

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН)

На правах рукописи

Добровольская Анастасия Сергеевна

Использование неравновесной плазмы стримерного разряда для управления горением углеводородо-воздушной смеси в компрессионном двигателе

Специальность 1.3.9 —

«Физика плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Битюрин Валентин Анатольевич

Москва — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	14
1.1 Основные понятия из физики горения и химической кинетики .	14
1.2 Горение в двигателях внутреннего сгорания. Современные стратегии низкотемпературного горения в двигателе внутреннего сгорания	18
1.3 Неравновесная плазма в плазменно-стимулированном горении	23
1.4 Управление воспламенением в компрессионном двигателе . . .	28
1.5 Моделирование процессов в камере сгорания компрессионного двигателя	31
1.6 Выводы по Главе 1	33
Глава 2. Математическая модель камеры сгорания	35
2.1 Физическая постановка задачи и описание объекта исследования.	35
2.2 Математическая модель камеры сгорания	39
2.2.1 Однозонная модель	39
2.2.2 Газодинамическая модель воспламенения и распространения волны горения при условии внешнего сжатия	41
2.2.3 Кинетическая схема горения углеводородов	45
2.3 Тестирование численных схем	49
2.4 Выводы по Главе 2	51
Глава 3. Активация топливо-воздушной смеси разрядом	52
3.1 Влияние активации топливо-воздушной смеси на состав продуктов горения в ДВС	52
3.2 Исследование различных механизмов воздействия на процесс воспламенения в газодинамической постановке.	57
3.3 Моделирование разряда в конфигурации «острие-острие» в воздухе	62

	Стр.
3.4 Моделирование продольно-поперечного разряда	67
3.5 Сравнение механизмов активации топливо-воздушной смеси .	72
3.6 Модель разрядной зоны для газодинамического расчёта	77
3.7 Выводы по Главе 3	83
Глава 4. Управление горением бедной смеси в камере сгорания	
компрессионного двигателя	86
4.1 Постановка параметрического исследования	86
4.2 Влияние разряда на начало горения в двигателе.	89
4.3 Распространение волны горения и волн сжатия	94
4.4 Самовоспламенение перед фронтом волны горения	101
4.5 Управление воспламенением и горением в компрессионном двигателе	104
4.6 Выводы по Главе 4	113
Заключение	116
Список сокращений и условных обозначений	119
Словарь терминов	121
Список литературы	122
Приложение А. Параметры в активированной зоне	135

Введение

Диссертация посвящена исследованию механизмов воздействия неравновесной плазмы импульсно-периодического наносекундного разряда на горение в компрессионном двигателе с однородной смесью, а также разработке способов управления данным процессом и оценке его эффективности.

Около 85% производимой в мире энергии [1] (как на электростанциях, так и во всевозможных двигателях) генерируется при сжигании различных ископаемых топлив: нефти, газа и угля. Поэтому на сегодняшний день отказ от использования ископаемых топлив и быстрый переход к «зеленым» технологиям или невозможен по ряду причин, или очень болезненен. Часть из этих причин экономические: огромное количество уже работающих технологий, как в энергетике, так и на транспорте дорого заменять; ограничения, которые накладывают развитые страны на развивающиеся страны, продавая эмиссионные квоты, тогда как развитые страны прошли индустриализацию без какого-либо сдерживания. Но также есть и объективные физические причины — ископаемое топливо это мобильный и универсальный источник энергии: плотность запасённой энергии в углеводородах очень высока, более 40 МДж на килограмм топлива, и вся она высвобождается при разрыве и пересоединении химических связей в процессах горения с образованием углекислого газа и воды. Продукты сгорания топлив (не только вода и углекислый газ, а также оксиды азота, сажа от неполного сгорания и другие соединения) попадают в атмосферу, а оттуда в воду и почву. Около 70% добываемой нефти сжигается в двигателях внутреннего сгорания (ДВС) [2], и в последнюю декаду XX и начало XXI столетия главными критериями для разработки новых двигателей и энергетических установок стали постоянно растущие требования и нормы по экологической чистоте двигателей и прежде всего по значительному снижению токсичности отработавших газов при высокой энергоэффективности и мощности.

Последние десятилетия многие государства накладывают ограничения на составы выхлопных газов и энергопотребление двигателей, что подстёгивает исследования и разработки в этой области. Легковые электромобили являются альтернативой для городов, так как заметно снижают загрязнение, но не для поездок на большие расстояния и не для объёмных коммерче-

ских грузоперевозок, где в основном используется дизельное топливо. Также коэффициент полезного действия (КПД) большинства электростанций ограничен сверху, что автоматически накладывает ограничения и на эффективность электромобилей, и в местностях, где электростанции тоже работают на ископаемом топливе, экологические преимущества электромобилей снижаются. И при этом, классический бензиновый или дизельный двигатель удобен, дешёв и надёжен.

В последние десятилетия активно разрабатываются двигатели, работающие в рамках стратегии низкотемпературного горения. Стратегия низкотемпературного горения подразумевает использование бедных смесей (то есть, таких, где топлива меньше, чем окислителя), что уменьшает температуру горения и увеличивает КПД за счёт более высокого показателя адиабаты, также при этом уменьшается концентрация вредных веществ в выхлопе. Среди разрабатываемых новых типов ДВС можно выделить компрессионный двигатель с воспламенением однородной смеси [3] (в зарубежной литературе — *homogeneous charge compression ignition engine*, HCCI), в котором задолго до верхней мёртвой точки впрыскивается топливо и подаётся воздух, и к моменту самовоспламенения от сжатия смесь является практически однородной. Идея такого двигателя и первые прототипы были созданы в 1960-х годах [4], но недостаточные знания о детальных механизмах горения привели к тому, что эффективных методов управления воспламенением разработать не удалось. Сейчас, с разработкой детальных механизмов горения углеводородов, в том числе и для ранних промежуточных стадий тепловыделения (т.н. холодные и голубые пламена), а также с развитием вычислительной техники, позволяющей использовать детальные кинетические схемы при решении практических задач, открылись новые возможности для работы с бедными смесями, и к исследованию таких типов двигателей вернулись вновь. Преимущества компрессионных двигателей делают их перспективным объектом исследования в современном двигателестроении: меньшее потребление топлива за счёт использования бедных смесей, меньшее количество NO_x и сажи в выхлопе, меньше потери тепла на стенки, выделение тепла на низкотемпературных стадиях горения. Тем не менее, у них есть и недостатки, затрудняющие их внедрение: сложность приготовления однородной смеси, резкий рост давления при самовоспламенении, затруднённый холодный старт, и самое основное — невозможность эффективно управлять воспламенением и режимами горения.

На устранение последнего недостатка направлена разработка компрессионных двигателей с переменной реактивностью, и гибридных двигателей, при высоких нагрузках работающих с искровым зажиганием [5].

В последние годы в рамках стратегии низкотемпературного горения в качестве воспламенителя для бедных смесей в двигателях вместо искры предлагается использовать неравновесную плазму объемного наносекундного импульсно-периодического разряда, например [6, 7, 8]. Использование наносекундных импульсных разрядов в качестве воспламенителя позволяет вкладывать часть энергии не только через нагрев топливо-воздушной смеси, а также при помощи создания химической неравновесности — появления активных радикалов, которые участвуют в начальных стадиях конверсии углеводородов, что оказывается более эффективным. В недавней работе [9] проведено экспериментальное сравнение с искровым зажиганием, и показано, что неравновесная плазма приводит к более быстрому развитию пламени и большей полноте сгорания. Такие системы зажигания активно разрабатываются и исследуются, вместе с тем, не все физические аспекты механизма влияния неравновесной плазмы на горение в двигателях прояснены в достаточной степени, также неясны возможности использования её для управления горением. В работе [10] установлен кинетический механизм влияния разряда на детальную кинетику горения углеводородов и предложена идея, которая дальше развивается в данной диссертации: импульсно-периодический разряд предлагается использовать как активатор горения за некоторое время до верхней мёртвой точки, а не непосредственно перед ней. При этом в [10] используется нульмерная модель химического реактора сжатия, имитирующая камеру сгорания двигателя, что соответствует однородным условиям по всему объёму камеры. В реальном же двигателе разряд обрабатывает только часть объёма, и процесс горения может включать в себя не только воспламенение, но и пространственные явления и процессы переноса, в частности, распространение волны горения, волны давления и самовоспламенения. В этой связи, для установления деталей механизма влияния неравновесной плазмы на процессы в камере сгорания, а не только на кинетику горения, и поиска способов управления этими процессами, необходимо рассмотрение, учитывающее происходящее в различных частях объёма, чему и посвящена данная диссертация.

Целью данной работы является исследование механизмов влияния неравновесной плазмы наносекундного импульсно-периодического

стримерного разряда на процесс горения пропано-воздушной смеси, не воспламеняющейся без разряда, в компрессионном двигателе, а также поиск способов управления режимами горения при помощи изменения параметров разряда.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. С помощью моделирования развития импульсно-периодического разряда мегагерцовой частоты в конфигурации «острие-острие» в воздухе, получить временные зависимости образования активных частиц, в концентрации, достаточной для ускорения воспламенения в камере сгорания ДВС.
2. На основе детальной химической кинетики провести расчеты для определения оптимального способа воздействия разряда на развитие горения с точки зрения энергетических характеристик самого разряда. Предварительно провести тестирование используемой кинетической схемы горения.
3. Разработать численную модель камеры сгорания, позволяющую рассматривать процесс горения в одномерной постановке с учетом изменения давления за счет сжатия поршнем и активации разрядом части объема. Реализовать эту модель в программном комплексе PlasmAero и выполнить тестовые расчеты.
4. Исследовать развитие горения топливо-воздушной смеси в камере сгорания, варьируя параметры разряда, с целью определить механизм влияния разряда на различные стадии горения: воспламенение активированной разрядом зоны, продвижение фронта волны горения, самовоспламенение газа перед фронтом.

Научная новизна:

1. Предложена оригинальная модификация системы уравнений Навье-Стокса для учета изменения давления за счет сжатия поршнем и начальной активации части смеси неравновесной плазмой разряда в квазиодномерном приближении. Показана важность учёта изменения объема камеры сгорания при моделировании горения.
2. Установлены два основных способа воздействия на газ перед фронтом для возникновения самовоспламенения в необработанной части смеси: сжатие поршнем и распространение волны горения. Впер-

вые показано, что волны давления, возникшие при воспламенении активированной разрядом зоны, взаимодействуют с фронтом волны горения, ускоряя её распространение, тем самым влияя на самовоспламенение газа перед фронтом. Степень влияния волн давления снижается с уменьшением коэффициента избытка топлива.

3. Установлена зависимость между воспламенением активированной разрядом зоны и самовоспламенением газа перед фронтом волны горения. На её основе предложен новый способ управления горением обедненной топливо-воздушной смеси в камере сгорания компрессионного двигателя при помощи высокочастотного коронного разряда.
4. Впервые показано, что изменением в широком диапазоне параметров разряда, таких как удельный энерговыдел в стример, доля объема, занятая стримерами и момент включения разряда относительно верхней мёртвой точки (ВМТ), можно обеспечить самовоспламенение в узком диапазоне углов поворота коленвала вблизи ВМТ. Продемонстрировано, что влияние разряда снижается с уменьшением коэффициента избытка топлива.
5. Показано, что для достижения желаемого момента воспламенения топливо-воздушной смеси, требуется оптимальное сочетание интегрального энерговыдела (например, сжатия поршнем) и управляющего электроразрядного импульса.

Практическая значимость Результаты исследования могут быть использованы в качестве практических рекомендаций по организации горения при разработке современных двигателей внутреннего сгорания на обеднённых топливных смесях с разрядом стримерного типа в качестве инициатора горения. Результаты расчётов воздействия разряда на топливо-воздушную смесь могут использоваться в фундаментальных и практических исследованиях стимулированного плазмой горения в различных установках. Механизм управления переходом к самовоспламенению газа перед волной горения может применяться при разработке компрессионного двигателя с переменной реактивностью. Такие разработки находятся в русле приоритетных направлений стратегии научно-технического развития России (указ Президента от 01.12.2016 № 624, пункт 20б) "переход к экологически чистой и ресурсосберегающей энергетике и пр.").

Методология и методы исследования. В работе использованы апробированные численные и аналитические методы исследования. Используемый программный код PlasmAero [11] более 20 лет используется для расчёта разрядов в газе и газодинамики химически активных потоков. Схемы химической кинетики протестированы и позволяют получать результаты, совпадающие с референсными экспериментальными и теоретическими значениями.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. **Механизм** быстрого продвижения волны горения за счёт взаимодействия с волнами давления при активации воспламенения неравновесной плазмой стримерного разряда.
2. **Способ** управления самовоспламенением обеднённой топливно-воздушной смеси в компрессионном двигателе на основе найденной зависимости между самовоспламенением и моментом воспламенения активированной разрядом зоны.
3. **Результаты** газодинамического моделирования развития импульсно-периодического разряда в конфигурации «острие-острие» в воздухе, демонстрирующие, что в импульсно-периодическом разряде мегагерцовой частоты за наносекундные времена образуются активные частицы, в концентрации, достаточной для ускорения воспламенения в камере сгорания ДВС.
4. **Результаты** расчетов разрядного воздействия и нагрева на воспламенение углеводородо-воздушной смеси, иллюстрирующие преимущества создания химической неравновесности.
5. Газодинамическая квазиодномерная (физическая и численная) **модель**, позволяющая эффективно учитывать сжатие без изменения геометрии расчёта, и полученные с её помощью результаты, показывающие важность учёта изменения внешнего давления при моделировании плазменно-стимулированного горения в камере сгорания ДВС.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием проверенных методов моделирования — численного решения системы уравнений Навье-Стокса для химически реактивного газа с детальной схемой химической кинетики. Результаты работы опубликованы в различных рецензируемых российских и зарубежных журналах, в том числе высокорейтинговых, и находятся в соответствии с расчётными и экспериментальными результатами, полученными другими авторами.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

- 15th International Conference of Numerical Analysis and Applied Mathematics, Thessaloniki, Greece, 2017;
- Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС , 2018 и 2019 гг;
- XXXIII International Conference on Equations of State for Matter, Elbrus, Russia, 2018;
- 8th International Symposium on Nonequilibrium Processes, Plasma, Combustion and Atmospheric Phenomena, October 1-5, 2018, Sochi, Russia;
- 11th International Symposium on Non-Thermal/Thermal Plasma Pollution Control Technology & Sustainable Energy, 2018;
- International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, Москва, Россия, 2018, 2019, 2020, 2021 и 2023 гг;
- XXXIV International Conference on Interaction of Intense Energy Flux with Matter, March 1–6, 2019, Elbrus, Russia;
- XXXIV ICPIG & ICRP-10 (XXXIV International Conference on Phenomena in Ionized Gases and the 10th International Conference on Reactive Plasmas), Sapporo, Japan, July 14–19, 2019;
- 24th International Symposium on Plasma Chemistry, Naples, Italy, June 9-14, 2019;
- XV Всероссийский симпозиум по горению и взрыву, Москва, Россия, 29 ноября – 4 декабря 2020;
- 74th Annual Gaseous Electronics Conference, USA, October 4-8, 2021;
- XVI Симпозиум по горению, 2022, 5—9 сентября, Суздаль, 2022 г;

Личный вклад. Личный вклад автора в представленные в настоящей диссертации исследования является ведущим. Автор принимала активное участие в планировании исследований и анализе результатов. Все результаты расчётов, выносимые на защиту, получены лично автором.

Часть результатов, выносимых на защиту (в положении №5) в данной диссертации опубликованы в статье №7 из списка публикаций автора, в которой также были опубликованы результаты, вынесенные на защиту в докторской диссертации Филимоновой Елены Александровны (глава 8), поэтому необходимо прояснить личный вклад в эту работу Добровольской Анастасии Сергеевны и необходимость учёта этой статьи в диссертации.

Используемые в статье №7 схемы и модели изложены в разделе 2 «Numerical method» («Численный метод») и разделе 3 «Evaluation of temperature and concentrations of chemically active particles in the area activated by a high-frequency corona discharge» («Оценка температуры и концентраций химически активных частиц в области, активированной высокочастотным коронным разрядом»), и занимают всего 0.65 авторского листа (а.л.). Подраздел 2.1 – постановка задачи. Подраздел 2.2 (0.12 а.л.) написан Добровольской А.С., так как описываемая в нём модель была разработана и реализована в программном коде лаборатории 21.1 ей лично, и именно эти результаты (газодинамическая квазиодномерная модель) входят в положение №5 в представляемой к защите диссертации. Раздел 3 (0.46 а.л.) в публикации написан Филимоновой Е.А., в нём описывается модель разрядной зоны, при помощи которой задаются начальные условия в дальнейших расчётах по модели из раздела 2. Раздел 4 «Results and discussion» («Результаты и обсуждение», 0.53 а.л.) состоит из обсуждения и анализа результатов расчётов выполненных Добровольской А.С., но с использованием обеих моделей из раздела 2 и 3, анализ распространения волны горения проводился совместно, анализ кинетических механизмов влияния неравновесной плазмы на воспламенение активированной зоны выполнен Филимоновой Е.А. Текст раздела 4 написан Филимоновой Е.А. с некоторыми корректировками от Добровольской А.С., рисунки в этом разделе получены Добровольской А.С. Результаты, приведённые в разделе 4, упоминаются в диссертации, но на защиту не выносятся.

Если обобщить, то Филимонова Е.А. и Добровольская А.С. несколько лет совместно и плодотворно работали над исследованием влияния неравновесной плазмы на процессы в камере сгорания, при этом, Филимоновой Е.А. выполнена разработка всех кинетических механизмов, как горения, так и плазмохимических реакций, а также модели активированной зоны, учитывающей многоимпульсность и многоканальность стримерного разряда в камере сгорания, также ей выполнены все расчёты с помощью нульмерной модели камеры сгорания (в её диссертации она называется «химический реактор сжатия»). Добровольская А.С. выполнила разработку газодинамической квазиодномерной модели, постановку и реализацию параметрического исследования влияния стримерного разряда на процесс горения в двигателе, установила механизмы, влияющие на распространение волны горения и переход к самовоспламенению. Необходимость включать публикацию №7 в список

публикаций Добровольской А.С. в данной диссертации вызвана тем, что опубликованная в ней в разделе 2.2 газодинамическая квазиодномерная модель используется для получения результатов Главы 4 и соответствующих положений, выносимых на защиту.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 статьях, изданных в рецензируемых периодических изданиях, входящих в базы данных Web of Science и Scopus и рекомендованных ВАК.

1. A.S. Dobrovolskaya, E.A. Filimonova, A.N. Bocharov, — «Numerical study of controlling a lean mixture autoignition in the hybrid HCCI engine using high frequency corona discharges». — в: *Fuel* 354 (2023), 129349

2. Е.А. Филимонова и А.С. Добровольская. — «Влияние момента инициации высокочастотного коронного разряда на развитие горения в компрессионном двигателе». — в: *Теплофизика высоких температур* 61.3 (2023), с. 1–10.

3. V.A. Bityurin, A.S. Dobrovolskaya, A.N. Bocharov, A.A. Firsov — «Atomic Oxygen Generation by Longitudinal–Transverse Discharge». — в: *Plasma Phys. Rep.* 49.5 (2023), с. 587–94.

4. Е.А. Филимонова, А.С. Добровольская — «Адаптация кинетической схемы к условиям горения этилена при температурах выше 1200 К» — в: *Химическая физика* 42.12 (2023), с. 1–9.

5. V.A. Bityurin, A.N. Bocharov, A.S. Dobrovolskaya, T.N. Kuznetsova, N.A. Popov, E.A. Filimonova — «Numerical Modeling of Pulse-Periodic Nanosecond Discharges». — в: *J. Phys.: Conf. Series* 2100 (2021), 012032.

6. A.S. Dobrovolskaya, E.A. Filimonova, V.A. Bityurin, A.N. Bocharov, — «Role of pressure waves in the heating of the end-gas in HCCI engine with activation by pulsed corona discharge» — в: *J. Phys.: Conf. Series* 2100 (2021), 012016

7. E.A. Filimonova, A.S. Dobrovolskaya, A.N. Bocharov, V.A. Bityurin, G.V. Naidis, — «Formation of combustion wave in lean propane-air mixture with a non-uniform chemical reactivity initiated by nanosecond streamer discharges in the HCCI engine». — в: *Comb. Flame* 215 (2020), с. 401–16.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и двух приложений. Во введении обсуждается актуальность работы и её научно-практическая значимость. В Главе 1 представлен обзор литературы. В Главе 2 формулируется математическая модель, позволяющая упрощенно рассматривать компрессионный двигатель с однородной смесью и активацией воспламенения импульсно-периодическим коронным разрядом.

Построена одномерная газодинамическая модель для описания воспламенения в компрессионном двигателе после обработки части смеси разрядом, описана используемая кинетическая схема, приведена валидация всех моделей. В Главе 3 рассмотрены результаты численного моделирования влияния разрядной стадии на состояние топливно-воздушной смеси или воздуха в различных приближениях. Выполнено сравнение эффективности различных способов активации топливно-воздушной смеси. В Главе 4 обсуждаются результаты параметрического исследования управления воспламенением в камере сгорания, разобраны механизмы управления началом горения и переходом к самовоспламенению. Полный объём диссертации составляет 137 страниц, включая 47 рисунков и 7 таблиц. Список литературы содержит 125 наименований.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Основные понятия из физики горения и химической кинетики

Так как влияние неравновесной плазмы на воспламенение углеводородов с воздухом осуществляется как через нагрев, так и через изменение путей химических реакций, то для понимания механизмов такого влияния необходимо представлять важные особенности воспламенения углеводородов без присутствия разрядов.

Многообразие процессов горения можно свести к возникновению и распространению пламени. Пламя возникает в результате самоускорения химических реакций при определенных условиях, создаваемых источником энергии — разрядом, лазером, сжатием, потоком тепла от горячей стенки и другими. Такой процесс ускорения реакций, не зависящий от свойств начального источника тепла называют воспламенением или самовоспламенением. Все виды воспламенения объясняются общими механизмами теплового и цепного взрывов. Образующееся пламя может распространяться по объему, режимы распространения пламени бывают дозвуковые и сверхзвуковые, первые принято делить на ламинарные и турбулентные.

Все реакции горения относятся к экзотермическим (то есть, проходящим с выделением тепла), и в реальных системах для них существует такая температура, по достижении которой скорость выделения тепла в реакции начинает превышать скорость потерь тепла через стенки реактора или окружающую среду. После этого смесь с протекающими реакциями горения продолжает нагреваться, и скорость реакции непрерывно растёт, пока не будет достигнута неконтролируемая скорость тепловыделения, характеризующая воспламенение. Такой нестационарный режим перехода в воспламенение называется **тепловым взрывом**.

Практически никакие процессы горения, интересные с точки зрения исследования реальных систем не сводятся к реакции «топливо + окислитель = продукты», а состоят из большого количества элементарных реакций с участием промежуточных компонентов [12], и современная кинетика химических реакций развивается в направлении исследования таких детальных

механизмов, так как без них невозможно получить точные количественные зависимости важных интегральных инженерных характеристик от исходного состава смеси и условий в двигателе. Заметный прогресс в исследовании детальных механизмов химических реакций, представляющих собой сотни, а в некоторых случаях и тысячи реакций, связан с развитием вычислительной техники и появлением возможности использовать такие механизмы в реальных расчётных задачах в науке и промышленности. Константы скорости элементарных реакций, входящих в детальный механизм различаются, и часто общая скорость лимитируется самыми медленными реакциями. Скорость элементарной реакции W определяется законом действующих масс: $W = k a_1^{n_1} \dots a_m^{n_m}$, где a_i - концентрация i -го реагента, $n = \sum_{i=1}^m n_i$ - порядок реакции. Константа скорости реакции k является функцией температуры, которая часто описывается уравнением Аррениуса:

$$k = k_0 \exp(-E_a/RT). \quad (1.1)$$

Закон Аррениуса в газах отражает то, что в реакцию с ненулевой энергией активации могут вступить не все молекулы, а только высокоэнергетические, из «хвоста» распределения Максвелла-Больцмана по энергиям. Сильная (экспоненциальная) зависимость скорости реакции от температуры — фундаментальная характеристика химических процессов при неизотермических условиях протекания, в том числе при взрывах и горении.

Автокаталитическими называются реакции, скорость которых возрастает при накоплении каких-либо продуктов самой реакции. В данной диссертации речь пойдёт о горении углеводородовоздушной смеси, и для таких смесей важной особенностью является то, что автокатализ в предвзрывных реакциях обусловлен промежуточными продуктами реакции горения - свободными радикалами. Такие автокаталитические процессы относятся к классу **цепных реакций**, охватывающему практически все важные виды воспламенения газов [13]. Современное развитие теории цепных реакций для анализа взрывных процессов в газах основано на работах академика и нобелевского лауреата Н.Н. Семёнова и его школы (см., например, [14]). Ключевым понятием кинетики горения является **цепной взрыв**.

По внешнему эффекту цепной и тепловой взрыв похожи, но в механизмах есть разница: в одном случае происходит накопление тепла, а в другом - активных центров (радикалов). Время, в течении которого в смеси происходят

эти подготовительные процессы, а внешние проявления реакции – например, значительные изменения температуры или давления смеси – практически отсутствуют, называется **периодом индукции**.

Принципиальная схема цепной реакции: зарождение цепи (появление начального активного центра в эндотермической реакции), продолжение цепи (участие активного центра в экзотермических реакциях, продуктом которых является в том числе и этот активный центр), и обрыв цепи на стенке/в объеме (рекомбинация атомов или радикалов в молекулу). Развитие реакций продолжения цепи не зависит от способа зарождения цепи. Если взамен каждого вступившего в реакцию начального центра в реакциях продолжения цепи образуется ещё 1, то такая цепь называется прямой. Прямая цепь не может привести к бесконечно большой скорости химического превращения, а значит и к воспламенению и взрыву (но может за счёт тепловыделения привести к тепловому взрыву). Но есть специальный тип цепных реакций, в которых помимо реакции продолжения цепи время от времени происходят реакции разветвления цепи - то есть, реакции, в которых взамен одного прореагировавшего активного центра возникают по крайней мере два новых. При таком механизме возникает самопроизвольное ускорение реакций, переходящее во взрыв даже в изотермических условиях, т.н. **цепной взрыв**.

Углеводороды - органические соединения, состоящие из атомов углерода и водорода — основной горючий материал, используемый в двигателях и энергетических установках, что объясняется разнообразием их свойств, легкостью добычи и удобством использования. Нефть, её производные и природный газ — основные используемые углеводороды. При сгорании происходит разрыв химических связей в молекулах углеводородов с образованием промежуточных соединений, отличных от конечных продуктов реакции горения — углекислого газа CO_2 и воды H_2O . Чем сложнее молекула, тем больше при горении высвобождается энергии химических связей на единицу массы [12]. В углеводородном пламени, наряду с соединениями H , O , OH присутствуют другие различные промежуточные продукты. Главную роль в процессах воспламенения играют следующие типы соединений: углеводородные радикалы, то есть молекулы углеводорода у которых удалён один или несколько атомов H , обозначаются R (соответствующую углеводородную молекулу принято обозначать RH). В свободном состоянии они не встречаются, но как

промежуточные вещества очень активны; перекиси, то есть, соединения типа ROOH; альдегиды, то есть, соединения типа RCOH.

Детальная кинетика горения насыщенных углеводородов сложна и запутана, и на сегодняшний день не прояснена до конца. Тем не менее, здесь стоит отметить некоторые особенности, полезные для понимания работы. По способу выделения тепла во время горения углеводороды можно разделить на демонстрирующие одно- и многостадийное воспламенение. Топлива с многостадийным воспламенением выделяют некоторое количество тепла с частичным образованием продуктов сгорания при температурах ниже температуры развала перекиси водорода H_2O_2 (больше 1000 К) — так называемое «холодное пламя» [13], экспериментальные данные демонстрируют ступенчатый рост давления на стадиях холодного, голубого и горячего пламени [15]. При этом при нормальном давлении температура на этой стадии не превышает 300 – 400°С. Внутри камеры сгорания двигателя на стадии холодного пламени температура поднимается на 10–20 градусов [3].

При температурах выше 850 К в объеме, заполненном углеводородо-воздушной смесью, происходит постепенное накопление перекиси водорода H_2O_2 до тех пор, пока система не достигает температуры около 1000 К. Выше 1000 К связь O–O рвется более активно, приводя к появлению значительного количества OH. Гидроксил OH быстро реагирует с молекулами топлива, приводя к заметному энерговыделению и повышению температуры, от чего скорость разложения перекиси водорода растёт. В какой-то момент это приводит к самовоспламенению и значительному выделению тепла на стадии «горячего пламени» с образованием продуктов полного сгорания CO_2 (углекислый газ) и H_2O (вода).

Количественная оценка роли химической неравновесности в конкретной задаче в первом приближении может быть произведена путем сопоставления двух характерных времен: времени t_n , характеризующего скорость изменения параметров газа из-за переменных внешних условий течения (например, время сжатия газа поршнем), и времени реакции t_p между компонентами, составляющими рассматриваемый элементарный объем. Если $t_n \gg t_p$, то процесс близок к равновесному. Если $t_n \ll t_p$, то химические реакции не успевают произойти и течение происходит с «замороженным» составом. Если t_n сравнимо с t_p , то газодинамические процессы нельзя рассматривать без уче-

та одновременно протекающих химических превращений. В последнем случае говорят о неравновесных процессах.

1.2 Горение в двигателях внутреннего сгорания. Современные стратегии низкотемпературного горения в двигателе внутреннего сгорания

После более чем столетия интенсивного исследования всё ещё делаются значительные улучшения ДВС, причина этого — многообразие процессов горения, которое до сих пор оставляет возможности для новых открытий. Горение в двигателе можно охарактеризовать как дозвуковое (малые числа Маха), сжимаемое, часто многофазное или турбулентное течение при высоких числах Рейнольдса, с химическими реакциями и переносом тепла, в закрытом объеме с переменной геометрией. Процесс горения может включать в себя различные режимы, в том числе турбулентное распространение пламени, диффузно-контролируемое горение, горение, контролируемое химической кинетикой, или их комбинацию. Полное совместное описание этих взаимодействующих процессов определенно превращает физику происходящего в камере сгорания в серьезную проблему для исследования. Последние несколько десятков лет исследования фокусируются на повышении эффективности использования топлива и уменьшении вредного выхлопа (и благодаря этому за последние 40 лет содержание вредных веществ в выхлопе уменьшилось на три порядка) [2]. Большой прогресс в исследованиях в том числе связан с новыми техниками лазерной диагностики, который позволяют получать характеристики потока внутри цилиндра двигателя, температуры при горении и концентрации веществ настолько подробно, насколько не было возможно ранее, а также с развитием точных моделей вычислительной газодинамики (computational fluid dynamics, CFD в англоязычной литературе). Успех численных моделей обусловлен тем, что скорости вычислений на компьютере выросли во много раз за последние 30 лет, и газодинамические модели с разной степенью точности сейчас доступны исследователям в науке и промышленности, что позволяет как предсказывать новые конструкции, так и оптимизировать эффективность работы существующих ДВС [16].

Основные направления исследования двигателей в настоящее время — улучшение характеристик существующих бензиновых и дизельных двигателей, а также разработка двигателей, работающих в рамках стратегии низкотемпературного горения. Стратегия низкотемпературного горения подразумевает использование бедных смесей (то есть, таких, где топлива меньше, чем в стехиометрической смеси топлива с окислителем), что уменьшает температуру горения и увеличивает извлечение полезной работы за счёт более высокого показателя адиабаты [2]. Также низкотемпературное горение привлекательно за счёт уменьшения NO_x в выхлопе из-за высоких энергий активации в реакциях образования NO . Низкотемпературные стратегии горения включают в себя компрессионное воспламенение однородной смеси (HCCI, Homogeneous Charge Compression Ignition в зарубежной литературе), компрессионное воспламенение предварительно перемешанной смеси и компрессионное воспламенение с контролируемой реактивностью (Premixed Charge Compression Ignition (PCCI) and Reactivity Controlled Compression Ignition (RCCI)). Наилучшее топливо для для компрессионного двигателя — то, которое проявляет свойства низкотемпературного воспламенения, т.е. обладает большей реактивностью (меньшим октановым числом).

В бензиновых двигателях используется предварительно перемешанная смесь воздуха и топлива с высоким октановым числом, которая сначала сжимается, а затем воспламеняется при помощи искрового разряда. При этом до высоких температур нагревается небольшая область (мм^3), в которой происходит воспламенение, и от этой области распространяется фронт горения. Горение в таком двигателе турбулентное. Преимущества бензинового двигателя - высокая мощность, доступность запасных частей, небольшая (по сравнению с дизелем) масса, так как в камере сгорания не возникает таких перепадов давления, низкий уровень шума. Недостатки - большой расход топлива и невозможность достичь высокой полноты сгорания на малом количестве оборотов. Также, из-за высокой температуры в двигателе, в выхлопе остаётся много оксидов азота, а при холодном старте (пока катализаторы не работают) — и сажи.

В дизельном двигателе в камере сгорания сжимается только воздух до 30—50 атмосфер, а топливо распыляется перед верхней мертвой точкой (ВМТ, момент максимального сжатия смеси в камере сгорания), после чего гетерогенная смесь топлива с воздухом воспламеняется. Горение происходит в

небольшой области диффузного пламени, чья ширина определяется верхним и нижним концентрационными пределами воспламенения для данного топлива. Преимущество дизельного двигателя - большой КПД, а значит — меньшее потребление топлива, и более чистый выхлоп по сравнению с бензиновым двигателем. Тем не менее, в нём ещё много оксидов азота и сажи, так как горения происходит в широком диапазоне коэффициентов избытка топлива [2].

Постепенное усложнение доступных экспериментальных методов исследования и численного моделирования привело к развитию двигателей, использующих низкотемпературные стратегии горения. Компрессионный двигатель с однородной топливной смесью (HCCI в англоязычной литературе, Homogeneous Charge Compression Engine, [5]) работает в режимах, позволяющих как избегать высоких температур в камере сгорания, так и использовать более бедные смеси.

По своему принципу работы компрессионный двигатель, как и дизель, относится к двигателям с воспламенением от сжатия, но при этом, в отличие от дизеля, в нём используется однородно перемешанная топливо-воздушная смесь, как в бензиновом. Топливо вместе с воздухом подаётся в камеру сгорания перемешанным, или же впрыск осуществляется задолго до верхней мертвой точки (ВМТ), так что к моменту воспламенения достигается значительная однородность смеси. При этом, так как в отличие от дизеля, топливо начинает реагировать с воздухом при более низких температурах, в компрессионном двигателе высвобождается тепло в том числе на стадиях холодного и голубого пламени, а это, во-первых, позволяет высокотемпературному воспламенению наступать быстрее, а во-вторых, использовать смесь с более низкой начальной температурой [17, 18, 19]. Низкие температуры и высокие степени сжатия позволяют работать с достаточно бедными смесями, и, таким образом, повышается КПД, так как показатель адиабаты больше, чем у более богатых смесей. Также понижаются потери тепла за счёт уменьшения разницы температур.

Первые двигательные установки, работающие по такому принципу были сделаны в конце 1970-х годов [4, 20], тогда для двигателя на бензине было показано, что если создать условия, ведущие к самовоспламенению, то можно достичь экономии топлива и уменьшения вредного выхлопа. Спектроскопический анализ показал, что до самовоспламенения в смеси присутствует большое количество CH_2O , NO_2 и O , которые характерны для холодно-пламенных

стадий горения тяжелых углеводородных топлив. После воспламенения же наблюдалось большое количество радикалов CH , H и OH , свидетельствующее о горячем пламени в объеме. Тогда же было замечено, что воспламенение происходит практически одновременно по всему объему, без выраженного продвижения фронта пламени. Результаты этих новаторских исследований указали на значительный потенциал компрессионного двигателя для повышения теплового КПД бензиновых двигателей и существенного снижения выбросов NO_x и сажи дизельных двигателей. Кроме того, эти результаты подтвердили доминирующую роль химической кинетики в процессе горения, что имело значение для последующих исследований. Тем не менее, они также предвидели некоторые проблемы этого нового режима сгорания. Тогда же стало понятно, что процесс горения в компрессионном двигателе слабо управляемый, так как самовоспламенение смеси определяется химической кинетикой и зависит от температуры, давления и состава смеси, в отличие от традиционного дизеля (управляется моментом впрыска топлива) и бензинового двигателя (управляется зажиганием свечи). С этой особенностью связан один из основных недостатков компрессионного двигателя — слабая управляемость процессом горения и работа в ограниченном диапазоне нагрузок. Тот факт, что химическая кинетика, и в том числе низкотемпературные реакции играют решающую роль в развитии самовоспламенения привёл к тому, что с развитием вычислительных методов, позволяющих использовать детальные схемы углеводородо-воздушной химической кинетики (сотни и тысячи реакций), а также экспериментальных методов оптической диагностики, позволяющих фиксировать промежуточные продукты горения до возникновения яркого пламени и анализировать состав выхлопа, исследование компрессионных двигателей получило большой толчок, так как появилась возможность выяснить детальный физический механизм перехода к самовоспламенению, а значит — приблизиться к решению задачи управления [5].

Так как в компрессионном двигателе используются предварительно перемешанные смеси, тепловыделение полностью зависит от химической кинетики. В результате, скорости тепловыделения и роста давления в компрессионном двигателе значительно выше, чем в двигателе с искровым зажиганием, где скорость продвижения пламени или смещение или скорости испарения ограничивают максимум тепловыделения. Скорости тепловыделения в HCCI таковы, что могут приводить к стуку в двигателе [21], одному

из основных ограничений, влияющих на работу в режиме высоких нагрузок. Механизмы возникновения интенсивных волн давления исследовались численно, например при спонтанном самовоспламенении горячих точек перед фронтом пламени [22] или при сжатии фронтом пламени несгоревшего газа [23]. Показано, что наличие ОТК влияет на время возникновения, место возникновения и амплитуду колебаний давления, которые могут перевести дефлаграционное горение в детонационное. Однако и в водородно-воздушных смесях, не проявляющих ОТК, возможны резкие скачки давления и возникновение волн самовоспламенения [24] в зависимости от температуры смеси перед фронтом. Другой механизм возникновения интенсивных процессов в камере сгорания двигателя, связанный с термоакустической неустойчивостью на фронте волны горения, предложен в [25]. Помимо стука, есть и другие проблемы, мешающие внедрению компрессионных двигателей.

Одной из основных проблем компрессионного двигателя является управление режимами горения. В отличие от бензинового или дизельного двигателя, прямой метод управления началом воспламенения недоступен. Вместо этого момент начала горения определяется кинетикой химических реакций, приводящих к самовоспламенению топливовоздушной смеси. На самовоспламенение смеси топлива и окислителя влияют как свойства смеси, так и её температурная история. Следовательно, на горение в компрессионном двигателе влияют следующие факторы: свойства самовоспламенения топлива, концентрация топлива, однородность смеси, степень сжатия, температура впуска, теплопередача на стенках [26]. Более подробно про трудности управления будет рассказано ниже.

Другая проблема - холодный старт. Поскольку при холодном запуске температуры слишком низкие, а потери тепла от сжатой смеси к стенкам холодной камеры сгорания слишком высокие, достичь воспламенения - большая проблема при холодном старте [3]. Чтобы преодолеть эту трудность, двигатель может быть запущен в обычном режиме и затем переключен в компрессионный режим после короткого периода прогрева, поддержание однородного горения после холодного запуска также будет проблемой. Компрессионный двигатель с холодным стартом требует еще очень много исследований, так как достижение устойчивого горения при очень малой нагрузке без потери преимуществ низкотемпературного горения в топливной эффективности и выбросах так же важно, как и расширение работы компрессионного двигателя

на режим для высоких нагрузок. Использование топлив, демонстрирующих многостадийное воспламенение, позволяет до некоторой степени устранить проблему холодного старта, так как такие топлива воспламеняются раньше [27]

1.3 Неравновесная плазма в плазменно-стимулированном горении

Плазма - это среда, состоящая из нейтральных и заряженных частиц, в среднем электронейтральная и обладающая коллективными свойствами. По важным для стимулированного горения признакам плазму можно разделить на два типа - **равновесную** и **неравновесную**. В равновесной плазме электронная температура, вращательная и колебательная температура плазмы находятся в равновесии с температурой нейтрального газа и электронная плотность очень высока, к такой плазме относятся, например, дуговой и искровой разряды. Неравновесная плазма — та, в которой электронная, колебательная, вращательная температуры могут сильно отличаться, а температура нейтрального газа и электронная плотность сравнительно низкие. Такая плазма возникает в СВЧ-разрядах, в диэлектрическом барьерном разряде, стримерном и тлеющем разрядах и других. Электронная температура и плотность зависят от приведенного электрического поля (E/N , отношение напряженности электрического поля к концентрации газа).

