

I – интеграл излучения в капле

d – диаметр капли

Sc – число Шмидта

$D_{пар.}$ – коэффициент диффузии образующегося пара

$\rho_{нас.}$ – плотность насыщенных паров (при данной температуре)

$\rho_{\text{газ.}}$ – плотность паров в газовой фазе

c_k – теплоемкость капли

Nu – число Нуссельта

Pr – число Прандтля

λ_d – теплопроводность капли

σ – постоянная Стефана-Больцмана

ε – степень черноты поверхности капли

G_f – скорость массопотери перегретой капли

T_b – температура кипения

$L(T_b)$ – теплота испарения при температуре кипения

a_s – коэффициент теплопереноса

G – массовая скорость испарения

h_∞ – энтальпия газа в газовой фазе

h_b – энтальпия газа на поверхности капли

U_b – среднерасходная скорость

R – радиус сопла

ϕ – коэффициент избытка топлива

ϕ_{sat} – коэффициент избытка топлива для насыщенного пара

ϕ_{liq} – коэффициент избытка топлива для жидкой фазы

ϕ_{tot} – полный коэффициент избытка топлива

χ – мольная доля

S_L – скорость распространения ламинарного пламени

$\langle S_L \rangle$ – осредненная скорость распространения пламени

k – константа скорости химической реакции

Da – число Дамкелера по испарению

τ_{ev} – время испарения

τ_{chem} – время химического реагирования

δ_L – толщина фронта пламени

L – среднее расстояние между каплями

$F_{\text{эл.}}$ – вектор электрической силы

E – вектор напряженности электрического поля

q_i – заряд подвижность i -го компонента

b_i – электрическая подвижность i -го компонента

φ – электрический потенциал

n_{ch} – суммарная плотность числа зарядов (ед./м³)

N_{ch} - количество заряженных компонентов в кинетическом механизме

I – величина тока

j – вектор плотности тока

S – площадь поверхности электродов

e – элементарный заряд

Список публикаций по теме диссертации

1. **Ponomarev A. A.**, Sharaborin D. K., Khrebtov M. Yu, Mullyadzhhanov R. I., Dulin V. M. Numerical study of ethanol suspension combustion in air //Combustion, Explosion, and Shock Waves. – 2023. – V. 59. – №. 2. – P. 129-136.
2. **Пономарев А. А.**, Хребтов М. Ю., Мулляджанов Р. И., Дулин В. М. Численное моделирование конусного пламени газокапельной взвеси этанола в воздухе. Сравнение с горением газовой смеси //Физика горения и взрыва. – 2025. – Т. 61. – №. 3. – P. 6-13.
3. **Пономарев А. А.**, Хребтов М. Ю., Мулляджанов Р. И., Дулин В. М. Численное исследование эффекта увеличения скорости распространения пламени этанола в дисперсной среде // Сборник трудов XVII Всероссийской конференции «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики». – 2023. – P. 102-106.
4. **Пономарев А. А.**, Мулляджанов Р. И., Дулин В. М. Моделирование Бунзеновского Пламени Метана в слабом поперечном электрическом поле // Горение и взрыв. 2025. – Т. 18. – No. 2. – P. 3–12.
5. **Пономарев А. А.**, Мулляджанов Р. И., Дулин В. М. Численное исследование структуры пламени газовой смеси и газокапельной взвеси при одинаковой скорости распространения пламени в богатых режимах // Proceedings of the 10th international seminar on flame structure, Novosibirsk, 2023, P173-178.
6. **Пономарев А.А.**, Черепанов А.В., Мулляджанов Р.И., Дулин В.М. Моделирование плоского пламени метановоздушной смеси в продольном электрическом поле // Теплофизика и аэромеханика 2025. Т. 32, P. 1089-1094
7. **Ponomarev A. A.** Sharaborin D. K., Mullyadzhhanov R. I., Dulin V. M. Experimental and numerical investigation of a weak DC electric field effects on a premixed Bunsen flame //Combustion and Flame. – 2026. – V. 291. – P. 115124.

8. **Ponomarev A.**, Mullyadzhhanov R. Validation of the Simplified and Detailed Models of Mixed Polymer Combustion in a Small Fire in a Cargo Compartment //Fire. – 2025. – V. 8. – №. 10. – P. 403.

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Дарье А. О неустойчивости распространяющегося горения // ЖЭТФ. 1941. Т. 11. С. 59–68.
2. Vasil'ev A. A., Mitrofanov V. V., Topchiyan M. E. Detonation waves in gases // Combust. Explos. Shock Waves. 1987. V. 23, No. 5. P. 605–623.
3. Пинаев А. В., Сычев А. И. Структура и свойства детонации в системах жидкость-пузырьки газа // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22. С. 109–118.
4. Frolov S. M., Aksenov V. S., Dubrovskii A. V., Ivanov V. S., Shamshin I. O. Energy efficiency of a continuous-detonation combustion chamber // Combust. Explos. Shock Waves. 2015. V. 51, No. 2. P. 232–245.
5. Sharypov O. V., Pirogov Ye. A. On the mechanism of weakening and breaking of gas detonation in channels with acoustically absorbing walls // Combust. Explos. Shock Waves. 1995. V. 31, No. 4. P. 466–470.
6. Мержанов А. Г., Филоненко А. К., Боровинская И. П. Новые явления при горении конденсированных систем // Физическая Химия. 1973. Т. 208. С. 892–894.
7. Щелкин К. И. Неустойчивость горения и детонации газов // Успехи физических наук. 1965. Т. 87. С. 273–302.
8. Комов В. Ф., Трошин Я. К. О структуре и механизме детонации гетерогенных систем // Доклады Академии наук. – Российская академия наук. 1965. Т. 162. С. 133–135.
9. Зельдович Я.Б., А.С. Компанеец. Теория детонации. Гостехиздат, Москва, 1955.
10. Франк-Каменецкий Д.А. Распределение температур в реакционном сосуде и стационарная теория теплового взрыва // Доклады Академии Наук СССР. 1938. Т. XVIII. С. 411–412.

11. Dowling A. P. Nonlinear self-excited oscillations of a ducted flame // *J. Fluid Mech.* 1997. V. 346. P. 271–290.
12. Durox D., Yuan T., Villermaux E. The Effect of Buoyancy on Flickering in Diffusion Flames // *Combustion Science and Technology.* 1997. V. 124, No. 1–6. P. 277–294.
13. Durox D., Baillot F., Searby G., Boyer L. On the shape of flames under strong acoustic forcing: a mean flow controlled by an oscillating flow // *J. Fluid Mech.* 1997. V. 350. P. 295–310.
14. Baillot F., Durox D., Prud'homme R. Experimental and theoretical study of a premixed vibrating flame // *Combust. Flame.* 1992. V. 88, No. 2. P. 149–168.
15. Poinot T., Bourienne F., Candel S., Esposito E., Lang W. Suppression of combustion instabilities by active control // *J. Propuls. Power.* 1989. V. 5, No. 1. P. 14–20.
16. Kuznetsov V. R., Sabel'nikov V. A., Libby P. A. *Turbulence and combustion.* New York: Hemisphere, 1990. V. 8.
17. Williams F. A. *Turbulent Combustion // The Mathematics of Combustion.* Society for Industrial and Applied Mathematics, 1985. P. 97–131.
18. Peters N. *Turbulent Combustion // Meas. Sci. Technol.* 2001. V. 12, No. 11. P. 2022–2022.
19. Kuznetsov V. R. Turbulent combustion of partially mixed gases // *Combust. Explos. Shock Waves.* 1986. V. 22, No. 5. P. 525–530.
20. Е. Р. Маркус, Е. А. Кузнецов, А. Ю. Снегирёв. Естественнo-конвективное турбулентное диффузионное пламя у вертикальной поверхности // *Физика горения и взрыва.* 2018. Т. 54, № 3. С. 36–46.
21. Borghi R. On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames // *Recent Advances in the Aerospace Sciences.* Boston, MA: Springer US, 1985. P. 117–138.
22. Bray K. N. C., Libby P. A., Moss J. B. Flamelet Crossing Frequencies and Mean Reaction Rates in Premixed Turbulent Combustion // *Combustion Science and Technology.* 1984. V. 41, No. 3–4. P. 143–172.