В силу различий в свойствах плазмы разрядов разных типов, она по-разному может влиять на горение. Можно выделить три основные пути влияния плазмы на горение — тепловой, кинетический и транспортный [28]. Тепловой путь воздействия - за счёт повышения температуры химические реакции ускоряются по закону Аррениуса. Кинетический путь воздействия: плазма производит высоко энергетические электроны и ионы, которые приводят к появлению активных радикалов в результате диссоциации электронным ударом, столкновений с ионами и диссоциативной рекомбинации, а также диссоциации реагентов в результате столкновения с электронно и колебательно возбужденными молекулами. Также плазма производит долго живущие реактивные и каталитические промежуточные вещества, которые могут ускорять низкотемпературные стадии горения. Несмотря на большое количество

исследований плазменно-стимулированного воспламенения, полное понимание механизмов влияния плазмы на кинетические пути реакций ещё не достигнуто и их исследование продолжает происходить (например, [29, 30, 31]). Транспортный путь воздействия (например, [32, 33, 34])— взаимодействуя с плазмой, большие молекулы топлива разваливаются на более маленькие фрагменты, таким образом меняется скорость диффузии топлива, что влияет на горение. Также, ионный ветер и гидродинамические и другие неустойчивости связанные с плазменным воздействием, влияют на поток и увеличивают его турбулизацию и перемешивание. Эти способы влияния плазмы на горение часто сцеплены вместе и усиливают друг друга, например, изменение кинетического механизма может привести к дополнительному выделению тепла и наоборот, и оба они зависят от транспортных свойств смеси, которые тоже меняются под воздействием плазмы. Таким образом, постановка экспериментов, в том числе численных, позволяющая разделить пути воздействия, очень важна для понимания как фундаментальных свойств плазменно-стимулированного горения, так и для получения практических результатов по управлению процессами горения и составом выхлопных газов в реальных устройствах.

Обычно разряды с равновесной плазмой используются для нагрева, самый распространенный пример это свеча зажигания — искровой разряд в двигателе внутреннего сгорания, работающий при атмосферном и более высоком давлении. Искровой канал это хороший проводник с высокой плотностью электрического тока и, соответственно, с высоким тепловыделением, такой процесс слабо влияет на кинетику, но нагревает горючую смесь достаточно, чтоб ускорить реакции горения, в нём высокая температура газа и высокая плотность электронов, но низкое приведённое поле.

По сравнению с равновесной плазмой, в неравновесной выше электронная температура (1–30 эВ в рассматриваемых в диссертации типах разрядов) и она более кинетически активная с точки зрения производства активных радикалов и возбужденных состояний при помощи диссоциации и возбуждения электронным ударом и последующей релаксации энергии [35]. Большинство этих процессов сильно зависят от энергии электронов, и таким образом пределы влияния неравновесной плазмы на горение определяются свойствами плазмы, а именно электронными температурой и плотностью. Нагрев газа в неравновесной плазме также происходит, но на это идёт меньшая доля

энергии, чем в равновесной, а функция распределения по энергии заметно отличается от бoльцмановской. В различных типах плазмы из-за разной степени неравновесности также различается скорость передачи энергии между разными возбужденными состояниями. Например, вращательно-поступательный обмен очень быстрый и равновесие между этими степенями свободы устанавливается за несколько столкновений, а колебательно-поступательный обмен энергией более медленный и равновесие устанавливается за $10^3 - 10^8$ столкновений. Чтобы оптимизировать стимулированное плазмой горение под конкретную задачу необходимо понимать, какие элементарные процессы и свойства плазмы приносят больше пользы для улучшения горения в каждом практическом приложении.

Одно из современных направлений в изучении процессов горения связано с экспериментальным и теоретическим изучением зажигания в реальных устройствах, инициируемого неравновесной плазмой различных электрических разрядов. Стимулированное плазмой горение исследуется в различных установках, и в том числе, в двигателях внутреннего сгорания. Замена обычной свечи зажигания на объемный неравновесный разряд позволяет использовать бедные смеси в соответствии с текущей тенденцией к сохранению окружающей среды и экономии топлива, поскольку в бедных смесях необходимо создавать большое ядро воспламенения для стабильного сгорания. Использование разряда в качестве стимулятора горения в гибридных двигателях (компрессионный двигатель с искровым зажиганием) позволяет контролировать время задержки самовоспламенения и скорость тепловыделения, не снижая мощности двигателя и обеспечивая низкий уровень выбросов вредных веществ в выхлопной газ [10, 36]. Гибридные двигатели внутреннего сгорания в стабильных условиях могут работать в режиме компрессионных двигателей, а в нестабильных условиях инициатором горения может быть обычная искра малой мощности [36, 3] или неравновесный электрический разряд, например импульсный коронный разряда мегагерцовой частоты [8, 37, 38, 39]. Стабильные условия работы предполагают, что зажигание будет происходить в каждом рабочем цикле и примерно при одном и том же угле поворота коленчатого вала после ВМТ. Неконтролируемое (самопроизвольное) самовоспламенение перед фронтом дефлаграционного пламени может привести к детонации из-за сильных колебаний давления, которые при определенных условиях приводят к детонационному сгоранию и разрушению

двигателя [40]. Существует два варианта использования неравновесной плазмы в ДВС. В первом случае разряд заменяет обычную свечу зажигания [8, 37, 41]. Во втором случае неравновесный разряд, инициируемый задолго до ВМТ, не зажигает смесь, а только способствует возникновению самовоспламенения в результате сжатия, изменяя историю развития физико-химических процессов в цилиндре двигателя [10], и возникновение волны дефлаграционного горения с переходом к самовоспламенению, которое аналогично инициированию воспламенения искрой малой мощности, как в [36].

Создание стратифицированной среды в цилиндре компрессионного двигателя с контролируемой реактивностью (изменение температуры и состава в части объема) возможно с использованием некоторых типов неравновесных электрических разрядов, имеющих стримерную структуру, таких как коронный высокочастотный разряд [8, 38, 39, 42, 43], импульсный наносекундный объемный разряд [44, 45, 46, 47, 37] или поверхностный диэлектрический барьерный разряд [48, 49, 50]. В зависимости от момента включения разряда, удельной подводимой энергии, размера области выделения энергии, концентрации и типа активных частиц, тепловых потерь на металлическом электроде и т. д. смесь может воспламениться, но волна горения не будет образовываться, и процесс погаснет, или большое выделение энергии приведет к развитию самовозгорания в газе. В обзоре [28] приведены многочисленные примеры различных степеней влияния неравновесных разрядов на время задержки зажигания, скорость распространения волны горения и концентрационный предел возникновения пламени (предел воспламеняемости). Также подчеркивается важность изучения развития плазмохимических процессов при высоких давлениях, характерных для двигателя внутреннего сгорания. Используемые для влияния на горение типы разрядов с неравновесной плазмой характеризуются высокой температурой электронов, при этом, самое высокое приведенное поле — в плазме наносекундного разряда, что позволяет значительной доле энергии разряда тратиться на возбуждение электронных степеней свободы и диссоциацию молекул нейтрального газа, и было продемонстрировано, что с его помощью можно достичь стабильного горения в бедных смесях в условиях ДВС [44].

Выбор наносекундных или высокочастотных (3–5 МГц) коронных разрядов с повторяющимися импульсами объясняется их характеристиками, а именно: при высоких значениях приведённого электрического поля эффектив-

но образуются химически активные частицы, в первую очередь атомы кислорода со временем жизни в сотни наносекунд, которые способствуют процессу воспламенения за счет реакций с углеводородами. Импульсно-периодический режим работы разряда позволяет обеспечить источник активных частиц на сотни микросекунд, что позволяет компенсировать истощение радикалов от предыдущего импульса и обеспечить воспламенение смеси. Такое воздействие разряда создает две области с различными свойствами в одной и той же смеси, т.е. более реакционноспособную смесь в зоне, активируемой разрядом, и менее реакционноспособную вне этой зоны. Таким образом, одной из основных задач неравновесной плазмы является подготовка топливной смеси к воспламенению. А если использовать альтернативное топливо с многоступенчатым воспламенением, например, пропан, то включение электрического разряда с учетом стадии холодного пламени позволит эффективно использовать дополнительное тепло на такте сжатия. Как было показано на примере пропан-воздушной смеси с помощью моделирования, высокочастотный коронный разряд непосредственно не воспламенял смесь в цилиндре компрессионного двигателя, а лишь “подталкивал” начало стадий холодного или голубого пламени и способствовал к их более быстрому прохождению [10]. Это происходит из-за диссоциации молекул топлива и окислителя в результате электронного удара, а не из-за нагрева активированной области. Объяснение кинетического механизма избирательного эффекта разряда также было дано в работах [10, 51]. Было получено, что разряд резко сокращает время задержки холодно-пламенного воспламенения и уменьшает общее время задержки воспламенения. Под воздействием разряда ОТК общей скорости окисления пропан-воздушной смеси уменьшается (вплоть до исчезновения) и его величина заметно уменьшается [51].

Несмотря на значительный прогресс в изучении кинетических механизмов стимулированного неравновесной плазмой воспламенения, совместное моделирование активации топливо-воздушной смеси наносекундным разрядом и горения в газодинамической постановке в условиях ДВС отсутствует, что затрудняет понимание механизма влияния разряда на пространственно неоднородные процессы горения в двигателе.

1.4 Управление воспламенением в компрессионном двигателе

Прогнозирование возникновения самовоспламенения в компрессионном двигателе с однородной смесью, использующем топливо, проявляющее свойства многоступенчатого воспламенения и отрицательного температурного коэффициента (ОТК) представляет из себя нерешенную задачу. Неконтролируемое самовоспламенение может привести к быстрому выделению тепла и резкому повышению давления, что может привести к механическому повреждению двигателя. В ДВС с искровым зажиганием управление осуществляется при помощи момента включения искры, а в дизельном двигателе — момента подачи топлива, однако прямого способа управления процессами горения в компрессионном двигателе не существует [3]. В таком двигателе однородная смесь нагревается при сжатии и затем самопроизвольно воспламеняется в районе верхней мертвой точки (ВМТ). Время самовоспламенения определяется химической кинетикой. Момент зажигания и режим горения в двигателе являются наиболее важными характеристиками, влияющими на такие параметры двигателя, как выходная мощность, тепловой КПД, интенсивность шума, состав выхлопных газов, значения максимального давления и температуры в камере сгорания и т.д. Управление временем самовоспламенения — ключ к достижению желаемой эффективности [5].

Как правило, для управления воспламенением и режимом горения используется одновременно несколько стратегий [5]. Предложены различные методы прогнозирования начала самовоспламенения и управления самовоспламенением в компрессионном двигателе: регулирование продуктов горения при помощи отрицательного перекрытия клапанов [52], модификация аналитических подходов [53, 54, 55], регулирование тепловыделения при сжатии, включая стратификацию топлива и температуры [56, 57] и другие. Выделение тепла на стадии холодного пламени является важной характеристикой топлива, которая может повлиять на управление горением в современных компрессионных двигателях. Как показано в [58, 59], величина тепловыделения и момент наступления стадии холодного пламени приводит к различным режимам горения: началу распространения пламени и самовоспламенению. Поведение холодного пламени в [58] зависело от состава смеси и, соответственно, реакционной способности (ϕ -чувствительность).

Чтобы ограничить резкое увеличение скорости тепловыделения, предложен режим, сочетающий в себе воспламенение части топливовоздушной смеси волной горения и воспламенение оставшегося несгоревшего газа с помощью волн самовоспламенения, вызванных распространением пламени [3, 36]. При таком воздействии вероятность неполного сгорания и пропуска воспламенения может быть снижена, и, следовательно, выбросы несгоревших углеводородов и СО будут уменьшены. Для того чтобы самовоспламенение происходило при оптимальных условиях работы двигателя, используется механизм выделения тепла в несгоревшем газе за счёт распространения волны горения, инициируемой свечой зажигания [36]. Это особенно важно для гибридных компрессионных двигателей (spark assisted compression ignition, SACI), которые используют искру в качестве воспламенителя в момент запуска в условиях повышенных нагрузок, а затем переключаются в режим стандартного компрессионного двигателя для поддержания стабильного сгорания и продления стабильных условий работы [5]. В случае компрессионного двигателя с искровым зажиганием время самовоспламенения пропорционально времени зажигания [3]. Как отмечается в [5], гибридный двигатель продемонстрировал способность работать с обеднёнными смесями, обеспечивая хорошее управление режимами горения, таким образом, что диапазон нагрузок компрессионного двигателя расширился при одновременном сохранении высокого КПД и низких концентраций NOx в продуктах сгорания. Эти и другие методы используются отдельно или в сочетании друг с другом для регулирования температуры сжатого газа (или температуры самовоспламенения), давления и состава смеси в цилиндре в конце такта сжатия, и, таким образом, можно получить оптимальную фазу сгорания и выделение тепла в широком диапазоне работы компрессионного двигателя [5].

В рамках стратегии низкотемпературного горения, которая предполагает использование обедненных смесей с коэффициентом избытка топлива $\varphi < 0.9$, вместо свечи зажигания предлагается использовать электрический разряд, создающий неравновесную плазму [60, 8, 6, 61, 62, 39, 9]. В этом случае неравновесная плазма импульсных наносекундных разрядов обеспечивает средство для управления химическим процессом в различных областях применения. В этом контексте большой интерес представляют технологии воспламенения, основанные на использовании неравновесной плазмы газовых разрядов, способных генерировать протяженную в пространстве зону

воспламенения в виде разветвленных стримерных каналов длиной 0.5-1 см [60, 8, 6, 61, 62] с высокой плотностью активных частиц. Воспламенители на основе коронного разряда могут поддерживать объем, занимаемый стримерами, при давлении до 40 бар. Стримерная корона резонансно подстраивается под условия в камере сгорания двигателя, то есть под плотность смеси, изменяя приложенное напряжение на электроде [8]. Для инициирования воспламенения и стабилизации горения (например, устранение пропусков воспламенения от цикла к циклу) изучаются различные типы плазмы, в том числе, плазма, создаваемая лазером, импульсно-периодическим наносекундным разрядом или высокочастотным коронным разрядом. Кроме того, используя неравновесную плазму, можно управлять воспламенением таким образом, чтобы избегать неконтролируемого самовоспламенения, что помогает избежать сильных нагрузок на элементы камеры сгорания. На сегодняшний день изучение физических аспектов влияния плазмы на процессы воспламенения и горения является актуальной задачей современной физики горения, являясь фундаментальной основой для создания систем управления горением в камерах двигателей внутреннего сгорания [60, 8, 6, 61, 39, 9, 7] или газовых турбин [63, 48]. В эксперименте [64] было показано, что создание многоточечного зажигания позволяет сократить время горения топлива.

Импульсно-периодический наносекундный разряд хорошо подходит для воспламенения слабореактивных обеднённых смесей, что было продемонстрировано во многих работах. Поэтому можно предположить, что данный тип разряда способен решить проблему воспламенения любой обеднённой топливной смеси при соответствующих условиях. Переход на обеднённые топливные смеси в настоящее время является важной тенденцией в энергетике. С точки зрения полноты сгорания важна не только концентрация химически активных частиц, но и стабилизация горения и развитие самовоспламенения. Эффективность управления этими процессами в конкретном устройстве может зависеть от содержания кислорода и реакционной способности топливной смеси, как предполагают авторы [48]. Этот вопрос недостаточно изучен, и одна из задач, решаемых в диссертации — устранить этот пробел в знаниях.

1.5 Моделирование процессов в камере сгорания компрессионного двигателя

Физика горения (см., например, классическую монографию [65]), включает в себя химическую кинетику реакций горения (отдельно стоит выделить многостадийную кинетику горения углеводородов), газодинамику реагирующих смесей (в том числе распространение в них дефлаграционных волн горения, взаимодействие ударных волн с веществом и явления детонации, турбулентные пламена), термодинамику, горение конденсированных сред и физическую кинетику образования отходов в конденсированной фазе, соответствующие разделы вычислительной физики, экспериментальные методы исследования пламён. Обычно для решения актуальных проблем не удаётся остаться в рамках одного из перечисленных разделов физики, в связи с чем, и моделирование и эксперимент становятся весьма трудоёмкими.

Моделирование является одним из основных методов исследования процессов, происходящих в различных типах двигателей. При этом методы, используемые в моделировании, развиваются как с появлением новых знаний о фундаментальных процессах в двигателе, так и с ростом вычислительных возможностей компьютеров. При помощи численного эксперимента можно прояснить всевозможные вопросы, возникающие на различных стадиях разработки двигателя [66]:

- Более полное понимание физико-химических процессов, лежащих в основе происходящих в двигателях явлений;
- Определение ключевых управляющих параметров для более рациональной постановки эксперимента;
- Прогноз поведения двигателя в широком диапазоне конструкций и рабочих режимов, для определения новых направлений работы;
- Рациональное обоснование конструкторских нововведений.

Сейчас, вместо того, чтоб описывать происходящие в двигателе процессы эмпирически, как в классическом, основанном на термодинамике подходе, повсеместно при исследовании двигателей используются сложные компьютерные коды. Законы сохранения в частных производных — уравнения Навье-Стокса — решаются на сетках, подстраивающихся под меняющуюся геометрию двигателя в каждом цикле работы. Всевозможные упрощенные

модели всё еще требуются, чтобы описывать процессы, которые происходят на слишком маленьких временах и слишком маленьких масштабах для разрешения при моделировании. Но для таких моделей характерна универсальность, так как они описывают явления на микромасштабе, которые общие для всех потоков. Например, большинство пристеночных слоёв слишком тонки, чтобы быть разрешенными на используемых при практическом моделировании двигателей сетках, но физически корректная модель теплопереноса может быть построена с использованием моделей взаимодействия со стенкой, которые используют информацию о потоках в ячейках у стенки в моделируемой камере сгорания. Разработка таких моделей часто опирается на экспериментальные данные, полученные в более управляемых условиях, чем двигатели, таких, например, как машины быстрого сжатия, стационарные течения или эксперименты в ударных трубах. Прямое численное моделирование (DNS, direct numerical simulation в англоязычной литературе) слишком затратное по компьютерному времени для практического моделирования всех процессов в двигателе, но может давать информацию о процессах на микроуровне, таких как химия турбулентных взаимодействий в пламенах.

Численные модели двигателей обычно используются для описания режимов работы и получения характеристик выхлопа, и могут включать в себя, в зависимости от степени сложности и детальности модели, термодинамику, газодинамику, теплоперенос, физическую и химическую кинетику в различных комбинациях. Процессы, влияющие на работу двигателя и состав выхлопа, описываются двумя основными типами моделей: термодинамические и газодинамические, в зависимости от того, опираются основные уравнения на закон сохранения энергии, или на полную картину движения газа. Термодинамические модели также называют нульмерными (так как отсутствует моделирование каких бы то ни было потоков и пространственных неоднородностей), феноменологическими (когда добавляются дополнительные подробности за пределами закона сохранения энергии) и квазиразмерными (когда важные пространственные особенности приближенно учитываются в расчёте, например, влияние пламени от искры или впрыска дизельного топлива). Газодинамические модели еще называют многомерными, за способность предоставлять детальную геометрическую информацию о потоке, основываясь на решении уравнений газодинамики без внешних допущений.

Моделирование физико-химических процессов в камере сгорания гибридного двигателя представляет собой сложную задачу. Помимо обычных процессов горения необходимо моделировать воздействие разряда на топливно-воздушную смесь. В работе [10] была продемонстрирована возможность управления воспламенением с помощью импульсного коронного разряда мегагерцовой частоты путем воздействия на низкотемпературную стадию горения в компрессионном двигателе с гомогенной смесью. Численное моделирование в [10] было проведено в нульмерном приближении, где разряд являлся внешним источником дополнительного нагрева обработанной разрядом небольшой массы газа, в которой нарабатывались химически активные частицы. Эта масса газа инжестировалась в цилиндр двигателя через специальный порт в течение короткого времени при определенном угле поворота коленвала.

Для решения задачи о воспламенении и формировании волны горения в газодинамическом приближении необходимо выработать подходы к созданию активированной разрядом области, так как совместное газодинамическое моделирование воздействия импульсного разряда и более медленного развития горения требует большого времени счета из-за разницы характерных времен.

1.6 Выводы по Главе 1

Полное самосопряженное моделирование обработки разрядом части смеси в камере сгорания ДВС и последующего процесса горения при текущем уровне развития вычислительной техники займёт слишком долгое время, из-за принципиальной многомасштабности задачи: характерное время разрядного импульса, и соответственно, время образования активных радикалов в реакциях с электронами составляет от единиц до десятков наносекунд, а характерные времена горения топлива в двигателе — десятки миллисекунд, но при этом радикалы взаимодействуют с молекулами топлива на микросекундных временах. Это приводит к необходимости разделять процессы в моделировании и использовать физические упрощения и приближенные модели, поэтому в диссертации используется следующая структура. В главе 2 построена используемая в диссертации газодинамическая модель,

описывающая процессы в камере сгорания ДВС после активации части смеси разрядом, глава 3 — посвящена исследованию различных способов активации топливо-воздушной смеси разрядом и созданию активированной зоны в камере сгорания, в Главе 4 рассматривается задача управления горением в ДВС при помощи неравновесной плазмы наносекундного разряда.

Глава 2. Математическая модель камеры сгорания

В данной главе формулируется математическая модель, позволяющая упрощенно рассматривать процессы в камере сгорания в цилиндре компрессионного двигателя с однородной смесью и наносекундным импульсно-периодическим объемным разрядом в качестве воспламенителя. Приведена однозонная модель расчёта цикла работы компрессионного ДВС, построенная на основе реального реактора сжатия. Построена одномерная газодинамическая модель для описания воспламенения в камере сгорания после обработки части объема разрядом, включающая сжатие поршнем, проведено тестирование модификаций программного кода. Описана используемая кинетическая схема горения углеводородов с воздухом, приведены результаты расчёта скорости ламинарного пламени в зависимости от коэффициента избытка топлива, и сравнение их с экспериментальными референсными значениями.

Полученные в данной главе результаты опубликованы автором в статьях [67, 68].

2.1 Физическая постановка задачи и описание объекта исследования.

Чтобы численно исследовать, как изменение параметров разряда влияет на воспламенение топливо-воздушной смеси в двигателе, необходимо создать эффективную с точки зрения использования вычислительных ресурсов модель, но при этом достаточно детальную, чтобы учесть характерные особенности влияния неравновесной плазмы стрименого разряда на процессы в камере сгорания. В наиболее полной постановке для этого необходимо решать трёхмерную нестационарную задачу газодинамики для изначально неомогенной химически активной смеси топлива с окислителем, в которой учитываются подвод и отвод топлива и окислителя в камеру сгорания через клапаны, потери тепла через стенки и поршень, изменение давления под действием поршня, акустические волны и другие явления [66]. Конечно, в зависимости от типа двигателя и решаемой задачи, при моделировании процессов горения в камере сгорания используются те или иные

физически обоснованные упрощения. Пламя в бензиновом двигателе, например, турбулентное и требует соответствующих моделей. В классическом же компрессионном двигателе с однородной смесью впрыск топлива осуществляется заранее и к моменту возникновения воспламенения смесь уже характеризуется очень высокой однородностью состава и температуры, поэтому самовоспламенение происходит практически одновременно во всём объеме, и при моделировании воспламенения можно пренебречь учётом пространственных неоднородностей, но при этом стоит использовать подробную кинетическую схему. Поэтому происходящие в таком двигателе процессы хорошо описываются одно- и многозонными нульмерными моделями (например, в [57, 69, 70]), где подогрев однородной смеси осуществляется за счёт сжатия и экзотермических химических реакций, а также приближенно учитывается охлаждение через стенки и, в случае многозонных моделей, теплообмен между зонами [71]. Для облегчения управления процессом горения в компрессионном двигателе создаются различные модификации, в которых возникает пространственная неоднородность: нагретая зона при зажигании свечой в гибридном двигателе, зона с повышенной реактивностью за счёт добавления другого типа топлива в двигателе с переменной реактивностью, и т.д., которая воспламеняется раньше и приводит к появлению волн горения (дефлаграционных, детонационных, сверхзвукового самовоспламенения). В этом случае для корректного описания происходящих процессов лучше использовать газодинамические модели, так как важные с практической точки зрения характеристики горения (полнота сгорания, время начала и окончания горения и др.) определяются уже не только кинетикой химических реакций. При разработке современных воспламенителей на основе объемных разрядов фактически используются принципы устройства компрессионного двигателя с переменной реактивностью — в части объема повышается температура и меняется химический состав за счёт взаимодействия с неравновесной плазмой. Появление такой заметной неоднородности в камере сгорания приводит к необходимости учитывать пространственные эффекты для физически достоверного описания процессов в камере сгорания, а значит, горение нужно рассматривать в газодинамической постановке с достаточно детальной химической кинетикой.

Ещё одна особенность компрессионных двигателей с однородной смесью в том, что роль турбулентности в них — вторична по сравнению с химической

кинетикой, приводящей к самовоспламенению [2], в отличие от ДВС с искровым зажиганием, где в небольшую область $\approx 1 \text{ мм}^3$ вкладывается энергия порядка нескольких десятков МДж, приводящая к нагреву газа до температур около 10000 К, в этом случае быстрое расширение горячей смеси турбулизует и перемешивает поток. В случае компрессионных двигателей с переменной реактивностью турбулентность возникает чаще, так как есть дополнительный впрыск топлива в процессе сжатия, тем не менее, интенсивность турбулентности всё равно не такая, как в ДВС с искровым зажиганием. В рассматриваемом в диссертации случае, когда наносекундный коронный разряд обрабатывает горючую смесь прямо в камере сгорания, стоит учитывать, что это разряд небольшой мощности, нагрев в стримерах - до 170 градусов (при энерговыкладе до 0.05 эВ/молекулу), энергия вкладывается в тысячах импульсов и турбулизация от действия разряда незначительна. Особенности воздействия стримерного коронного разряда — создание большой области активации, в несколько см^3 , и образование химически активных частиц, наработанных в результате диссоциации электронным ударом, а не термически, как при искровом поджиге.

В качестве основы для построения численной модели компрессионного двигателя выбран двигатель, использованный в установке СинТоп-1 ОИВТ РАН [72], для которого хорошо известны зависимости давления и температуры от угла поворота коленвала (УПК) и другие параметры, а также были выполнены работы по получению синтез газа и исследования конверсии углеводородов. Основные параметры двигателя приведены в таблице 1.

Рассматриваемый в диссертации инициатор воспламенения — импульсно-периодический коронный разряд с частотой следования импульсов 5 МГц, длительностью импульса 50 нс, часть разрядной энергии тратится на нагрев, а часть - на создание химически активных частиц (атомарного кислорода, азота, пропила и атомарного водорода). Физические свойства разрядов такого типа описаны в [8, 38, 39, 42]. В камере сгорания работающий в импульсно-периодическом режиме разряд обрабатывает область на оси цилиндра камеры сгорания, далее называемую активированной, в течение $t_d = 555 \text{ мкс}$, что соответствует 5 градусам поворота коленвала, обработка происходит до прохождения поршнем верхней мертвой точки (ВМТ, точка максимального сжатия смеси). Различные способы описания активированной зоны рассмотрены в следующей главе.

Таблица 1 — Параметры исследуемого двигателя

Величина	Значение
Рабочий объем	2.37 л
Ход поршня	0.125 м
Диаметр цилиндра	0.11 м
Степень сжатия	15
Количество клапанов	2
Скорость вращения	1500 об/мин
Открытие впускного клапана	-2 УПК
Закрытие впускного клапана	224 УПК
Эффективное сечение впускного клапана	$1.8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$
Открытие выпускного клапана	490 УПК
Закрытие выпускного клапана	716 УПК
Эффективное сечение выпускного клапана	$1.35 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$
Давление на впуске	1.28 бар
Температура на впуске	360–400 К
Давление на выпуске	1.1 бар
Температура при выпуске	различная
Эффективное сечение специального клапана	$2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$
Температура стенок: торец, поршень, боковые стены	500 К

2.2 Математическая модель камеры сгорания

2.2.1 Однозонная модель

На основе термодинамики и химической кинетики для двигателя с параметрами камеры сгорания из таблицы 1, была построена однозонная модель, опубликованная в [10] и с её помощью был проведён расчёт цикла работы двигателя, рассмотрено влияние разряда на воспламенение в однозонной постановке, и проведено исследование влияния разряда на состав продуктов сгорания [73], обсуждаемое в Главе 3. Полученные в такой постановке результаты используются как основа для дальнейшего исследования воспламенения в двигателе, обсуждаемого дальше в диссертации.

Если предполагать однородность состава и газодинамических параметров, то законы сохранения массы смеси, массы i -го компонента и энтальпии смеси в камере сгорания двигателя можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} + G^+ - G^- + G^{dis} &= 0 \\ \frac{dM c_i}{dt} + (G c_i)^+ - (G c_i)^- + (G c_{i,d})^{dis} &= V \omega_i, \quad i = 1, \dots, N \\ \frac{dM h}{dt} + (G h)^+ - (G h)^- + (G h_d)^{dis} - Q_w &= V \frac{dP}{dt}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где t — время, V — объем цилиндра над поршнем, P — давление в цилиндре, при этом $V = V(t)$ и $P = P(t)$ — заданные функции времени, M — масса газа в цилиндре, h — энтальпия смеси газа, h_d энтальпия части смеси, активированной разрядом, Q_w — общая скорость потерь тепла через стенки и N — число компонент. Второй и третий член в левой части уравнений (2.1) связаны с поступлением и уходом газовой смеси через впускной (+) и выпускной (-) клапан, $G^{+,-}$ — соответствующий поток массы, G^{dis} — поток небольшой массы смеси, обработанной разрядом, через специальный клапан. Более подробное описание моделирования поступающей через клапаны смеси и кинематическая модель движения поршня приведены в [10]. c_i - массовая доля компонента i , $M c_i$ - масса i -го компонента, ω_i - скорость образования i -го компонента в результате химических реакций, см. раздел 2.2.3.

Так как в компрессионном двигателе смесь предполагается достаточно однородной, то тепловой поток на стенку определяется теплопроводностью, а не конвекцией и подчиняется закону Фурье:

$$Q_w = -\kappa \nabla T_{wall}, \quad (2.2)$$

где κ - коэффициент теплопроводности газовой смеси, T_{wall} - температура на стенке. При упрощенном рассмотрении двигателя в нульмерной постановке решать это уравнение в каждый момент времени нет необходимости, поэтому для оценки потерь тепла из объема можно выбрать модель, удовлетворяющую следующим условиям: потери тепла из камеры сгорания должны зависеть от площади камеры и от разницы температур в камере и на стенке и могут не зависеть от типа газа, так как коэффициент теплопроводности определяется через газокинетические параметры и слабо меняется от газа к газу (пропорционален корню из отношения температуры к молярной массе газа). Так была выбрана эмпирическая модель Хохенберга [74], полученная осреднением большого количества измерений в реальных двигателях в 1979 году. В 2016 году эта модель была проверена при помощи прямого численного моделирования [75] и было установлено, что разница тепловых потерь по формуле Хохенберга и в прямом моделировании для случая без конвекции около ВМТ составляет около 10%. Так как потери на стенку заметно меньше, чем нагрев смеси при сжатии поршнем и тепловыделение при горении, то в рассматриваемых расчётах такая точность приемлема. В этом случае потери на стенку записываются в виде:

$$Q_w = AS_{wall} (T - T_{wall}) \quad (2.3)$$

где S_{wall} - площадь боковых стенок и торцов цилиндра двигателя, T_{wall} — их температура (в К), T — температура смеси в камере сгорания (в К), а коэффициент теплопередачи A , измеряемый в Вт/(м²К) определяется формулой:

$$A = C_1 V^{-0.06} P^{0.8} T_{aver}^{-0.4} (u + C_2)^{0.8} \quad (2.4)$$

где $C_1 = 130$ и $C_2 = 1.4$ константы, определенные эмпирически для различных двигателей, V — объем цилиндра в м³, P — давление газа в барах, u — средняя скорость поршня в м/с. В однозонных расчётах [10, 73] использовалось осредненное по циклу ДВС значение коэффициента A в формуле тепловых потерь (2.3). Это значение ниже, чем мгновенное значение A в случае возникновения воспламенения около верхней мертвой точки, и для обоих случаев

можно сравнить потери на стенку с работой сжатия. На Рисунке 2.1 приведено значение потерь на стенку в режиме пропуска воспламенения и его сравнение с совершенной над газом работы сжатия и видно, что потери тепла на стенку значительно меньше, чем вклад работы сжатия. Это даёт основания в основном массиве одномерных расчётов в диссертации использовать адиабатическое приближение.

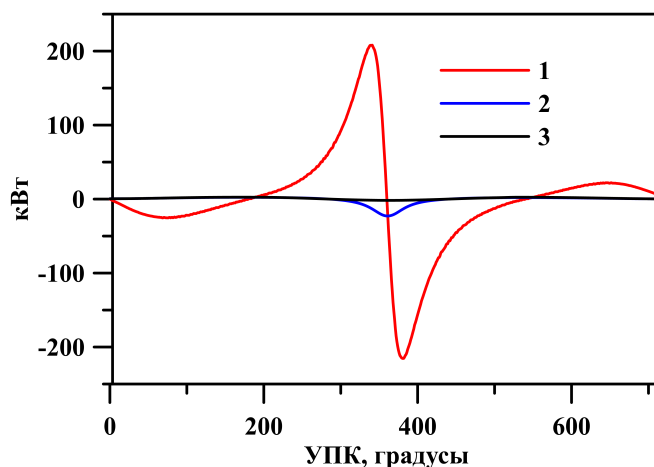


Рисунок 2.1 — Сравнение работы поршня над газом в режиме пропуска воспламенения PdV/dt (кривая 1) с потерями тепла на стенки по формуле Хохенберга (2.3) с усредненным по циклу коэффициентом A (кривая 3) и не усреднённым (кривая 2)

2.2.2 Газодинамическая модель воспламенения и распространения волны горения при условии внешнего сжатия

Процесс горения (воспламенение смеси, развитие и эволюция волны горения с возможным переходом к самовоспламенению или к детонации) можно смоделировать, решая систему уравнений Навье-Стокса совместно с уравнениями многокомпонентной диффузии и химической кинетики [76]. Полное описание процессов в двигателе требует трехмерного рассмотрения, но так как к моменту включения разряда смесь топлива с воздухом считается перемешанной, а воспламенение активированной зоны зависит в первую очередь от концентрации активных частиц, то можно рассматривать развитие волны горения в осесимметричной одномерной постановке, когда активированная

область находится на оси цилиндра, а распространение волны горения и расчет происходит вдоль радиуса r . Важно также учесть сжатие вдоль оси цилиндра и соответствующие изменения параметров топливо-воздушной смеси (см. Рисунок 2.2), и ниже описано, как это можно сделать. Законы сохранения массы, импульса и энергии для всей смеси со специальными членами, отвечающими за сжатие, дополнены уравнениями многокомпонентной диффузии для каждого компонента с источниковым членом, вычисляемым в соответствии с кинетической схемой:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho U) &= S_{compr}, \\
\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r (\rho U^2 - \tau_{rr})) &= -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r}, \\
\frac{\partial \rho e^0}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r (\rho U (\rho e^0 + P) + q_r - U \tau_{rr})) &= \dot{Q}_{compr} + q_{wall}, \\
\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_i U) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\Gamma_i r) &= \omega_i, \\
q_r = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + h_i \Gamma_i, \quad \tau_{rr} &= \frac{2}{3} \eta \left(2 \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{U}{r} \right), \\
\tau_{\theta\theta} = \frac{2}{3} \eta \left(2 \frac{U}{r} - \frac{\partial U}{\partial r} \right), \quad \Gamma_i &= D_i \rho \frac{\partial Y_i}{\partial r}
\end{aligned} \tag{2.5}$$

где ρ - плотность смеси, U - скорость потока, P давление смеси, T температура смеси, η коэффициент динамической вязкости (зависящий от температуры и состава смеси), e^0 - полная энергия на единицу массы, h_i внутренняя энтальпия на единицу массы i -го компонента смеси, q_{wall} - поток энергии на стенку, λ коэффициент теплопроводности, ρ_i и D_i - плотность и коэффициент диффузии i -го компонента соответственно, $Y_i = \rho_i / \rho$ - массовая доля i -го компонента, Γ_i — диффузионный поток i -го компонента ω_i - источник, связанный с химическими реакциями для компонента i , q_i - тепловой поток, и τ_{rr} и $\tau_{\theta\theta}$ - компоненты тензора вязких напряжений, S_{compr} и Q_{compr} - источниковые члены, отвечающие за сжатие (см. ниже). Соотношения, связывающие полную энергию, давление и температуру, приведены ниже:

$$e^0 = e + \frac{U^2}{2}, e = h - \frac{P}{\rho}, h = \sum Y_i h_i, h_i(T) = h_{i,f} + \int_{T_{ref}}^T C_{p,i}(T) dT, \tag{2.6}$$

здесь e - внутренняя энергия на единицу массы, h полная энтальпия на единицу массы, $h_{i,f}$ энтальпия образования i -го компонента при комнатной температуре ($T_{ref} = 298.15$ К), и $C_{p,i}(T)$ - удельная теплота образования при постоянном

давлении. Удельная теплота каждого компонента смеси может быть представлена как кусочно-полиномиальная функция температуры на основе табличных данных [77, 78, 79]. Транспортные свойства многокомпонентной смеси и коэффициенты диффузии вычислены на основе температурных аппроксимаций интегралов столкновений вязкого и диффузного типа [80, 81, 82]. Предполагается, что для каждого компонента выполняется уравнение состояния идеального газа и для определения давления смеси используется закон Дальтона (где P_i - парциальные давления, R_0 - основная газовая постоянная):

$$P = \sum P_i, P_i = \rho_i R_i T, R_i = \frac{R_0}{W_i}. \quad (2.7)$$

Химический источник ω_i - это скорость наработки i -го компонента, которая определяется так:

$$\omega_i = \sum_{r=1}^{N_r} [v_{i,r}'' - v_{i,r}'] \left(k_{fr} \prod_{l=1}^N c_l^{v_{l,r}'} - k_{br} \prod_{l=1}^N c_l^{v_{l,r}''} \right), \quad (2.8)$$

$$c_i = \frac{\rho_i}{W_i}, k_{fr} = a T^b \exp\left(-\frac{E_a}{T}\right),$$

здесь c_i мольная концентрация i -го компонента смеси, W_i - его молекулярная масса, $v_{l,r}'$ и $v_{l,r}''$ - стехиометрические коэффициенты реагентов и продуктов r -й реакции, k_{fr} и k_{br} константы скорости прямой и обратной реакции, a , b , и E_a параметры реакции, N_r - число реакций, и N - число компонентов. Для моделирования воспламенения и горения в компрессионном двигателе в выбранном диапазоне температур была использована кинетическая схема для 103 компонент и 700 реакций (прямых и обратных), подробно описанная в [51].

Чтобы учесть сжатие вдоль оси z , были написаны дополнительные члены в уравнении непрерывности и в уравнении баланса энергии. Поршень движется вдоль оси цилиндра, а моделирование процессов горения проводится вдоль радиуса. Таким образом влияние медленного (по сравнению с химическими реакциями) адиабатического сжатия могут быть учтены, как источник, зависящий от степени сжатия. Масса всей смеси не меняется при сжатии, поэтому:

$$S_{compr} = -\frac{\rho}{V} \frac{dV}{dt}, \quad (2.9)$$

где $V = V(t)$ - изменяющийся в процессе сжатия объем. Точная функциональная зависимость для $V(t)$ в расчетах ниже соответствует циклу работы

компрессионного двигателя (см. Рисунок 2.2) для углов поворота коленвала $\alpha = 300^\circ - 400^\circ$. Источник в уравнении баланса энергии можно вывести используя определение энтальпии и термодинамические отношения для адиабатического процесса (E - внутренняя энергия, H - энтальпия, S - энтропия):

$$H = E + PV, dH = TdS + VdP = VdP, \quad (2.10)$$

и после несложных преобразований получаем

$$\dot{Q}_{compr} = \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H - PV}{V} \right) = hS_{compr}, \quad (2.11)$$

где h - удельная энтальпия, вычисляемая в расчете согласно уравнению (2.6).

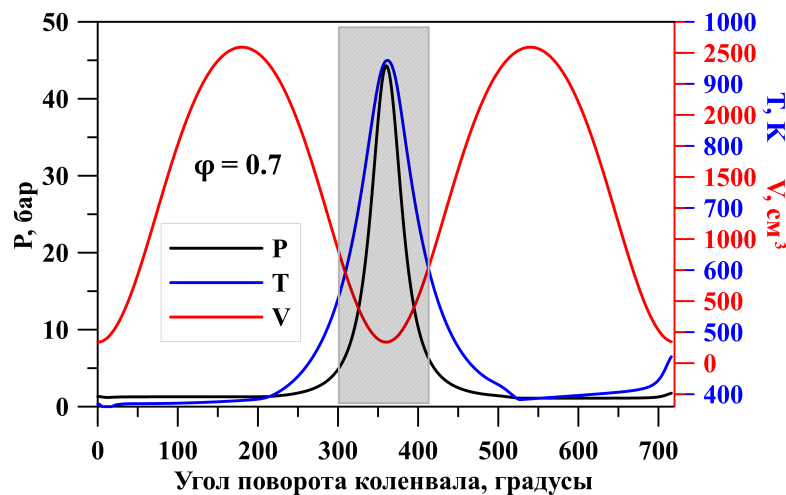


Рисунок 2.2 — Изменение температуры, давления и объема смеси C_3H_8 с воздухом с $\phi = 0.7$ в одном цикле работы двигателя, в зависимости от угла поворота коленвала. Рассматриваемая в работе область выделена прямоугольником. Начальные условия $T_{int} = 380$ К, $P_{int} = 1.28$ бар

Среди результатов расчётов в главе 3, представлены в том числе полученные на первых этапах работы без учёта сжатия, газодинамические уравнения для них выглядят также, как и (2.5), но при этом $S_{compr} = 0$ и $\dot{Q}_{compr} = 0$. Также есть результаты, полученные в декартовых, а не цилиндрических координатах, в этом случае в уравнениях (2.5) в конвективную производную газодинамических величин входит $\frac{d}{dx}$ вместо $\frac{1}{r} \frac{d}{dr}$.

2.2.3 Кинетическая схема горения углеводородов

Для описания горения пропан-воздушной смеси использовалась детальная кинетическая схема, состоящая из 700 реакций для 103 компонент [83], подробно описывающая горение лёгких углеводородов с воздухом, и включающая как низкотемпературные стадии холодного и голубого пламени, так и высокотемпературное воспламенение.

Скорость изменения концентрации компонента i — ω_i — определяется следующим образом:

$$\omega_i = \left[\frac{d(\rho c_i)}{dt} \right]_{chem} = \sum_j (Q_{ij}^F - Q_{ij}^B), \quad (2.12)$$

где $Q_{ij}^{F,B}$ - скорость образования или исчезновения i -го компонента в результате j прямых и обратных реакций с участием i -компонента. Система уравнений (2.1) замыкается при помощи уравнения состояния:

$$PV = \frac{M}{\mu} RT, \quad \mu^{-1} = \sum_{i=1}^N \frac{c_i}{\mu_i} \quad (2.13)$$

где μ - средний молекулярный вес смеси, μ_i - молекулярный вес i -го компонента, $R = 8.31$ Дж/(моль*К) - универсальная газовая постоянная, T - температура смеси. Энтальпия смеси определяется следующим образом:

$$h = \sum_{i=1}^N c_i h_i(T), \quad h_i(T) = h_i^0(T^0) + \int_{T^0}^T c_{p,i}(T) dT, \quad (2.14)$$

где $h_i(T)$ - энтальпия i -го компонента; $c_{p,i}(T)$ - удельная теплоёмкость при постоянном давлении, $h_i^0(T)$ - стандартная энтальпия образования i -го компонента при температуре $T^0 = 298$ К. Функции $c_{p,i}(T)$ предполагаются известными и представляют собой табличные полиномиальные зависимости не выше пятой степени [78, 77, 79]. Основные химические реакции приведены в [51].

Ранее было проверено [10], как эта схема воспроизводит время самовоспламенения пропан-воздушной смеси в широком диапазоне температур и давлений, в том числе и в области отрицательного температурного коэффициента, было получено хорошее совпадение с экспериментальными данными

[84, 85, 86]. В большей части диссертации исследуемая топливно воздушная смесь представляет собой пропан с воздухом, но в разделе 3.4 расчёты выполнены для этилена с воздухом, и для этого схема была дополнительно модифицирована и проверена с участием автора. Результаты сравнения времени индукции самовоспламенения этилен-кислородной смеси с экспериментальным приведены на Рисунке 2.3.

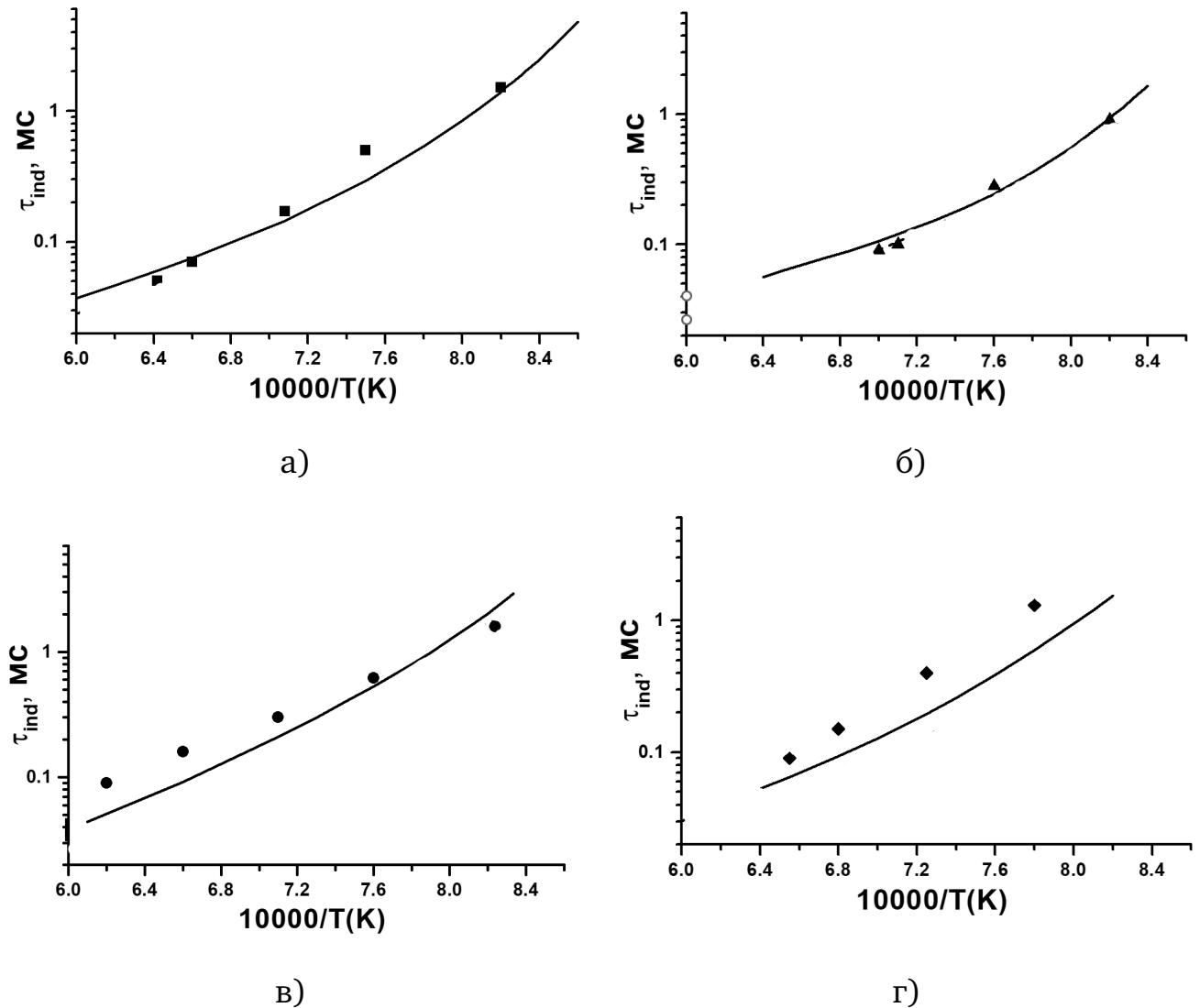


Рисунок 2.3 — Сравнение расчетного времени задержки воспламенения с результатами экспериментов [87] (символы) в диапазоне температур 1200–1620 К. Сплошная линия — расчет по используемой схеме. Начальное давление за фронтом отраженной ударной волны $P=3$ бар (а, б, в), $P=12$ бар (г). Состав: а – $1\%C_2H_4+3\%O_2+96\%Ar$, $\varphi = 1$; б – $0.5\%C_2H_4+3\%O_2+96.5\%Ar$, $\varphi = 0.5$; в - $2\%C_2H_4+3\%O_2+95\%Ar$, $\varphi = 2$; г – $0.25\%C_2H_4+0.75\%O_2+99\%Ar$, $\varphi = 1$

При переходе к одномерному газодинамическому расчёту перед использованием схемы следует рассчитать и сравнить с референсным не только время задержки воспламенения, но и ламинарную скорость пламени в зависимости от коэффициента избытка топлива. Это уникальная для каждого состава горючей смеси характеристика, которая также, как и время задержки воспламенения используется для проверки корректной работы кинетической схемы. С этой целью было проведено моделирование распространения плоского ламинарного пламени при начальном давлении 1 бар и температуре 300 К в одномерной постановке в декартовой системе координат, см. Рисунки 2.4-2.5.

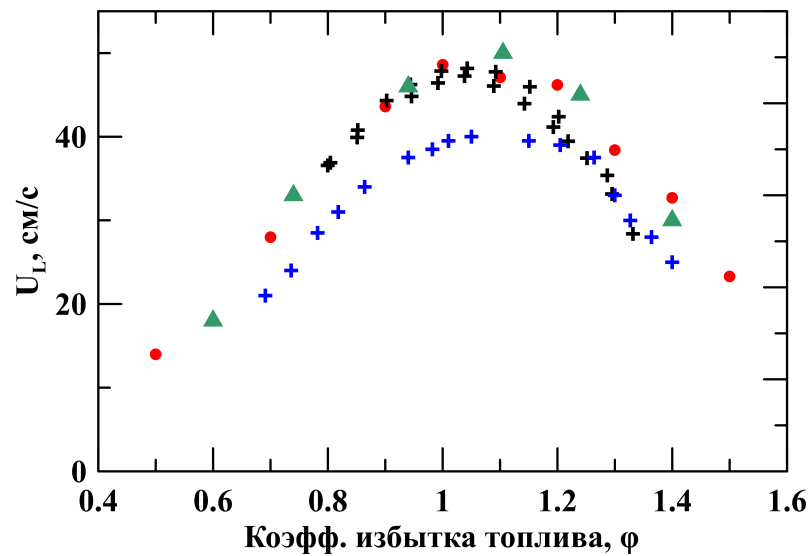


Рисунок 2.4 — Зависимость ламинарной скорости волны горения от коэффициента избытка топлива для смеси пропана с воздухом, $P_0 = 1$ бар и $T_0 = 300$ К. Крестиками обозначены экспериментальные значения из [88] (черные) и [89] (синие), зелеными треугольниками — расчёт из [90]. Красными кружками обозначены результаты вычислений по используемой в диссертации схеме

Коэффициент избытка топлива, используемый в диссертации, определен как:

$$\varphi = \frac{n_{\text{fuel}}/n_{\text{O}_2}}{(n_{\text{fuel}}/n_{\text{O}_2})_{\text{st}}}, \quad (2.15)$$

где n_{fuel} — концентрация топлива в смеси в мольных долях, n_{O_2} — концентрация окислителя (кислорода) в мольных долях, индекс «st» обозначает стехиометрическую смесь. Расчёт выполнен в одномерной плоской постановке путём решения системы уравнений Навье-Стокса 2.5 (без сжатия вдоль оси z) с учетом детальной химической кинетики горения этилено-воздушной смеси с использованием описанной выше кинетической схемы. Расчетная область —

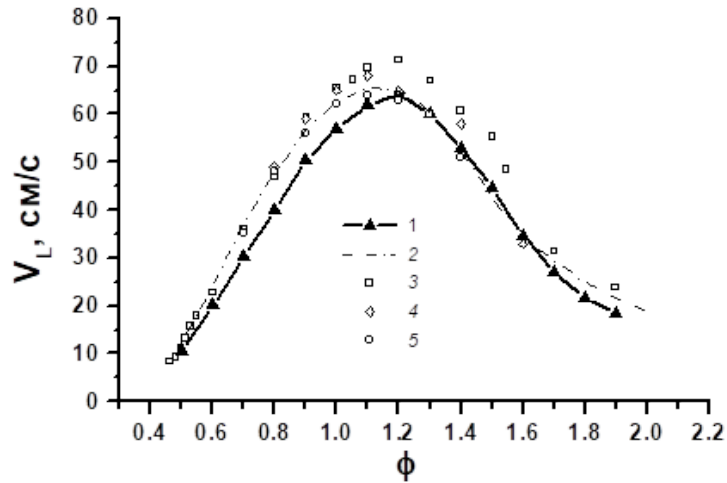


Рисунок 2.5 — Зависимость ламинарной скорости волны горения от коэффициента избытка топлива для смеси этилена с воздухом, $P_0 = 1$ бар и $T_0 = 300$ К. 1 - расчет по используемой схеме, 2 - расчет [91], символы - экспериментальные данные: 3 - [92], 4 - [93], 5 - [94]

10 см, на левой границе — условие симметрии, правая граница открытая, около левой границы находится нагретая до 1400 К зона шириной 0.5 см, которая воспламеняется и от неё начинает распространяться волна горения. Наблюдается хорошее согласие между вычислениями и экспериментом.

На Рисунке 2.2 показан рассчитанный по однозонной модели один цикл работы двигателя с коэффициентом избытка топлива $\phi = 0.7$, и видно, что максимум температуры смеси, который достигается при сжатии равен 940 К (ВМТ — 360 градусов угла поворота коленвала), то есть, такая смесь действительно не зажигается от одного лишь сжатия в компрессионном двигателе. Этот режим — основной, на котором исследовалось влияние разряда в диссертации, более подробно в одномерной газодинамической постановке рассматривается область максимального сжатия, между углами поворота коленвала (УПК) 300 и 400 градусов, отмеченная на Рисунке 2.2 серым прямоугольником. Значения P , T и концентраций химических веществ из соответствующих точек этого цикла взяты в качестве начальных условий в газодинамических расчётах.

2.3 Тестирование численных схем

Рассматриваемая расчетная область представляет собой цилиндр с радиусом $R = 5$ см, в которой производится одномерный расчёт вдоль радиуса. На левой границе ($r = 0$) используется условие симметрии (производные всех величин равны 0), а на правой - адиабатическая некаталитическая ($\Gamma_i = 0$ в уравнениях (2.5)) стенка без проскальзывания ($U = 0$).

Для численного решения системы (2.5) используется код для моделирования сжимаемого газа, основанный на методе тестового объема на структурированных сетках, конвективные потоки считаются при помощи алгоритма расщепления потоков AUSM (Advective Upwind Splitting Method) [95] и интегрирование уравнений Навье-Стокса во времени производится при помощи экономичной схемы Рунге–Кутты, более подробное описание приведено в [11]. Программный код для решения уравнений (2.5) без дополнительных членов, отвечающих за сжатие, давно используется в лаборатории 21.1 ОИВТ РАН (см., например, [11]), и тестировать отдельно в данной диссертации схему интегрирования нет необходимости, но после модификации программного кода следует проверить, как работает система уравнений (2.5) с добавленными членами (2.9) и (2.11) для описания сжатия. Для этого расчётная область в качестве тестового газа заполняется азотом N_2 , отключаются химические реакции и остаётся только сжатие в адиабатическом процессе (2.9)-(2.11), при этом изменение объема $V(t)$ соответствует изменению объема в двигателе в исследуемой области углов поворота коленвала (отмечена прямоугольником на Рисунке 2.2), а давление вычисляется в процессе решения. При адиабатическом сжатии $V = V(t)$ давление должно изменяться как $P(t) = P_0 \varepsilon(t)^\gamma$, а температура как $T(t) = T_0 \varepsilon(t)^{\gamma-1}$, где $\varepsilon(t) = V_0/V(t)$, P_0 , T_0 и V_0 — давление, температура и объем перед сжатием, а $\gamma = C_p/C_v$ — показатель адиабаты. На Рисунке 2.6 представлены аналитические кривые изменения давления и температуры в адиабатическом сжатии, а так же посчитанные при тестировании программы. Видно, что численная модель (2.5)–(2.11) хорошо описывает адиабатическое сжатие.

Также уже для используемой в работе пропано-воздушной смеси можно провести сравнение газодинамического расчёта режима с пропуском воспламенения с ранее выполненным нульмерным расчётом по уравнениям (2.1),

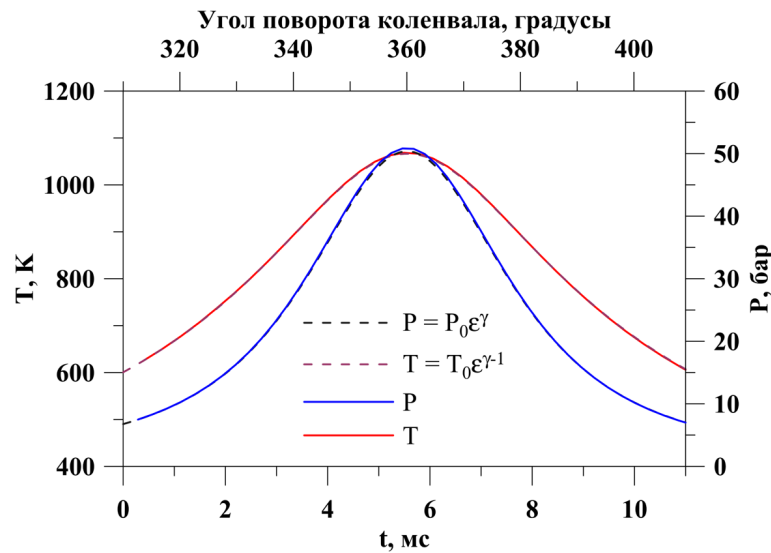


Рисунок 2.6 — Сравнение эволюции температуры и давления около верхней мертвой точки, пунктир - аналитическое решение, сплошные кривые P и T — расчёт сжатия при помощи модели (2.5)–(2.11)

для $\varphi = 0.7$ и «включенных» химических реакций и охлаждения, и результаты демонстрируют хорошее совпадение (см. Рисунок 2.7). Разница, вероятно, вызвана небольшими изменениями в использованной схеме интегрирования.

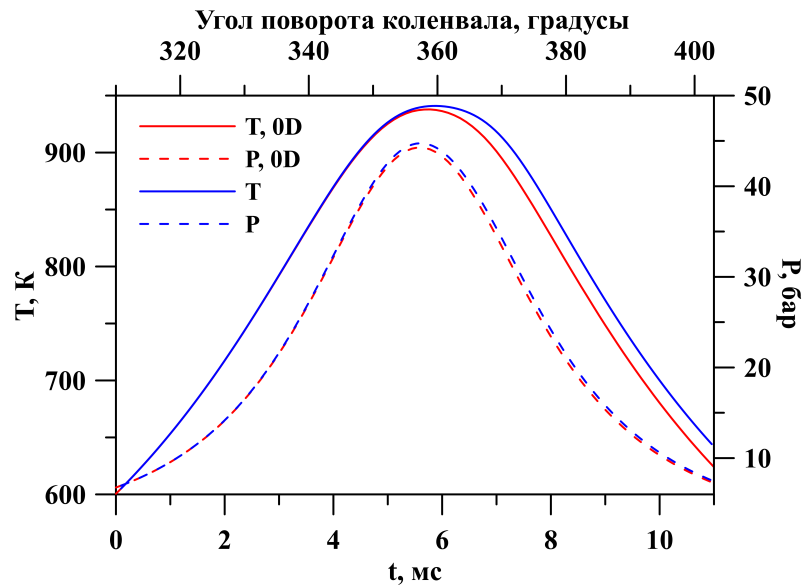


Рисунок 2.7 — Сравнение эволюции температуры и давления около верхней мертвой точки с учётом изменения химического изменения состава, красные кривые « $T, 0D$ » и « $P, 0D$ » — решение, полученное с помощью однозонной модели, синие кривые P и T — расчёт при помощи уравнений (2.5) с членами (2.9) и (2.11)

2.4 Выводы по Главе 2

В Главе описана однозонная модель процессов в камере сгорания в компрессионном двигателе, учитывающая изменение состава за счёт открытия и закрытия клапанов, а также обработку разрядом небольшой массы смеси, инжектируемой в камеру сгорания, выполнены оценки тепловых потерь.

Также построена одномерная (вдоль радиальной координаты) газодинамическая модель для описания воспламенения в камере сгорания в цилиндре компрессионного двигателя после обработки части смеси разрядом, учитывающая сжатие поршнем вдоль оси цилиндра. Внесены соответствующие изменения в программный комплекс Plasmaero, проведено тестирование кода.

Описана используемая схема химической кинетики, с её помощью для пропан-воздушной и этилен-воздушной смеси рассчитана скорость ламинарного пламени и получено совпадение с референсными экспериментами и расчётами. Также рассчитано время задержки воспламенения для этиленовоздушной смеси.

Все модели, описанные в данной Главе, применяются в последующих главах диссертации.

Глава 3. Активация топливо-воздушной смеси разрядом

Из-за временной многомасштабности процессов в плазменно-стимулированном горении полное численное моделирование разряда совместно с газодинамикой и химической кинетикой затруднительно. В данной главе рассмотрены различные подходы к моделированию разрядной стадии с целью выявления способов влияния на топливную смесь. Проведено моделирование импульсного-периодического и продольно-поперечного разрядов в воздухе в квазинейтральном приближении с целью оценить количество образующихся в разряде активных радикалов и скорость образования, выполнено сравнение влияния на время индукции различных способов активации топливо-воздушной смеси. Выполнен расчёт влияния разряда на состав продуктов в камере сгорания компрессионного двигателя в однозонной постановке.

Полученные в данной главе результаты опубликованы автором в статьях [96, 97].

3.1 Влияние активации топливо-воздушной смеси на состав продуктов горения в ДВС

По современным представлениям о плазменно-стимулированном горении (см. главу 1), влияние разряда осуществляется в том числе через нагрев и генерацию активных частиц — атомов и радикалов. При этом, за счёт активных частиц возможно более эффективное использование энергии разряда, благодаря их участию в промежуточных реакциях горения, приводящему к увеличению полноты сгорания и уменьшению времени индукции [28]. Тем не менее, открытым остаётся вопрос, насколько более эффективен вклад энергии через канал образования химически активных частиц, чем через тепловой. Многочисленные эксперименты [98, 62] показывают, что стримерные разряды, не переходящие в дугу или искровой пробой, приводят к объёмному воспламенению разрядной зоны в ДВС различных типов, при этом пламя развивается быстрее, чем при воспламенении искрой, и зона устойчивого горения

расширяется на более бедные смеси. При этом, несмотря на убедительные экспериментальные работы, точный физический механизм влияния разряда на горение не прояснён до конца, так как полное численное моделирование разряда совместно с газодинамикой и реакциями горения затруднительно.

В экспериментальных работах [8], на результаты которых в том числе опирается данная диссертация, рассматривалось инициирование горения в ДВС при помощи мегагерцового импульсно-периодического коронного разряда. Одной из важных особенностей разряда такого типа является возможность создания приблизительно одинакового объема, занятого стримерами, при разных давлениях, с помощью резонансной подстройки к переменной плотности газа внутри цилиндра двигателя [8, 99]. При этом, чем больше давление, тем большее напряжение нужно прикладывать для обработки того же объема — по данным из [8] длина стримера около 1 см поддерживается при отношении напряжения к давлению $U/P \approx 1.4$ кВ/бар. В моделях, описанных в этой главе (кроме раздела 3.4), использовался импульсно-периодический разряд с длительностью импульса 50 нс, частотой 5 МГц, временем включения 500 мкс. В данной диссертации развивается идея, предложенная в работе [10]: метод воздействия на воспламенение неравновесной плазмой стримерного разряда, при котором включение разряда происходит на значительном времени до ВМТ (несколько десятков градусов УПК), таким образом, что разряд не воспламеняет смесь нагревом, а выступает в роли активатора горения.

Полное самосопряженное моделирование обработки разрядом смеси в камере сгорания и последующего процесса горения при текущем уровне развития вычислительной техники займёт слишком долгое время, из-за принципиальной многомасштабности задачи: характерное время разрядного импульса, и соответственно, время образования активных радикалов в реакциях с электронами составляет от единиц до десятков наносекунд, а характерные времена горения углеводородов в двигателе — десятки миллисекунд, но при этом радикалы взаимодействуют с молекулами топлива на микросекундных временах. Это приводит к необходимости разделять процессы в моделировании и использовать физические упрощения и приближенные модели. Также, импульсно-периодический разряд, рассмотренный в диссертации, работает 500 мкс, то есть, на временах, сравнимых с характерными временами конверсии топлива и протекания химических реакций, что усложняет моделирование, так как необходимо совместно моделировать как разрядные

импульсы, так и изменение химического состава между ними. В данной главе рассмотрены различные способы моделирования влияния разряда на состояние топливно-воздушной смеси: метод G-факторов (пересчёт интегрального энерговклада в количество активных частиц и нагрев в канале стримера), моделирование разряда в воздухе в одножидкостном приближении и моделирование разряда совместно с кинетикой горения в нульмерной постановке.

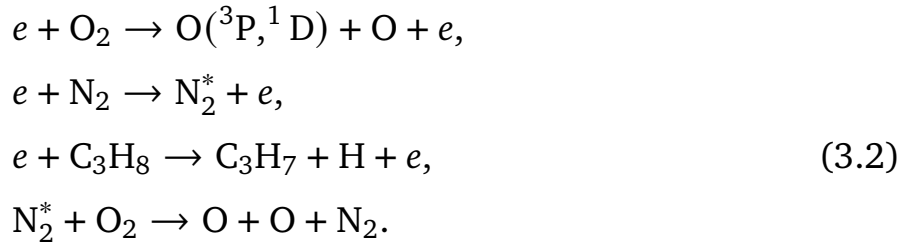
В продолжение работы [10] было проведено влияние импульсно-периодического разряда на воспламенение и состав продуктов в камере сгорания компрессионного двигателя в однозонной постановке [73]. Эта работа была выполнена с участием автора, но данные результаты не выносятся на защиту. При этом была использована модель камеры сгорания двигателя, описанная в разделе 2.2.1. Влияние разряда на смесь в камере сгорания учтено в осреднённой по пространству и времени постановке, при помощи введения внешнего источника активных частиц и нагрева. Изменение состава и нагрев в разряде рассчитаны с использованием метода G-факторов [100] — способа учёта влияния разряда на состав смеси в осреднённой по пространству и времени постановке. В нём энерговклад пересчитывается в нагрев и концентрации активных частиц (например, в [10] это атомы O, H и углеводородные радикалы), при этом число радикалов образующихся в реакциях в результате электронного удара на 100 эВ введенной в газ энергии из молекул сорта j считается равным:

$$G_{ij} = 100 \frac{N_j}{N} \frac{K_{ij}}{\nu_d E/N}, \quad (3.1)$$

где N_j — концентрация молекул сорта j (N_2 , O_2 и C_3H_8 и т.д.), k_{ij} — константа соответствующей реакции диссоциации или возбуждения электронным ударом, ν_d — скорость дрейфа электронов.

Результаты были получены для обеднённой смеси пропан-бутана с воздухом с коэффициентом избытка топлива $\varphi = 0.33$ ($0.01207C_3H_8 + 0.00134nC_4H_{10} + 0.20718O_2 + 0.77941N_2$) и $\varphi = 0.5$ ($0.018C_3H_8 + 0.002nC_4H_{10} + 0.2058O_2 + 0.7742N_2$). Использованная кинетическая схема [10], описывающая образование активных частиц на стадии распространения стримера,

включает реакции:



В этой схеме N_2^* представляет собой совокупность всех возбужденных состояний молекулы N_2 с энергией возбуждения $E^* \geq 6.17$ эВ. Следует отметить, что после выхода работ [10, 67], в работе [101] было проведено схожее по постановке моделирование, но с учётом в схеме плазмо-химической кинетики метастабильных состояний и нагрева за счёт релаксации колебательной энергии, и получен аналогичный результат, демонстрирующий оптимальное время включения разряда перед стадией холодного пламени для смеси C_3H_8 -воздух.

В экспериментах [102, 103, 104] и расчёте [105] показано, что основное количество O образуется во вторичных стримерах при значениях приведённого поля E/n около 100 Тд, а в [106] показано, что при таких полях минимальна энергетическая цена образования атомарного кислорода. G -факторы в полях ≥ 100 Тд меняются слабо [107], что позволило рассчитать их в приближении постоянного приведенного электрического поля. Значения G -факторов для различных составов в зависимости от коэффициента избытка топлива φ представлены в Таблице 2 [10]:

Таблица 2 — G -факторы в смеси C_3H_8 -воздух для различных коэффициентов избытка топлива

φ	$G(O)$	$G(n-C_3H_7 + iso-C_3H_7), G(H)$
0.33	9.5	0.17
0.5	9.1	0.246
0.7	9	0.353

В расчётах считалось, что часть энергии разряда идёт в нагрев за счёт быстрой VT-релаксации, а часть — в образование активных радикалов, например в [108] показано, что в приведенных полях до 150 Тд на такой быстрый нагрев идёт около четверти энергии, вложенной в газ. В расчёте из всей задаваемой вложенной энергии Q_{dis} на образование активных частиц тратится

часть Q_{ac} , определяемая с использованием значений энергии диссоциации:

$$Q_{ac} = [O] \cdot 2.5 \text{ эВ} + [C_3H_7] \cdot 1.925 \text{ эВ} + [H] \cdot 1.925 \text{ эВ}, \quad (3.3)$$

а оставшаяся часть тратится на нагрев:

$$((Q_{dis} - Q_{ac}) \frac{\gamma - 1}{\gamma} 11604 \text{ (К/эВ)}). \quad (3.4)$$

Для смеси с $\varphi = 0.5$ были выбраны три момента включения разряда — 310 градусов, 325 градусов и 355 градусов, т.е. за некоторое время до начала стадии холодного пламени, прямо перед самым началом стадии холодного пламени и перед началом стадии горячего пламени. Из-за химической активных частиц, произведенных в разряде, растёт концентрация органических гидропероксидов, чье разложение приводит к резкому тепловыделению. Показано, что обработка разрядом непосредственно перед началом стадии холодного пламени приводит к наиболее быстрому образованию органического гидропероксида C_3H_7OOH и его последующему разложению с интенсивным тепловыделением. При этом, в случае инициации при 355 градусах стадия холодного пламени уже завершилась, а при 310 градусах — ещё не наступила, и часть активных частиц успевает прореагировать в других реакциях. Это важный результат для дальнейшего исследования работы двигателя, так как стимулирование тепловыделения на стадии холодного пламени уменьшает нагрузку на двигатель при самовоспламенении.

Рассмотрено изменение концентраций CO и несгоревших углеводородов для разных режимов обработки разрядом, показано, что для смеси с $\varphi = 0.5$ концентрация CO в продуктах горения значительно падает по сравнению с режимом пропуска воспламенения даже при небольших энерговкладах (от 16400 до 10 ppm), а для смеси с $\varphi = 0.33$ при небольших и средних энерговкладах конверсия происходит, но она не переходит в горение, и в выхлопе остаётся много промежуточных продуктов горения, см. Рисунок 3.1. Показано, что для уменьшения образования NO_x в разряде, следует проводить инициацию задолго до ВМТ, стадий холодного и голубого пламени, при этом, количество NO, образующееся во время работы разряда растёт с увеличением энерговклада. Полученные результаты учитываются в дальнейшем рассмотрении влияния разряда на процессы в камере сгорания в диссертации.

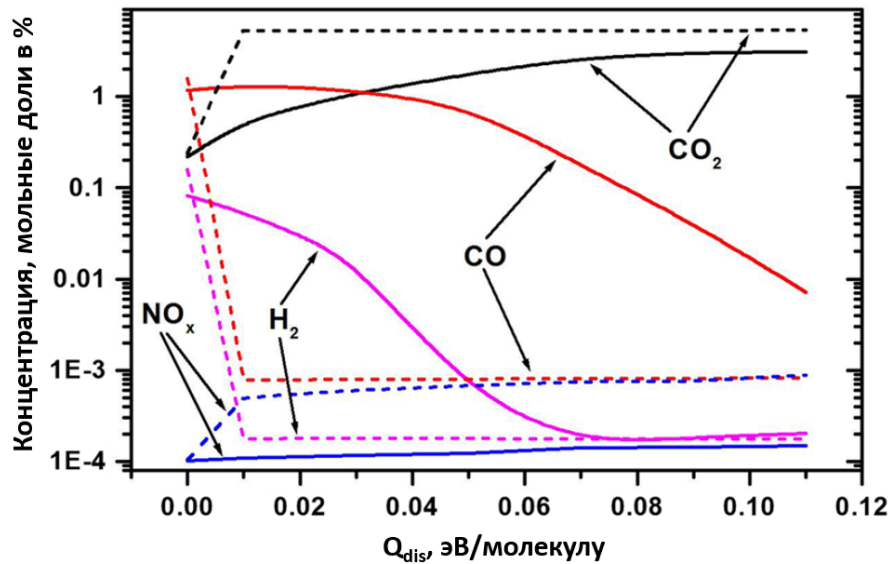


Рисунок 3.1 — Концентрации продуктов сгорания в зависимости от удельной энергии, вложенной в топливовоздушную смесь, обработанную разрядом. Сплошная линия — смесь $\phi = 0.33$, а пунктирная — $\phi = 0.5$. $T_{in} = 380$ К

3.2 Исследование различных механизмов воздействия на процесс воспламенения в газодинамической постановке.

Используя то же приближение для описания разряда, что и в предыдущем параграфе, можно оценить влияние на воспламенение в двигателе различных факторов, но уже с учётом пространственной неоднородности: как меняется картина воспламенения с учётом сжатия, как учёт низкотемпературной химии до момента обработки разрядом влияет на момент воспламенения активированной зоны, а также получить сравнительную оценку вклада активных веществ и нагрева в ускорение воспламенения. Первые расчёты в газодинамической постановке были сделаны с рядом физических упрощений, с постепенным учётом более сложных моделей. Например, первые расчёты воспламенения были выполнены как без учёта сжатия, так и без учёта химической предыстории до включения разряда. При этом учитывалось, что диапазон, в котором должно произойти последующее самовоспламенение с точки зрения оптимальных тепловых характеристик двигателя составляет 20 градусов УПК в окрестности ВМТ, или 2.2 мс, поэтому, если влияние на время самовоспламенения много меньше этой величины — им можно пренебрегать,

а если сравнимо — то его стоит учитывать. Все расчёты в этом разделе проведены в одномерной постановке в цилиндрической симметрии (см. разделы 2.2.2–2.2.3), активированная разрядом зона находится на оси камеры сгорания, в ряде расчётов включен имитирующий сжатие источник.

В нульмерных расчётах в [10, 73] было показано, что моменты разрядной активации, при которых воспламенение обработанной разрядом зоны происходит сразу за ВМТ (в диапазоне углов 0–10 градусов), находятся в диапазоне 310–360 градусов УПК, тот же диапазон выбран и для одномерных расчётов. В газодинамической постановке первыми были выполнены расчёты для цилиндра двигателя с активированной зоной на оси, с воспламенением и продвижением волны горения, но без учёта сжатия. В этих расчётах в активированной зоне к смеси пропана с воздухом добавлено некоторое количество атомарного кислорода, водорода и пропила, рассчитанное по методу G-факторов. Сначала были проведены расчёты с начальным составом смеси $\varphi = 0.7$ ($0.0286\text{C}_3\text{H}_8 + 0.2043\text{O}_2 + 0.7671\text{N}_2$), в цилиндрической симметрии, с активированной зоной на оси цилиндра, с $Q_d = 0.05$ и 0.1 эВ/молекулу, при этом для первого энерговклада значение концентраций добавленных радикалов в активированной зоне $[\text{O}] = 4570$ ppm, $[\text{H}] = 180$ ppm, $[\text{C}_3\text{H}_7] = 180$ ppm и подъем температуры 91 К, а для второго энерговклада — в два раза больше. При таких энерговкладах в активированную зону на оси цилиндра при начальных условиях, соответствующих 310 градусам УПК, волна горения не формируется вообще за времена порядка 10 мс (около 40 градусов УПК за ВМТ), при инициации при 325 УПК — только для энерговклада 0.1 эВ/молекулу, который слишком велик с практической точки зрения, да еще и за время, соответствующее 50 градусам УПК за ВМТ самовоспламенение газа перед волной горения не происходит (скорость волны горения - 4.46 м/с до 6 мс и 2.35 м/с после). При начальных условиях, соответствующих 338 градусам УПК ($T = 800$ К, $P = 30$ бар) и $Q_d = 0.05$ воспламенение всего объема происходит за время 5.7 мс (30 градусов за ВМТ, скорость волн горения примерно 8.8 м/с), при 355 УПК — 1.87 мс (12 градусов УПК за ВМТ, скорость волны горения 4.45 м/с) для ширины активированной зоны 0.5 см.

Для того, чтоб показать, что ступенчатая форма начальной активации не задаёт форму волны горения, был выполнен расчёт, когда то же количество активных радикалов и тепла вкладывается в активированную зону, но граница зоны при этом представляла собой гладкую кривую. Результат расчёта

представлен на Рисунке 3.2, видно, что время возникновения волны горения практически одинаковое (с приемлемой точностью для рассматриваемой задачи), и форма фронта горения не зависит от начального профиля, скорость волны горения так же одинаковая, а небольшая разница во времени прохождения объясняется тем, что размер активированной зоны немного уменьшился (цилиндрические волны, скорость зависит от радиуса).

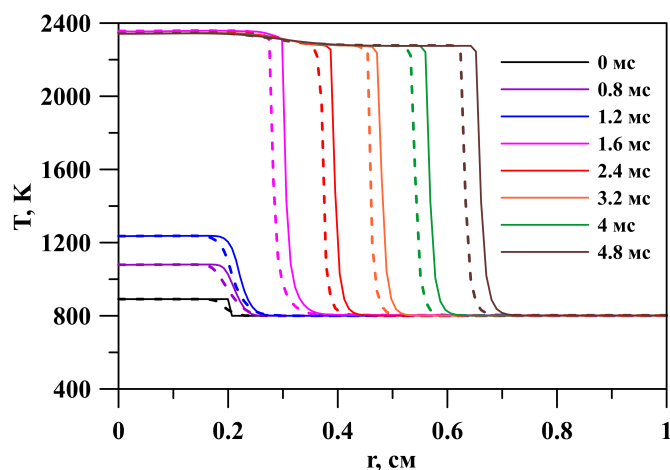


Рисунок 3.2 — Формирование и продвижение волны горения для начальных условий в форме ступеньки (сплошная линия) и в форме гладкой функции (пунктир)

Довольно часто при расчётах горения в качестве начальных условий при температурах и давлениях, соответствующих некоторому моменту на кривой сжатия, далёкому от начала цикла, берут не прореагировавшую смесь топлива с воздухом. При этом, часть предварительно образовавшихся промежуточных продуктов горения выпадает из расчёта, и остаётся открытым вопрос, насколько важно их учитывать для рассматриваемой задачи. Для этого был проведено два расчёта, для начальных условий соответствующих 325 градусам УПК, с непрореагировавшей смесью и с прореагировавшей, и разница во времени составляет 0.5–1 мс, а так как для рассматриваемых скоростей вращения двигателя это составляет 5–10 градусов УПК (см. Рисунок 3.3), то это может оказать заметной влияние на процесс горения и пренебрегать изменением состава в цикле работы ДВС до включения разряда не стоит.

На Рисунке 3.5 показана сравнительная роль нагрева за счёт сжатия, нагрева за счёт разряда и действия активных частиц, образующихся в разряде. Удельный энерговклад неравновесного разряда тратится на нагрев газа и образование химически активных частиц в стримере, см. соотношения (3.3)-(3.4).