23. Libby P. A., Bray K. N. C. Implications of the laminar flamelet model in premixed turbulent combustion // *Combust. Flame*. 1980. V. 39, No. 1. P. 33–41.
24. Damköhler G. Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen // *Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie*. 1940. V. 46, No. 11. P. 601–626.
25. Bollinger L. M., Williams D. T. Effect of Reynolds number in turbulent-flow range on flame speeds of Bunsen burner flames // *NACA-TR*. 1949. P. 932.
26. Афанасьев В., Кидин Н. Диагностика и управление устойчивостью горения в камерах сгорания энергетических установок. ЛитРес, 2016.
27. Л. Н. Пятницкий. Распространение пламени и акустика // *Физика горения и взрыва*. 2019. Т. 55, № 6. С. 3–13.
28. Friedman A. N., Danis P. I., Fiola G. J., Barnes C. A., Stoliarov S. I. Acoustically Enhanced Water Mist Suppression of Heptane Fueled Flames // *Fire Technol*. 2018. V. 54, No. 6. P. 1829–1840.
29. Friedman A. N., Stoliarov S. I. Acoustic extinction of laminar line-flames // *Fire Saf. J*. 2017. V. 93. P. 102–113.
30. Yavuzkurt S., Ha M. Y., Reethof G., Koopmann G., Scaroni A. W. Effect of an Acoustic Field on the Combustion of Coal Particles in a Flat Flame Burner // *J. Energy Resour. Technol*. 1991. V. 113, No. 4. P. 286–293.
31. Hussain T., Talibi M., Balachandran R. Investigating the effect of local addition of hydrogen to acoustically excited ethylene and methane flames // *Int. J. Hydrogen Energy*. 2019. V. 44, No. 21. P. 11168–11184.
32. Su Z., Ying Y., Liu D. Review of acoustic field effects on flame dynamics and combustion applications // *Int. J. Coal Sci. Technol*. 2026. V. 13, No. 1. P. 29.
33. Mallard E. L. C. H. Sur le dimorphisme de l'iodure d'argent // *Bulletin de Minéralogie*. 1883. V. 6. P. 181–184.
34. Chamberlin D. S., Rose A. The Flicker of Luminous Flames // *Ind. Eng. Chem*. 1928. V. 20, No. 10. P. 1013–1016.

35. Smith F. A., Pickering S. F. Bunsen Flames of Unusual Structure // *Ind. Eng. Chem.* 1928. V. 20, No. 10. P. 1012–1013.
36. Wohl K., Gazley C., Kapp N. Diffusion flames // *Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena.* 1948. V. 3, No. 1. P. 288–300.
37. Burke S. P., Schumann T. E. W. Diffusion Flames // *Ind. Eng. Chem.* 1928. V. 20, No. 10. P. 998–1004.
38. Loomis A. G., Perrott G. St. J. Measurement of the Temperatures of Stationary Flames // *Ind. Eng. Chem.* 1928. V. 20, No. 10. P. 1004–1008.
39. Hottel H. C., Hawthorne W. R. Diffusion in laminar flame jets // *Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena.* 1948. V. 3, No. 1. P. 254–266.
40. Hawthorne W. R., Weddell D. S., Hottel H. C. Mixing and combustion in turbulent gas jets // *Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena.* 1948. V. 3, No. 1. P. 266–288.
41. Fristrom R. M. Flame structure studies: past, present and future // *Pure and applied chemistry.* 1990. V. 62. P. 839–849.
42. Lewis B., Von Elbe G. *Combustion, flames and explosions of gases.* Elsevier, 2012.
43. Щетинков Е.С. *Физика горения газов.* М:Наука., 1965.
44. Вулис Л.А., Ярин Л.П. *Аэродинамика факела.* Л: Энергия, 1978.
45. Law C.K. *Combustion physics.* Cambridge University Press, 2006.
46. Vervisch L. Using numerics to help the understanding of non-premixed turbulent flames // *Proceedings of the Combustion Institute.* 2000. V. 28, No. 1. P. 11–24.
47. Lyons K. M. Toward an understanding of the stabilization mechanisms of lifted turbulent jet flames: Experiments // *Prog. Energy Combust. Sci.* 2007. V. 33, No. 2. P. 211–231.
48. Chung S. H. Stabilization, propagation and instability of tribrachial triple flames // *Proceedings of the Combustion Institute.* 2007. V. 31, No. 1. P. 877–892.

49. Lawn C. J. Lifted flames on fuel jets in co-flowing air // *Prog. Energy Combust. Sci.* 2009. V. 35, No. 1. P. 1–30.
50. Liñán A., Vera M., Sánchez A. L. Ignition, Liftoff, and Extinction of Gaseous Diffusion Flames // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2015. V. 47, No. 1. P. 293–314.
51. Kober T., Schiffer H. W., Densing M., Panos E. Global energy perspectives to 2060 – WEC’s World Energy Scenarios 2019 // *Energy Strategy Reviews*. Elsevier Ltd, 2020. V. 31.
52. Godsave G. A. E. Studies of the combustion of drops in a fuel spray—the burning of single drops of fuel // *Symposium (International) on Combustion*. Elsevier, 1953. V. 4, No. 1. P. 818–830.
53. Spalding D. B. Theoretical Aspects of Flame Stabilization: An Approximate Graphical Method for the Flame Speed of Mixed Gases // *Aircraft Engineering and Aerospace Technology*. MCB UP Ltd, 1953. V. 25, No. 9. P. 264–276.
54. Haber F., Wolff H. *Zeitschrift fur angewandte Chemie Uber Nebelexplosionen*. 1923.
55. Burgoyne J. H., Cohen L. The effect of drop size on flame propagation in liquid aerosols // *Proc. R. Soc. Lond. A Math. Phys. Sci.* 1954. V. 225, No. 1162. P. 375–392.
56. Browning J. A., Tyler T. L., Krall W. G. Effect of Particle Size on Combustion of Uniform Suspensions // *Ind. Eng. Chem.* 1957. V. 49, No. 1. P. 142–147.
57. Williams F. A. Progress in spray-combustion analysis // *Symposium (International) on Combustion*. 1961. V. 8, No. 1. P. 50–69.
58. Mizutani Y., Nakajima A. Combustion of fuel vapor-drop-air systems: Part I-Open burner flames // *Combust. Flame*. 1973. V. 20, No. 3. P. 343–350.
59. Polymeropoulos C. E., Das S. The effect of droplet size on the burning velocity of kerosene-air sprays // *Combust. Flame*. 1975. V. 25, No. C. P. 247–257.
60. Hayashi S., Kumagai S., Sakai T. Propagation Velocity and Structure of Flames in Droplet-Vapor-Air Mixtures // *Combustion Science and Technology*. 1977. V. 15, No. 5–6. P. 169–177.

61. Danis A. M., Namer I., Cernansky N. P. Droplet size and equivalence ratio effects on spark ignition of monodisperse N-heptane and methanol sprays // *Combust. Flame*. 1988. V. 74, No. 3. P. 285–294.
62. Singh A. K., Polymeropoulos C. E. Spark ignition of aerosols // *Symposium (International) on Combustion*. 1988. V. 21, No. 1. P. 513–519.
63. Abramzon B., Sirignano W. A. Droplet vaporization model for spray combustion calculations // *Int. J. Heat Mass Transf.* 1989. V. 32, No. 9. P. 1605–1618.
64. Continillo G., Sirignano W. A. Counterflow spray combustion modeling // *Combust. Flame*. 1990. V. 81, No. 3–4. P. 325–340.
65. Aggarwal S. K., Sirignano W. A. Ignition of fuel sprays: Deterministic calculations for idealized droplet arrays // *Symposium (International) on Combustion*. 1985. V. 20, No. 1. P. 1773–1780.
66. Aggarwal S. K., Sirignano W. A. Unsteady spray flame propagation in a closed volume // *Combust. Flame*. 1985. V. 62, No. 1. P. 69–84.
67. Law C. K. Recent advances in droplet vaporization and combustion // *Prog. Energy Combust. Sci.* 1982. V. 8, No. 3. P. 171–201.
68. Chiu H. H., Kim H. Y., Croke E. J. Internal group combustion of liquid droplets // *Symposium (International) on Combustion*. 1982. V. 19, No. 1. P. 971–980.
69. Seth B., Aggarwal S., Sirignano W. Flame propagation through an air-fuel spray mixture with transient droplet vaporization // *Combust. Flame*. 1980. V. 39, No. 2. P. 149–168.
70. Ballal D. R., Lefebvre A. H. Turbulence effects on enclosed flames // *Acta Astronaut. Pergamon*, 1974. V. 1, No. 3–4. P. 471–483.
71. Ballal D. R., Lefebvre A. H. Ignition and flame quenching in flowing gaseous mixtures. // *Proc R Soc London Ser A. The Royal Society London*, 1977. V. 357, No. 1689. P. 163–181.
72. Ballal D. R., Lefebvre A. H. Weak Extinction Limits of Turbulent Heterogeneous Fuel/Air Mixtures // *Journal of Engineering for Power*.

- American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, 1980. V. 102, No. 2. P. 416–421.
73. Ballal D. R., Lefebvre A. H. Weak Extinction Limits of Turbulent Flowing Mixtures // Journal of Engineering for Power. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, 1979. V. 101, No. 3. P. 343–348.
 74. Ballal D. R., Lefebvre A. H. Ignition and flame quenching of flowing heterogeneous fuel-air mixtures // Combust. Flame. Elsevier, 1979. V. 35, No. C. P. 155–168.
 75. Ballal D. R., Lefebvre A. H. Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel droplets, fuel vapor and air // Symposium (International) on Combustion. 1981. V. 18, No. 1. P. 321–328.
 76. Polymeropoulos C. E. Flame Propagation in Aerosols of Fuel Droplets, Fuel Vapor and Air // Combustion Science and Technology. Taylor & Francis Group, 1984. V. 40, No. 5–6. P. 217–232.
 77. Lin T. H., Law C. K., Chung S. H. Theory of laminar flame propagation in off-stoichiometric dilute sprays // Int. J. Heat Mass Transf. 1988. V. 31, No. 5. P. 1023–1034.
 78. Lin T. H., Sheu Y. Y. Theory of laminar flame propagation in near-stoichiometric dilute sprays // Combust. Flame. 1991. V. 84, No. 3–4. P. 333–342.
 79. Greenberg J. B., Sarig N. Polydispersity and reaction one structure in partially premixed spray flames // Symposium (International) on Combustion. 1996. V. 26, No. 1. P. 1705–1711.
 80. Silverman I., Greenberg J. B., Tambour Y. Asymptotic Analysis of a Premixed Polydisperse Spray Flame // SIAM J. Appl. Math. 1991. V. 51, No. 5. P. 1284–1303.
 81. Silverman I., Greenberg J. B., Tambour Y. Stoichiometry and polydisperse effects in premixed spray flames // Combust. Flame. 1993. V. 93, No. 1–2. P. 97–118.

82. Li S. C., Williams F. A. Experimental and numerical studies of two-stage methanol flames // Symposium (International) on Combustion. 1996. V. 26, No. 1. P. 1017–1024.
83. Li S. C., Libby P. A., Williams F. A. Spray structure in counterflowing streams with and without a flame // Combust. Flame. 1993. V. 94, No. 1–2. P. 161–177.
84. Li S. C., Williams F. A. NO(x) formation in two-stage methane-air flames // Combust. Flame. 1999. V. 118, No. 3. P. 399–414.
85. Li S. Spray stagnation flames // Prog. Energy Combust. Sci. 1997. V. 23, No. 4. P. 303–347.
86. Gutheil E. Numerical Analysis of the Autoignition of Methanol, Ethanol, N-Heptane and N-Octane Sprays with Detailed Chemistry // Combustion Science and Technology. 1995. V. 105, No. 4–6. P. 265–278.
87. Kowalczyk P. B., Drzymala J. Physical meaning of the Sauter mean diameter of spherical particulate matter // Particulate Science and Technology. Taylor and Francis Inc., 2016. V. 34, No. 6. P. 645–647.
88. Nomura H., Koyama M., Miyamoto H., Ujiie Y., Sato J. I., Kono M., Yoda S. I. Microgravity experiments of flame propagation in ethanol droplet-vapor-air mixture // Proceedings of the Combustion Institute. 2000. V. 28, No. 1. P. 999–1005.
89. Nunome Y., Kato S., Maruta K., Kobayashi H., Niioka T. Flame propagation of n-decane spray in microgravity // Proceedings of the Combustion Institute. 2002. V. 29, No. 2. P. 2621–2626.
90. Н. Н. Смирнов, В.Н. Пушкин. О нормальной скорости распространения ламинарного пламени в монодисперсной газокапельной смеси // Вестн. Моск. Ун-та . Сер.1, Математика. Механика. 2001. Т. 6. С. 29–39.
91. Neophytou A., Mastorakos E. Simulations of laminar flame propagation in droplet mists // Combust. Flame. 2009. V. 156, No. 8. P. 1627–1640.
92. Gutheil E. Multiple solutions for structures of laminar counterflow spray flames // Progress in Computational Fluid Dynamics, An International Journal. 2005. V. 5, No. 7. P. 414.

93. Baba Y., Kurose R. Analysis and flamelet modelling for spray combustion // J. Fluid Mech. 2008. V. 612. P. 45–79.
94. Olguin H., Gutheil E. Influence of evaporation on spray flamelet structures // Combust. Flame. 2014. V. 161, No. 4. P. 987–996.
95. Ying Z., Olguin H., Gutheil E. Multiple structures of laminar fuel-rich spray flames in the counterflow configuration // Combust. Flame. Elsevier Inc., 2022. V. 243. P. 111997.
96. Rochette B., Riber E., Cuenot B. Effect of non-zero relative velocity on the flame speed of two-phase laminar flames // Proceedings of the Combustion Institute. Elsevier Ltd, 2019. V. 37, No. 3. P. 3393–3400.
97. Vanderwege B. A., Hochgreb S. Effects of Fuel Volatility and Operating Conditions on Fuel Sprays in DISI Engines: (1) Imaging Investigation. 2000. P. 264.
98. Zuo B., Gomes A. M., Rutland C. J. Modelling superheated fuel sprays and vaproization // International Journal of Engine Research. 2000. V. 1, No. 4. P. 321–336.
99. Raju M. CFD Modeling of Superheated Fuel Sprays // 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Reston, Virigina: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2009. No. January.
100. Lebas R., Menard T., Beau P. A., Berlemont A., Demoulin F. X. Numerical simulation of primary break-up and atomization: DNS and modelling study // International Journal of Multiphase Flow. Elsevier Ltd, 2009. V. 35, No. 3. P. 247–260.
101. Duret B., Reveillon J., Menard T., Demoulin F. X. Improving primary atomization modeling through DNS of two-phase flows // International Journal of Multiphase Flow. Elsevier Ltd, 2013. V. 55. P. 130–137.
102. Sauer B., Sadiki A., Janicka J. Numerical Analysis of the Primary Breakup Applying the Embedded DNS Approach to a Generic Prefilming Airblast