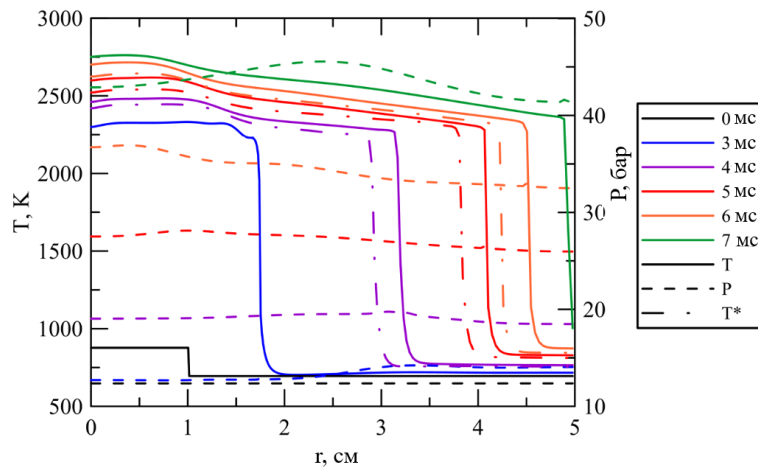


Рисунок 3.3 — Эволюция температуры и давления при удельном энергокладе $Q_d = 0.1$ эВ/молекула, $\alpha_{dis} = 325$ градусов УПК. Линия T^* соответствует расчёту для не прореагировавшей смеси

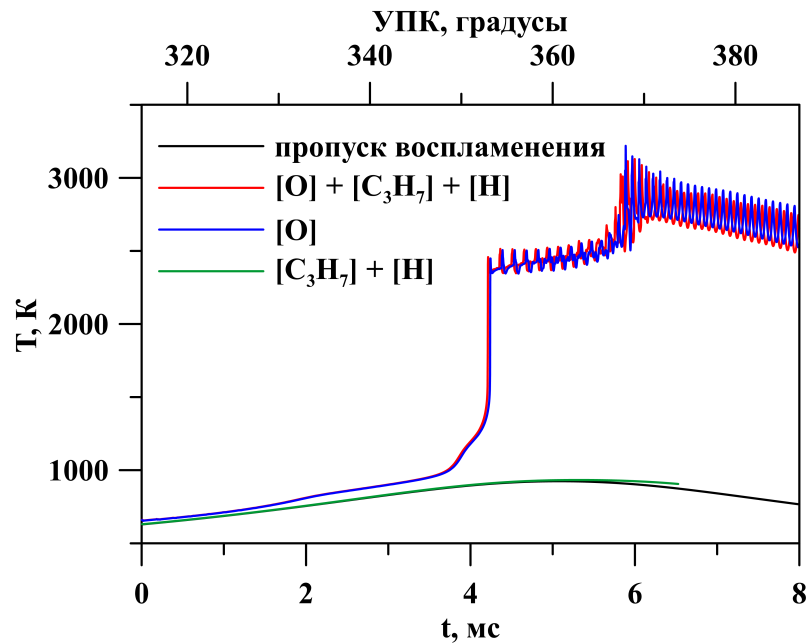


Рисунок 3.4 — Роль различных радикалов в возникновении воспламенения. На графике представлена температура в активированной зоне с различным составом и температура в режиме пропуска воспламенения

Если предположить, что вся энергия разряда тратится на нагрев газа, то задержка воспламенения вырастает с 4 до 7.5 мс, а это слишком далеко от ВМТ с точки зрения оптимальной работы двигателя. С другой стороны видно, что одного разряда без сжатия не хватает для воспламенения, и если проводить моделирование при постоянном объеме, то воспламенение в данном диапазоне УПК может не произойти вообще.

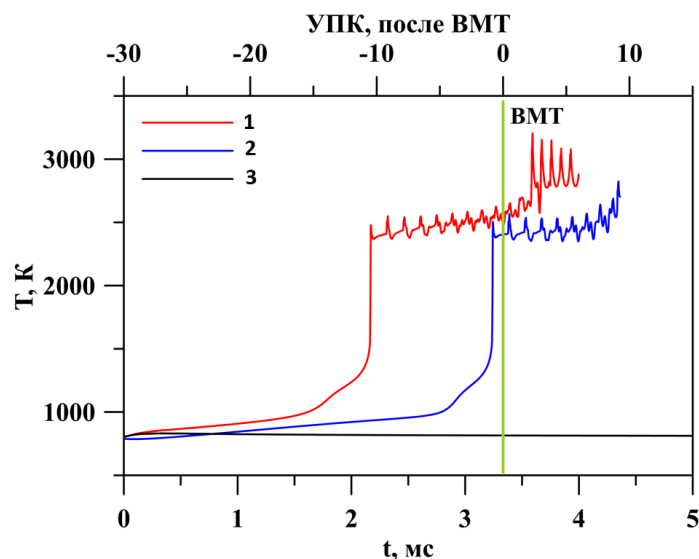


Рисунок 3.5 — Динамика изменения температуры в активированной зоне для случая 325 УПК и $Q_d = 0.05$ эВ/молекулу, 1 - есть сжатие, энергия разряда тратится на нагрев и образование радикалов, 2 - есть сжатие, энергия разряда идёт только в нагрев, 3- нет сжатия, энергия разряда тратится на нагрев и образование радикалов

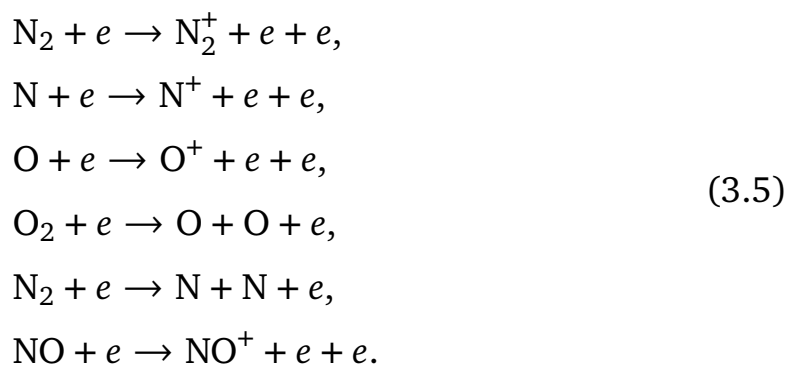
Можно взять полученные концентрации активных частиц и температуры и посмотреть, какие из них сильнее влияют на воспламенения. Для этого выполнен одномерный расчёт по модели из параграфа 2.2.3, где моделируется камера сгорания двигателя, область около оси — активирована разрядом и включено сжатие. Момент начальной активации - 310 градусов УПК, энергоклад 0.025 эВ/молекулу, соответствующие мольные доли добавленных в активированную зону радикалов — $[O] = 2285$ ppm, $[C_3H_7]$ и $[H] = 90$ ppm, а подъем температуры - 45.5 К. На Рисунке 3.4 представлено воспламенение активированной зоны с данным составом, а также составами, когда оставлен только атомарный кислород или только пропил и водород. Видно, что роль атомарного кислорода — ключевая в ускорении воспламенения по сравнению с другими радикалами. Это позволяет использовать для достижения целей диссертации в том числе и результаты, полученные для разрядов в воздухе, которые обсуждаются в следующих разделах.

3.3 Моделирование разряда в конфигурации «острие-острие» в воздухе

В данном разделе представлены результаты моделирования импульсно-периодического разряда в воздухе с целью прояснить роль процессов наносекундной длительности в модификации химического состава смеси. Цель моделирования — оценить временные и энергетические характеристики образования атомов кислорода, как наиболее важного для стимулированного горения радикала.

Моделирование развивающегося в газе импульсного разряда требует использования диффузионно-дрейфового приближения на начальных стадиях, и квазинейтрального (одножидкостного) — когда концентрации электронов и ионов практически везде равны. В этом и следующих разделах этой главы используется пакет Plasmaego в квазинейтральном приближении [11], соответствующая система уравнений представлена, например, в приложении к статье [109] и включает в себя:

1. полную систему уравнений Навье-Стокса для реактивного воздуха, дополненную источником членом в уравнении баланса энергии, отвечающим за джоулево тепло;
2. систему уравнения химической кинетики для 11-компонентной модели высокотемпературного воздуха (N_2 , O_2 , NO , N , O , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ , O^+ , e^-), включая 103 термохимические реакции (в т.ч. реакции ионизации, диссоциации, диссоциативной рекомбинации, рекомбинации трёх тел) [110], дополненной 6 «полевыми» реакциями с высокоэнергетичными электронами, чьи константы скорости зависят от локального приведённого поля E/n [111]:



Константа скорости реакции для «полевых» реакций зависит от электронной температуры, которая является функцией приведенного по-

ля:

$$k_{fr} = aT_e^b \exp(-E_a/T_e), \quad (3.6)$$

3. калорическое уравнение состояния и закон Дальтона для парциальных давлений;
4. выражения для парциальных потоков всех компонент;
5. уравнение для электрического потенциала, полученное из условия сохранения тока.

В начале расчёта, когда используется диффузионно-дрейфовое приближение, решается уравнение Пуассона и считается трёхкомпонентная среда (электроны, ионы, нейтральный газ) в которой не происходит никаких химических взаимодействий, ни термических, ни «полевых».

Рассматривается осесимметричный импульсно-периодический наносекундный разряд между двумя соосными коническими электродами в воздухе при атмосферном давлении и температуре с межэлектродным расстоянием 1 мм. Расчетная область, схематически показанная на Рисунке 3.6, представляет собой меридиональное сечение радиусом 0.7 мм и продольным размером 2.4 мм в которой симметрично расположены цилиндрические электроды радиусом 0.25 мм с коническими наконечниками. Эквипотенциальный токо-съемный участок электродов протяженностью 75 мкм примыкает к вершине конуса. Расстояние между вершинами конических электродов 1 мм. Нижняя граница — ось симметрии, верхняя граница открытая для тока и непроницаема для газа, левая и правая граница непроницаемы для газа, электроды непроницаемы для газа.

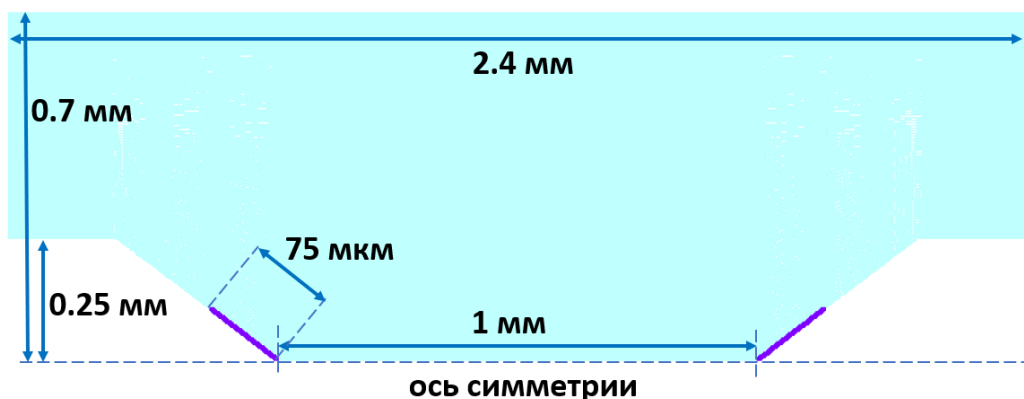


Рисунок 3.6 — Область расчёта разряда «острие-острие» в воздухе

Разряд инициализируется и поддерживается импульсно-периодическим напряжением, подаваемым на электроды. Форма импульса качественно ап-

проксимирует формы импульсов в экспериментах [112, 113, 114] линейной функцией, модулированной экспоненциальным спадом:

$$V(t) = V_0 \frac{t}{t_0} \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right), \quad (3.7)$$

где V_0 – амплитуда, а t_0 – время нарастания, как правило 6 кВ и 1 нс.

Расчёт был выполнен на грубой сетке 200×63 , такая точность недостаточна для описания тонких приэлектродных слоёв вблизи вершин конических электродов. Также в данной модели, ориентированной на анализ сравнительно протяженных (в масштабе наносекундных фронтов) процессов отсутствует учет фотоионизации, что могло сказаться на динамике положительного стримера первого импульса. Используется начальное условие с однородной фоновой ионизацией на уровне $N_e = N_i = 10^9 \text{ м}^{-3}$, которое обеспечивает инициализацию разряда на остриях уже при достижении поля 1–2 кВ/мм.

После подачи напряжения на обоих электродах начинается развитие емкостного разряда, и сравнительно быстро (в зависимости от геометрии электродов и темпа нарастания напряжения, а также сеточных особенностей непосредственно у вершины конуса) на эквипотенциальных участках электродов формируются приэлектродные слои пространственного заряда вследствие поляризации начальной ионизации. В рассматриваемой постановке при достижении напряжения на промежутке приблизительно 2 кВ/мм практически одновременно происходит «пробой» приэлектродных слоев и начинают формироваться волны ионизации. Взаимодействие волн ионизации создаёт условия для полного замыкания межэлектродного промежутка.

За несколько десятков пикосекунд формирование межэлектродного проводящего канала завершается и степень отклонения от квазинейтральности становится ниже одного процента, что позволяет «переключить» режим расчёта с дрейфово-диффузионного на значительно более экономный квазинейтральный режим. В качестве критерия смены режима расчёта было использовано условие сравнения токов на электроды, получаемых в каждой из этих моделей. На Рисунке 3.7 представлена эволюция токов и потенциалов электродов на начальном интервале становления разряда. Переключение моделей происходит в малой окрестности экстремума напряжения, после этого временной шаг интегрирования регулируется условиями устойчивости химической кинетики и газовой динамики, что позволяет заметно снизить временные затраты на решение задачи.

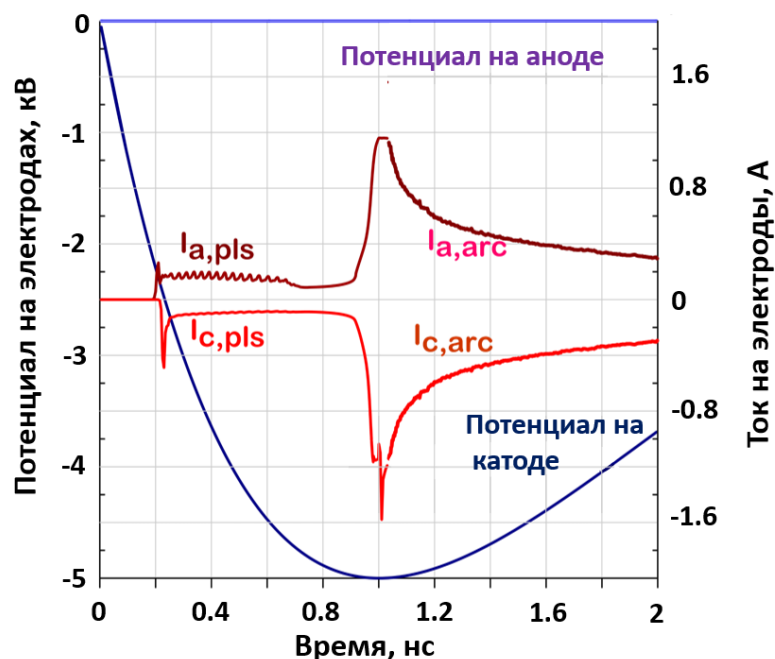


Рисунок 3.7 — Эволюция токов и напряжений на электродах в начале первого импульса

С точки зрения приложений плазменно-стимулированного горения основной результат работы разряда представлен на Рисунке 3.8 — рост количества диссоциированного кислорода во времени в результате вклада энергии. Применительно к задаче активации топливо-воздушной смеси рассмотренный вариант в большей степени отвечает условиям работы автомобильной свечи зажигания [113], при которых основной энерговклад происходит именно на стадии электродного искрового разряда. Особенности постановки видны из графиков, представленных на Рисунке 3.8. В течении первой наносекунды химические реакции отключены, поэтому сказать что-либо об образовании активных радикалов нельзя, но за это время растёт плотность электронов, и когда расчёт переключается в квазинейтральный режим, то активные частицы образуются в реакциях с электронами в высоком приведённом поле. Показано, что рост концентрации атомарного кислорода практически прекращается к третьей нс, хотя мощность энерговклада все еще значительна. Видно также, что на основном участке образования радикала (< 3 нс) вклады емкостного и искрового (дугового) разрядов примерно одинаковы, в то время как продолжающийся энерговклад от искрового разряда практически не дает существенного вклада в образование активных частиц.

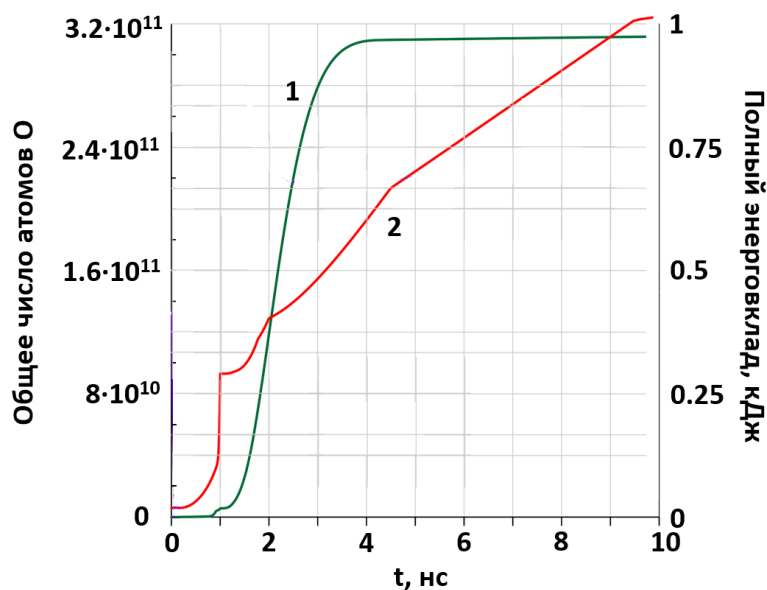


Рисунок 3.8 — Образование атомарного кислорода и энерговклад в разряде в начале первого импульса

Химические превращения идут в рассматриваемом диапазоне времен сравнительно медленно. Начальный участок кривой концентрации атома O отстает от роста энерговклада и, кроме того, из Рисунка 3.8 видно, что количество радикалов практически не меняется после первых нескольких наносекунд. Из моделирования нескольких последовательных импульсов ясно, что это приводит к тому, что каждый последующий импульс прикладывается к среде, которая «помнит» воздействие предыдущего, в результате от импульса к импульсу растет, в частности, концентрация электронов, также растёт проводимость, что при том же напряжении влечет увеличение вкладываемой мощности. Несмотря на сравнительно небольшие размеры разрядного промежутка продольная неравномерность концентраций довольно высока и может составлять несколько порядков, см. Рисунок 3.9. Существенные неоднородности продольных распределений даже в межэлектродном промежутке вне зон непосредственного влияния приэлектродных процессов являются, скорее всего, результатом влияния фазы прохождения волн ионизации, да еще и в сильно меняющихся внешних условиях. В связи с этим есть необходимость аккуратного формирования начальных «затравочных» распределений заряженных частиц для обеспечения детерминированной инициализации импульсных разрядов.

Выполненный расчет 5 импульсов (около 800 нс) показывает важность учёта формирования значительной неоднородности вдоль оси разрядного

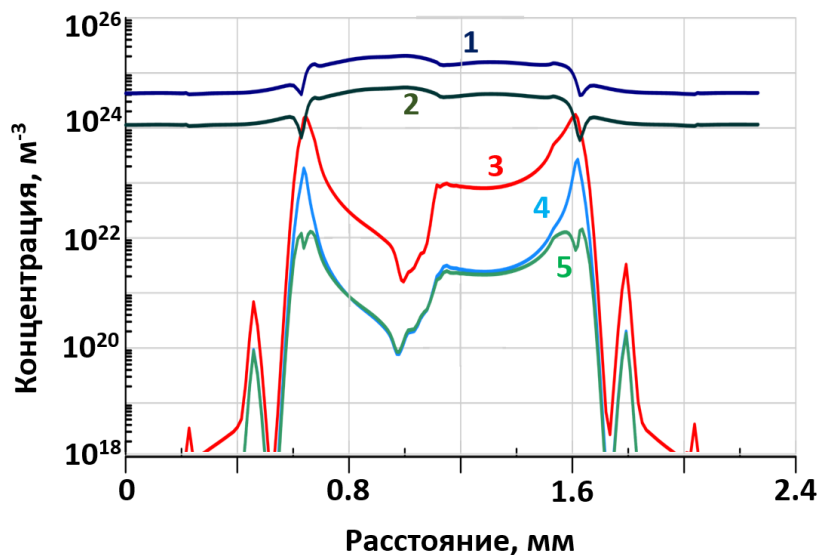


Рисунок 3.9 — Продольное распределение нейтральных компонент в момент времени 200 нс, непосредственно перед вторым импульсом. 1 — N_2 , 2 — O_2 , 3 — O , 4 — N , 5 — NO

промежутка даже вдали от вершин конических электродов. Неоднородности весьма консервативны и по этой причине оказывают влияние на прохождение последующих импульсов. Этот результат даёт основания учитывать многоимпульсность в расчётах обработки топливно-воздушной смеси разрядом.

3.4 Моделирование продольно-поперечного разряда

Также некоторые данные об образовании активных радикалов в разряде были получены из расчёта перезамыкания продольно-поперечного разряда в воздухе. Напрямую эта задача не относится к моделированию воспламенения в камере сгорания ДВС, а относится к исследованию плазменно-стимулированного горения топлива в скоростном воздушном потоке. При перезамыкании разряда такого типа в момент образования перемычки приведенное поле в ней по порядку соответствует полю на стримерной стадии импульсно-периодического разряда. Таким образом, данные об образовании активных радикалов в таких полях могут быть полезными для использования в других задачах стимулированного плазмой горения, в том числе в камере

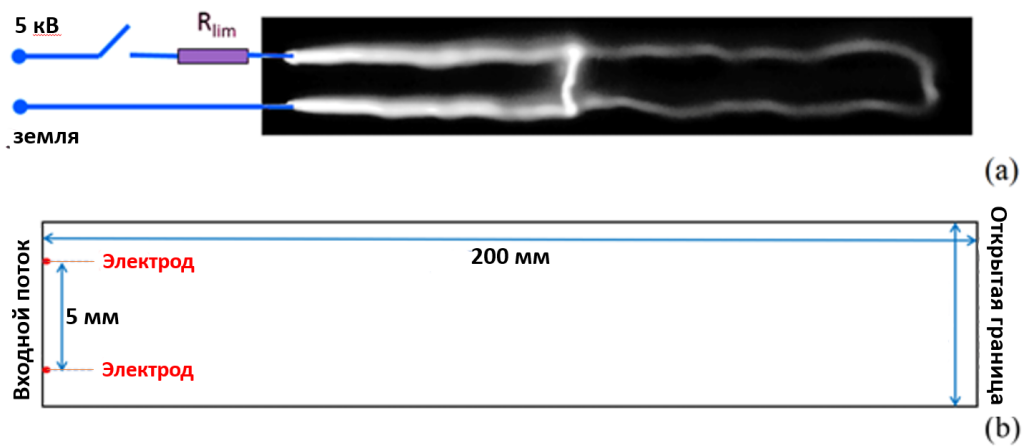


Рисунок 3.10 — Визуализация продольно-поперечного разряда в эксперименте [115] (сверху) и область расчёта (снизу). Поток течёт слева направо

сгорания ДВС. В данном разделе также, как и в предыдущем, разряд рассчитывается в воздухе.

В экспериментах [115], на которые опирается численное исследование в данном разделе, разряд зажигается в высокоскоростном потоке между двумя электродами, таким образом, что линия, соединяющая их концы, перпендикулярна потоку, поэтому разряд сдувается вниз по потоку и принимает петлевую форму. Используемый пакет PlasmAero ограничен двумерными постановками, поэтому вместо токовой петли рассмотрен токовый слой, что приводит к завышенному уровню взаимодействия потока с разрядом, более высокому потреблению энергии и мощным газодинамическим возмущениям. В эксперименте сверхзвуковой поток воздуха (скорость 500 м/с, давление торможения 26 кПа, температура 300 К) втекает в тестовую секцию аэродинамической трубы с инъекцией этилена и петлевым разрядом, и воспламенение и горение происходят в камере сгорания после тестовой секции. В приведенном здесь моделировании рассматривается воздух без топлива.

Область расчёта — прямоугольная, вытянутая вдоль потока, на левой границе которой находятся два эквипотенциальных электрода, полностью проницаемых для потока (см. Рисунок 3.10). Размеры области 10*200 мм, электроды размером 0.6 мм расположены на высоте 2.5 и 7.9 мм. На верхней и нижней границе заданы периодические граничные условия для газодинамических переменных, и условия непротекания — для электрофизических. На входе (левая граница) заданы условия сверхзвукового потока, тем не менее,

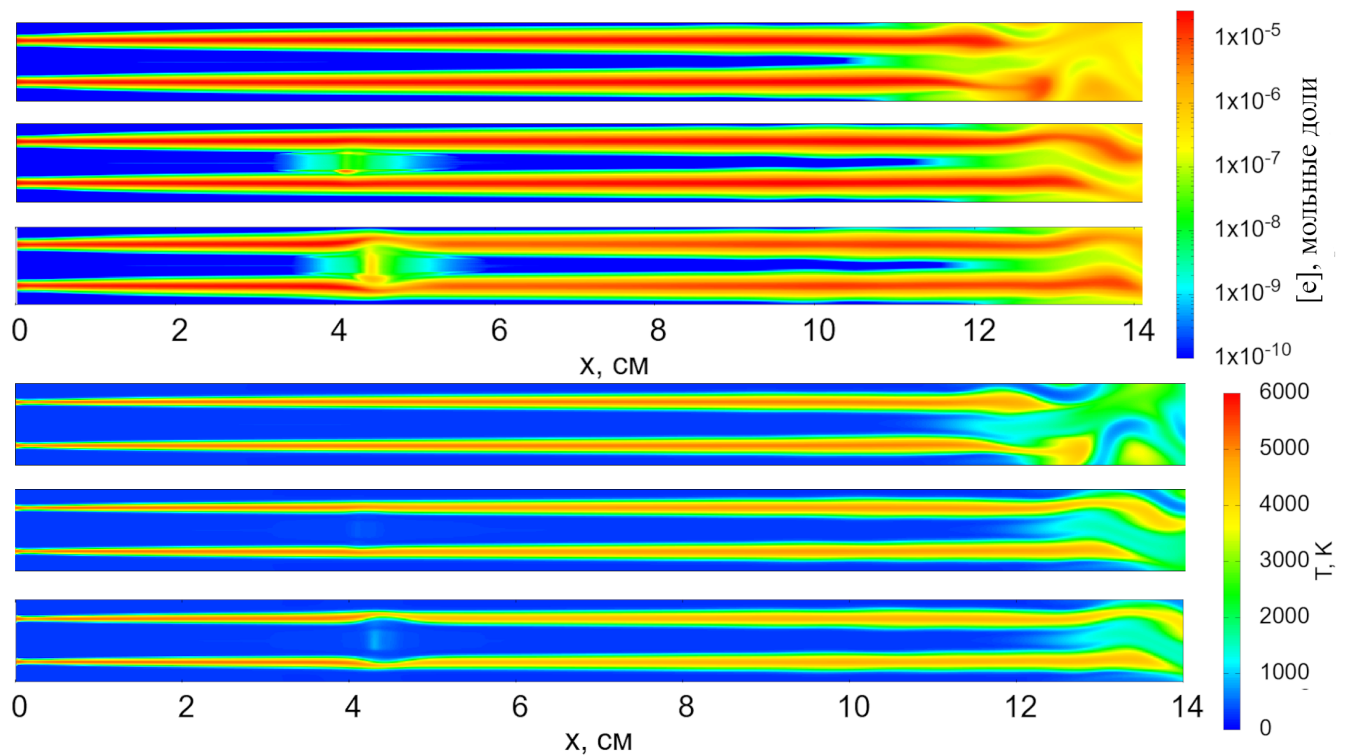


Рисунок 3.11 — Концентрация электронов и температура в процессе образования новой петли, моменты времени сверху вниз: 800 мкс, 830 мкс, 840 мкс

из-за значительного энерговклада в разрядную область поток на входе запирается и его скорость падает до 50 м/с (давление 25 кПа, температура 300 К). Узкая область не позволяет разрядным слоям расширяться за счёт нагрева, и таким образом геометрия разряда остаётся близкой к экспериментальной. Моделирование производилось в пакете PlasmAero в МГД-режиме (см. раздел 3.3).

На Рисунке 3.11 проиллюстрировано развитие перепробоя в продольно-поперечном разряде до того, как по перемычке начинает идти сильный ток. Установлено, что механизм перепробоя следующий — с развитием разрядной петли повышается напряжение между электродами и растёт напряженность электрического поле между слоями, при этом приведенное поле также растет и в какой-то момент за счёт реакций (3.5) начинается нетермическая ионизация, приводящая к росту электронов. Место образования новой перемычки определяется расположением максимума приведенного поля вдоль потока, см. Рисунок 3.12. В этом месте повышается проводимость и начинает течь электрический ток, промежуток разогревается и формируется новая контрагированная токовая перемычка. Место образования новой перемычки сильно разогревается только после 840 мкс, но до этого момента в нём уже есть за-

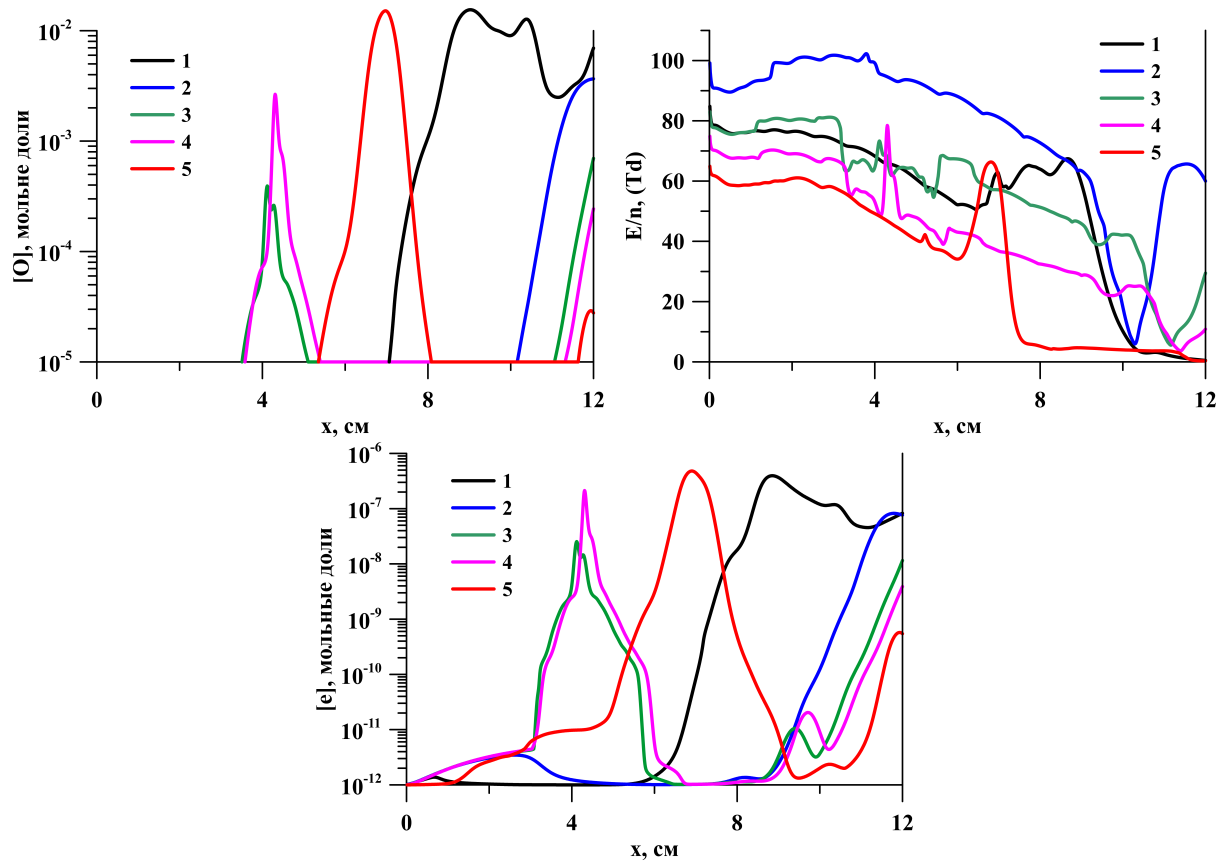


Рисунок 3.12 — Распределение концентрации электронов, атомарного кислорода и приведенного поля вдоль по потоку между разрядными слоями. Моменты времени обозначены цифрами: 1 – 700 мкс, 2 – 800 мкс, 3 – 830 мкс, 4 – 840 мкс, 5 – 912 мкс

метное число электронов. Также на Рисунке 3.12 видно, что концентрация атомарного кислорода за это время успевает достичь $1\text{--}3 \cdot 10^{-3}$ мольных долей, или 1000—3000 ppm, что совпадает с оценками концентраций в камере сгорания из первого раздела настоящей главы. Недостатком данной работы является то, что между соседними записанными результатами — десятки микросекунд.

В отсутствие топлива после исчезновения электронов или поля атомы O рекомбинируют с выделением тепла и нагревают газ, но при наличии молекул углеводородов, часть атомов O прореагирует с ними быстрее, чем рекомбинирует, с образованием долгоживущих промежуточных продуктов горения. Можно провести нульмерный расчёт горения этилена с воздухом с добавлением полученных в разряде концентраций O и использованием детальной схемы химической кинетики (см. раздел 2.2.3). Для целей исследования горения в воздушно-топливном потоке моделирование было проведено для смеси этилена и воздуха, без сжатия. Рассмотрена смесь с начальной температурой

300—2000 К и концентрацией атомов О 0.0001—0.1 мольных долей. Первая серия расчётов выполнена для смеси с $\varphi = 0.5$ ($0.2029\text{O}_2 + 0.0338\text{C}_2\text{H}_4 + 0.7632\text{N}_2$) при давлении 1 атм, вторая — для стехиометрической смеси при давлении 22 кПа, как в эксперименте. Охлаждение, смешивание и другие протяженные процессы не учитывались, результаты изменения времени индукции представлены в Таблицах 3 и 4.

Таблица 3 — Время индукции бедной смеси при давлении 1 атм.

Т, К \ О, мольные доли	0	0.001	0.01	0.1
330	>0.1 с	>0.1 с	>0.1 с	1e-4 с
500	>0.2 с	>0.1 с	>0.1 с	1e-4 с
700	>0.2 с	>0.2 с	0.13 с	1e-5 с
1000	0.088 с	0.023 с	0.0023 с	
1200	0.029 с	0.023 с		
1500	1e-4 с			

Таблица 4 — Время индукции бедной смеси при давлении 22 кПа.

Т К \ О мольные доли	0	0.01	0.02
500	>0.1 с	>0.1 с	>0.1 с
700	>0.1 с	>0.1 с	0.044 с
900	>0.1 с	0.033 с	0.0041 с
1100	0.041 с	0.022 с	0.00032
1300	0.0017 с	0.00021	5.2e-5

В экспериментах [115] авторами продемонстрировано двухстадийное воспламенение этилена в сверхзвуковом потоке, время индукции около 2 мс, время нахождения смеси в камере сгорания в эксперименте можно приблизительно оценить в несколько мс, и по Таблицам 3 и 4 видно, что подходящие времена индукции в обработанной разрядом плазме есть, значит, этилено-воздушная смесь может успеть воспламениться в камере сгорания. Роль

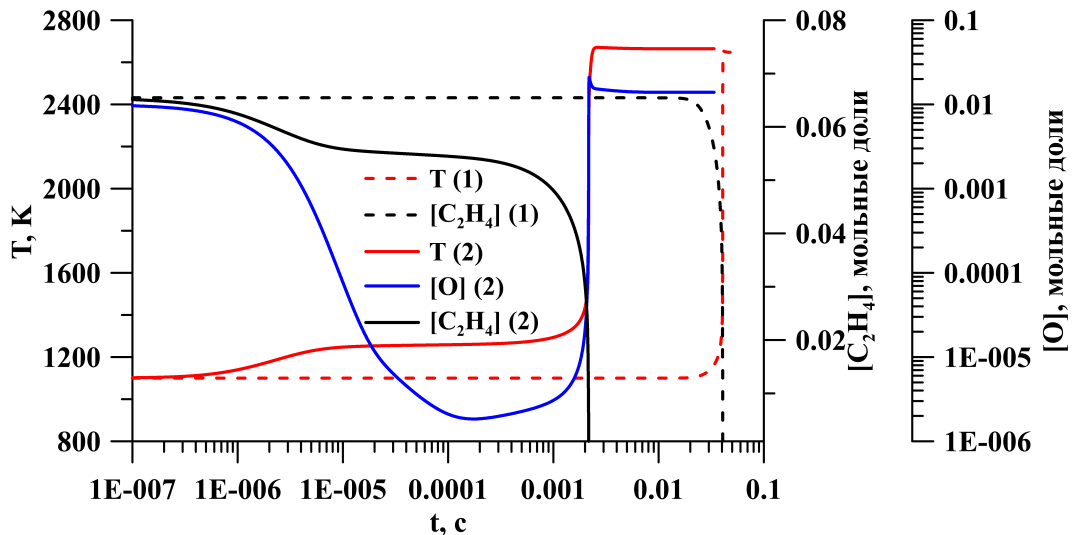


Рисунок 3.13 — Температура, концентрация C_2H_4 и O при воспламенении для начальных условий $P = 22$ кПа, $T = 1100$ К, стехиометрическая смесь, (1) без дополнительных атомов O , (2) с $[O] = 0.001$ мольных долей

атомов кислорода проиллюстрирована на Рисунке 3.13, где видно, что добавление атомов O приводит к значительно более быстрой конверсии этилена, чем без них, таким образом, ускоряя воспламенение. Также видно, что в потоке без дополнительных источников теплоподвода, каким, например, является сжатие в двигателе, смесь с добавкой в 1000 ppm атомов O не воспламеняется за времена порядка десятков мс.

3.5 Сравнение механизмов активации топливно-воздушной смеси

В предыдущих разделах показано, что количество атомарного кислорода, приводящее к воспламенению в цикле работы двигателя за миллисекундные времена, не приводит к воспламенению без дополнительного подвода энергии (например, без сжатия поршнем). Данный раздел посвящен анализу детально разрешенного во времени процесса эволюции химического состава топливно-воздушной смеси от момента подвода энергии различными способами до воспламенения. Рассматривается метано-воздушная смесь, расчёт ведётся в «нульмерной» постановке, в адиабатической ячейке, чтобы исключить влияние пространственных процессов. В качестве способов активации рассматриваются три типа воздействия: во-первых, обработка однородным

треугольным импульсом тока, во-вторых, создание частичной сверхравновесной диссоциации кислорода и/или азота, и в третьих, предварительный нагрев. Интегральный энерговклад активации в «электроразрядном» процессе определялся интегрированием мощности энерговклада по времени действия, во втором, «химическом», - суммарной энергией диссоциации молекул (или суммарной начальной энтальпией образования атомарных компонент N или O), в третьем, тепловом, по изменению суммарной энтальпии. Начальные условия — стехиометрическая смесь метана с воздухом при давлении 100 кПа и температуре 300 К. Все стадии перехода от начального состояния при атмосферных условиях до конечного равновесного состояния продуктов сгорания описывается в рамках пакета PlasmAero [11] и системы химической кинетики окисления углеводородов в воздухе [51], редуцированной до 25 компонент и 121 реакций, которая дополнена несколькими «полевым» реакциями с зависимостью константы скорости от приведённого электрического поля [111]. Возникающая газоразрядная плазма считается строго нейтральной, что позволяет использовать МГД-приближение пакета PlasmAero.

В качестве основного механизма активации топливно-воздушной смеси рассматривается импульсный электрический разряд, мощности и интегрального энерговклада которого достаточно для инициации интенсивных химических реакций для перехода исходного химически неравновесного состава в равновесный состав продуктов сгорания. Основным фактором воздействия является треугольный импульс тока длительностью 10 нс, 50 нс или 50 мкс с линейным нарастанием от нуля до амплитудного значения и мгновенным отключением после максимума. Длительность импульса и его амплитуда определяют максимальную мощность и суммарный энерговклад, амплитуда импульса варьировалась для каждой длительности в интервалах, обеспечивающих энерговклад от 0 до 2 МДж/м³. Для начала прохождения тока задается малая начальная концентрация электронов (и ионов) на уровне 10⁶ м⁻³. На Рисунке 3.14 приведена структура импульса в линейной и логарифмической шкалах времени.