- Atomizer // The Journal of Computational Multiphase Flows. 2014. V. 6, No. 3. P. 179–192.
103. Wang H., Luo K., Hawkes E. R., Chen J. H., Fan J. Turbulence, evaporation and combustion interactions in n-heptane droplets under high pressure conditions using DNS // Combust. Flame. Elsevier Inc., 2021. V. 225. P. 417–427.
 104. Wacks D. H., Chakraborty N., Mastorakos E. Statistical Analysis of Turbulent Flame-Droplet Interaction: A Direct Numerical Simulation Study // Flow Turbul. Combust. Springer Netherlands, 2016. V. 96, No. 2. P. 573–607.
 105. Luo K., Pitsch H., Pai M. G., Desjardins O. Direct numerical simulations and analysis of three-dimensional n-heptane spray flames in a model swirl combustor // Proceedings of the Combustion Institute. 2011. V. 33, No. 2. P. 2143–2152.
 106. Wang Y., Rutland C. J. Direct numerical simulation of ignition in turbulent n-heptane liquid-fuel spray jets // Combust. Flame. 2007. V. 149, No. 4. P. 353–365.
 107. Jenny P., Roekaerts D., Beishuizen N. Modeling of turbulent dilute spray combustion // Prog. Energy Combust. Sci. Elsevier Ltd, 2012. V. 38, No. 6. P. 846–887.
 108. Alsulami R., Windell B., Nates S., Wang W., Won S. H., Windom B. Investigating the role of atomization on flame stability of liquid fuels in an annular spray burner // Fuel. Elsevier, 2020. V. 265, No. December 2019. P. 116945.
 109. Collin-Bastiani F., Marrero-Santiago J., Riber E., Cabot G., Renou B., Cuenot B. A joint experimental and numerical study of ignition in a spray burner // Proceedings of the Combustion Institute. Elsevier Ltd, 2019. V. 37, No. 4. P. 5047–5055.
 110. Sacomano Filho F. L., Speelman N., van Oijen J. A., de Goey L. P. H., Sadiki A., Janicka J. Numerical analyses of laminar flames propagating in droplet

- mists using detailed and tabulated chemistry // *Combustion Theory and Modelling*. Taylor and Francis Ltd., 2018. V. 22, No. 5. P. 998–1032.
111. Zhu' M., Rogg B. *Modelling and Simulation of Sprays in Laminar Flames* // Kluwer Academic Publishers, 1996. V. 31. 177–193 c.
 112. Huang Y., Yang V. Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion // *Prog. Energy Combust. Sci.* Pergamon, 2009. V. 35, No. 4. P. 293–364.
 113. O'Connor J., Hemchandra S., Lieuwen T. *Combustion Instabilities in Lean Premixed Systems* // *Lean Combustion: Technology and Control: Second Edition*. Academic Press, 2016. P. 231–259.
 114. Correa S. M. Power generation and aeropropulsion gas turbines: From combustion science to combustion technology // *Symposium (International) on Combustion*. Elsevier, 1998. V. 27, No. 2. P. 1793–1807.
 115. Laurent C. *Low-Order Modeling and High-Fidelity Simulations for the Prediction of Combustion Instabilities in Liquid Rocket Engines and Gas Turbines*. 2021.
 116. Lo Schiavo E., Laera D., Riber E., Gicquel L., Poinot T. Effects of liquid fuel/wall interaction on thermoacoustic instabilities in swirling spray flames // *Combust. Flame*. Elsevier Inc., 2020. V. 219. P. 86–101.
 117. Melnikova V. G., Epikhin A. S., Kraposhin M. V. The eulerian–lagrangian approach for the numerical investigation of an acoustic field generated by a high-speed gas-droplet flow // *Fluids*. MDPI AG, 2021. V. 6, No. 8.
 118. Fang H., Shao R., Wei D., Liu Z., Zhou H. Experimental investigation on the combustion characteristics and thermoacoustic instability of liquid spray flame with blended fuel // *Thermal Science and Engineering Progress*. Elsevier Ltd, 2023. V. 46.
 119. Li Q., Dong F., Liu P. A numerical study on the acoustic forcing of a laminar premixed saturated spray flame // *J. Therm. Anal. Calorim.* Springer Netherlands, 2020. V. 139, No. 4. P. 2899–2912.

120. Pillai A. L., Kurose R. Numerical investigation of combustion noise in an open turbulent spray flame // *Applied Acoustics*. Elsevier Ltd, 2018. V. 133. P. 16–27.
121. Sujith R. I., Unni V. R. Complex system approach to investigate and mitigate thermoacoustic instability in turbulent combustors // *Physics of Fluids*. American Institute of Physics Inc., 2020. V. 32, No. 6.
122. Chishty W. A. Effects of Thermoacoustic Oscillations on Spray Combustion Dynamics with Implications for Lean Direct Injection Systems. Virginia Tech, 2005.
123. Chishty W. A., Vandsburger U., Saunders W. R., Baumann W. T. Interaction Between Thermoacoustic Oscillations and Spray Combustion // *Engineering Turbulence Modelling and Experiments* 6. Elsevier, 2005. P. 865–874.
124. Pera C., Reveillon J. Direct numerical simulation of spray flame/acoustic interactions // *Proceedings of the Combustion Institute*. Elsevier Ltd, 2007. V. 31 II, No. 2. P. 2283–2290.
125. Mitrofanov V. V., Pinaev A. V., Zhdan S. A. Calculations of detonation waves in gas-droplet systems // *Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems*. Elsevier, 1980. P. 281–296.
126. Zhdan S. A., Prokhorov E. S. Calculation of the Cellular Structure of Detonation of Sprays in an H₂—O₂ System // *Combust. Explos. Shock Waves*. 2000. V. 36, No. 6. P. 777–784.
127. Tropin D. A., Lavruk S. A. Physicomathematical Modeling of Attenuation of Homogeneous and Heterogeneous Detonation Waves by Clouds of Water Droplets // *Combust. Explos. Shock Waves*. 2022. V. 58, No. 3. P. 80–90.
128. Nikolaev Yu. A., Fomin P. A. A model for stationary heterogeneous detonation in a gas-droplet mixture // *Combust. Explos. Shock Waves*. 1984. V. 20, No. 4. P. 447–455.
129. Boiko V. M., Papyrin A. N., Poplavskii S. V. Dynamics of droplet breakup in shock waves // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 1987. V. 28, No. 2. P. 263–269.