На Рисунке 3.15 представлены эволюции основных компонент при активации 50-нс импульсным разрядом, мольные доли основных активных компонент – атомарного азота и кислорода – достигают максимума в конце разрядного импульса, после чего количество вложенной энергии не меняется, а активные компоненты участвуют в химических реакциях. Температура

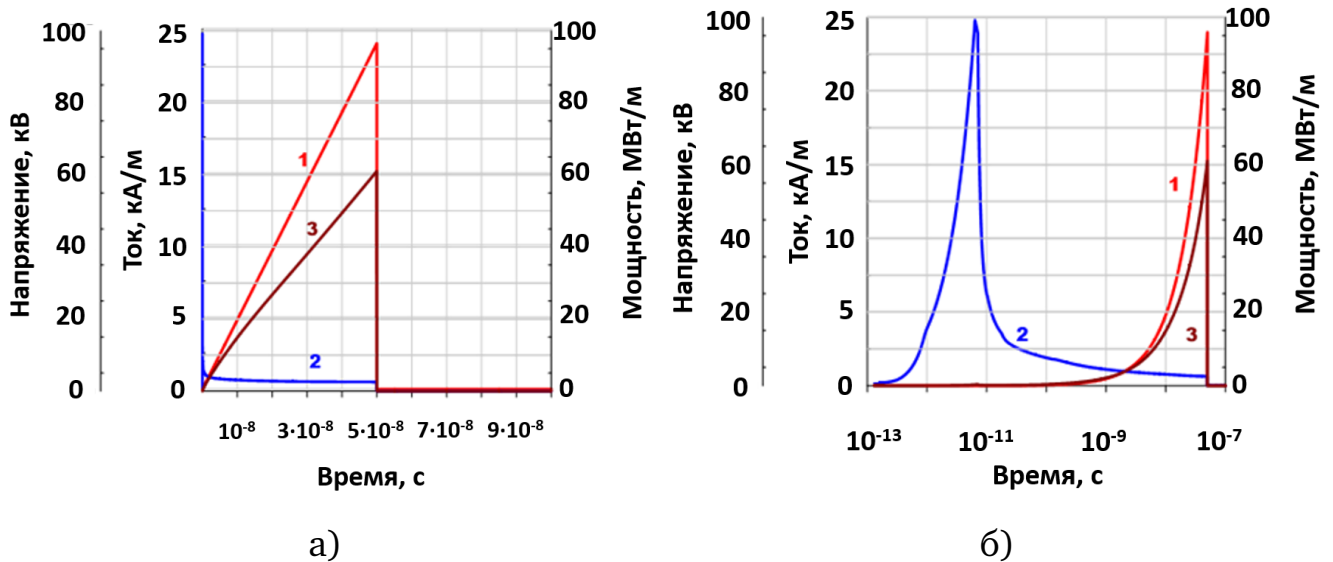


Рисунок 3.14 — Структура треугольного импульса 50-нс разряда: 1 – суммарный ток, А/м, 2 – напряжение на 1-мм промежутке, В; 3 – суммарная мощность, Вт/м. (а) — линейная шкала времени, (б) — логарифмическая

начинает расти только в конце импульса, до этого энергия разряда расходуется на заполнение высокоэнергетических состояний (возбуждение, диссоциация, ионизация). После подъёма температуры, который является монотонной функцией энерговклада, имеется заметный изотермический промежуток конверсии, заканчивающийся воспламенением.

В случае «химической» активации энерговклад тратится на мгновенное изменение состава при помощи диссоциации части молекулярного кислорода или азота. Особенностью данной группы расчётов является то, что эволюция температуры совпадает с хорошей точностью для диссоциации кислорода и азота. По всей видимости, это связано с использованием метана (нет холоднопламенной стадии воспламенения) и редуцированной схемы. В случае тепловой активации происходит мгновенный нагрев топливо-воздушной смеси.

Основной результат настоящего раздела представлен на Рисунке 3.16, где приведено сравнение времен индукции в зависимости от величины и механизма энерговклада в адиабатической ячейке постоянного объема. Актуальные значения суммарного энерговклада для всех рассмотренных механизмов активации метано-воздушной смеси при начальных атмосферных условиях в адиабатическом постоянном объеме лежат в интервале от десятых долей до нескольких единиц МДж/м³. При меньших значениях суммарного энергов-

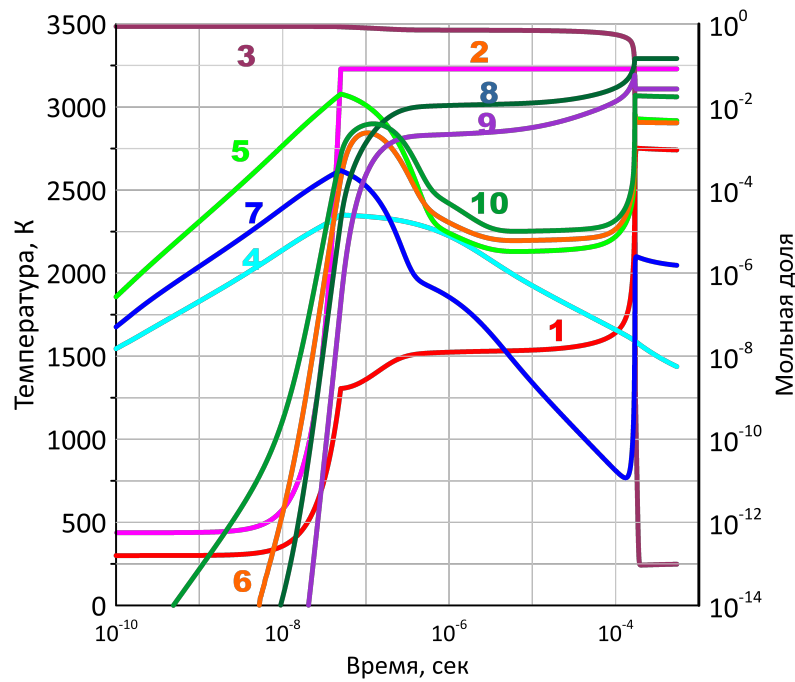


Рисунок 3.15 — Эволюция состава воздушно-метановой смеси, активированной 50-нс треугольным импульсом (24 кА) (логарифмический масштаб): 1 – температура, 2 – вложенная энергия, 3 – CH_4 , 4 – e , 5 – O , 6 – H , 7 – N , 8 – H_2O , 9 – CO , 10 – OH

клада задержка воспламенения становится значительно больше секунды, а при больших — характер перехода в равновесное высокотемпературное состояние теряет специфику горения и соответствует, скорее всего, нагреву до высокотемпературного сильно диссоциированного состояния. Представлены зависимости для трех вариантов активации треугольным импульсом тока длительностью 10-нс, 50-нс и 50-мкс, вариант подогрева смеси, а также случай предварительной диссоциации кислорода. Суммарный энерговклад электро-разрядной активации определялся прямым интегрированием потребляемой мощности, в случаях термической и диссоциативной активаций — приращением энтальпии в результате активации. Данные на Рисунке 3.16 отражают, во-первых, зависимость времени задержки воспламенения от интегрального энерговклада для всех рассмотренных вариантов активации, а во-вторых, демонстрируют зависимость времени задержки от механизма активации. В случае импульсного разряда вторым фактором, от которого зависит время задержки воспламенения, является мощность, падающая с ростом длительности импульса, а диссоциативная и термическая активация выступают как предельные случаи мгновенного и достаточно медленного энерговклада.

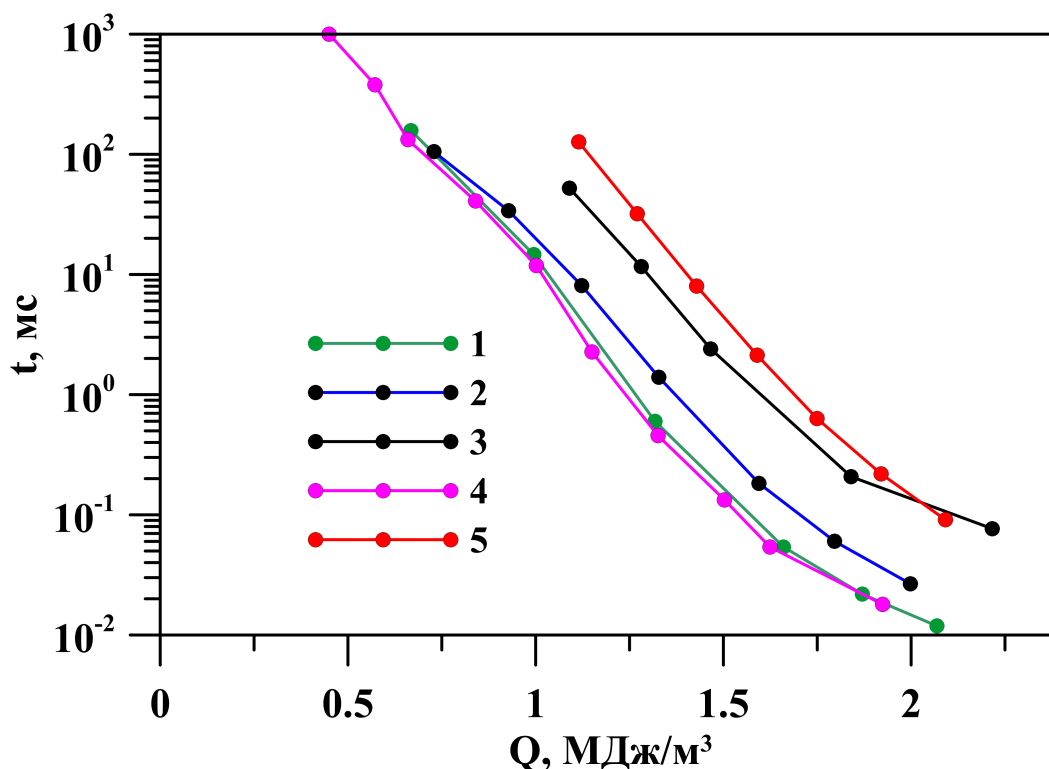


Рисунок 3.16 — Изменение времени индукции в зависимости от энерговклада при различных способах воздействия. 1 – 10-нс импульс, 2 – 50-нс импульс, 3 – 50-мкс импульс, 4 – диссоциация, 5 – нагрев

Рассмотренные выше процессы протекают в условиях далеких от реальных, особенно в отношении пространственной однородности электрического разряда и его временных характеристик. Вклад требуемой для воспламенения энергии, определяется при прочих равных условиях предысторией воздействия, определяющих энергетические состояния перед очередным электрическим импульсом. Несмотря на это, полученные результаты, во-первых, качественно близки к полученным в экспериментах представлениях о воздействии импульсных наносекундных разрядов на газ, а во-вторых, даёт дополнительное физическое обоснование использованию осредненных методов, при которых непосредственного моделирования разряда не происходит, и меньшая часть интегрального энерговклада пересчитывается в образование активных частиц, а большая — в нагрев, что позволяет значительно упростить моделирование горения после обработки разрядом части камеры сгорания в двигателе, но при этом сохранить его физически достоверным.

3.6 Модель разрядной зоны для газодинамического расчёта

В нульмерном расчёте можно получить некоторые характеристики, но они будут относиться к воспламенению разрядной зоны в одной точке, но для понимания того, как воспламенение объёмным разрядом влияет на развитие процесса горения в двигателе, необходимо учитывать пространственную неоднородность явления. В нульмерных расчётах в [10] и в разделе 3.1 появление активных радикалов и некоторый нагрев приводит к воспламенению смеси не мгновенно, а через несколько мс, или несколько десятков градусов УПК (чем раньше до ВМТ включается "разряд тем больше это время). При этом время работы разряда 555 мкс, а период одного импульса - 200 нс, таким образом в расчётах для условий двигателя можно разделить разрядную стадию и развитие воспламенения и горения. Тем не менее, концентрация электронов сильно падает между импульсами, да и образующиеся активные частицы (особенно кислород) могут быть быстроживущими, но при этом успевают инициировать начальные стадии окисления и приводить к появлению промежуточных продуктов, чей срок жизни такой, что строго разделить во времени расчёт плазмохимии в разряде и начальные стадии горения не получается. Поэтому, при изучении влияния объёмного неравновесного разряда на воспламенение, разрядную стадию лучше моделировать с достаточно детальной химией, включающей не только плазмохимические реакции, но и начальные реакции окисления. В нульмерной постановке во всём объёме находился газ с концентрациями активных частиц и температурой, как в стримерах наносекундной короны, но в полной трёхмерной постановке расчёт разряда в газовой смеси это весьма затратная по вычислительным ресурсам задача, поэтому была разработана приближённая модель активированной зоны, более сложная, чем использованная в нульмерном расчёте, и учитывающая ряд пространственных свойств наносекундного коронного разряда.

Модель учитывает следующее. В цилиндре компрессионного двигателя (параметры указаны в Таблице 1) обрабатывается некоторая область с помощью высокочастотного коронного разряда в импульсном режиме за время $t_d=555$ мкс (5 градусов УПК). В реальном двигателе активированная область находится вблизи электрода у крышки цилиндра с объёмом V_{az} (обычно несколько см^3), как показано на Рисунке 3.17 слева, её форма может отличаться

ся в зависимости от конфигурации электродов. Тем не менее, в диссертации газодинамический расчёт горения выполнен в одномерной постановке (волна горения движется вдоль радиуса), и это накладывает ограничения на форму разрядной зоны, которая представляет собой цилиндр на оси двигателя с объёмом. Образующиеся в наносекундном разряде стримеры за время работы разряда t_d обрабатывают некоторый объём V_d . За время t_d благодаря диффузионному расплыванию каналов и за счёт перемешивания создастся активированная область с объёмом $V_{az} > V_d$, степень однородности которой по составу и температуре зависит от разных параметров. Доля объёма $\delta = V_d/V_{az}$, в принципе, может зависеть от различных величин, таких как давление, температура, удельный энерговклад, размер филамента и др.

При исследовании влияния разряда на воспламенение варьировались две характеристики разряда - вложенная энергия E_{tot} и занятый разрядом объём. Первое в используемой модели — это изменение удельного энерговклада Q_d^0 в стримерный канал при фиксированных значениях R_{az} и доли объёма δ (поскольку эти величины связаны друг с другом). Второй вариант - это изменение радиуса активированной зоны R_{az} и доли объёма δ при фиксированных E_{tot} и Q_d^0 .

Для оценки концентрации химически активных частиц, образующихся при распространении стримера, моделировалась динамика положительных стримеров в смеси $N_2:O_2:C_3H_8 = 0.7671:0.2043:0.0286$ с использованием двумерной аксиально-симметричной жидкостной модели [116, 117] при давлении

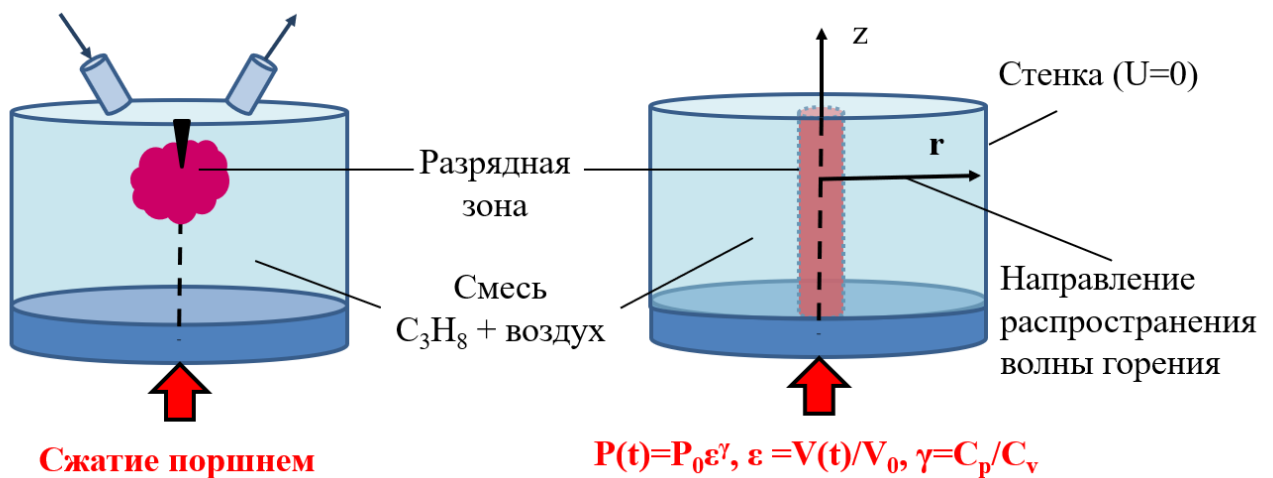


Рисунок 3.17 — Схематичное изображение камеры сгорания двигателя (слева) и расчётной области (справа)

газа 4 бар и температуре 600 К. Моделирование стримеров в конфигурации сфера-плоскость выполнено при ширине зазора 0.5 см и радиусе сферы 0.05 см для импульса напряжения с амплитудой 10 кВ и временем нарастания фронта 4 нс.

В результате моделирования получено, что концентрация атомов O, образующихся в стримерном канале, составляет около $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, при этом она почти постоянна вдоль канала и практически неизменна во времени (за исключением небольшой области, прилегающей к аноду, где со временем происходит накопление атомов).

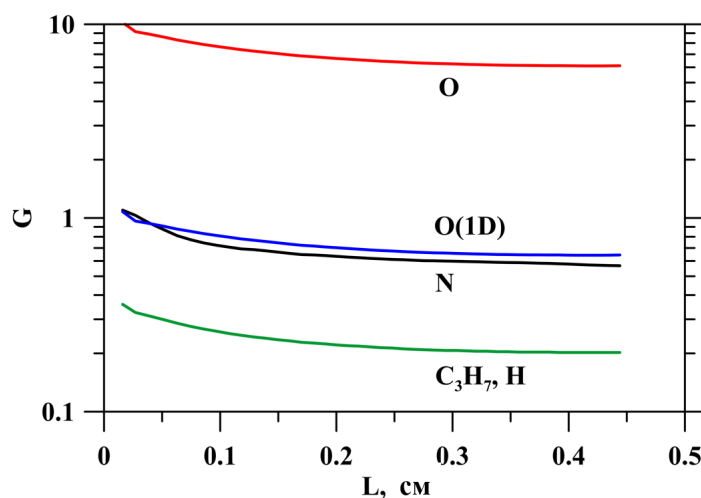


Рисунок 3.18 — G -факторы образования различных веществ в зависимости от положения головки стримера

На Рисунке 3.18 представлены значения G -факторов образования атомов O, возбужденных атомов O (1D), атомов N и радикалов C_3H_7 , которые равны G -факторам образования атомов H, в зависимости от положения L головки стримера. Величина G -факторов уменьшается с ростом длины стримера, причем уменьшение является довольно медленным на длинах, превышающих 0.1 см. Изменение внешних условий, таких как давление газа, температура, приложенное напряжение и геометрия разрядного промежутка, не оказывает заметного влияния на G -факторы [117]. Это позволяет использовать тот же набор G -факторов для широкого диапазона внешних условий в качестве входных параметров для химического моделирования, описанного ниже. При фиксированной плотности газа концентрации образующихся активных частиц также практически не зависят от внешних условий, изменяясь почти как квадрат

плотности газа [117]. Концентрация атомов О, образующихся при прохождении одного стримера, для других значений плотности газа может быть оценена как:

$$N_O = N_O^0 (N_m/N_m^0)^2 \quad (3.8)$$

где N_m - концентрация газа (которая может измениться в результате сжатия поршнем); индекс «0» относится к условию $T_0 = 600$ К, $P_0 = 4$ бар. Зная концентрацию атомов О, концентрации других радикалов оцениваются как:

$$N_r = N_O G_r / G_O \quad (3.9)$$

При моделировании химической кинетики, описанной ниже, G -факторы взяты на длине стримера 0.05 см: G -факторы для атомов О (как в основном, так и в возбужденном состояниях) — $G_O = 8.9$, а G -факторы для Н и (n- C_3H_7 + изо- C_3H_7) — $G_H = G_{C_3H_7} = 0.3$. Для вышеуказанного давления и температуры мольная доля составляет $X_O = 166$ ppm, $X_{H, C_3H_7} = 6$ ppm, а удельная энергия, вводимая для одного импульса, определяется как $Q_d^0 = N_r / G_r \cdot 100$ (эВ) = 0.00186 эВ/молекула = 0.0144 Дж/см³.

Нагрев газа в стримерном канале за один импульс рассчитывался так же, как это сделано в [10]

$$\Delta T_h = (Q_d - Q_{ac}) \cdot (\gamma - 1) / \gamma \cdot 11604 \text{ (К/)} \quad (3.10)$$

Здесь $Q_d - Q_{ac}$ - часть полной удельной энергии Q_d , которая идет на нагрев газа, $Q_{ac} = [O] \cdot 2.5$ эВ + $[C_3H_7] \cdot 1.925$ эВ + $[H] \cdot 1.925$ эВ - энергия, затраченная на образование первичных активных частиц, γ - удельный коэффициент теплоемкости.

Оценки показывают, что для достижения удельной энергии Q_d , нужной для воспламенения (из нульмерных расчётов, описанных выше, около 1 Дж/см³ = 0.05 эВ/молекула при $T_0 = 700$ К и $P_0 = 12.4$ бар), необходимо пропустить $n_{st} = 10$ стримеров с $Q_d^0 = 0.005$ эВ/молекула через тот же канал. Для получения состава смеси в стримере через 10 импульсов, идущих с периодом 200 нс, были проведены расчеты состава и температуры с учетом изменений состава и температуры от импульса к импульсу. В каждом импульсе учитывалось увеличение концентрации атомов О и Н, радикалов C_3H_7 и температуры газа из-за стримерного воздействия (метод 1). Полученный таким образом состав и температуру сравнивали с составом и температурой, соответствующими воздействию одного импульса с $Q_d = 0.05$ эВ/молекула через

2 мкс, т.е. объединяя 10 импульсов, следующих через 200 нс, в один, но без учета изменения состава между импульсами (метод 2) в результате химических реакций. Результаты показывают, что температура в стримерном канале практически одинакова для обоих методов. Однако концентрации компонентов значительно различаются (см. Таблицу 5). Ниже рассматривается, насколько эта разница влияет на время задержки воспламенения и скорость волны горения.

Таблица 5 — Сравнение концентраций и температуры для разных методов расчета. $Q_d = 1 \text{ Дж/см}^3 = 0.05 \text{ эВ/молекула}$. $T_0 = 700 \text{ К}$ и $P_0 = 12.4 \text{ бар}$. Концентрации даны в мольных долях.

Температура или название компонента	10-ти импульсный режим, 10-й импульс на момент $t=200 \text{ нс}$ (метод 1)	Одноимпульсный режим на момент $t=2 \text{ мкс}$ (метод 2)
T_d	867 К	865 К
O	1.47e-6	2.92e-8
$\text{C}_3\text{H}_7\text{OOH}$	9.91e-4	4.56e-4
CH_3OOH	1.17e-5	2.89e-5
n- $\text{C}_3\text{H}_7\text{O}_2$	5.33e-4	5.13e-5

Сравнение изменения концентраций для атома O и для гидропероксида $\text{C}_3\text{H}_7\text{OOH}$ приведены в Таблице 5. Большая величина [O] в многоимпульсном режиме с учетом изменения химического состава от импульса к импульсу объясняется тем, что атом O полностью не успевает прореагировать с топливом, а со следующим импульсом поступает новая порция атомов O. Кроме того, скорость реакции $\text{O} + \text{C}_3\text{H}_8 \rightarrow \text{OH} + \text{C}_3\text{H}_7$ будет меньше, чем для однократного импульса, где изначально концентрация [O] в 10 раз больше.

Состав и температура активированной зоны были усреднены с учетом доли объема, обработанного разрядом. Средняя температура T_{az} в активированной зоне после перемешивания была оценена из закона сохранения

энтальпии:

$$\sum_j m_j c_p^j \Delta T_j = 0$$

с учетом объемной доли, занимаемой стримерами, а именно:

$$T_{az} \cdot (m_d c_p^d + m_g c_p^g) = m_d c_p^d T_d + m_g c_p^g T_g \quad (3.11)$$

где $m_d = V_d \mu n_d$ - масса газа, обработанного разрядом, $m_g = V_g \mu n_g$ - масса неактивированной воздушно-топливной смеси, μ - молекулярная масса смеси, c_p - удельная теплоемкость, которая зависит от температуры.

Концентрация компоненты i усредненная по двум областям (стримерная и неактивированная), определяется по формуле:

$$X_{az,i} = (X_{d,i} n_d \delta + (1 - \delta) n_g X_{g,i}) / n_{az}, \quad n_{az} = P / (k_B T_{az}) \quad (3.12)$$

Когда состав и температура в активированной зоне усреднялись, учитывалась доля объема, занимаемого стримерами, и доля свободного от них объема, а также изменение состава за время вложения энергии t_d . При усреднении учитывалось, что в конце обработки разрядом после $t_d = 555$ мкс давление и температура в камере сгорания изменяются из-за сжатия. Результаты расчета нагрева для различных удельных энерговкладов Q_d , доли объема F , концентрации атомов O, радиуса активированной зоны R_{az} и доли объема $\delta = 0.55$, а также различных начальных условий приведены в таблицах в Приложении А. Полученные значения температуры и состава активированной зоны использованы далее как начальные условия в активированной зоне в одномерных расчетах формирования и распространения волны горения. Описанный в этом разделе способ конструирования активированной зоны опубликован в [67], но на защиту не выносятся.

В данном абзаце показано, как влияет метод расчета состава в канале стримера на время задержки воспламенения и формирование волны горения. Формирование волны горения рассмотрено для условий $T_0 = 700$ К, $P_0 = 12.36$ бар, $Q_d = 0.05$ эВ/молекула = 1 Дж/см³. Результаты расчетов формирования волны горения в одномерном приближении, приведенные на рисунке 4, показывают, что для 10-ти импульсного расчета (метод 1), в котором учитывается изменение состава от импульса к импульсу, время задержки воспламенения на 0.83 мс меньше, чем в одноимпульсном расчете (метод 2) с тем же суммарным удельным энерговкладом, но без учета изменения состава от импульса к импульсу. Это связано с более высокой концентрацией

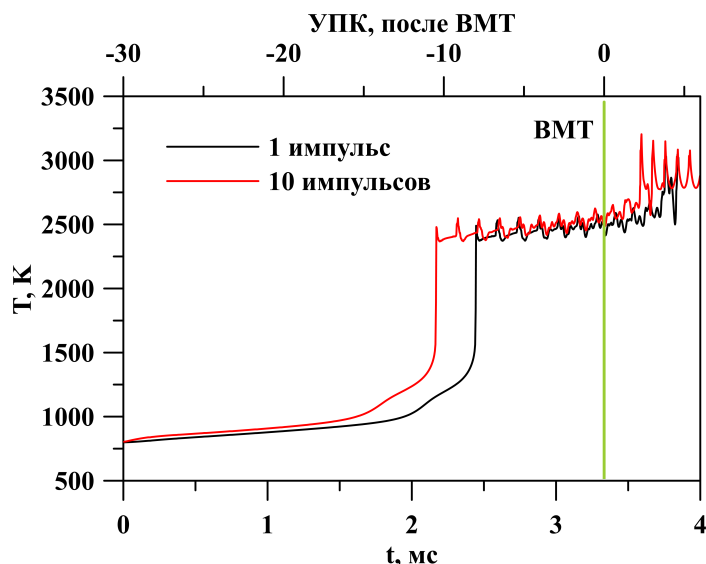


Рисунок 3.19 — Сравнение времени задержки воспламенения в активированной области для двух методов расчета состава смеси в стримерном канале: метод «1» – 10-ти импульсный расчет с учетом изменения состава смеси в стримере после каждого импульса с $Q_d^0 = 0.005$ эВ/молекула, метод «2» – одноимпульсный расчет, состав смеси в стримере был определен после 10-го импульса для $Q_d = 0.05$ эВ/молекула без учета изменения состава от импульса к импульсу

гидропероксидов, чья концентрация растёт от импульса к импульсу, и которые являются долгоживущими промежуточными компонентами, в отличие от атома О, который быстро реагирует с молекулами пропана и исчезает. Однако скорость волны горения через 6 мс практически одинакова для обоих методов расчета и равна 3.5 м/с (см. Рисунок 3.19). Это говорит о том, что на скорость распространения волны горения метод расчета не влияет, но время задержки воспламенения зависит от того, учитывается или нет изменение состава от импульса к импульсу.

3.7 Выводы по Главе 3

В главе описаны используемые в диссертации методы моделирования влияния разряда на состояние топливо-воздушной смеси: реализованное в пакете PlasmaGeo квазинейтральное приближение для описания плазмы совместно с системой уравнений Навье-Стокса для химически активной смеси, а

также интегральный метод G-факторов, позволяющий оценить концентрации образующихся в плазме активных частиц на основе энерговклада. С использованием метода G-факторов в однозонном расчёте показано, что обработка топливо-воздушной смеси разрядом непосредственно перед началом стадии холодного пламени приводит к дополнительному тепловыделению на этой стадии, по сравнению с обработкой за некоторое время до неё или перед началом стадии горячего пламени. Рассмотрено изменение концентраций CO и несгоревших углеводородов для разных режимов обработки разрядом, показано, что для смеси с $\varphi = 0.5$ концентрация CO в продуктах горения значительно падает по сравнению с режимом пропуска воспламенения даже при небольших удельных энерговкладах (от 16400 до 10 ppm), а для смеси с $\varphi = 0.33$ при небольших и средних энерговкладах конверсия происходит, но она не переходит в горение, и в выхлопе остаётся много CO и несгоревших углеводородов. Показано, что для уменьшения образования NO_x в разряде, следует проводить инициацию с небольшими удельными энерговкладами.

В одномерном газодинамическом расчёте показано, что в газе который изначально не воспламеняется от сжатия высокочастотный разряд инициирует горение, но при этом для малых удельных энерговкладов при включении разряда задолго до ВМТ горение в условиях ДВС не возникает, если не учитывать сжатие поршнем. Показано, что форма фронта пламени и скорость волны горения не зависят от формы профиля активации в начальных условиях. Показано, что для расчётов воспламенения в ДВС важно учитывать химическую эволюцию смеси до момента включения разряда. Показано, что роль атомарного кислорода — ключевая по сравнению с другими радикалами.

В расчёте импульсного разряда в воздухе в конфигурации «острие-острие» показано, что основное количество атомов O образуется в первые несколько наносекунд, во время прохождения волны ионизации, а дальнейший энерговклад от импульса идёт только в нагрев. При этом, после начального периода образования атомарного O, состав меняется слабо до следующего импульса, и таким образом, каждый следующий импульс идёт в среде, которая «помнит» предыдущее воздействие.

В расчёте продольно-поперечного разряда в высокоскоростном потоке воздуха показано, что в полях порядка 100 Тд за несколько десятков микросекунд образуется концентрации O, сравнимые по порядку с концентрациями, полученными в расчётах для двигателя, и при этом не происходит сильного

нагрева. Тем не менее, за времена порядка нескольких мс такие концентрации атомарного кислорода не приводят к воспламенению без дополнительного энерговклада.

В расчётах в элементарном объеме получены результаты сравнения трёх способов влияния на время индукции топливно-воздушной смеси: активация смеси разрядом, нагрев и искусственно созданная диссоциация части молекул воздуха. Получено, что во-первых, при равной вложенной удельной энергии, время индукции больше сокращается при диссоциации части молекул, чем при нагреве, а во-вторых, чем короче разрядный импульс, тем больше его воздействие на топливно-воздушную смесь и тем ближе по своему эффекту к воздействию от диссоциации, а чем длиннее импульс — тем ближе к нагреву. Этот результат, во-первых, даёт физическое обоснование использования упрощённых моделей оценки концентрации активных частиц в разрядной области через вложенную энергию, а во-вторых, приводит к концепции управления плазменно-стимулированным горением: заметная часть энерговклада может быть вложена через медленный нагрев (например, сжатие в ДВС), а оставшаяся часть — при помощи разряда высокой мощности, в том числе и наносекундного импульсно-периодического.

Описан способ вычисления концентраций и температур в разрядной зоне, учитывающий пространственную неоднородность разряда и возможность стримеров проходить по одному и тому же каналу в последовательных импульсах. Сконструированная таким образом разрядная зона используется в расчётах в следующей главе.

Глава 4. Управление горением бедной смеси в камере сгорания компрессионного двигателя

В данной главе представлены результаты исследования влияния различных параметров разряда на режимы горения в камере сгорания компрессионного двигателя после обработки части смеси импульсно-периодическим стримерным наносекундным разрядом. Подробно разобрано влияние разряда на воспламенение активированной области, на распространение волны горения и на переход к самовоспламенению. Установлены механизмы влияния разряда на воспламенение активированной зоны и на самовоспламенение газа перед волной горения. Продемонстрировано, как меняется эффективность такого управления горением с изменением коэффициента избытка топлива.

Полученные в данной главе результаты опубликованы автором в статьях [118, 119, 120].

4.1 Постановка параметрического исследования

Одна из ключевых проблем двигателей с воспламенением однородной смеси от сжатия — невозможность управлять моментом воспламенения и режимами горения. Среди различных модификаций таких двигателей, направленных на улучшение управляемости, можно выделить двигатели с переменной реактивностью, в которых создаются области с различным составом за счёт дополнительного впрыска небольшого количества легковоспламеняемого топлива. По своему механизму действия влияние импульсно-периодического стримерного разряда можно отнести к этому типу управления [5], так как в части объема за счёт плазмохимических реакций создаётся область повышенной реактивности. Но при этом общий коэффициент избытка топлива не увеличивается, а значит сохраняются преимущества состава выхлопа, характерные для бедной смеси.

Чтобы установить, можно ли при помощи стримерного разряда управлять воспламенением и горением обедненной смеси в компрессионном двигателе и как это сделать, было проведено параметрическое исследование этого

процесса. Для этого была выполнена серия расчётов формирования и распространения волны горения в камере сгорания двигателя после воздействия неравновесного разряда, в которой менялись внешние параметры — разрядные характеристики и состав пропан-воздушной смеси. Расчёт состояния топливно-воздушной смеси до момента включения разряда был выполнен при помощи однозонной модели двигателя (см. раздел 2.2.1) с характеристиками, указанными в таблице 1, при этом учитывалось не только изменение температуры и давления, но и эволюция химического состава. Состав и температура в активированной разрядом зоне к моменту выключения разряда рассчитывались по методу, описанному в разделе 3.6 и передавались в одномерный расчёт в качестве начальных условий. Дальше расчёт производился по модели, описанной в разделе 2.2.2, использовалась кинетическая схема для 103 компонент и 710 реакций (см. раздел 2.2.3).

В исследуемом цикле двигателя пропано-воздушная смесь не воспламеняется от одного лишь сжатия, что было показано в предварительных расчётах в главе 2. На Рисунке 4.1 показана зависимость температуры и давления от угла поворота коленвала при движении поршня в исследуемой окрестности ВМТ без инициации разрядом, стрелками отмечены моменты, в которые включается разряд. Через 5 градусов УПК разряд выключался и с этого момента начинался газодинамический расчёт. Желаемый интервал начала горения на Рисунке 4.1 обозначен зелёной рамкой, чтобы не совершать работу сжатия против нагретого газа, а желаемый интервал окончания горения - красной рамкой, чтобы извлечь побольше полезной работы.

На основе предыдущих расчётов выбраны следующие параметры разряда, варьируемые в исследовании (здесь они еще раз перечислены для удобства, а так же причины выбора их диапазонов):

1. Удельный энерговклад в стример Q_d варьируется в диапазоне 0.01 – 0.1 эВ/молекулу, причём желательные диапазоны - меньше 0.05 эВ/молекулу, чтобы избежать образования в разряде большого количества вредных окислов азота. При фиксированных остальных параметрах разряда его изменение приводит к изменению полной вложенной в разряд энергии.
2. В однозонной постановке были рассмотрены смеси с $\varphi = 0.3, 0.5$ и 0.7 ; в одномерном расчёте остаются только 0.5 и 0.7, так как 0.3 требует

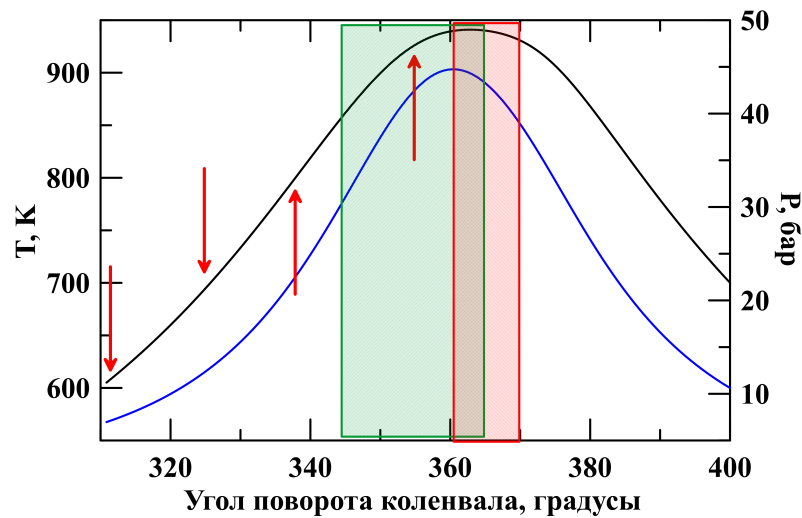


Рисунок 4.1 — Зависимость температуры и давления в условиях невоспламенения в процессе сжатия смеси пропан-воздух с $\varphi = 0.7$ без воздействия разряда в компрессионном двигателе с однородной смесью.

Красными стрелками обозначены моменты включения разряда

больших значений энерговклада в разряд для достижений высокой полноты сгорания.

3. Моменты включения разряда α_{dis} 310, 325, 338 и 355 градусов УПК. 310 и 325 градусов — моменты прямо перед и в начале зоны холодного пламени для смеси с $\varphi = 0.7$, что оптимально с точки зрения выделения тепла на стадии холодного пламени, 338 градусов так как это зона голубого пламени, 355 градусов - инициация уже после холодного и голубого пламени. Углы поворота коленвала α_{dis} при которых был инициирован разряд, а также соответствующие им давления и температуры, полученные из нульмерного расчёта цикла без разряда, приведены в Таблице 6. Для смеси с $\varphi = 0.5$ выбраны моменты инициации 325 и 355 градусов.
4. Доля объема активированной зоны, обработанная стримерами за всё время включения разряда δ (изменяется вместе с радиусом активированной зоны).

Анализ полученных результатов проводился с целью установить влияние перечисленных параметров на время задержки воспламенения и характер распространения волны горения. Желаемые характеристики двигателя задают условия для оптимизации: воспламенение должно начаться в интервале от 15 градусов УПК перед верхней мертвой точкой (ВМТ) до 5 градусов за ней, са-

Таблица 6 — Моменты инициации разряда до ВМТ для смеси с $\varphi = 0.7$

№	α_{dis}	T, K	$P, \text{ бар}$
1	310°	600.6	6.76
2	325°	694.7	12.36
3	338°	800.9	22.6
4	355°	925.3	42.2

мовоспламенение — до 10 градусов за ВМТ [3], для реальных двигателей с близкой степенью сжатия при высоких нагрузках называются предельные величины давления в 130 атмосфер [3]. Содержание вредных веществ в выхлопе должно быть уменьшено, в камере сгорания не должно возникать детонации. На большинстве графиков ниже в главе приведены две временные шкалы — в миллисекундах от момента выключения разряда и в градусах угла поворота коленвала (УПК), в этом случае 360 градусов соответствует ВМТ, 1 градус УПК = 0.111 мс.

4.2 Влияние разряда на начало горения в двигателе.