130. Fedorenko R. M., Yanovsky L. S., Strizhak P. A. The effect of micro-explosive fragmentation of water-fuel droplets on their spray combustion emissions // *Fuel*. 2025. V. 396. P. 135344.
131. Valiullin T. R., Vershinina K. Y., Kuznetsov G. V., Strizhak P. A. An experimental investigation into ignition and combustion of groups of slurry fuel droplets containing high concentrations of water // *Fuel Processing Technology*. 2020. V. 210. P. 106553.
132. Kuznetsov G., Strizhak P., Valiullin T., Volkov R. Effect of adding a liquid combustible component and wood biomass to slurry fuel on spraying characteristics // *Powder Technol.* 2022. V. 403. P. 117382.
133. Antonov D. V., Strizhak P. A., Sazhin S. S. Heat and mass transfer in composite droplets before the start of puffing/micro-explosion: the effect of internal convection // *Fuel*. 2026. V. 414. P. 138260.
134. Sazhin S. *Droplets and Sprays*. London: Springer London, 2014.
135. Sazhin S. S. Heating, Evaporation and Autoignition of Sprays. 2022. P. 413–451.
136. Sazhin S. S., Shchepakina E., Sobolev V. Order reduction in models of spray ignition and combustion // *Combust. Flame*. 2018. V. 187. P. 122–128.
137. Sazhin S. S., Feng G., Heikal M. R., Goldfarb I., Gol'dshtein V., Kuzmenko G. Thermal ignition analysis of a monodisperse spray with radiation // *Combust. Flame*. 2001. V. 124, No. 4. P. 684–701.
138. Imamura O., Chen B., Nishida S., Yamashita K., Tsue M., Kono M. Combustion of ethanol fuel droplet in vertical direct current electric field // *Proceedings of the Combustion Institute*. 2011. V. 33, No. 2. P. 2005–2011.
139. Zuo L., Wang J., Mei D., Wang D., Xu H., Yao J., Yu K., Gao J. Electric field-influencing combustion behaviors of droplets of ethanol, biodiesel and diesel // *Fuel*. Elsevier Ltd, 2024. V. 357.
140. Imamura O., Kubo Y., Osaka J., Sato J. I., Tsue M., Kono, M. A study on single fuel droplets combustion in vertical direct current electric fields // *Proceedings of the Combustion Institute*. Elsevier Ltd, 2005. V. 30 II. P. 1949–1956.

141. Luo Y., Jiang Z., Gan Y., Liang J., Ao W. Evaporation and combustion characteristics of an ethanol fuel droplet in a DC electric field // *Journal of the Energy Institute*. Elsevier B.V., 2021. V. 98. P. 216–222.
142. Wilm M. Principles of electrospray ionization // *Molecular and Cellular Proteomics*. Elsevier, 2011. V. 10, No. 7. P. M111.009407.
143. Gaskell S. J. Electrospray: Principles and Practice // *Journal of Mass Spectrometry*. John Wiley & Sons, Ltd, 1997. V. 32, No. 7. P. 677–688.
144. Li Y., Wang Z., Dai Q., Li B., Tian J., Wang J., Dong Q. Molecular dynamics simulation of evaporation of electrified liquid in electrospray // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. Pergamon, 2024. V. 155. P. 107502.
145. Jacob R. J., Wei B., Zachariah M. R. Quantifying the enhanced combustion characteristics of electrospray assembled aluminum mesoparticles // *Combust. Flame*. Elsevier, 2016. V. 167. P. 472–480.
146. Chen N., Gan Y., Luo Y., Jiang Z. A review on the technology development and fundamental research of electrospray combustion of liquid fuel at small-scale // *Fuel Processing Technology*. Elsevier, 2022. V. 234. P. 107342.
147. Gomez A., Chen G. Charge-Induced Secondary Atomization in Diffusion Flames of Electrostatic Sprays // *Combustion Science and Technology*. 1994. V. 96, No. 1–3. P. 47–59.
148. Du J., Qi H., Chen H., Li Y., Zhan W., Jiang X., Wu W., Zhang Z. Pre-Chamber Combustion System Development for an Ultra-Lean Gasoline Engine // *SAE Technical Papers*. SAE International, 2024.
149. Habib R., Yadollahi B., Saeed A., Doranehgard M. H., Li L. K., Karimi N. Unsteady ultra-lean combustion of methane and biogas in a porous burner – An experimental study // *Appl. Therm. Eng.* Pergamon, 2021. V. 182. P. 116099.
150. Nevrlý V., Dostál M., Klečka V., Bitala P., Zelinger Z. Ultra-lean combustion mode // *Fundamentals of Low Emission Flameless Combustion and Its Applications*. Academic Press, 2022. P. 13–43.

151. Wilson A. H. The theory of electronic semi-conductors // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. 1931. V. 133, No. 822. P. 458–491.
152. Belcher H., Sugden T. M. Studies on the ionization produced by metallic salts in flames II. Reactions governed by ionic equilibria in coal-gas/air flames containing alkali metal salts // Proc. R. Soc. Lond. A Math. Phys. Sci. 1950. V. 202, No. 1068. P. 17–39.
153. Belcher H., Sugden T. M. Studies on the ionization produced by metallic salts in flames I. The determination of the collision frequency of electrons in coal-gas/air flames // Proc. R. Soc. Lond. A Math. Phys. Sci. 1950. V. 201, No. 1067. P. 480–488.
154. Shuler K. E., Weber J. A Microwave Investigation of the Ionization of Hydrogen-Oxygen and Acetylene-Oxygen Flames // J. Chem. Phys. 1954. V. 22, No. 3. P. 491–502.
155. Calcote H. F., King I. R. Studies of ionization in flames by means of langmuir probes // Symposium (International) on Combustion. 1955. V. 5, No. 1. P. 423–434.
156. Calcote H. F. Mechanisms for the formation of ions in flames // Combust. Flame. 1957. V. 1, No. 4. P. 385–403.
157. Calcote H. F. Electrical properties of flames // Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena. 1948. V. 3, No. 1. P. 245–253.
158. Wortberg G. Ion-concentration measurements in a flat flame at atmospheric pressure // Symposium (International) on Combustion. 1965. V. 10, No. 1. P. 651–655.
159. Calcote H. F. Ionization flame detectors // Review of Scientific Instruments. 1949. V. 20, No. 5. P. 349–352.
160. Lawton, J.; Weinberg F. J. Электрические аспекты горения. Пер. с англ. Под общ. ред. В.А. Попова М., «Энергия», 1976, 1976. P. 293.
161. Townsend J. S. The Conductivity produced in Gases by the Motion of Negatively-charged Ions // Nature. 1900. V. 62, No. 1606. P. 340–341.

162. Huxley L. G. H., Crompton R. W., Elford M. T. Use of the Parameter E/N // Physics Bulletin. 1966. V. 17, No. 7. P. 251–251.
163. Ju Y., Sun W. Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry // Prog. Energy Combust. Sci. Elsevier Ltd, 2015. V. 48. P. 21–83.
164. Payne K. G., Weinberg F. J. A preliminary investigation of field-induced ion movement in flame gases and its applications // Proc. R. Soc. Lond. A Math. Phys. Sci. 1959. V. 250, No. 1262. P. 316–336.
165. Kono M., Inuma K., Kumagai S. The effect of dc to 10 MHz electric field on flame luminosity and carbon formation // Symposium (International) on Combustion. 1981. V. 18, No. 1. P. 1167–1174.
166. Xie L., Kishi T., Kono M. The influences of electric fields on soot formation and flame structure of diffusion flames // Journal of Thermal Science. 1993. V. 2, No. 4. P. 288–293.
167. Kono M. и др. The effect of nonsteady electric fields on sooting flames // Combust. Flame. 1989. V. 78, No. 3–4. P. 357–364.
168. Lawton J., Weinberg F. J. Electrical Aspects of Combustion // Clarendon Press. 1976. V. 4. P. 296.
169. Vatazhin A. B. и др. Effect of an electric field on the nitrogen oxide emission and structure of a laminar propane diffusion flame // Fluid Dynamics. 1995. V. 30, No. 2. P. 166–174.
170. Kim S., Han K., Baek S. Influence of DC Electric Field on the Propane-Air Diffusion Flames and NO_x Formation // Energies (Basel). 2021. V. 14, No. 18. P. 5745.
171. Goodings J. M., Bohme D. K., Ng C.-W. Detailed ion chemistry in methane-oxygen flames. I. Positive ions // Combust. Flame. 1979. V. 36, No. C. P. 27–43.
172. Zake M., Barmina I., Turlajs D. Electric Field Control of the Polluting Emissions from a Propane Flame // Global NEST Journal. 2013. V. 3, No. 2. P. 95–108.

173. Krickis O., Jaundalders S. DC Electrical Field Impact on Propane Combustion By-Products and Acoustic Effect of The Flame // 2018 IEEE 59th International Scientific Conference on Power and Electrical Engineering of Riga Technical University (RTUCON). IEEE, 2018. No. 1. P. 1–8.
174. Kritikos E. M., Lele A., Van Duin A. C., Giusti A. Atomistic insight into the effects of electrostatic fields on hydrocarbon reaction kinetics // Journal of Chemical Physics. AIP Publishing, LLC, 2023. V. 158, No. 5.
175. Tan S., Xia T., Shi Y., Pfaendtner J., Zhao S., He Y. Enhancing the Oxidation of Toluene with External Electric Fields: a Reactive Molecular Dynamics Study // Sci. Rep. 2017. V. 7, No. 1. P. 1710.
176. Zhou J., Sun Z., Tang S., Yu Y. Molecular dynamics simulation on CH₄ combustion in CO₂/O₂/N₂ atmosphere subjected to electric field // Mol. Simul. 2023. V. 49, No. 8. P. 792–798.
177. Khan M. M., Kritikos E. M., Giusti A. A reactive molecular dynamics study of the effect of electrostatic fields on hydrogen combustion. 2023. P. 0–19.
178. Rickard M., Dunn-Rankin D., Weinberg F., Carleton F. Characterization of ionic wind velocity // J. Electrostat. 2005. V. 63, No. 6–10. P. 711–716.
179. Kim C., Park D., Noh K. C., Hwang J. Velocity and energy conversion efficiency characteristics of ionic wind generator in a multistage configuration // J. Electrostat. Elsevier Ltd, 2010. V. 68, No. 1. P. 36–41.
180. Bradley D., Nasser S. H. Electrical coronas and burner flame stability // Combust. Flame. 1984. V. 55, No. 1. P. 53–58.
181. Ata A., Cowart J. S., Vranos A., Cetegen B. M. Effects if direct current electric field on the blowoff characteristics of bluff-body stabilized conival premixed flames // Combustion Science and Technology. 2005. V. 177, No. 7. P. 1291–1304.
182. Gillon P., Gilard V., Idir M., Sarh B. Electric field influence on the stability and the soot particles emission of a laminar diffusion flame // Combustion Science and Technology. Taylor & Francis, 2019. V. 191, No. 2. P. 325–338.

183. Tupikin A. V., Tretyakov P. K., Venediktov V. S. Stabilization of a lifted diffusion hydrocarbon flame by an external periodic electric field // *Combust. Explos. Shock Waves*. Springer New York LLC, 2017. V. 53, No. 1. P. 32–35.
184. Zhen H. S., Wang Z. W., Liu X. Y., Wei Z. L., Huang Z. H., Leung C. W. An experimental study on the effect of DC electric field on impinging flame // *Fuel*. Elsevier, 2020. V. 274, No. November 2019. P. 117846.
185. Kim M., Kim T., Kim B., Kim H. The Effect of Electric Field on Oxygen-Enriched Premixed Flame // *Fuel*. Elsevier Ltd, 2025. V. 381, No. PA. P. 133315.
186. Dunn-Rankin D. *Lean combustion: technology and control*. Academic Press, 2011.
187. Nevrlý V., Dostál M., Klečka V., Bitala P., Zelinger Z. Ultra-lean combustion mode // *Fundamentals of Low Emission Flameless Combustion and Its Applications*. Academic Press, 2022. P. 13–43.
188. Liu H., Cai W. Recent progress in electric-field assisted combustion: a brief review // *Frontiers in Energy*. Higher Education Press Limited Company, 2022. V. 16, No. 6. P. 883–899.
189. Van Den Boom J. D. B. J., Konnov A. A., Verhasselt A. M. H. H., Kornilov V. N., De Goey L. P. H., Nijmeijer H. The effect of a DC electric field on the laminar burning velocity of premixed methane/air flames // *Proceedings of the Combustion Institute*. The Combustion Institute, 2009. V. 32 I, No. 1. P. 1237–1244.
190. Tupikin A., Dulin V., Sharaborin D. Combustion of methane with micropdroplets of water in a weak electric field // *E3S Web of Conferences*. EDP Sciences, 2024. V. 578.
191. Fang J., Wu X., Duan H., Li C., Gao Z. Effects of Electric Fields on the Combustion Characteristics of Lean Burn Methane-Air Mixtures // *Energies* (Basel). 2015. V. 8, No. 4. P. 2587–2605.

192. Duan H., Wu X., Sun T., Liu B., Fang J., Li C., Gao Z. Effects of electric field intensity and distribution on flame propagation speed of CH₄/O₂/N₂ flames // Fuel. Elsevier, 2015. V. 158. P. 807–815.
193. Moriya S., Yoshida K., Shoji H., Iijima A. The Effect of Uniform and Non-Uniform Electric Fields on Flame Propagation // Journal of Thermal Science and Technology. The Japan Society of Mechanical Engineers and The Heat Transfer Society of Japan, 2008. V. 3, No. 2. P. 254–265.
194. Афанасьев В. В., Кидин Н. И. Диагностика и управление устойчивостью горения в камерах сгорания энергетических установок. М.: ФИЗМАЛИТ, 2008. - 176 P. - ISBN 978-5-9221-0964-2.
195. Afanas'ev V. V., Kidin N. I. Variable current component in resonant combustion in a constant electric field // Combust. Explos. Shock Waves. 1986. V. 22, No. 1. P. 62–66.
196. Афанасьев В. В., Ильин Р. В., Кидин Н. И. Влияние электрических разрядов на диффузионно-тепловую неустойчивость плоского фронта горения // Вестник Чувашского университета. 2007. Т. 2. С. 3–12.
197. Knyazkov D. A., Cherepanov A. V., Kiselev V. G., Gerasimov I. E., Kasper T., Shmakov A. G. Experimental and kinetic modeling study of the positive ions in premixed ethylene flames over a range of equivalence ratios // Proceedings of the Combustion Institute. Elsevier, 2023. V. 39, No. 2. P. 1753–1761.
198. Cherepanov A. V., Knyazkov D. A. Mass Spectrometric Study of Cations in a Non-Sooting Ethylene Flame // Kinetics and Catalysis. Pleiades Publishing, 2024. V. 65, No. 4. P. 309–319.
199. Cherepanov A. V., Kiselev V. G., Dmitriev A. M., Osipova K. N., Shmakov A. G., Knyazkov D. A. Ion chemistry in ammonia-hydrogen-oxygen flames // Proceedings of the Combustion Institute. Elsevier Ltd, 2024. V. 40, No. 1–4.
200. Starikovskiy A., Aleksandrov N. Plasma-assisted ignition and combustion // Prog. Energy Combust. Sci. Elsevier Ltd, 2013. V. 39, No. 1. P. 61–110.