Типичная картина процесса горения, происходящего в желаемом интервале УПК показана на Рисунке 4.2 для смесей с $\varphi = 0.7$ и $\varphi = 0.5$, начальные условия приведены в подписи к Рисунку. У процесса горения в двигателе выделяют две определяющие временные характеристики — начало горения, т.е. время воспламенения области, активируемой разрядом t_1 , и время самовоспламенения газа перед волной горения t_2 . После выключения разряда ($t = 0$) в активированной им зоне идут химические реакции и некоторое время температура плавно повышается, что практически не влияет на остальной объем газа, кроме тонкого слоя, ограниченного диффузией и теплопроводностью. В момент t_1 активированная зона воспламеняется, температура в ней повышается примерно до 2000–2500 К в зависимости от количества топлива (см. кривую температуры для 0.5 см на Рисунке 4.2), формируется и начинает распространяться волна горения (ВГ), которая последовательно поджигает газ

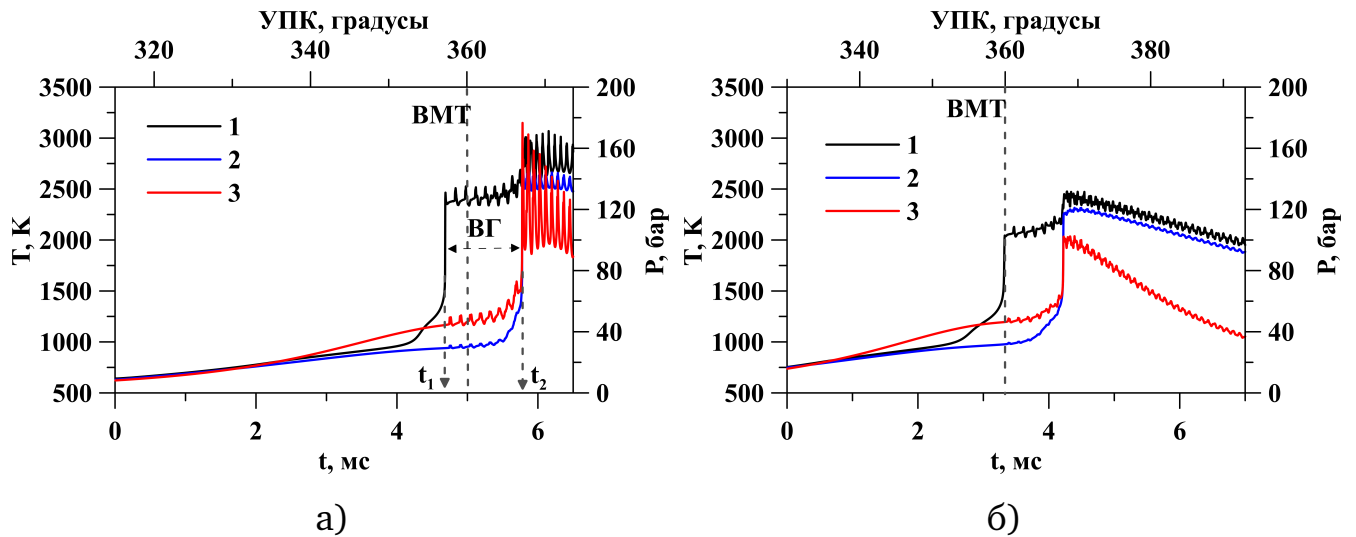


Рисунок 4.2 — Характерные зависимости от времени температуры и давления при воспламенении. Кривые 1 - эволюция температуры в активированной зоне ($r = 0.5$ см), кривые 2 и 3 — температура и давление в газе перед фронтом волны горения ($r = 4.5$ см). t_1 обозначает момент воспламенения активированной зоны, «ВГ» — распространение волны горения, t_2 — самовоспламенение газа перед ней. Расчёты выполнены для $\delta = 0.55$ и $R_{az} = 0.5$ см. Начальные условия: (а) $\varphi = 0.7$, $\alpha_{dis} = 310^\circ$ УПК, $P = 6.8$ бар, $T = 601$ К, $Q_d = 0.016$ эВ/молекулу; (б) $\varphi = 0.5$, $\alpha_{dis} = 325^\circ$ УПК, $P = 12.6$ бар, $T = 707$ К, $Q_d = 0.015$ эВ/молекулу

перед фронтом. На графиках давления и температуры в интервале между t_1 и t_2 заметны осцилляции, их период соответствует прохождению волн давления со скоростью звука. Эта волна давления образуется в момент воспламенения активированной зоны и затем движется по объему, отражаясь от стенок.

На Рисунке 4.3а на графике изменения температуры в активированной зоне (красная кривая) видно, что в некоторые моменты до t_1 тепловыделение более интенсивно. Это связано с тем, что для пропано-воздушной смеси характерно последовательное выделение тепла в трех стадиях окисления: холодное пламя, голубое пламя и горячее пламя. Влияние этих стадий на инициированное разрядом воспламенение в компрессионном двигателе подробно изучалось в работе [10], а также влияние наносекундного разряда на протекание стадий холодного, голубого и горячего пламени в пропано-воздушной смеси для разных эквивалентных отношений подробно представлено в работе [51]. Основные реакции, которые определяют выделение тепла на этих стадиях, представлены в таблице 7. При этом, без обработки разрядом, за рас-

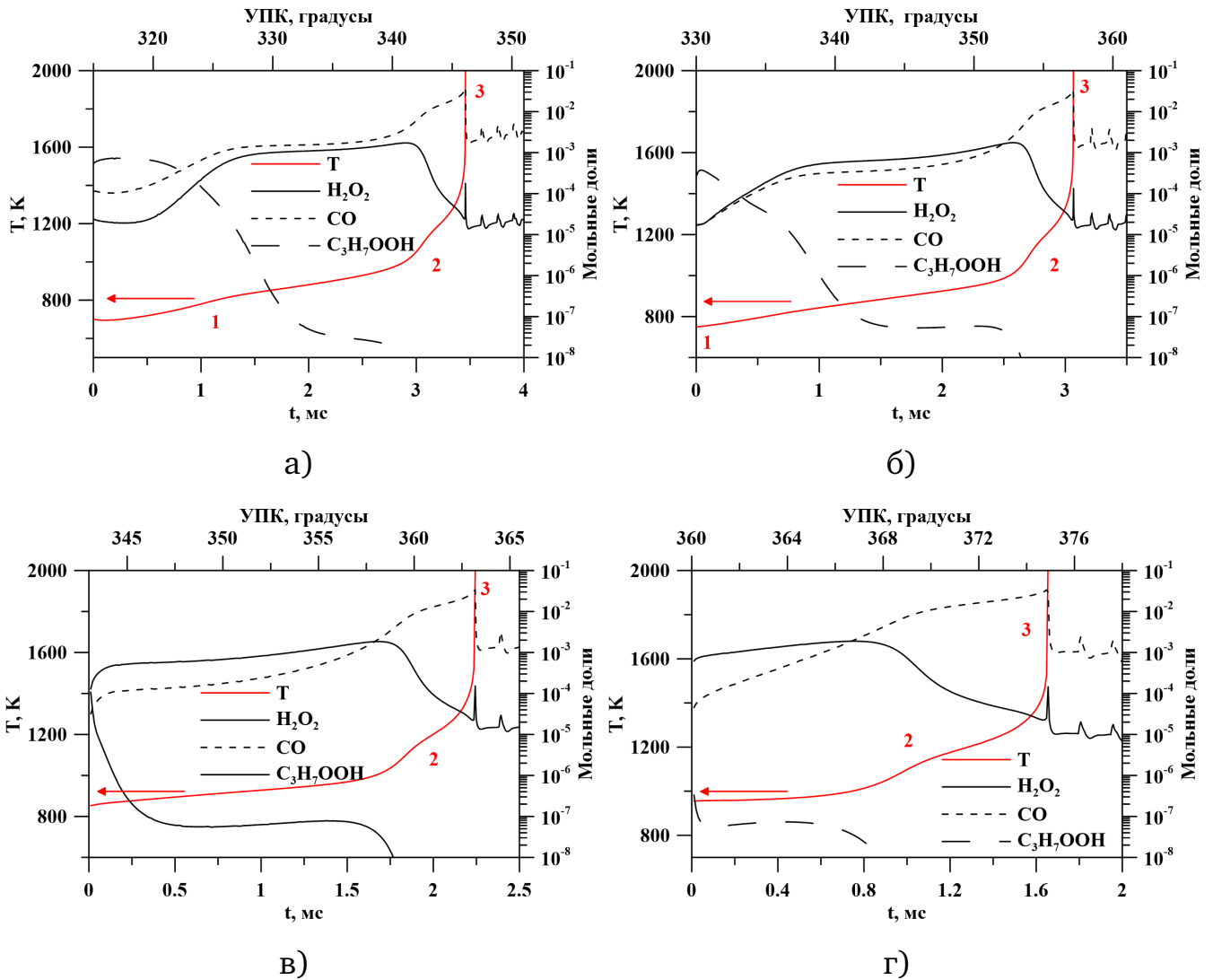


Рисунок 4.3 — Изменение температуры и концентрации некоторых веществ в разных стадиях тепловыделения: «1» - холодное, «2»- голубое и «3» - горячее пламя, а) $\alpha_{dis} = 310^\circ$ УПК, б) $\alpha_{dis} = 325^\circ$ УПК, в) $\alpha_{dis} = 338^\circ$ УПК, г) $\alpha_{dis} = 355^\circ$ УПК

смаатриваемые времена в бедной смеси не происходит выделения тепла на стадии холодного пламени, а после обработки разрядом - происходит [10]. Если посмотреть на изменения температуры и концентраций компонент, расходящихся в экзотермических реакциях (пропилгидропероксид C_3H_7OOH , гидропероксид H_2O_2 и монооксид CO), то можно сопоставить каждое изменение скорости подъема температуры с определенной стадией горения. Такая динамика для каждого угла α_{dis} для смеси с $\varphi = 0.7$ представлена на Рисунке 4.3. При этом видно, что для угла инициации $\alpha_{dis} = 310^\circ$ УПК все три стадии из таблицы 7 вносят вклад в нагрев, а для 325° УПК стадия холодного пламени уже практически не вносит. При инициации при 338 и 355 граду-

Таблица 7 — Стадии горения и основные реакции, ответственные за тепловыделение.

Стадия	Основные реакции	Диапазон T
Холодное пламя (1)	$O_2 + C_3H_8 \rightarrow HO_2 + C_3H_7$ $i-C_3H_7 + O_2 \leftrightarrow i-C_3H_7O_2$ $i-C_3H_7O_2 + C_3H_8 \rightarrow C_3H_7OOH + n-C_3H_7$ $C_3H_7OOH \rightarrow i-C_3H_7O + OH + \Delta E$	600–800 К
Голубое пламя (2)	$H_2O_2 + M \rightarrow OH + OH + M + \Delta E$ $HO_2 + C_3H_8 \rightarrow H_2O_2 + C_3H_7$ $HO_2 + HO_2 \leftrightarrow O_2 + H_2O_2$ $HO_2 + CH_2O \rightarrow H_2O_2 + CHO$	800–1200 К
Горячее пламя (3)	$O + CO + M \rightarrow CO_2 + M + \Delta E$ $OH + H_2 \rightarrow H + H_2O$ $OH + CO \rightarrow H + CO_2$	> 1200 К

сах из-за слишком высокой начальной температуры в активированной зоне, заметно только тепловыделение на стадиях голубого и горячего пламени. Таким образом, в одномерной постановке, как и в нульмерной в разделе 3.1 и [10], показано, что включение разряда непосредственно перед зоной холодного пламени приводит к тепловыделению на этой стадии, что предпочтительнее с точки зрения организации работы в двигателе, так как позволяет меньше подогревать смесь на впуске.

Зависимость момента воспламенения активированной зоны от энерговклада в стримерный канал Q_d и от величины обработанной разрядом доли объема δ представлена на Рисунке 4.4. Для всех углов активации сохраняется зависимость «чем больше энерговклад — тем быстрее воспламенение», при этом, если смотреть на время воспламенения относительно ВМТ, то чем раньше происходит активация — тем быстрее наступает воспламенение при одинаковом энерговкладе. Также видно, что с уменьшением доли объема воспламенение активированной зоны наступает позже, и при активации при $\alpha_{dis} = 355^\circ$ в случае, когда $\delta = 0.245$ самовоспламенение не происходит, зато волна горения доходит до стенки, а при $\delta = 0.138$ не происходит и воспламенения активированной зоны, хотя видно, что подъем температуры есть.

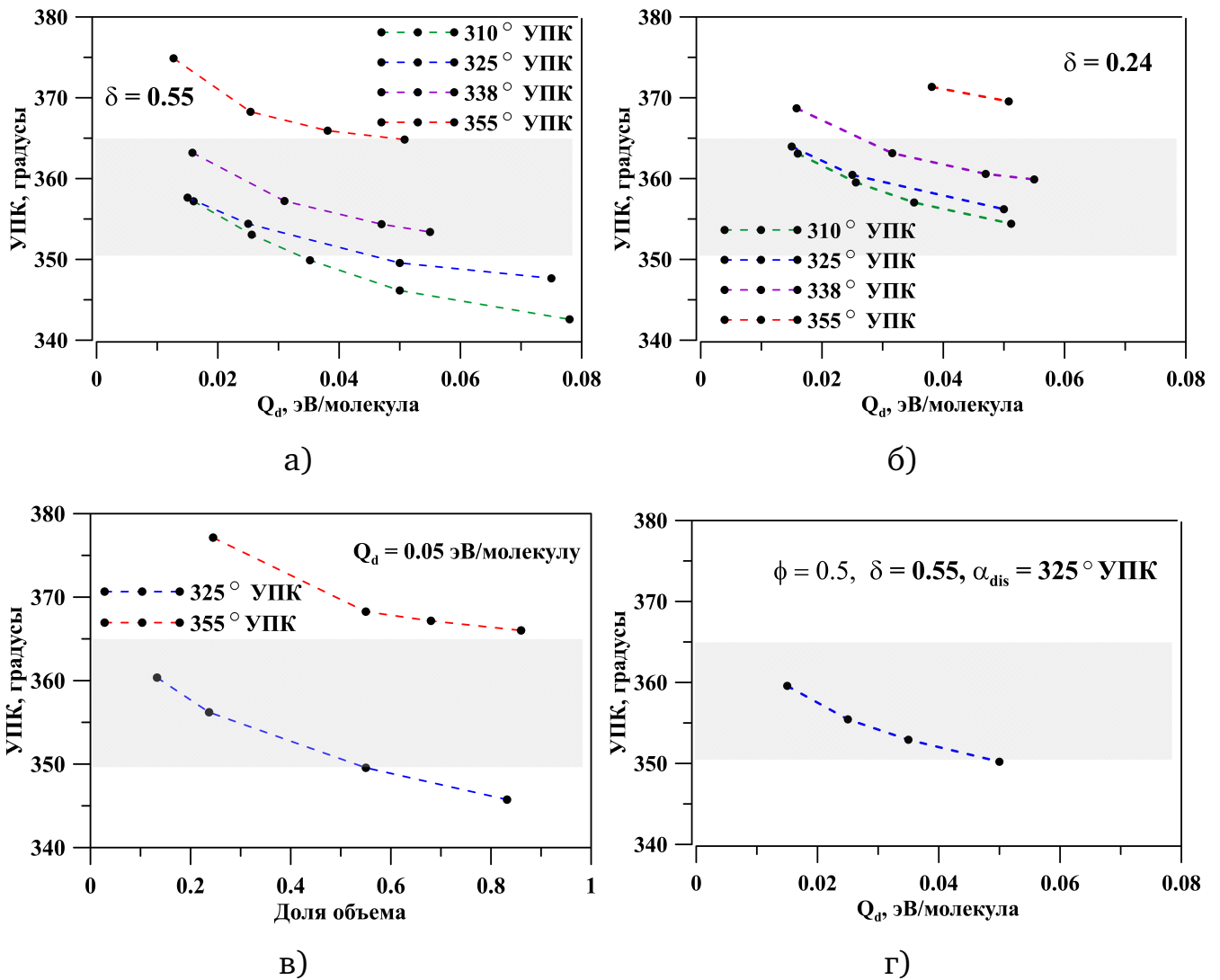


Рисунок 4.4 — Изменение момента воспламенения активированной зоны t_1 в зависимости от угла активации, вложенного энерговклада и доли объема для $\phi = 0.7$. Серым обозначен диапазон желаемых моментов воспламенения.

(а)-(в) соответствует $\phi = 0.7$, (г) — $\phi = 0.5$

Это связано с тем, что в использованной модели активированной зоны большая доля объема означает более сильное «размазывание» вложенной энергии, а значит — меньшее изменение температуры и концентрации активных веществ.

4.3 Распространение волны горения и волн сжатия

Топливо-воздушная смесь в необработанной разрядом части объема после включения разряда и до момента t_1 ведет себя также, как в режиме пропуска воспламенения, и её химический состав и термодинамические параметры P и T определяются углом поворота коленвала (т.е. временем, прошедшим от начала цикла работы двигателя и степенью сжатия) и не зависят параметров разряда. При этом, некоторые отличия у расчётов с $\alpha_{dis} = 310$ и 325 градусов УПК есть и составляют 1 К и 0.025 бар (0.1% от T и P), при этом состав также отличается незначительно. Это различие объясняется тем, что начальные условия брались из однозонного расчёта с учётом отвода тепла на стенки, и оттого при угле поворота 325 градусов они немного отличаются от тех, которые получены в адиабатическом одномерном расчёте.

После воспламенения активированной зоны от неё начинает распространяться волна горения. Так как режим её распространения зависит от параметров газа перед фронтом, то можно ожидать связи режима горения с моментом воспламенения активированной зоны t_1 . Возникновение волны сжатия после воспламенения активированной зоны и её последующие отражения от стенки и от оси проиллюстрированы на rt -диаграмме на Рисунке 4.5. Средняя скорость волны горения в данном расчёте составляет примерно 20 м/с, при этом ламинарная скорость волны горения для давлений и температур, как в несгоревшем газе перед ней (около 40 бар и 900 К) составляет около 2 м/с, то есть на порядок меньше (по оценкам из [121]). Хорошо заметны колебания фронта волны горения, и видно, что основные смещения фронта происходят в момент прохождения отражённых волн давления через фронт волны горения. По Рисунку 4.5 может показаться, что волна горения стоит в моменты без волн сжатия, но на самом деле, она движется гораздо медленнее, например в момент 4.9 мс, когда перед фронтом волны горения находится покоящийся газ с $P = 45$ бар и $T = 940$ К, волна горения движется со скоростью 1.18 м/с, при этом расчётное значение ламинарной скорости горения из [121] для этих условий составляет 1.05 м/с. Средняя скорость продвижения волны горения в момент прохождения волны давления составляет около 60 м/с, и это приблизительно совпадает со скоростью движения газа в этот момент. Таким образом, взаимодействие волны горения с волнами давления (см. Рисунок 4.6))

играет ключевую роль в том, что волна горения успевает распространиться более чем на половину объема до наступления момента самовоспламенения. Такое постепенное высвобождение энергии более привлекательно для работы двигателя, чем одновременное воспламенение всего объема. Так как волны давления вносят заметный вклад в продвижение волны горения, то управляя их движением, можно было бы управлять этой стадией горения.

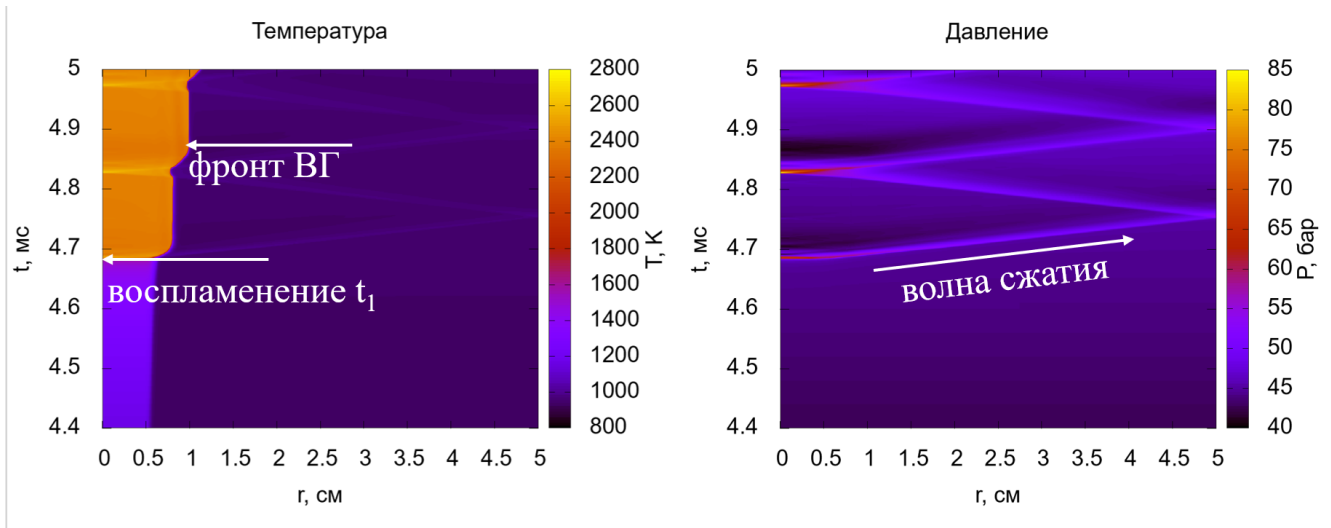


Рисунок 4.5 — Изменение температуры и давления при воспламенении активированной зоны и появление волн сжатия для $\varphi = 0.7$, $\delta = 0.55$, $\alpha_{dis} = 310^\circ$, $R_{az} = 0.5$ см, $Q_d = 0.015$ эВ/молекула

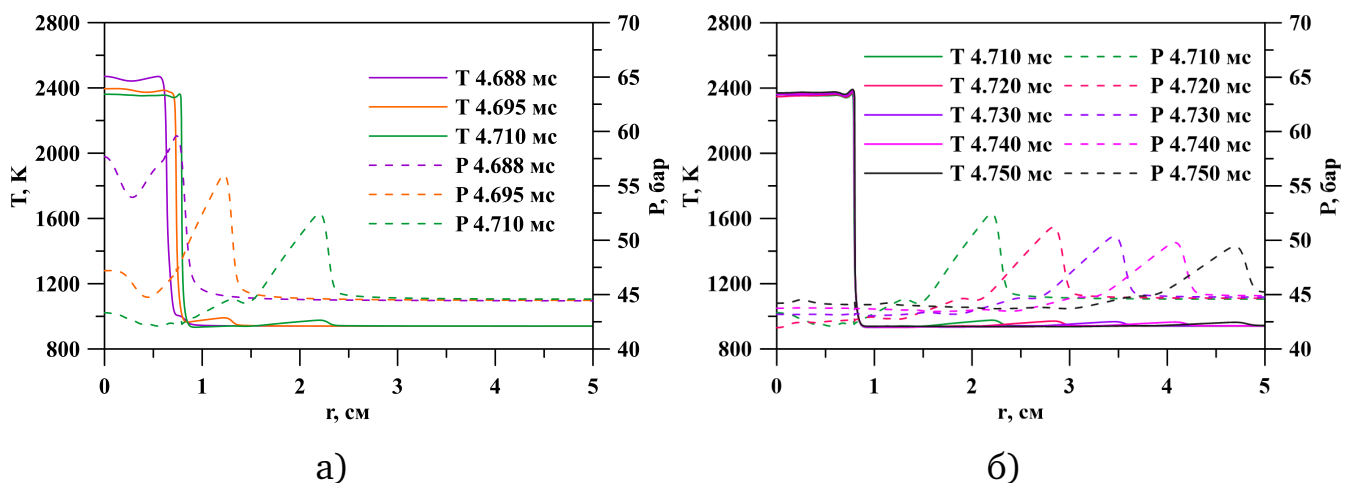


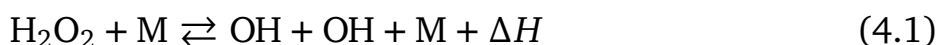
Рисунок 4.6 — Продвижение волны горения (а) - вместе с волной сжатия, (б) - в покоящемся газе для $\varphi = 0.7$, $\delta = 0.55$, $\alpha_{dis} = 310^\circ$, $R_{az} = 0.5$ см, $Q_d = 0.015$ эВ/молекула

Значительно более быстрое продвижение волны горения за счёт взаимодействия с волнами сжатия позволяет достичь самовоспламенения вскоре за

верхней мёртвой точкой и не только растянуть выделение тепла во времени, но и попасть в необходимый диапазон углов (при рассматриваемых в данной работе ограничениях максимальное время между началом горения и самовоспламенением газа перед волной горения - 15 градусов УПК, или 1.7 мс).

Известно, что волны давления играют важную роль при переходе от дефлаграции к самовоспламенению, и в литературе часто указывается, что они увеличивают реактивность смеси в объеме и нагревают его, а также увеличение амплитуды волн давления в химически активной среде может приводить к детонации [122]. Интересно изучить степень влияния такого увеличения реактивности на переход к самовоспламенению, а также степень увеличения амплитуды волн давления в рассматриваемых условиях. Всё сжатие (и нагрев) газа перед фронтом волны горения можно условно поделить на три группы в зависимости от источника энерговыклада: (1) сжатие/расширение за счёт движения поршня P_p , (2) сжатие за счёт расширения продуктов горения за фронтом волны горения P_f и (3) положительная обратная связь в волне давления от химических реакций в объеме P_{pw} . Последнее возникает согласно критерию Релея [123] - если сдвиг между колебательными составляющими теплопотока и давления составляет меньше $\pi/2$, то колебания возбуждаются или усиливаются. В химически инертной среде во время прохождения волны сжатия были бы только потери за счёт вязкости, но в химически активной среде могут быть экзотермические реакции, зависящие от температуры и давления.

В желаемом диапазоне горения вокруг ВМТ (от -5° до 10° УПК) при переходе к самовоспламенению температура и давление соответствуют зонам голубого и горячего пламени. Используемая кинетическая схема включает в том числе экзотермические реакции (см. таблицу 7), чья скорость растёт вместе с увеличением давления и температуры в волне сжатия, например реакция



относящаяся к стадии голубого пламени или реакция



стадии горячего пламени обе сильно зависят от давления с соответствующими константами скорости k_1 в $\text{см}^3 \text{моль}^{-1} \text{с}^{-1}$ и k_2 в $\text{см}^6 \text{моль}^{-2} \text{с}^{-1}$. Скорости этих реакций:

$$W_1 = k_1 [\text{H}_2\text{O}_2] (\rho M)^2, \quad W_2 = k_2 [\text{CO}] [\text{O}] (\rho M)^3, \quad (4.3)$$

где M - молярная масса смеси в г/моль, ρ - плотность в г/см³, $[H_2O_2]$, $[CO]$ и $[O]$ - мольные доли H_2O_2 , CO и O соответственно. Видно, что скорость реакции (4.1) в 2-3 раза растёт в волне сжатия, см. Рисунок 4.7, показатель адиабаты приведён для иллюстрации изменения состава. Скорость реакции (4.3) также повторяет колебания давления, но её вклад гораздо меньше. Также можно оценить степень влияния такого взаимодействия волны давления выделением тепла в химических реакциях относительно других процессов в газе перед фронтом волны горения. Это возможно, если промоделировать, как бы вёл себя газ перед фронтом ВГ под влиянием сжатия поршнем и расширяющимися продуктами горения, но без вклада от волн давления.

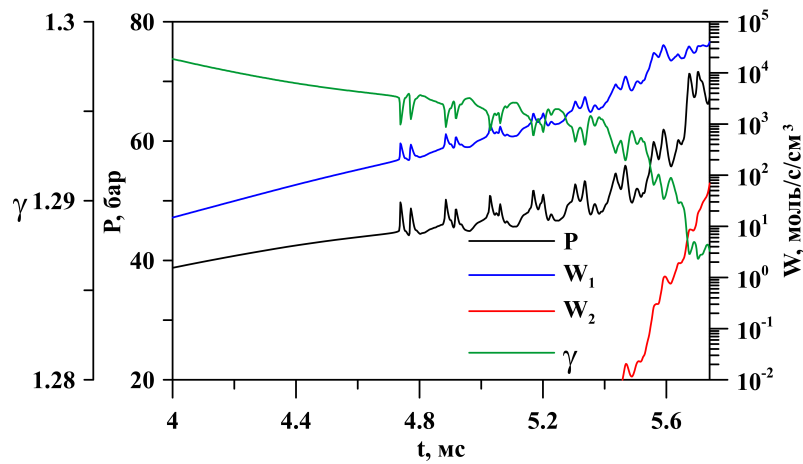


Рисунок 4.7 — Колебания давления, показателя адиабаты и скоростей реакций в газе перед фронтом волны горения ($r = 4.5$ см); W_1 - скорость реакции (4.1), W_2 - скорость реакции (4.2)

Влияние сжатия поршнем в одномерном расчёте учитывается по модели, описанной в Главе 2 в виде добавочных членов, зависящих от изменения объема, в уравнение непрерывности и баланса энергии — (2.9) и (2.11) соответственно. Сжатие фронтом волны горения можно учесть аналогичным образом, для этого можно перейти от пространственной координаты r к массовой координате X :

$$X = \int_0^{r_X} \rho \pi r^2 / \int_0^R \rho \pi r^2. \quad (4.4)$$

Если зафиксировать X_1 , то по изменению соответствующей пространственной координаты $r_X(t)$ можно оценить сжатие газа перед волной горения за счёт продвижения фронта пламени следующим образом. Пусть $V(t) = \pi R^2 l(t)$ - объём цилиндра камеры сгорания, где R - его радиус, $l(t)$ - расстояние от поршня

до верхней стенки цилиндра, тогда изменение объема при сжатии поршнем, входящее в уравнения (2.9) и (2.11) можно выразить как $\left(\frac{dV}{dt}\right)_{piston} = \frac{dl(t)}{dt} \frac{1}{l(t)}$. Тогда для точки с массовой координатой X_1 (см. схему на Рисунке 4.8) изменение объема в результате сжатия поршнем и волной горения одновременно можно записать так, чтобы явным образом разделить влияние поршня и волны горения:

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dt} \frac{1}{V} &= \frac{d \left[l(t) \pi \left(R^2 - r_X(t)^2 \right) \right]}{dt} \frac{1}{l(t) \pi \left(R^2 - r_X(t)^2 \right)} = \\ &= \left[\frac{dV}{dt} \frac{1}{V} \right]_{piston} - \frac{2r_X(t)}{R^2 - r_X(t)^2} \frac{dr_X(t)}{dt}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Зависимость $r_X(t)$ берётся из газодинамического одномерного расчёта, и таким образом, нет необходимости считать подробно тепловыделение в реакциях на фронте волны горения в каждый момент времени.

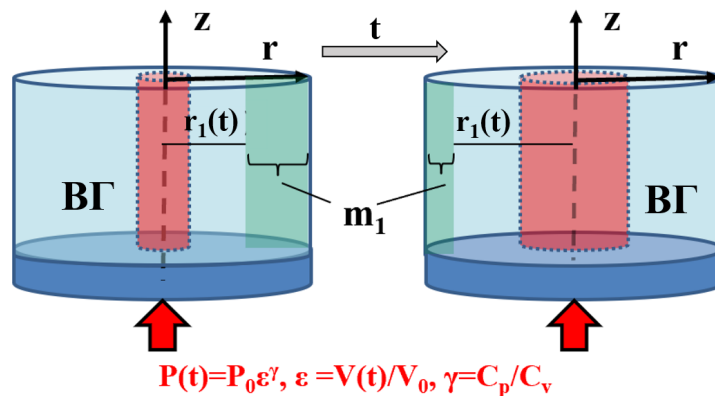


Рисунок 4.8 — Схематичное изображение сжатия газа волной горения

Чтобы оценить время самовоспламенения без учёта взаимодействия волн давления со средой, было проведено моделирование в нульмерной постановке эволюции элементарного объема газа перед фронтом волны горения, где было учтено как сжатие поршнем, так и продуктами горения (с того момента, когда в одномерном расчёте возникает волна горения). Результаты сравнения влияния различных источников энерговклада в газ перед волной горения представлены на Рисунке 4.9, « $P_p + P_f + P_{pw}$ » (синяя кривая) соответствует одномерному расчёту после обработки разрядом, « $P_p + P_f$ » (красная кривая) - нульмерному расчёту, где дополнительное учтено только сжатие за

счёт движения поршня и расширения продуктов горения, « P_p » (пунктир) — режим пропуска воспламенения без разряда, только сжатие поршнем. Различие во времени самовоспламенения газа перед волной горения в зависимости от того, учитывается взаимодействие волн давления со средой или нет, составляет около 0.15 мс ($\approx 1.5^\circ$ УПК), что не играет решающей роли на фоне сжатия поршнем и волной горения.

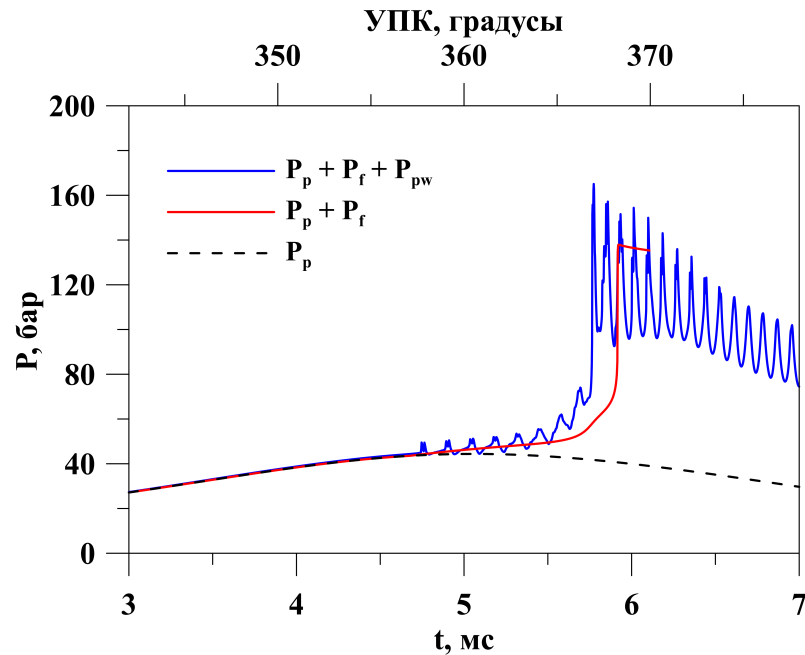


Рисунок 4.9 — Зависимость давления от времени в газе перед волной горения ($r = 4.5$ см) для расчётов с разным источником нагрева

Если переместить активированную зону от оси цилиндра ближе к стенкам, при этом сохраняя объём (на $r = 1.5$ см и 2 см, второй слой более тонкий), и понаблюдать за воспламенением, то воспламенение активированной зоны происходит примерно в то же время t_1 , что и для зоны на оси (более тонкий слой — позже). При этом, волны давления менее интенсивные, чем для зоны на оси, и поэтому волна горения продвигается медленнее, и сжатие неактивированного газа тоже замедляется, таким образом, самовоспламенение происходит несколько позже за ВМТ и оттого с меньшим подъёмом давления, см. Рисунок 4.10. Если не трогать активированную зону, но увеличить радиус цилиндра двигателя, то воспламенение активированной зоны происходит примерно в одно время, а воспламенение газа перед волной горения — в разное, через 1.716 мс после t_1 , а не через 1.073 мс, см. Рисунок 4.11. Это связано с тем, что расстояние, которое надо пройти волнам сжатия в случае цилиндра с $R = 7$ см, увеличивается, а скорость звука - нет (степень сжатия остаётся той

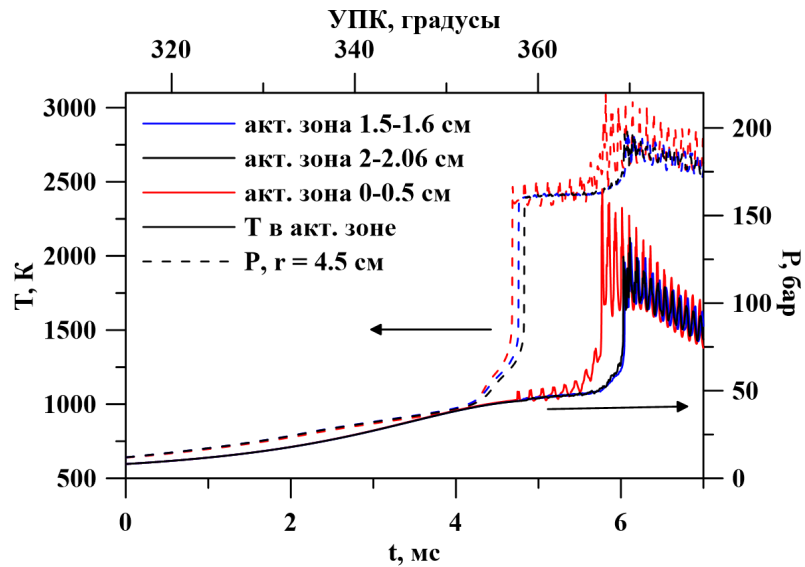


Рисунок 4.10 — Изменение температуры в активированной зоне (сплошные линии) и давления в точке 4.5 см для разного положения активированной зоны (пунктирные линии)

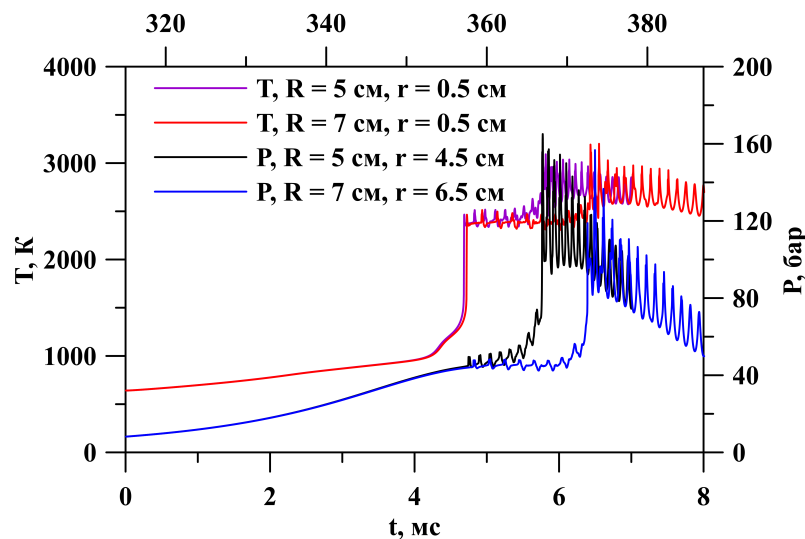


Рисунок 4.11 — Изменение температуры и давления с изменением радиуса цилиндра (5 и 7 см), активированная зона в обоих случаях - 0.5 см

же, а значит и T и P перед волной горения). Таким образом, среднюю скорость волны горения можно увеличить, если уменьшить долю времени, которая тратится на прохождение волнами давления неактивированного газа.

4.4 Самовоспламенение перед фронтом волны горения

Переход от дефлаграционного горения к самовоспламенению газа перед волной горения осуществляется за счёт повышения давления и температуры в камере сгорания. После воспламенения активированной зоны в окрестности ВМТ играют роль следующие основные конкурирующие процессы охлаждения и нагрева: сжатие/расширение под действием поршня (нагрев/охлаждение), тепловые потери на стенки (охлаждение, отсутствует в адиабатическом расчёте), сжатие волной горения (нагрев), химические процессы перед фронтом волны горения (нагрев). В режиме пропуска воспламенения (без разряда) имеющегося охлаждения достаточно, чтобы самовоспламенение не возникло, но после обработки части смеси разрядом и возникновения волны горения результирующего тепловыделения достаточно, чтобы стимулировать самовоспламенение перед фронтом. Тем не менее, если начальное воспламенение (момент t_1) происходит слишком поздно после ВМТ, то потери тепла при расширении достаточно велики, чтобы самовоспламенение не произошло, но тогда волна горения достигает стенки слишком поздно, позже 400 градусов УПК, например, такой режим наблюдался при $\alpha_{dis} = 355^\circ$ градусов УПК и маленьких энерговыкладах, см. Рисунок 4.12.