201. Kim M. K., Chung S. H., Fujita O. Effect of AC electric fields on flame spread over electrical wire // *Proceedings of the Combustion Institute*. Elsevier Inc., 2011. V. 33, No. 1. P. 1145–1151.
202. Kim M. K., Chung S. H., Kim H. H. Effect of AC electric fields on the stabilization of premixed bunsen flames // *Proceedings of the Combustion Institute*. Elsevier Inc., 2011. V. 33, No. 1. P. 1137–1144.
203. Luo Y., Gan Y., Xu J., Yan Y., Shi Y. Effects of electric field intensity and frequency of AC electric field on the small-scale ethanol diffusion flame behaviors // *Appl. Therm. Eng.* Elsevier Ltd, 2017. V. 115. P. 1330–1336.
204. Duan H., Wu X., Zhang C., Cui Y., Hou J., Li C., Gao Z. Experimental study of lean premixed CH₄/N₂/O₂ flames under low-frequency alternating-current electric fields // *Fuel*. Elsevier Ltd, 2016. V. 181. P. 1011–1019.
205. Duan H., Wu X., Zhang C., Cui Y., Hou J., Li C., Gao Z. Experimental Study of Lean Premixed CH₄/N₂/O₂ Flames under High-Frequency Alternating-Current Electric Fields // *Energy & Fuels*. 2015. V. 29, No. 11. P. 7601–7611.
206. Tian Z.-Y. и др. Introduction to Advanced Diagnostic Techniques in Combustion Science // *Advanced Diagnostics in Combustion Science*. Springer, Singapore, 2023. P. 1–32.
207. Dulin V., Mbayachi V. B., Khalil M., Ayejoto D. A. Assessment of single-shot temperature measurements by thermally-assisted OH PLIF using excitation in the A²Σ⁺–X²Π (1-0) band // *Proceedings of the Combustion Institute*. Elsevier, 2021. V. 38, No. 1. P. 1877–1883.
208. Ballester J., García-Armingol T. Diagnostic techniques for the monitoring and control of practical flames // *Prog. Energy Combust. Sci.* Pergamon, 2010. V. 36, No. 4. P. 375–411.
209. Freeman G. R., Armstrong D. A. Electron and Ion Mobilities // *Advances in Atomic and Molecular Physics*. Academic Press, 1985. V. 20, No. C. P. 267–325.

210. Belhi M., Domingo P., Vervisch P. Direct numerical simulation of the effect of an electric field on flame stability // *Combust. Flame. The Combustion Institute.*, 2010. V. 157, No. 12. P. 2286–2297.
211. Sayed-Kassem A., Elorf A., Gillon P., Idir M., Sarh B., Gilard V. Numerical modelling to study the effect of DC electric field on a laminar ethylene diffusion flame // *International Communications in Heat and Mass Transfer. Pergamon*, 2021. V. 122. P. 105167.
212. Zhao S., Liu B., Zhao B., Li T., Shu Q. Numerical Simulation of Ethanol Air Diffusion Flame Quenching under Transverse AC Electric Field // *Fire. MDPI*, 2022. V. 5, No. 6.
213. Di Renzo M., Cuenot B. Direct numerical simulation of a turbulent methane/air flame impinged by a sub-breakdown electric field // *Combust. Flame. Elsevier*, 2023. V. 253. P. 112823.
214. Park J., Son J., Butterworth T. D., Cha M. S. Electric fields in a counterflow nonpremixed flame: measurement and simulation // *Sci. Rep. Nature Research*, 2023. V. 13, No. 1.
215. Xu T., Chen Q., Zhang B., Lu S., Mo D., Zhang Z., Gao X. Effects of electric field on micro-scale flame properties of biobutanol fuel // *Sci. Rep. Nature Publishing Group*, 2016. V. 6.
216. Belhi M., Lee B. J., Bisetti F., Im H. G. A computational study of the effects of DC electric fields on non-premixed counterflow methane-air flames // *J. Phys. D Appl. Phys. IOP Publishing*, 2017. V. 50, No. 49. P. 494005.
217. Belhi M., Lee B. J., Cha M. S., Im H. G. Three-dimensional simulation of ionic wind in a laminar premixed Bunsen flame subjected to a transverse DC electric field // *Combust. Flame. Elsevier Inc.*, 2019. V. 202. P. 90–106.
218. Официальный OpenFOAM: <https://www.openfoam.com/>.
219. Moukalled F., Mangani L., Darwish M. The finite volume method // *Fluid Mechanics and its Applications. Kluwer Academic Publishers*, 2016. V. 113. P. 103–135.

220. Ponomarev A., Mullyadzhyanov R. Validation of the Simplified and Detailed Models of Mixed Polymer Combustion in a Small Fire in a Cargo Compartment // *Fire*. 2025. V. 8, No. 10. P. 403.
221. Sutherland W. LII. The viscosity of gases and molecular force // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. Taylor & Francis Group, 1893. V. 36, No. 223. P. 507–531.
222. Schiller L. A drag coefficient correlation // *Zeit. Ver. Deutsch. Ing.* 1933. V. 77. P. 318–320.
223. Adachi M., McDonell V. G., Tanaka D., Senda J., Fujimoto H. Characterization of Fuel Vapor Concentration Inside a Flash Boiling Spray // *SAE Technical Papers*. SAE International, 1997.
224. Sazhin S. S., Sazhina E. M., Faltsi-Saravelou O., Wild P. The P-1 model for thermal radiation transfer: advantages and limitations // *Fuel*. Elsevier, 1996. V. 75, No. 3. P. 289–294.
225. Rivière P., Soufiani A. Updated band model parameters for H₂O, CO₂, CH₄ and CO radiation at high temperature // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2012. V. 55, No. 13–14. P. 3349–3358.
226. Freeman G. R. Radiation chemistry of ethanol: A review of data on yields, reaction rate parameters, and spectral properties of transients // *Alberta Univ., Edmonton (Canada). Dept. of Chemistry*. 1974.
227. Alekseenko S. V., Bilsky A. V., Dulin V. M., Markovich D. M. Experimental study of an impinging jet with different swirl rates // *Int. J. Heat Fluid Flow*. Elsevier, 2007. V. 28, No. 6. P. 1340–1359.
228. А.С. Лобасов, Толстогузов Р. В., Шараборин Д. К., Чикишев Л. М., Дулин В. М. Об эффективности использования различных линий возбуждения перехода (1–0) флуоресценции ОН для панорамной термометрии // *Теплофизика и аэромеханика*. 2021. Т. 28. С. 793–797.
229. Luque J. Database and spectral simulation program (Version 1.5) // *SRI international report MP* . 1999. P. 99–9.