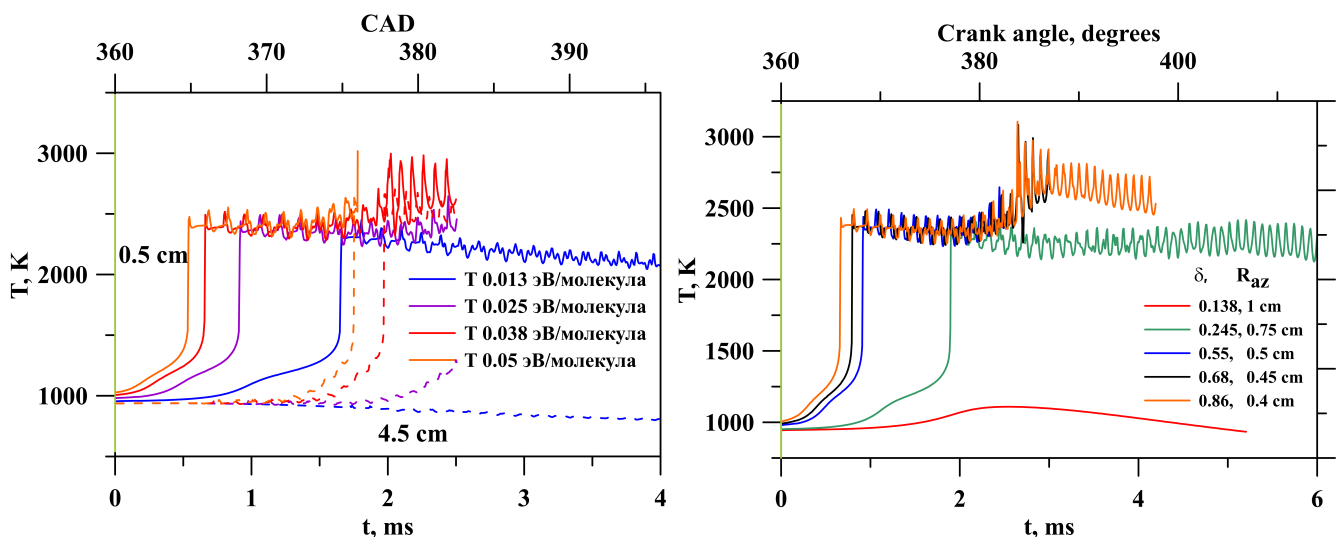


Рисунок 4.12 — Изменение температуры при возникновении волны горения в активированной зоне при различных значениях удельного энерговыклада для $\delta = 0.55$, и различных значениях δ при фиксированном энерговыкладе 0.013 эВ/молекула. $\alpha_{dis} = 355^\circ$, $R_{az} = 0.5$ см

Химический механизм перехода к самовоспламенению следующий. При температурах выше 850 К, но ниже 1200 К реакции горячего пламени (см. таблицу 7) идут слишком медленно (см. обзор [124]), и доминирующий путь реакций, приводящий к тепловыделению - это цепные реакции голубого пламени. При температурах около 1000 К реакция разложения перекиси водорода (4.1) с выделением энергии ускоряется и перекись разлагается быстрее, чем накапливается. Поэтому в реальных системах воспламенение часто выглядит так: сначала постепенно накапливается H_2O_2 и медленно повышается температура, в том числе и за счёт экзотермических реакций, пока не достигнет той, при которой скорость разложения H_2O_2 резко возрастает. Это приводит к росту концентрации ОН и температуры, а затем к росту скорости цепных реакций, сгоранию синтезу газа ($H_2 + CO$) и горячему пламени. Этот кинетический механизм справедлив для лабораторных машин быстрого сжатия, а также он основной при возникновении стука в двигателях с искровым зажиганием и отвечающий за воспламенение в компрессионных двигателях с однородной смесью. Во всех этих случаях начинает H_2O_2 образовываться при более низких температурах и не приводит к появлению горячего пламени, пока температура за счёт сжатия и других экзотермических реакций не достигает нужной. В нульмерном расчёте это можно продемонстрировать, если посчитать сжатие в двигателе без активации разрядом. В рассматриваемых диапазонах температур и давлений в области около ВМТ от начала разложения H_2O_2 до самовоспламенения проходит около 0.6 мс, см. Рисунок 4.13. На этом Рисунке проиллюстрировано сжатие необработанной разрядом смеси до температур, близких к самовоспламенению (степень сжатия больше, чем в основном исследуемом режиме пропуска воспламенения), в случае, когда самовоспламенение не происходит, в расчёте включен более сильный отвод тепла.

После инициации разрядом и воспламенения активированной части объема при продвижении волны горения всё большая часть смеси сгорает, и в несгоревшем объеме от этого повышается температура и давление по описанному в предыдущем разделе механизму, а также постепенно увеличивается концентрация промежуточных продуктов горения, в том числе H_2O_2 . На Рисунке 4.14 представлены *rt*-диаграммы изменения концентраций гидропероксида H_2O_2 и монооксида СО, иллюстрирующие стадии голубого и горячего пламени в активированной зоне и в газе перед волной горения.

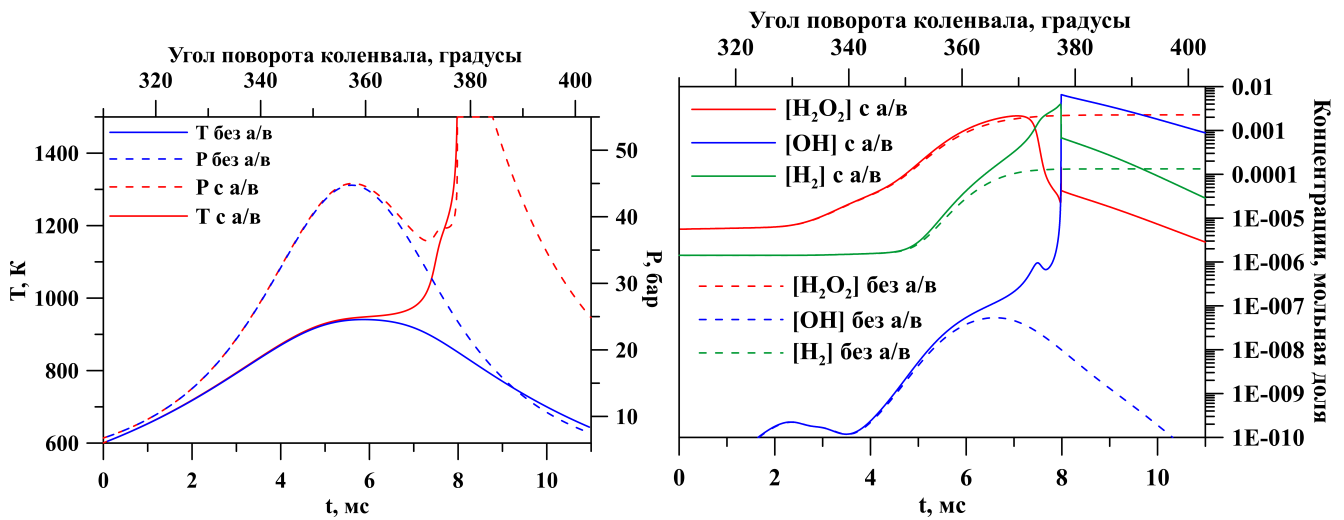


Рисунок 4.13 — Сравнение режимов с самовоспламенением (а/в) и без в камере сгорания без разряда

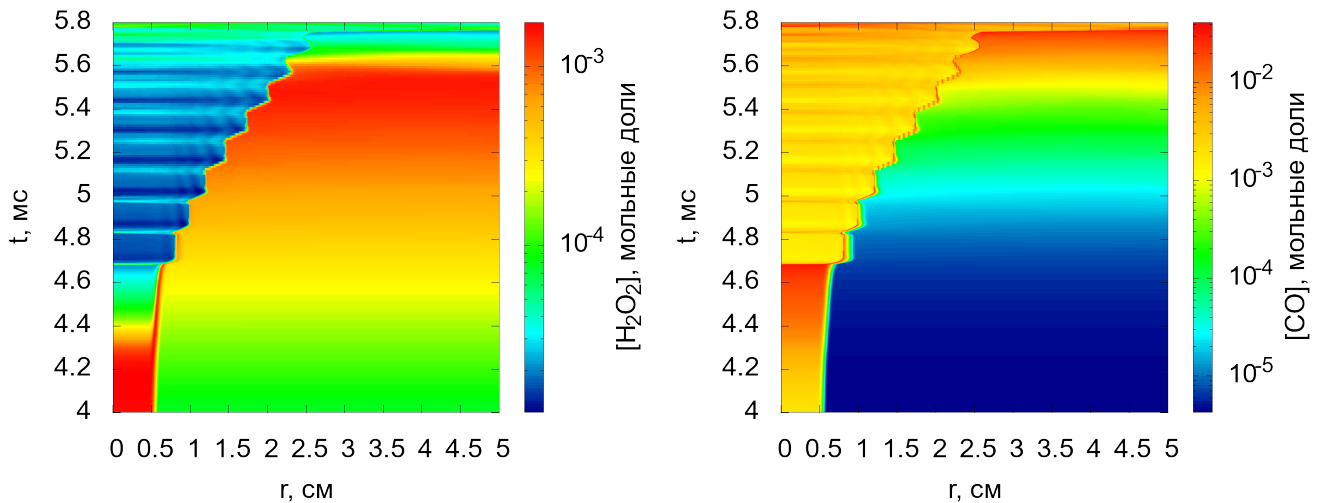


Рисунок 4.14 — Эволюция состава смеси перед волной горения, (а) концентрация H_2O_2 и (б) концентрация CO

В адиабатическом расчёте для смеси с $\varphi = 0.7$, в зависимости от того, где температура и давление первыми достигают нужной для воспламенения величины, волна самовоспламенения начинает идти либо от стенки, либо от волны горения, или даже с двух сторон. Эти варианты показаны на Рисунке 4.15: от стенки, от волны горения и сходящиеся волны самовоспламенения. У стенки температура может быть немного выше за счёт более длительного нахождения у стенки пучности волны сжатия при отражении, у волны горения температура немного выше за счёт теплопроводности, перемещающаяся по

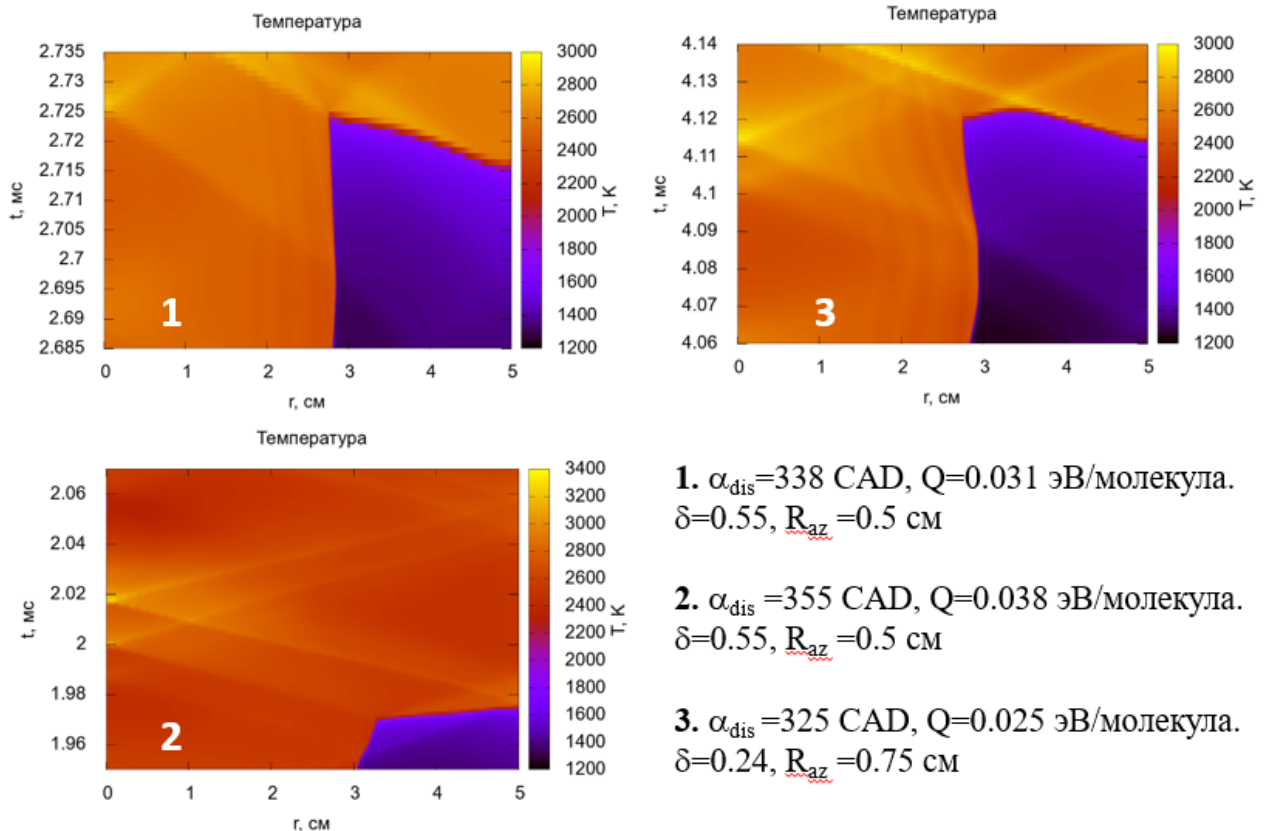


Рисунок 4.15 — Волны самовоспламенения

объему волна сжатия приводит к инициации реакций горячего пламени с той или другой стороны.

Профили температуры при столкновении волн самовоспламенения от стенки и от ВГ представлены на Рисунке 4.16 слева ($\alpha_{dis} = 325$ УПК, $\delta = 0.24$, $R_{az} = 0.75$ см, $Q_d = 0.025$), цифры означают мс после начала расчёта. Видно, что волна самовоспламенения — это фазовая волна: фронт реакции идёт в готовом к самовоспламенению газе, и уже это приводит к повышению температуры и давления за фронтом, см. Рисунок 4.16. По всей видимости, детонация не успевает развиться для пропано-воздушной смеси в рассматриваемом объеме за то время, за которое происходит самовоспламенение [125].

4.5 Управление воспламенением и горением в компрессионном двигателе

Период индукции активированной зоны t_1 и время самовоспламенения газа перед волной горения t_2 — ключевые величины в описании процесса

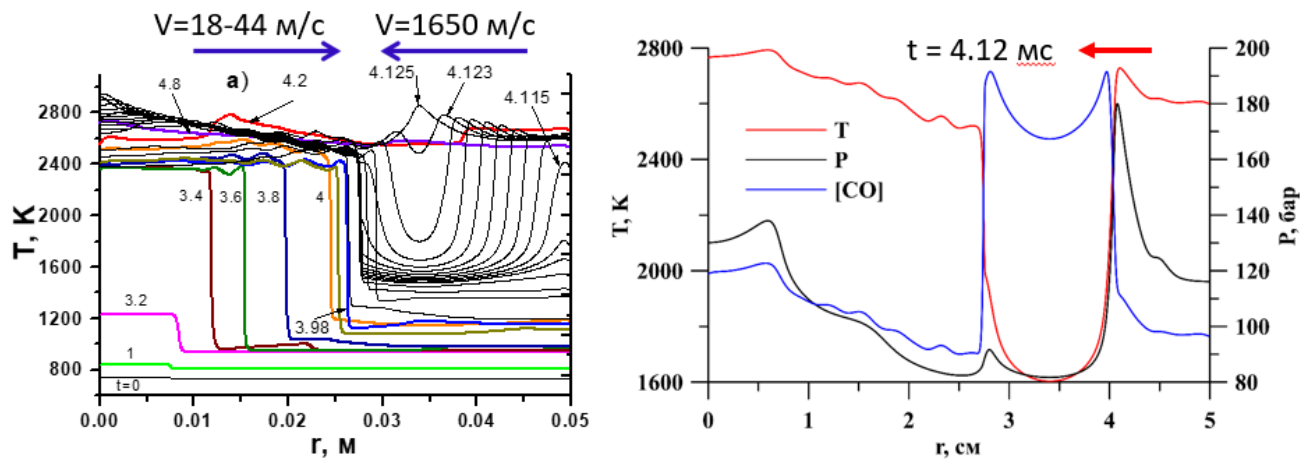


Рисунок 4.16 — Распространение волны самовоспламенения в несгоревшем газе, идущей от стенки в направлении основной волны горения ($\alpha_{dis} = 325$ УПК, $\delta = 0.24$, $R_{az} = 0.75$ см, $Q_d = 0.025$). Слева — изменение профилей во времени, справа — в момент времени 4.12 мс

горения, и с точки зрения решения задачи управления необходимо установить, какая между ними зависимость. Если обобщить результаты более чем 40 расчётов (см. Рисунок 4.17), то видно, что в адиабатических условиях при фиксированных φ и δ (α_{dis} и Q_d при этом варьируются) время t_2 зависит только от времени t_1 , точнее, от параметров газа в неактивированной области в момент t_1 . На Рисунке 4.17 эта зависимость $t_2 = f(t_1)$ аппроксимирована квадратичным полиномом для $\delta = 0.55$ и $\delta = 0.24$. Область пересечения двух серых полос обозначает оптимальные условия работы двигателя [3, 8] с точки зрения тепловой эффективности, выходной мощности, интенсивности шума, низкого уровня вредных выбросов. Такой сценарий может быть реализован путем настройки трех параметров: удельной энергии, подаваемой в стример, доли объема, занимаемого стримерами (или радиуса активированной зоны), и угла включения разряда относительно ВМТ. Видно, что увеличение Q_d и/или увеличение δ приводит к сокращению времени индукции активированной зоны, такая зависимость от угла иницирования разряда связана с химической кинетикой на стадиях холодного и голубого пламени [10, 67]. Раннее включение разряда, задолго до ВМТ, более благоприятно, чем инициация вблизи ВМТ, для запуска самовоспламенения в моменты, соответствующие 0 – 10 градусам после ВМТ. Преимущество более раннего воспламенения также связано с тем фактом, что легче иницировать наносекундный стримерный разряд при более низких давлениях на такте сжатия, чем вблизи ВМТ [8, 6, 62, 39, 9]. Если

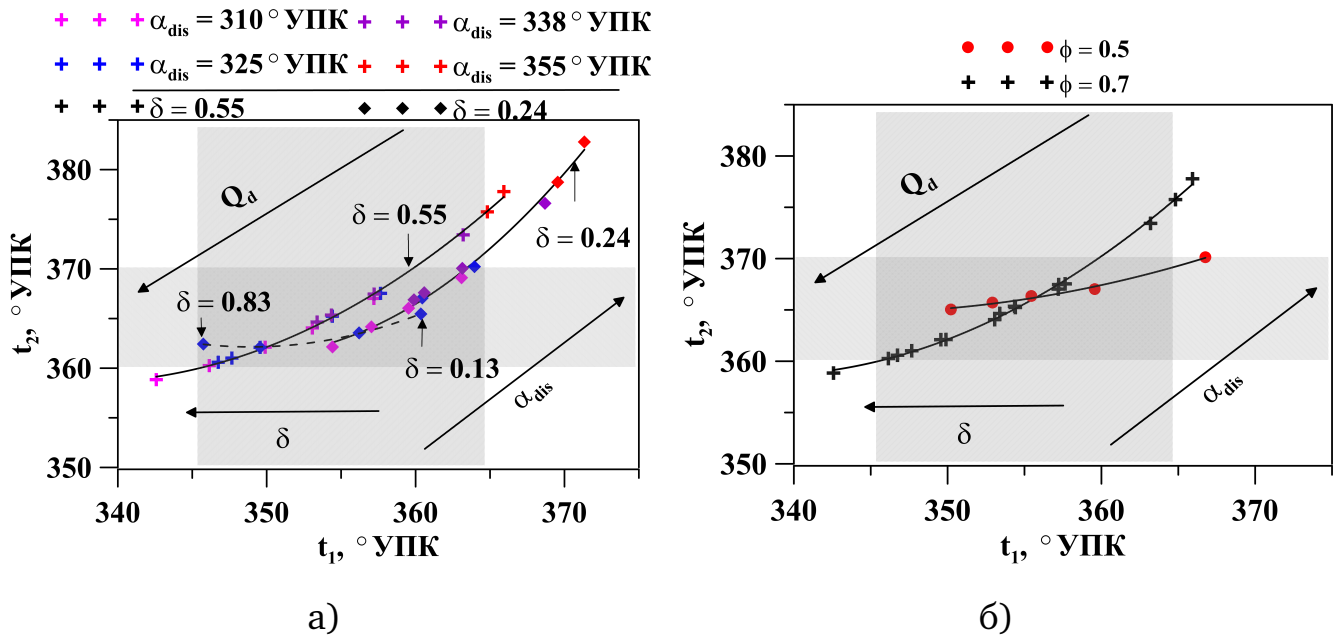


Рисунок 4.17 — Зависимость времени самовоспламенения газа перед волной горения от времени воспламенения активированной зоны. Кривые — результат расчётов при фиксированной δ и варьируемых Q_d и α_{dis} . Стрелками показано направление изменения параметров. Область пересечения двух серых полос отмечает оптимальные условия работы. (а) $\phi = 0.7$ и различные δ , пунктир — вариация δ при фиксированном $Q_d = 0.05$ эВ/молекулу; (б) $\delta = 0.55$ и различные ϕ

t_1 слишком запаздывает после ВМТ, то самовоспламенения не происходит и волна горения достигает стенки цилиндра к моменту 400°УПК .

Если изменять только момент активации разрядом α_{dis} и энерговклад Q_d в исследуемом диапазоне, а остальные параметры — зафиксировать, то точки ложатся на одну кривую $t_2 = f(t_1)$, на которой увеличение энерговклада или уменьшение угла активации приводят к более раннему начальному воспламенению. Изменение же доли объема активированной зоны, обработанной разрядом приводит к сдвигу кривой $t_2 = f(t_1)$ вправо и вверх. Более позднее наступление воспламенения t_1 происходит оттого, что при меньшей δ ниже концентрация активных веществ в разрядной зоне, но при этом самовоспламенение иногда наступает быстрее, что можно объяснить за счёт увеличения радиуса активированной зоны, тогда волна давления реже взаимодействует с волной горения. Если провести расчёт с параметрами для $\delta = 0.24$, но при этом взять $R_{az} = 0.5$ см, соответствующий $\delta = 0.55$, то точки лягут практически на кривую $t_2 = f(t_1)$ для $\delta = 0.55$. Таким образом, получается, что момент вклю-

чения и энергетические характеристики разряда, меняющие концентрацию и температуру в активированной зоне, определяют время t_1 , а уже оно, в сочетании с размером и геометрией обработанной разрядом области, определяет t_2 . Справа на графике, когда t_1 превышает 370 градусов УПК, самовоспламенения не происходит.

Если понизить коэффициент избытка топлива и сравнить кривые $t_2 = t_2(t_1)$ для $\varphi = 0.5$ и $\varphi = 0.7$ на Рисунке 4.17, то видно, что у них различный наклон. При горении смеси с $\varphi = 0.5$ эта зависимость более пологая, значение t_2 изменяется слабее ($< 5^\circ$ УПК) при варьировании t_1 во всём диапазоне $345 - 365^\circ$ УПК, что указывает на слабую взаимосвязь между самовоспламенением несгоревшего газа и моментом воспламенения активированной зоны. При горении же смеси с $\varphi = 0.7$ при том же изменении t_1 величина t_2 изменяется на 15 градусов и этим изменение можно управлять, меняя параметры разряда. Это указывает на менее эффективное управление самовоспламенением с использованием высокочастотного коронного разряда в более бедной смеси.

С точки зрения управления процессом горения в двигателе это означает следующее. Параметры α_{dis} , Q_d и δ — внешние для горючей смеси и связаны с разрядом, их удобно варьировать. Но при этом, варьируя α_{dis} , Q_d , для конкретной смеси можно управлять только временем индукции активированной зоны, а время перехода к самовоспламенению определяется газодинамическими процессами после t_1 , на которые разряд влияет слабо, только за счёт изменения δ , то есть, размера обработанной зоны. Это важное отличие от компрессионного двигателя с искровым зажиганием, где время самовоспламенения пропорционально времени зажигания [3] (то есть, в используемых в диссертации терминах, α_{dis}) — для компрессионного двигателя с импульсно-периодическим разрядом время самовоспламенения лишь косвенно зависит от времени инициирования коронного разряда. Главное — это время воспламенения зоны, активируемой разрядом, и этим временем можно управлять, изменяя параметры разряда, в том числе и момент его включения.

Причина неэффективного регулирования самовоспламенения в очень обедненной смеси связана с характеристиками воспламенения такой смеси и распространения волны горения в условиях двигателя НСЦИ. Одним из преимуществ использования обедненной смеси в компрессионном двигателе является ее свойство подвергаться большему сжатию до того, как произойдет

самовоспламенение, поскольку стадия холодного пламени наступает позже, чем в стехиометрической смеси [51]. Это свойство используется для сохранения мощности двигателя. Высоочастотный коронный разряд способствует более быстрому воспламенению активированной зоны в обедненной смеси, чем без разряда, но мало влияет на скорость уже сформировавшегося фронта волны горения. Если взять две близкие точки на кривых $\varphi = 0.7$ и $\varphi = 0.5$ на Рисунке 4.17 с близкими условиями: $t_2 = 367^\circ$ УПК, $R_{az} = 0.5$ см и $\delta = 0.55$ для обоих случаев, $Q_d = 0.016$ эВ/молекулу = 0.34 Дж/см³ и $t_1 = 357.2$ УПК для $\varphi = 0.7$ и 0.015 эВ/молекулу = 0.32 Дж/см³ и 359.6° УПК для $\varphi = 0.5$, то сценарии развития горения будут заметно отличаться. Это хорошо иллюстрируется графиками на Рисунках 4.18-4.20.

На Рисунке 4.18 на rt -диаграмме показано распространение волны горения после воспламенения активированной области с переходом к самовоспламенению. Видимая скорость волны горения: 6.7 м/с для $\varphi = 0.5$ и 17.8 м/с для $\varphi = 0.7$, т.е. в более бедной смеси скорость почти в три раза меньше. Положение фронта пламени колеблется из-за взаимодействия с волнами давления, отраженными от стенок.

Сравнение профилей температуры и давления по радиусу цилиндра показано на Рисунке 4.19 для $\varphi = 0.5$ и $\varphi = 0.7$. Волны самовоспламенения зарождаются в области перед фронтом пламени при $\varphi = 0.7$, но не вбли-

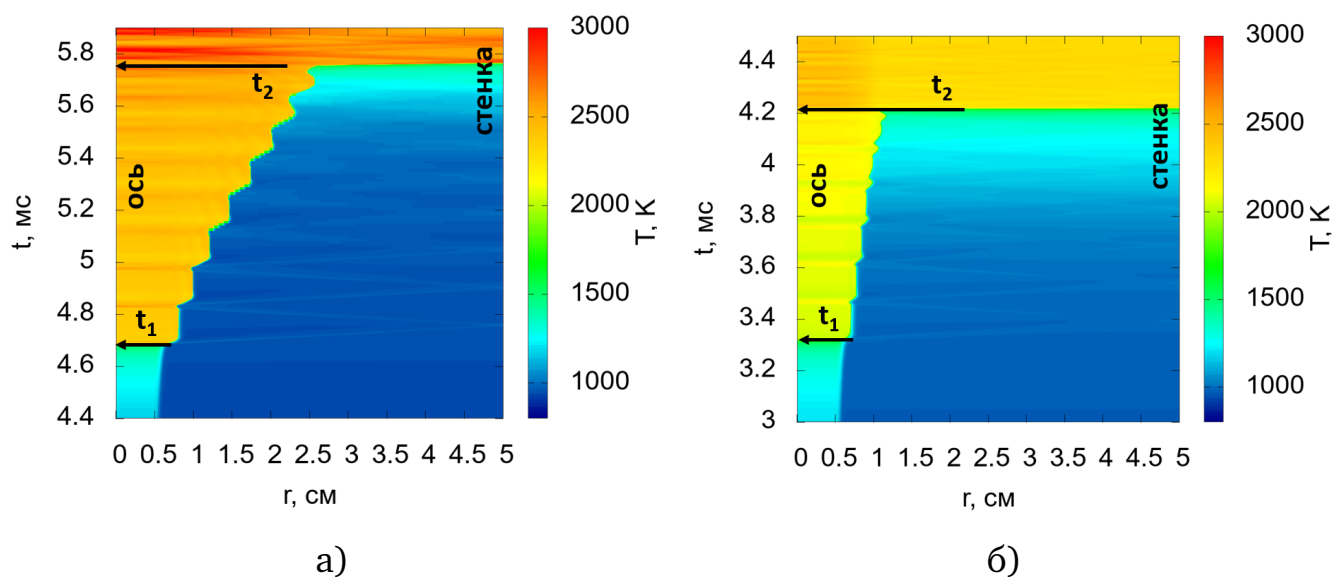


Рисунок 4.18 — Температура на rt -диаграмме, $t_2 = 367^\circ$ УПК (а) $\varphi = 0.5$, $t_1 = 359.6^\circ$ УПК; (б) $\varphi = 0.7$, $t_1 = 357.2^\circ$ УПК, начальные условия — как на Рисунке 4.2

зи стенки в рассматриваемых условиях. Скорость волны самовоспламенения составляет 2600 м/с. Красным цветом отмечены значения времени до самовоспламенения, черным цветом - в процессе развития самовоспламенения, синим цветом - в конце самовоспламенения, зеленым цветом — через 100 – 150 мкс от момента времени, соответствующего синей кривой. Видно, что в случае $\varphi = 0.5$, когда фронт волны горения останавливается в точке $r = 1.2$ см, температура и давление повышаются во всем объеме до 2300 К и 100 бар соответственно. В случае $\varphi = 0.7$ волна самовоспламенения распространяется от фронта волны горения к стенке, и температура достигает своего максимума в 2700 К, а давление достигает 155 бар, затем со временем снижается, при этом фронт остановился в точке $r = 2,5$ см, а конечное сжатие газа намного выше, чем для $\varphi = 0.5$: $P = 80$ бар ($\varphi = 0.7$) и $P = 65$ бар ($\varphi = 0.5$).

Для того же интервала времени профили мольных долей CH , CH_2O и H_2O по радиусу показаны на Рисунке 4.20. Радикал CH появляется на фронте волны горения, и этот график ясно демонстрирует продвижение фронта волны самовоспламенения для смеси с $\varphi = 0.7$ и его отсутствие для $\varphi = 0.5$. Компонент CH_2O является ключевым на стадии голубого пламени, его концентрация максимальна в несгоревшем газе перед возникновением волн самовоспламенения при $\varphi = 0.7$ и самопроизвольного воспламенения всего объема при $\varphi = 0.5$; по мере продолжения горения концентрация CH_2O падает до нуля. Поведение конечного продукта сгорания - H_2O - зеркально противоположно поведению CH_2O . Мольная доля H_2O в более богатой смеси на 25% выше, чем при $\varphi = 0.5$. Место образования волн самовоспламенения зависит от значений давления и температуры: более горячая зона может оказаться у стенки, у фронта пламени или между ними. Таким образом, часть смеси воспламеняется волной горения, а часть - за счет самовоспламенения. Такой режим горения снизит скорость повышения давления в компрессионном двигателе по сравнению с одновременным самовоспламенением всей смеси в цилиндре камеры сгорания, аналогично результатам [36].

Начало самовоспламенения наступает при повышении давления P , которое складывается из сжатия (расширения) вследствие движения поршня P_p , проходящих волн сжатия, возникающих после воспламенения зоны, активируемой разрядом P_{pw} , и сжатия от продвигающегося фронта пламени P_f , $P = P_p + P_{pw} + P_f$. Увеличение локального давления приводит к ускорению экзотермических реакций на стадиях голубого, а затем и горячего пламени

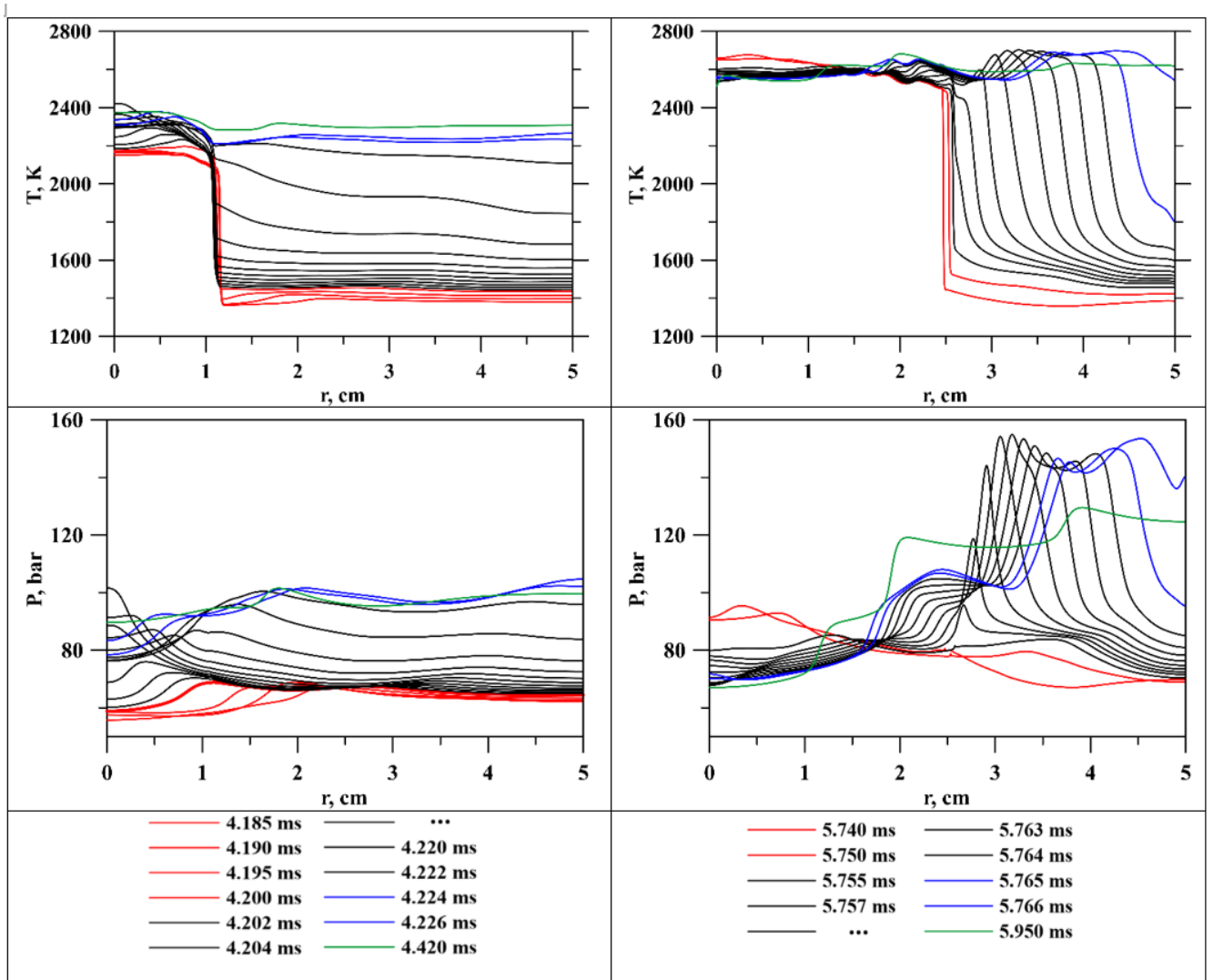


Рисунок 4.19 — Профили давления и температуры при самовоспламенении при $\phi = 0.5$ (слева) и $\phi = 0.7$ (справа). Остальные параметры — в подписи к Рисунку 4.2

(например, реакций (4.1) и (4.2)), следовательно, к резкому нагреву. Величина P_p зависит от степени сжатия, P_{pw} играет небольшую роль в дополнительном нагреве смеси и генерации волн самовоспламенения при рассматриваемых условиях даже для $\phi = 0.7$, как это было показано в разделе 4.2, а уж для более бедных смесей - тем более. На Рисунке 4.21 показано распространение волн давления после воспламенения области, активированной разрядом, для $\phi = 0.5$ и $\phi = 0.7$. Для иллюстрации сравнения в обоих случаях были выбраны волны давления после первого отражения от оси симметрии. Смещение фронта волны горения (кривые температуры) за время взаимодействия с волнами давления (30 мкс) составляет 1.9 мм для $\phi = 0.7$ и 0.8 мм для $\phi = 0.5$. Амплитуда волны сжатия составляет $P_{pw} = 5.6$ бар для $\phi = 0.7$ и $P_{pw} = 2$ бар для

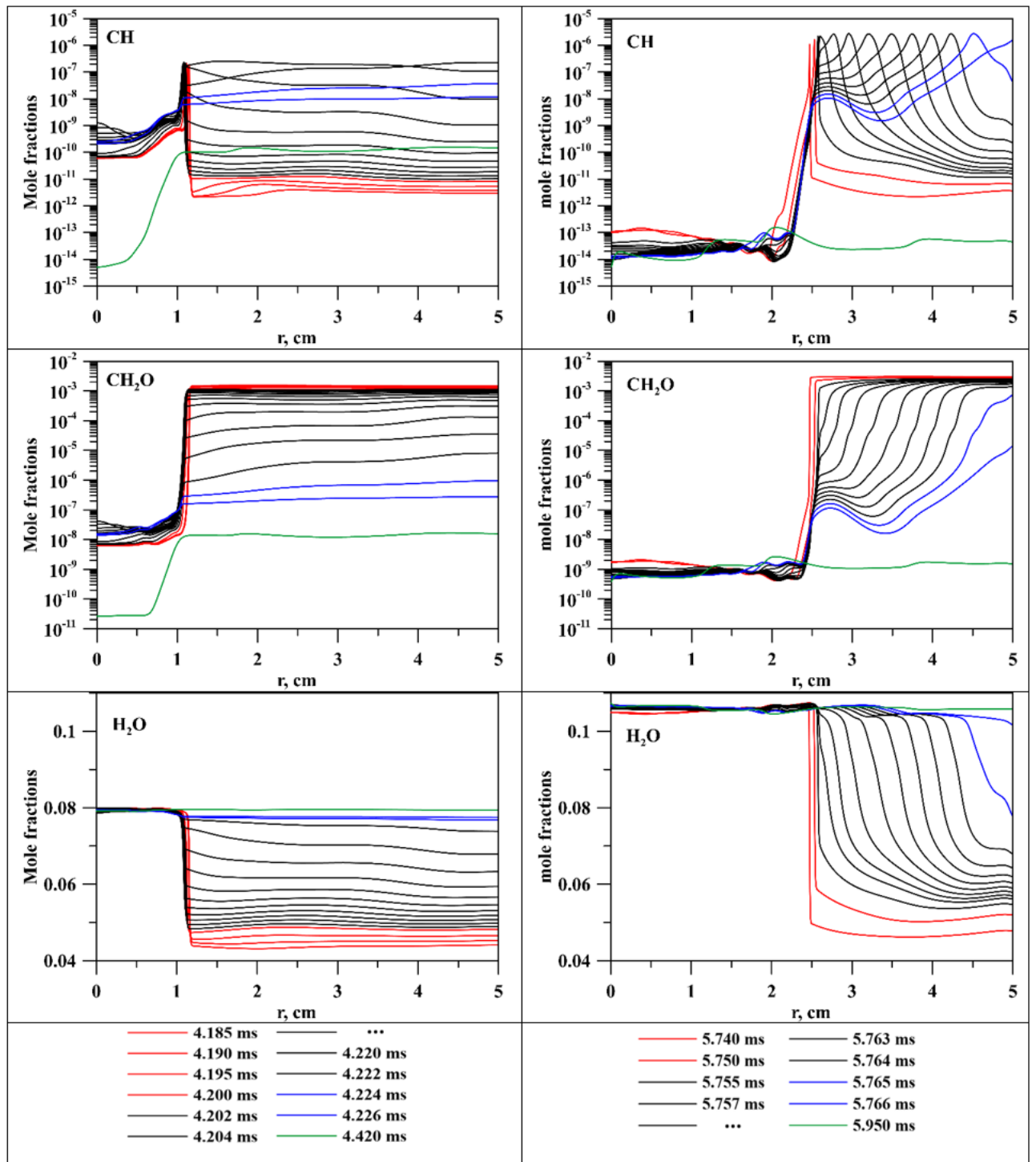


Рисунок 4.20 — Профили концентраций при самовоспламенении при $\phi = 0.5$ (слева) и $\phi = 0.7$ (справа). Остальные параметры — в подписи к Рисунку 4.2

$\phi = 0.5$. Для этого сравнения были взяты волны, отмеченные коричневым цветом на Рисунке, их амплитуда была определена по сравнению с невозмущенным газом перед волной горения. Более бедная смесь имеет меньшую ламинарную скорость волны горения. Это приводит к более низкой скорости распространения волны и меньшему сжатию от надвигающегося фронта пла-

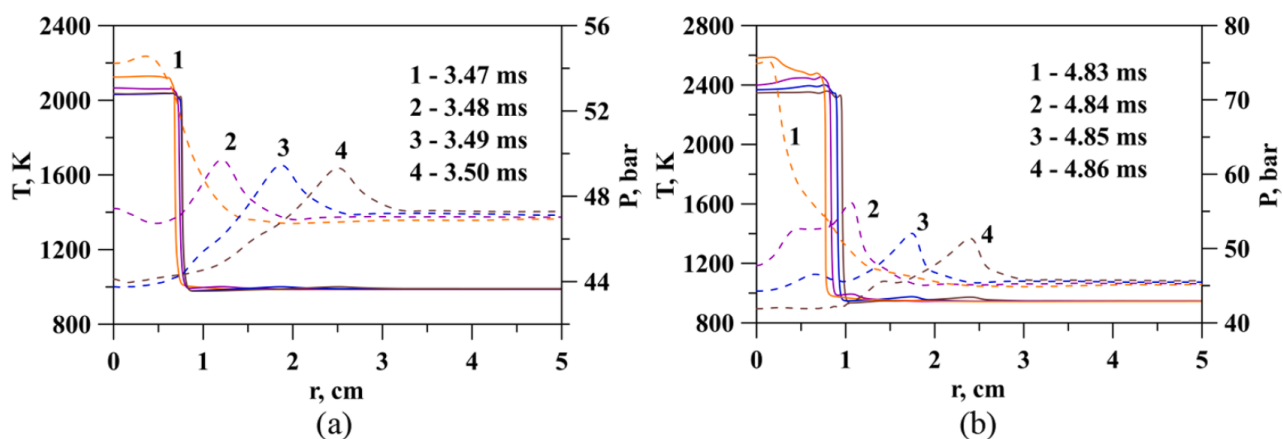


Рисунок 4.21 — Сравнение продвижения волны сжатия для (a) $\phi = 0.5$ (b) $\phi = 0.7$. Температура — сплошные кривые, давление — пунктирные, начальные условия — как на Рисунке 4.2

мени P_f . В результате вклад значения $P_{pw} + P_f$ в общее давление будет меньше в случае $\phi = 0.5$, чем при $\phi = 0.7$. Следует отметить, что температура несгоревшего газа перед самовоспламенением в обоих случаях близка к 1000 K, что видно на Рисунке 4.2. То есть разряд оказывает меньшее влияние на самовоспламенение конечного газа в случае более обедненной смеси; следовательно, управление будет менее эффективным.