230. Sontheimer M., Kronenburg A., Stein O. T. Grid dependence of evaporation rates in Euler–Lagrange simulations of dilute sprays // *Combust. Flame*. 2021. V. 232. P. 111515.
231. Poinso T., Veynante D. *Theoretical and Numerical Combustion* Second Edition.
232. Open-source chemical kinetics, thermodynamics, and transport — Cantera: <https://cantera.org/>.
233. Goodwin D.G, Harry K.M., Schoegl I., Speth R.L., Weber B.W. “Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes”: <https://www.cantera.org>.
234. J. Pfitzner. Poiseuille and his law // *Anaesthesia*. 1976. V. 3, No. 1. 273–275 c.
235. Millán-Merino A., Fernández-Tarrazo E., Sánchez-Sanz M., Williams F. A. A multipurpose reduced mechanism for ethanol combustion // *Combust. Flame*. Elsevier, 2018. V. 193. P. 112–122.
236. Chemical Mechanism: Combustion Research Group at UC San Diego: <http://web.eng.ucsd.edu/mae/groups/combustion/mechanism.html>.
237. Ponomarev A. A., Sharaborin D. K., Khrebtov M. Y., Mullyadzhyanov R. I., Dulin V. M. Numerical Study of Ethanol Suspension Combustion in Air // *Combust. Explos. Shock Waves*. Pleiades Publishing, 2023. V. 59, No. 2. P. 129–136.
238. Takashi H., Kimitoshi T. Laminar flame speeds of ethanol, n-heptane, iso-octane air mixtures // *JSAE paper*. 2006. V. 20068518.
239. Пономарев А. А., Хребтов М. Ю., Мулладжанов Р. И., Дулин В. М. Численное исследование эффекта увеличения скорости распространения пламени этанола в дисперсной среде // *Сборник трудов XVII Всероссийской конференции «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики»*. 2023. С. 101–106.
240. Williams F. A. *Combustion theory: The fundamental theory of chemically reacting flow systems*, second edition // *Combustion Theory: The Fundamental*

- Theory of Chemically Reacting Flow Systems, Second Edition. CRC Press, 2018. P. 1–680.
241. Law C. K. Comprehensive description of chemistry in combustion modeling // *Combustion Science and Technology*. Taylor & Francis Group, 2005. V. 177, No. 5–6. P. 845–870.
242. Пономарев А. А., Хребтов М. Ю., Мулляджанов Р. И., Дулин В. М. Численное моделирование конусного пламени газокapельной взвеси этанола в воздухе // *Физика горения и взрыва*. – 2025. – Т. 61. – №. 3. – С. 6-13.
243. Пономарев А.А., Мулляджанов Р.И., Дулин В.М. Численное исследование структуры пламени газовой смеси и газокapельной взвеси при одинаковой скорости распространения пламени в богатых режимах // *Proceedings of the 10th international seminar on flame structure*, Novosibirsk, 2023. 2023. P. 173–178.
244. Law C. K. *Combustion Physics*. Cambridge University Press, 2006.
245. Vancoillie J., Demuynck J., Galle J., Verhelst S., Van Oijen J. A. A laminar burning velocity and flame thickness correlation for ethanol–air mixtures valid at spark-ignition engine conditions // *Fuel*. 2012. V. 102. P. 460–469.
246. Wu G., Sirignano W. A. Transient convective burning of interactive fuel droplets in single-layer arrays // *Combustion Theory and Modelling*. 2011. V. 15, No. 2. P. 227–243.
247. Vasconcellos Á. R., Luzzi R., García-Colin L. S. Diffusion and mobility and generalized Einstein relation // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. North-Holland, 1995. V. 221, No. 4. P. 495–510.
248. Knyazkov D. A., Cherepanov A. V., Kiselev V. G., Gerasimov I. E., Kasper T., Shmakov A. G. Experimental and kinetic modeling study of the positive ions in premixed ethylene flames over a range of equivalence ratios // *Proceedings of the Combustion Institute*. 2023. V. 39, No. 2. P. 1753–1761.

249. Peerlings L. B. W., Kornilov V. N., de Goey P. Flame ion generation rate as a measure of the flame thermo-acoustic response // *Combust. Flame*. 2013. V. 160, No. 11. P. 2490–2496.
250. Bolshova T., Shvartsberg V., Dmitriev A., Knyazkov D. Flame structure and a compact reaction mechanism for combustion of dimethyl ether at atmospheric pressure // *Fuel*. 2019. V. 255. P. 115752.
251. Knyazkov D. A., Gerasimov I. E., Bolshova T. A., Kiselev V. G., Shmakov A. G., Paletsky A. A. Cationic structure of premixed near-stoichiometric CH₄/O₂/Ar flames at atmospheric pressure: New insights from mass spectrometry, quantum chemistry, and kinetic modeling // *Combust. Flame*. 2022. V. 241. P. 112106.
252. Chen B., Wang H., Wang Z., Han J., Alquaity A. B., Wang H., Hansen N., Sarathy S. M. Ion chemistry in premixed rich methane flames // *Combust. Flame*. 2019. V. 202. P. 208–218.
253. Alfonsi G. On Direct Numerical Simulation of Turbulent Flows // *Appl. Mech. Rev.* 2011. V. 64, No. 2.
254. Savchuk A. T., Moskalenko L. V. Grid influence issues in the methodology of numerical modelling of non-stationary combustion processes // *Civil Aviation High Technologies*. 2025. V. 28, No. 1. P. 53–66.
255. He Y. The Euler implicit/explicit scheme for the 2D time-dependent Navier-Stokes equations with smooth or non-smooth initial data // *Math. Comput. American Mathematical Society (AMS)*, 2008. V. 77, No. 264. P. 2097–2124.
256. Van Leer B. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme // *J. Comput. Phys. Academic Press*, 1997. V. 135, No. 2. P. 229–248.
257. Van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme. IV. A new approach to numerical convection // *J. Comput. Phys. Academic Press*, 1977. V. 23, No. 3. P. 276–299.
258. Alekseenko S. V., Dulin V. M., Kozorezov Y. S., Markovich D. M. Effect of axisymmetric forcing on the structure of a swirling turbulent jet // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2008. V. 29, No. 6. P. 1699–1715.

259. Lobasov A. S., Tolstoguzov R. V., Sharaborin D. K., Chikishev L. M., Dulin V. M. On the efficiency of using different excitation lines of (1–0) two-line OH fluorescence for planar thermometry // *Thermophysics and Aeromechanics*. 2021. V. 28, No. 5. P. 751–755.
260. Sharaborin D. K., Markovich D. M., Dulin V. M. Planar Spontaneous Raman-Scattering Spectroscopy for Reacting Jet-Flow Diagnostics Using Lyot–Ehman Tunable Filter // *Technical Physics Letters*. 2018. V. 44, No. 1. P. 53–56.
261. Lu T., Law C. K. A criterion based on computational singular perturbation for the identification of quasi steady state species: A reduced mechanism for methane oxidation with NO chemistry // *Combust. Flame*. Elsevier, 2008. V. 154, No. 4. P. 761–774.
262. Prager J., Riedel U., Warnatz J. Modeling ion chemistry and charged species diffusion in lean methane–oxygen flames // *Proceedings of the Combustion Institute*. Elsevier, 2007. V. 31, No. 1. P. 1129–1137.
263. Официальный сайт GRI-Mech 3.0: <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30/text30.html>.
264. Calcote H. F. Mechanisms for the formation of ions in flames // *Combust. Flame*. 1957. V. 1, No. 4. P. 385–403.
265. Dmitriev A. M., Cherepanov A. V., Antashov D. A., Chernov A. A., Knyazkov D. A. Experimental and Modeling Study of Saturation Currents in Premixed Flames of C1-C4 Hydrocarbons: Validation of Kinetic Mechanisms and Evaluation of Ch Chemistry // *Fuel*. 2025. V. 411. P. 138070.
266. А. А. Пономарев, Р. И. Мулляджанов, В. М. Дулин. Моделирование Бунзеновского пламени метана в слабом поперечном электрическом поле // *Горение и взрыв*. 2025. Т. 18, №. 2. С. 3–12.
267. Ponomarev A. A., Sharaborin D. K., Mullyadzhhanov R. I., Markovich D. M., Dulin V. M. Experimental and numerical investigation of a weak DC electric field effects on a premixed Bunsen flame // *Combust. Flame*. 2026. V. 291. P. 115124.