Можно сделать вывод, что в случае $\phi = 0.7$ все три компонента давления играют роль в активации стадии голубого пламени перед фронтом и выделении тепла в зависящих от давления химических реакциях, а суммой давлений $P_{pw} + P_f$ можно управлять с помощью параметров ϕ , Q_d и α_{dis} . В случае $\phi = 0.5$ при той же степени сжатия основную роль играет сжатие поршня. Более того, как показано на Рисунке 4.2, более бедная смесь в режиме невоспламенения около ВМТ находится большее время при почти постоянном максимальном давлении, где $dP/dt \approx 0$. Этого времени достаточно для достижения самовоспламенения по всему объему двигателя, если условия (давление, температура, плотность промежуточных компонентов на стадии голубого пламени) близки к пределу воспламенения. Значение $P_{pw} + P_f$ играет незначительную роль в изменении давления перед самопроизвольным воспламенением. Увеличение удельной подводимой энергии в стример Q_d или увеличение доли объема активированной зоны δ незначительно увеличивают амплитуду волн давления при фиксированном коэффициенте избытка топлива. В реальном двигателе будет наблюдаться большее рассеяние волн давления из-за неидеальной симметрии,

а также из-за неоднородной формы зоны разряда, что означает, что влияние разряда на самовоспламенение перед волной сгорания будет более слабым.

4.6 Выводы по Главе 4

Было проведено численное исследование воспламенения и горения бедной пропано-воздушной смеси с различными коэффициентами избытка топлива ($\varphi = 0.5$ и $\varphi = 0.7$) в гибридном компрессионном двигателе с высокочастотным коронным разрядом в качестве воспламенителя, варьировались следующие параметры разряда: удельный энерговклад, момент включения и доля объема активированной зоны, занятая стримерами. Развитие процесса горения рассматривалось от момента активации области на оси разрядом: воспламенение активированной области, формирование и продвижение волны горения и возникновение самовоспламенения в газе перед волной горения.

Детальный механизм влияния на воспламенение активированной зоны тот же, что и в работе [10] (ускорение реакций стадии холодного пламени), в газодинамических расчётах показано, что на время индукции активированной разрядом области можно влиять, изменяя три параметра: момент включения разряда относительно верхней мёртвой точки, геометрию разрядной области и удельный энерговклад в стримерный канал. Увеличение удельного энерговклада в стримерный канал и доли объёма, занятой стримерами, а также сдвиг момента включения разряда дальше от верхней мертвой точки приводят к более раннему воспламенению, при этом, за счёт различного сочетания этих параметров, возможно гибкое управление воспламенением активированной зоны.

Показано, что время самовоспламенения газа перед волной горения определяется наступлением стадии голубого пламени с повышением давления. Такой характер самовоспламенения связан с влиянием трёх компонент давления $P = P_p + P_{pw} + P_f$ на химическую кинетику газа перед волной горения, где P_p — сжатие за счет движение поршня, P_f — сжатие фронтом волны горения при расширении горячих продуктов сгорания за фронтом, P_{pw} — вклад в рост общего давления нагрева среды при прохождении волн сжатия.

Показано, что непосредственный вклад в нагрев газа перед волной давления от волн сжатия, образовавшихся при воспламенении активированной зоны (P_{pw}) значительно меньше, чем нагрев за счёт сжатия поршнем и расширяющимися продуктами горения за фронтом волны горения. Но при этом, высокая скорость распространения волны горения достигается именно за счёт взаимодействия с волной сжатия, образовавшейся в момент воспламенения активированной зоны.

Показано, что инициация высокочастотным коронным разрядом может быть эффективным способом для реализации оптимальных характеристик двигателя. Установлено, что при фиксированной степени сжатия и геометрии разряда, наступление момента самовоспламенения газа перед волной горения зависит только от времени самовоспламенения области, активированной разрядом, и фактически разряд может влиять на переход к самовоспламенению только опосредовано, через повышение давления. При этом показано, что возможности управления временем самовоспламенения довольно гибкие, так как разрядные параметры можно менять в широком диапазоне значений, оставаясь одновременно как в области оптимальных моментов воспламенения активированной зоны, так и оптимальных моментов самовоспламенения газа перед волной горения.

Тем не менее, эти возможности ограничены коэффициентом избытка топлива. Было обнаружено что самовоспламенение в более бедной смеси $\varphi = 0.5$ слабее зависит от времени воспламенения активированной зоны, чем для смеси с $\varphi = 0.7$. Таким образом, чем более бедная смесь — тем меньше разряд влияет на самовоспламенение газа перед волной горения, а значит, тем менее эффективным становится управление самовоспламенением. Этот эффект связан с тем, что сумма $P_{pw} + P_f$ для более бедной смеси меньше, чем для более богатой смеси, и таким образом разряд слабее влияет на более бедную смесь: чем меньше топлива, тем в большей степени самовоспламенение определяется давлением P_p , а напрямую разряд стимулирует только воспламенение активированной зоны. Таким образом, управление самовоспламенением в слишком бедной смеси значительно менее эффективно, чем в более богатой, но все еще с $\varphi < 0.9$.

Установлена разница в возникновении самовоспламенения для бедных смесей с различными коэффициентами избытка топлива. Показано, что в более богатой смеси возникают волны самовоспламенения в негоревшем

газе, а в более бедной смеси наблюдается воспламенение всего объема, сжатого волной горения, одновременно. Показано, что для того, чтобы предсказать самовоспламенение в камере сгорания компрессионного двигателя с импульсно-периодическим наносекундным разрядом необходимо учитывать изменение давления за счёт движения поршня, исследования при постоянном объеме будут менее достоверными.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Для достижения поставленных в диссертации целей построена математическая модель камеры сгорания компрессионного двигателя с импульсно-периодическим наносекундным разрядом в качестве воспламенителя. Она включает в себя одномерную газодинамическую модель на основе системы уравнений Навье-Стокса для химически активной среды, дополненную специальными членами для учёта сжатия поршнем, детальную схему химической кинетики горения углеводородов с воздухом и модель разрядной зоны. Начальные условия (давление, температура и состав) берутся из расчёта цикла работы камеры сгорания.

Одномерная газодинамическая модель была реализована в программном коде `PlasmAero` — были внесены изменения, отвечающие за сжатие и проведены необходимые тесты. Важность учёта сжатия подтверждена результатами дальнейших расчётов. Для проверки кинетической схемы был выполнен расчёт скорости ламинарного пламени в зависимости от коэффициента избытка топлива для пропано-воздушной и этилено-воздушной смеси, получено хорошее совпадение с референсными значениями.

2. Численные исследования влияния импульсно-периодического наносекундного разряда на топливо-воздушную смесь показали, что:
 - основное количество активных частиц нарабатывается на наносекундных временах, а вложенная за остальное время импульса энергия идёт на нагрев газа;
 - при равной вложенной удельной энергии, чем короче разрядный импульс, тем больше его воздействие на топливо-воздушную смесь похоже на идеализированный случай диссоциации части молекул, а чем длиннее — на нагрев. Этот результат даёт физическое обоснование использования упрощённых моделей оценки концентрации активных частиц в разрядной области через вложенную энергию.

- несмотря на продемонстрированную разницу времён индукции топливно-воздушной смеси приблизительно в полтора порядка, чтобы воспламенение после воздействия разряда происходило за оптимальные для двигателя времена (несколько мс в рассматриваемых условиях), необходимо вложить энергию около 1 Мдж/м^3 ; в двигателе заметная доля этой энергии вкладывается за счёт сжатия поршнем, и таким образом, объёмный разряд с заметно меньшей удельной энергией может успешно использоваться для воспламенения и управления процессами горения в камере сгорания.
3. Установлены механизмы влияния разряда на все режимы горения в камере сгорания компрессионного двигателя: продвижение волны горения осуществляется за счёт взаимодействия с волнами давления, возникающими при воспламенении активированной зоны, а переход к самовоспламенению — за счёт дополнительного сжатия продуктами сгорания. Быстрое продвижение волны горения позволяет реализовать режим, при котором выделение тепла на стадии горячего пламени распределено во времени, что благоприятно для двигателя: часть объёма воспламеняется дефлаграционной волной горения, а часть — самовоспламенением.
 4. Показано, что инициация высокочастотным коронным разрядом может быть эффективным способом для реализации оптимальных тепловых и мощностных характеристик двигателя и состава продуктов сгорания. При этом, напрямую разряд влияет только на воспламенение активированной зоны, которое можно изменять, варьируя момент включения разряда, удельный энерговклад и долю объёма активированной зоны, обработанную стримерами. Установлено, что при фиксированной степени сжатия и геометрии разряда, наступление момента самовоспламенения газа перед волной горения зависит только от времени воспламенения области, активированной разрядом, и фактически разряд может влиять на переход к самовоспламенению только опосредовано, через повышение давления. При этом показано, что возможности управления временем самовоспламенения довольно гибкие, так как разрядные параметры можно менять в широком диапазоне значений, оставаясь одновременно как в области оптимальных

моментов воспламенения активированной зоны, так и оптимальных моментов самовоспламенения газа перед волной горения.

5. Установлена разница в возникновении самовоспламенения для бедных смесей с различными коэффициентами избытка топлива. Показано, что в более богатой смеси возникают волны самовоспламенения в несгоревшем газе, а в более бедной смеси наблюдается воспламенение всего объема, сжатого волной горения, одновременно. Показано, что для предсказания самовоспламенения в камере сгорания компрессионного двигателя с импульсно-периодическим наносекундным разрядом необходимо учитывать изменение давления при помощи движения поршня, исследования при постоянном объеме будут менее достоверными.

Список сокращений и условных обозначений

t	время, с
V	объем цилиндра камеры сгорания
ρ	плотность газа
M	масса газа в цилиндре
T	температура, К
P	давление, бар
e^0	полная энергия на единицу массы
e	внутренняя на единицу массы
h	полная энтальпия на единицу массы
q_r	тепловой поток
Q_{wall}	потери тепла через стенку
r	радиальная координата
$\tau_{rr}, \tau_{\theta\theta}$	компоненты тензора вязких напряжений
U	скорость газа, м/с
λ	коэффициент теплопроводности
η	коэффициент динамической вязкости
ρ_i	плотность i -го компонента смеси газов
D_i	коэффициент диффузия i -го компонента смеси газов
Γ_i	массовая доля i -го компонента смеси газов
h_i	внутренняя энтальпия на единицу массы i -го компонента смеси
$h_{i,f}$	энтальпия образования i -го компонента смеси при комнатной температуре
$C_{p,i}$	удельная теплота образования при постоянном давлении
ω_i	скорость химических превращений i -го компонента смеси газов
φ	коэффициент избытка топлива
P_i	парциальное давление
R_0	основная газовая постоянная
S_{compr}, Q_{compr}	источник, имитирующий сжатие в уравнении непрерывности и баланса энергии

- R радиус цилиндра двигателя, см
 E/n приведённое поле
 G_{ij} G-фактор
 Q_{ac} доля вложенной в разряд энергии, которая тратится на образование активных частиц
 E_a энергия активации
 T_e температура электронов
 R_{az} радиус активированной зоны, см
 α_{dis} угол поворота коленвала, при котором включается разряд
 δ доля объема активированной зоны, непосредственно обработанная разрядом
 φ эквивалентное отношение топлива к окислителю
 Q_d удельный энергосклад в разряд, Дж/см³
 t_1 время воспламенения активированной зоны, с
 t_2 время автовоспламенения газа перед волной горения, с
ВМТ верхняя мертвая точка
ДВС двигатель внутреннего сгорания
УПК угол поворота коленвала
ОТК отрицательный температурный коэффициент
ВГ волна горения
с/в самовоспламенение
CFD Computational Fluid Dynamics, вычислительная газодинамика
НССИ Homogeneous charge compression ignition (engine), компрессионный (двигатель с) однородной смесью.

Список литературы

- [1] C. Zou и др. — «Energy revolution: From a fossil energy era to a new energy era». — в: *Natural Gas Industry B* (3 2016), с. 1—11.
- [2] R.D. Reitz. — «Directions in internal combustion engine research». — в: *Comb. Flame* 160 (2013), с. 1—8.
- [3] S. Saxena и I.D. Bedoya. — «Fundamental phenomena affecting low temperature combustion and HCCI engines, high load limits and strategies for extending these limits». — в: *Prog. Energy Combust. Sci.* 39 (2013), с. 457—488.
- [4] S. Onishi и др. — «Active Thermo-Atmosphere Combustion (ATAC) - A New Combustion Process for Internal Combustion Engines». — в: *SAE Technical Paper* (1979), с. 790501.
- [5] X. Duan и др. — «A review of controlling strategies of the ignition timing and combustion phase in homogeneous charge compression ignition (HCCI) engine». — в: *Fuel* 285 (2021), с. 119142.
- [6] C. Hampe и др. — «Influence of high frequency ignition on the combustion and emission behaviour of small two-stroke spark ignition engines». — в: *SAE Technical Paper*, — с. 2013-32—9144.
- [7] L. Merotto и др. — «Comparison of ignition and early flame propagation in methane/air mixtures using nanosecond repetitively pulsed discharge and inductive ignition in a pre-chamber setup under engine relevant conditions». — в: *Combustion and Flame* 237 (2022), с. 111851.
- [8] A. Schenk, G. Rixecker и S. Bohne. — «Results from gasoline and CNG engine tests with the corona ignition system EcoFlash». — в: *3rd Laser ignition conference, Argonne, US.* — 2015, — paper W4A.4.
- [9] V. Cruccolini и др. — «Lean combustion analysis using a corona discharge igniter in an optical engine fueled with methane and a hydrogen-methane blend». — в: *Fuel* 259 (2020), с. 116290.
- [10] E. Filimonova, A. Bocharov и V. Bityurin. — «Influence of a non-equilibrium discharge impact on the low temperature combustion stage in the HCCI engine». — в: *Fuel* 228 (2018), с. 309—22.

- [11] V. A. Vityurin и Vocharov A. N. — «Магнитогидродинамическое взаимодействие при обтекании затупленного тела гиперзвуковым воздушным потоком». — в: *МЖГ* 5 (2006), с. 188—203.
- [12] Е.С. Щетинков. — *Физика горения газов*. — Москва: Наука, 1965. — 59 с.
- [13] А.С. Соколик. — «Самовоспламенение и сгорание в газах». — в: *Успехи физических наук* XXIII (1940), с. 209—50.
- [14] Я.Б. Зельдович. — *Математическая теория горения и взрыва*. — Москва: Наука, 1980. — 478 с.
- [15] G.P. Kane. — «The two-stage auto-ignition of hydrocarbons and «knock»». — в: *Proc. R. Soc. Lond. A* 167 (1938), с. 62—80.
- [16] R D Reitz и др. — «IJER editorial: The future of the internal combustion engine». — в: *International Journal of Engine Research* 21.1 (2020), с. 3—10. — DOI: 10.1177/1468087419877990.
- [17] Shigeyuki Tanaka и др. — «Two-stage ignition in HCCI combustion and HCCI control by fuels and additives». — в: *Combustion and Flame* 132.1 (2003), с. 219—239. — DOI: [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(02\)00457-1](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(02)00457-1).
- [18] H.J. Curran и др. — «Autoignition Chemistry of the Hexane Isomers: An Experimental and Kinetic Modeling Study». — в: *SAE Technical Paper* (1995), с. 952406.
- [19] John E. Dec Magnus Sjöberg. — «Combined Effects of Fuel-Type and Engine Speed on Intake Temperature Requirements and Completeness of Bulk-Gas Reactions for HCCI Combustion». — в: *SAE Technical Paper* (2003), с. 2003-01—3173.
- [20] Masaaki Noguchi и др. — «A Study on Gasoline Engine Combustion by Observation of Intermediate Reactive Products during Combustion». — в: *SAE Transactions* 88 (1979), с. 2816—2828.
- [21] J.A. Eng. — «Characterization of pressure waves in HCCI combustion». — в: *SAE Technical Paper* (2002), с. 2002-01—2859.

- [22] H. Wei и др. — «Pressure Wave Evolution During Two Hotspots Autoignition within End-Gas Region under Internal Combustion Engine-Relevant Conditions». — в: *Comb. Flame* 189 (2018), с. 142.
- [23] H. Terashima и M. Koshi. — «Mechanisms of Strong Pressure Wave Generation in End-Gas Autoignition During Knocking Combustion». — в: *Comb. Flame* 162 (2015), с. 1944.
- [24] J. Pan и др. — «Interactions of flame propagation, auto-ignition and pressure wave during knocking combustion». — в: *Comb. Flame* 164 (2016), с. 319—28.
- [25] А.Д. Киверин и Смыгалина А.Е. — «Механизмы развития интенсивных динамических процессов при сжигании водорода в камерах сгорания ДВС». — в: *Теплофизика Высоких Температур* 60 (1 2022), с. 103.
- [26] R. Maurya и A. Agarwal. — «Experimental Investigation of Cycle-by-Cycle Variations in CAI/HCCI Combustion of Gasoline and Methanol Fuelled Engine». — в: *SAE Technical Paper* (2009), с. 2009-01—13459.
- [27] Emma J. Silke, Henry J. Curran и John M. Simmie. — «The influence of fuel structure on combustion as demonstrated by the isomers of heptane: a rapid compression machine study». — в: *Proceedings of the Combustion Institute* 30.2 (2005), с. 2639—2647. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.proci.2004.08.180>.
- [28] Y. Ju и W. Sun. — «Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry». — в: *Prog Energy Comb Sci* 48 (2015), с. 21—83.
- [29] N L Aleksandrov, S V Kindysheva и I V Kochetov. — «Kinetics of low-temperature plasmas for plasma-assisted combustion and aerodynamics». — в: *Plasma Sources Science and Technology* 23.1 (февр. 2014), с. 015017.
- [30] M.A. Boumehdi и др. — «Ignition of methane- and n-butane-containing mixtures at high pressures by pulsed nanosecond discharge». — в: *Comb. Flame* 162 (4 2014), с. 1336—1349.
- [31] C. Cathey и др. — «OH production by transient plasma and mechanism of flame ignition and propagation in quiescent methane-air mixtures». — в: *Combustion and Flame* 154 (2008), с. 715—27.

- [32] Z. Chen и Y. Ju. — «Theoretical analysis of the evolution from ignition kernel to flame ball and planar flame». — в: *Combustion Theory and Modelling* 11.3 (2007), с. 427—53.
- [33] А.Ф. Гаранин, П.К. Третьяков и А.В. Тупикин. — «Влияние постоянного и импульсно-периодического электрического поля на горение пропан-воздушной смеси». — в: *Физика горения и взрыва* 44.1 (2008), с. 22—5.
- [34] S.K. Won S.H. and Ryu и др. — «Effect of electric fields on the propagation speed of tribrachial flames in coflow jets». — в: *Combustion and Flame* 152.4 (2008), с. 496—506.
- [35] A. Starikovskiy и N. Aleksandrov. — «Plasma-assisted ignition and combustion». — в: *Prog. Energy Combust. Sci.* 39.1 (2013), с. 61—110.
- [36] R. Dahms и др. — «Detailed chemistry flamelet modeling of mixed-mode combustion in spark-assisted HCCI engines». — в: *Proceedings of the Combustion Institute* 33.2 (2011), с. 3023—3030.
- [37] C. Hampe и др. — «Investigations of Ignition Processes Using High Frequency Ignition». — в: *SAE Technical Paper*. — SAE International, апр. 2013. — DOI: 10.4271/2013-01-1633.
- [38] F. Auzas и др. — «Heating effects of a non-equilibrium RF corona discharge in atmospheric air». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010), с. 495204.
- [39] A. Mariani и F. Foucher. — «Radio frequency spark plug: an ignition system for modern internal combustion engines». — в: *Appl. Energy* 122 (2014), с. 151—161.
- [40] J. Pan, G. Shu и H. Wei. — «Interaction of flame propagation and pressure waves during knocking combustion in spark-ignition engines». — в: *Comb. Sci Technology* 186 (2014), с. 192—209.
- [41] D.A. Xu, D.A. Lacoste и C.O. Laux. — «Ignition of Quiescent Lean Propane–Air Mixtures at High Pressure by Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges». — в: *Plasma Chem Plasma Process* 39 (2016), с. 309—27.
- [42] T. Langer и др. — «Streamer discharges caused by high frequency voltage leading to ignition of hydrogen/air mixtures». — в: *Combust. Sci. Technol.* 162 (2015), с. 319—328.

- [43] B. RUTTUN M. BELLENOUE S. LABUDA и J. SOTTON. — «SPARK PLUG AND CORONA ABILITIES TO IGNITE STOICHIOMETRIC AND LEAN METHANE/AIR MIXTURES». — в: *Combustion Science and Technology* 179.3 (2007), с. 477—496. — DOI: 10.1080/00102200600637584.
- [44] C. Cathey и др. — «Nanosecond Plasma Ignition for Improved Performance of an Internal Combustion Engine». — в: *IEEE Transactions on Plasma Science* 35 (2007), с. 1664—8.
- [45] T. Shiraishi, T. Urushihara и M.A. Gundersen. — «A trial of ignition innovation of gasoline engine by nanosecond pulsed low temperature plasma ignition». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42 (2009), с. 135208.
- [46] S J Pendleton D Singleton и M A Gundersen. — «The role of non-thermal transient plasma for enhanced flame ignition in C₂H₄-air». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2010), с. 022001.
- [47] P. Tardiveau и др. — «Comparative Study of Air-Propane and Air-Heptane Mixtures Ignition by Nanosecond Pulsed Discharge». — в: *Int. J Plasma Env Sci and Tech* 6.2 (2012), с. 130—4.
- [48] S.A. Shcherbanev и др. — «Effect of plasma-flow coupling on the ignition enhancement with non-equilibrium plasma in a sequential combustor». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 55 (2022), с. 425202.
- [49] E.M. Anokhin, S.V. Kindysheva и N.L. Aleksandrov. — «Ignition of Hydrocarbon-Oxygen Mixtures by Means of a Nanosecond Surface Dielectric Barrier Discharge». — в: *Plasma Phys. Rep.* 44 (2018), с. 1066—75.
- [50] V. R. Soloviev, I. V. Selivonin и I. A. Moralev. — «Breakdown voltage for surface dielectric barrier discharge ignition in atmospheric air». — в: *Physics of Plasmas* 24.10 (окт. 2017), с. 103528. — DOI: 10.1063/1.5001136.
- [51] E. A. Filimonova. — «Discharge effect on the negative temperature coefficient behaviour and multistage ignition in C₃H₈-air mixture». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 48 (2015), с. 015201.
- [52] H. Persson, B. Johansson и A. Rem´on. — «The Effect of Swirl on Spark Assisted Compression Ignition (SACI)». — в: *SAE technical paper* (2007), с. 2007-01—1856.

- [53] J. Hern´andez, M. Lapuerta и J. Sanz-Argent. — «Autoignition prediction capability of the Livengood–Wu correlation applied to fuels of commercial interest». — В: *Int J Eng Res* 15.7 (2014), с. 817—29.
- [54] D. Robertson и R. Prucka. — «Evaluation of autoignition models for production control of a spark-assisted compression ignition engine». — В: *International Journal of Engine Research* 22.8 (2021), с. 2732—2744. — DOI: 10.1177/1468087420934555.
- [55] A. Shah и др. — «An experimental study of uncertainty considerations associated with predicting auto-ignition timing using the Livengood-Wu integral method». — В: *Fuel* 286 (2021), с. 119025. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2020.119025>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016236120320214>.
- [56] M. Tao и др. — «A kinetic modeling study on octane rating and fuel sensitivity in advanced compression ignition engines». — В: *Combustion and Flame* 185 (2017), с. 234—244. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.07.020>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218017302651>.
- [57] A.B. Dempsey и др. — «Comparison of Low Temperature Combustion Strategies for Advanced Compression Ignition Engines with a Focus on Controllability». — В: *Combustion Science and Technology* 186.2 (2014), с. 210—241. — DOI: 10.1080/00102202.2013.858137.
- [58] M. Waqas и др. — «An experimental and numerical investigation to characterize the low-temperature heat release in stoichiometric and lean combustion». — В: *Proceedings of the Combustion Institute* 38.4 (2021), с. 5673—5683. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.proci.2020.07.146>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1540748920306374>.
- [59] M.U. Waqas и др. — «Detection of low Temperature heat release (LTHR) in the standard Cooperative Fuel Research (CFR) engine in both SI and HCCI combustion modes». — В: *Fuel* 256 (2019), с. 115745. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2019.115745>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001623611931097X>.

- [60] G. Discepoli и др. — «Experimental characterisation of the thermal energy released by a Radio-Frequency Corona Igniter in nitrogen and air». — в: *Applied Energy* 263 (2020), с. 114617. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2020.114617>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S030626192030129X>.
- [61] X. Yu и др. — «Flame kernel development with radio frequency oscillating plasma ignition». — в: *Plasma Source Sci Technol* 31.5 (2022), с. 055004. — DOI: [10.1088/1361-6595/ac5f21](https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac5f21).
- [62] John Burrows и Kristapher Mixell. — «Analytical and Experimental Optimization of the Advanced Corona Ignition System». — в: *Ignition Systems for Gasoline Engines*. — под ред. Michael Günther и Marc Sens. — Cham: Springer International Publishing, 2017, — с. 267—92. — DOI: http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-45504-4_17.
- [63] Y. Xiong и др. — «Plasma enhanced auto-ignition in a sequential combustor». — в: *Proceedings of the Combustion Institute* 37.4 (2019), с. 5587—5594. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.proci.2018.08.031>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S154074891830573X>.
- [64] V.S. Teslenko и A.P. Drozhzhin. — «Propane multipoint ignition and combustion in an ICE cylinder simulator». — в: *Thermophys. Aeromech* 28 (2021), с. 703—10.
- [65] Ю. Варнац, У. Маам и Р. Диббл, ред. — *Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ*. — Москва: Физматлит, 2006. — 352 с.
- [66] Е.С. Нейвуд. — *Физика горения газов*. — Москва: Наука, 1965. — 59 с.
- [67] Е.А. Filimonova и др. — «Formation of combustion wave in lean propane-air mixture with a non-uniform chemical reactivity initiated by nanosecond streamer discharges in the HCCI engine». — в: *Comb. Flame* 215 (2020), с. 401—16.
- [68] Е.А. Филимонова и А.С. Добровольская. — «Адаптация кинетической схемы к условиям горения этилена при температурах выше 1200 К». — в: *Химическая Физика* 42.12 (2023), с. 1—9.

- [69] B. Wolk и J.Y. Chen. — «COMPUTATIONAL STUDY OF PARTIAL FUEL STRATIFICATION FOR HCCI ENGINES USING GASOLINE SURROGATE REDUCED MECHANISM». — в: *Combustion Science and Technology* 186.3 (2014), с. 332—54. — DOI: 10.1080/00102202.2013.870161.
- [70] N.P. Komninos. — «The effect of thermal stratification on HCCI combustion: A numerical investigation». — в: *Applied Energy* 139 (2015), с. 291—302. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2014.10.089>.
- [71] M. Yao, Z. Zheng и H. Liu. — «Progress and recent trends in homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines». — в: *Prog. Energy Comb. Science* 35 (2009), с. 398—437.
- [72] V.M. Batenin и др. — «Computational model for chemical compression reactor with gaseous working body». — в: *13th Intl conf on MHD electrical power generation and high temperature technologies, Beijing, China.* — 1999, — с. 855—8.
- [73] Е.А. Filimonova и др. — «Influence of Nanoseconds Pulsed Discharges on the Composition of Intermediate and Final Combustion Products in the HCCI Engine». — в: *Plasma Chem. Plasma Proc.* 39.3 (2019), с. 683—694.
- [74] G.F. Hohenberg. — «Advanced approaches for heat transfer calculations». — в: *SAE Technical Paper* (1979), с. 790825.
- [75] M. Schmitt и др. — «Investigation of wall heat transfer and thermal stratification under engine-relevant conditions using DNS». — в: *Int. J. Engine Res.* 17:1 (2015), с. 63—75.
- [76] И. Н. Зверев и Смирнов Н.Н., ред. — *Газодинамика горения.* — Москва: Издательство Московского университета, 1987.
- [77] В. П. Глушко, ред. — *Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 1. Кн. 2.* — Москва: Наука, 1978.
- [78] D. L. Baulch и др. — «Evaluated kinetic data for combustion modeling: supplement II». — в: *J. Phys. Chem. Ref. Data* 34:3 (2005), с. 757—1397.
- [79] *NIST Chemical Kinetics Database. Standard Reference Database 17 version 7.0, Data version 2013.03.* — URL: <http://kinetics.nist.gov>.

- [80] А.И. Зубков и др. — *Расчет и аппроксимации интегралов столкновений для компонент смесей, содержащих O, N, H, C, F, Na, S, Si.* — тех. отч. — М.: Отчет № 2857 НИИ механики МГУ, 1993.
- [81] А. В. Андриатис, С. А. Жлуктов и И. А. Соколова. — «Транспортные коэффициенты смеси воздуха химически неравновесного состава». — в: *Матем. моделирование* 4:1 (1992), с. 44—64.
- [82] И.А. Соколова и Г.А. Тирский. — *Расчет и аппроксимации интегралов столкновений для компонент смесей, содержащих O, N, H, C, F, Na, S, Si.* — тех. отч. — М.: Отчет № 2857 НИИ механики МГУ, 1993.
- [83] Е.А. Filimonova. — «Discharge effect on the negative temperature coefficient behaviour and multistage ignition in C₃H₈-air mixture». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 48 (2015), с. 015201.
- [84] J. Herzler, L. Jerig и P. Roth. — «Shock-tube study of the ignition of propane at intermediate temperatures and high pressures». — в: *Combust Sci Technol* 176 (2004), с. 1627—37.
- [85] Ph. Cadman, G.O. Thomas и Ph. Butler. — «The auto-ignition of propane at intermediate temperatures and high pressures». — в: *Phys Chem Chem Phys* 2 (2000), с. 5411—9.
- [86] G.P. Kane. — «The two-stage auto-ignition of hydrocarbons and “knock”». — в: *Proc R Soc A* 167 (1938), с. 63—80.
- [87] J.A. Baker и G.B. Skinner. — «An experimental and analytical study of acetylene and ethylene oxidation behind shock waves». — в: *Combust. Flame* 19 (1972), с. 347.
- [88] Jürgen Warnatz. — «The structure of laminar alkane-, alkene-, and acetylene flames». — в: *Symposium (International) on Combustion* 18.1 (1981), с. 369—384. — DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(81\)80042-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(81)80042-2). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078481800422>.
- [89] C.N. Vagelopoulos и F.N. Egolfopoulos. — «Direct experimental determination of laminar flame speeds». — в: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), с. 513—519.
- [90] G.P. Smith и др. — *GriMech 3.0.* — URL: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.

- [91] H. Wang и др. — *USC Mech Version II. High-Temperature Combustion Reaction Model of H₂/CO/C₁-C₄ Compounds*. — URL: http://ignis.usc.edu/USC_Mech_II.htm.
- [92] F.N. Egolfopoulos, D.L. Zhu и C.K. Law. — «Experimental and numerical determination of laminar flame speeds: Mixtures of C₂-hydrocarbons with oxygen and nitrogen». — в: *Symposium (International) on Combustion 23* (1 1991), с. 471—8.
- [93] M.I. Hassan и др. — «Properties of laminar premixed hydrocarbon/air flames at various pressures». — в: *J. Propul. Power.* 14 (1994), с. 479—88.
- [94] G. Jomaas и др. — «Experimental determination of counterflow ignition temperatures and laminar flame speeds of C₂-C₃ hydrocarbons at atmospheric and elevated pressures». — в: *Proc. Combust. Inst.* 30 (2006), с. 193—200.
- [95] M.S. Liou. — «A sequel to AUSM: AUSM+». — в: *J. Comp. Phys.* 129 (2 1996), с. 364—382.
- [96] V.A. Bityurin и др. — «Numerical Modeling of Pulse-Periodic Nanosecond Discharges». — в: *J. Phys.: Conf. Series* 2100 (2021), с. 012032.
- [97] V.A. Bityurin и др. — «Atomic Oxygen Generation by Longitudinal–Transverse Discharge». — в: *Plasma Phys. Rep.* 49.5 (2023), с. 587—94.
- [98] N. Theiss и др. — «Corona Discharge Ignition for Internal Combustion Engines». — в: *Proceedings of ICEF04 2004 Fall Technical Conference of the ASME Internal Combustion Engine Division, October 24-27, 2004 Long Beach, California USA*. — 2004, — ICEF2004—891.
- [99] *High-frequency ignition system based on corona discharge*. — URL: http://emissions.borgwarner.com/download/produkte/whitepaper_ecoflash_en.pdf; (дата обр. 2016).
- [100] E.A. Filimonova и др. — «Comparative modelling of NO_x and SO₂ removal from pollutant gases by using pulsed corona and silent discharges». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 33 (2000), с. 1716—27.

- [101] Y. Ban и др. — «Effects of non-equilibrium plasma and equilibrium discharge on low-temperature combustion in lean propane/air mixtures». — в: *Fuel* 339 (2023), с. 127353. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2022.127353>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016236122041771>.
- [102] R. Ono и T. Oda. — «Formation and structure of primary and secondary streamers in positive pulsed corona discharge-effect of oxygen concentration and applied voltage». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36 (2003), с. 1952—8.
- [103] R. Ono, Y. Nakagawa и T. Oda. — «Effect of pulse width on the production of radicals and excited species in a pulsed positive corona discharge.» — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2011), с. 485201.
- [104] A. Komuro, K. Takahashi и A. Ando. — «Numerical simulation for the production of chemically active species in primary and secondary streamers in atmospheric-pressure dry air». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 48 (2015), с. 215203.
- [105] G. V. Naidis. — «Efficiency of generation of chemically active species by pulsed corona discharges». — в: *Plasma Sources Sci. Technol* 21 (2012), с. 042001.
- [106] N. Aleksandrov и др. — «Simulation of the ignition of a methane-air mixture by a high-voltage nanosecond discharge». — в: *Plasma Physics Reports* 35 (10 2009), с. 867—82. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2014.10.089>.
- [107] G.J.M. Hagelaar и L.C. Pitchford. — «Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models». — в: *Plasma Sci. Sources Technol.* 14 (2005), с. 722—33.
- [108] D.A. Xu и др. — «Thermal and hydrodynamic effects of nanosecond discharges in atmospheric pressure air». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 47 (2014), с. 235202.
- [109] A. Firsov и др. — «Longitudinal DC discharge in a supersonic flow: numerical simulation and experiment». — в: *Energies* 15.9 (2022), с. 7015.
- [110] C. Park. — «Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. I - Earth entries». — в: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 7.3 (1993), с. 385—398. — DOI: 10.2514/3.431.

- [111] N.A. Popov. — «Fast gas heating in a nitrogen–oxygen discharge plasma: I. Kinetic mechanism». — в: *Journal of Physics D: Applied Physics* 44.28 (2011), с. 285201. — DOI: 10.1088/0022-3727/44/28/285201. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/44/28/285201>.
- [112] T. L. Chng и др. — «Electric field evolution in a diffuse ionization wave nanosecond pulse discharge in atmospheric pressure air». — в: *Plasma Sources Sci. Technol* 28 (2019), 09LT02.
- [113] H. Albrecht и др. — «New Aspects on Spark Ignition». — в: *SAE Technical Paper* (1977), с. 770853.
- [114] N. Minesi и др. — «Ionization Mechanism in a Thermal Spark Discharge». — в: — *AIAA Scitech 2021 Forum*. — DOI: 10.2514/6.2021-1698. — URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2021-1698>.
- [115] A.A. Firsov и N.S. Kolosov. — «Combustion in a supersonic flow using a pylon equipped with a plasma actuator». — в: *J Phys Conf Ser* 2100 (2021).
- [116] N. Yu. Babaeva и G. V. Naidis. — «Two-dimensional modelling of positive streamer dynamics in non-uniform electric fields in air». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 29 (1996), с. 2423—31.
- [117] G. V. Naidis. — «Modelling of transient plasma discharges in atmospheric-pressure methane–air mixtures». — в: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40 (2007), с. 4525—31.
- [118] Е.А. Филимонова и А.С. Добровольская. — «Влияние момента инициации высокочастотного коронного разряда на развитие горения в компрессионном двигателе». — в: *Теплофизика высоких температур* 61.3 (2023), с. 1—10.
- [119] Е.А. Filimonova, А.С. Dobrovolskaya и А.Н. Bocharov. — «Numerical study of controlling a lean mixture autoignition in the hybrid HCCI engine using high frequency corona discharges». — в: *Fuel* XX.XX (2023), с. XX.
- [120] А.С. Dobrovolskaya и др. — «Role of pressure waves in the heating of the end-gas in HCCI engine with activation by pulsed corona discharge». — в: *J. Phys.: Conf. Series* 2100 (2021), с. 012016.
- [121] M. Metghalchi и J.C. Keck. — «Laminar Burning Velocity of Propane-Air Mixture at High Temperatures and Pressures». — в: *Comb. Flame* 38 (1980), с. 143—154.

- [122] A. Kiverin и I. Yakovenko. — «Thermo-acoustic instability in the process of flame propagation and transition to detonation». — в: *Acta Astronautica* 181 (2021), с. 649—654.
- [123] Л. К. Зарембо и В. А. Красильников, ред. — *Введение в нелинейную акустику*. — Москва: Наука, 1966. — 520 с.
- [124] C.K. Westbrook. — «Chemical Kinetics of Hydrocarbon Ignition in Practical Combustion Systems». — в: *Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2000), с. 1563—77.
- [125] А.Д. Киверин, Смыгалина А.Е. и Яковенко И.С. — «Классификация сценариев развития быстрых волн горения и перехода горения в детонацию в каналах». — в: *Химическая физика* 39 (2020), с. 9—15.

Приложение А

Параметры в активированной зоне

Таблица А.1 — Удельная вложенная энергия в стример Q_d и в активированную зону Q_{az} , радиус стримера r_{st} , доля объема, занимаемого стримерами для одной обработки в области разряда F , число обработок N_{tr} , начальная концентрация атомов О в стримере $[O]_0$, температура смеси в стримерном канале T и средняя температура в активированной зоне T_{aver} за время t_d при $R_{az} = 0.5$ см и $\delta = 0.55$. $Q_d^0 = 0.1$ Дж/см³ = 0.005 эВ/молекула. $T_0 = 700$ К и $P_0 = 12.36$ бар.

Q_d , Дж/см ³	Q_{az} , Дж/см ³	r_{st} , см	F	N_{tr}	$[O]_0$, ppm	T , К в канале	T_{aver} , К
0.3	$1.8 \cdot 10^{-4}$	0.0122	$6 \cdot 10^{-4}$	917	1314	750	742
0.5	$5 \cdot 10^{-4}$	0.0158	$1 \cdot 10^{-3}$	550	2190	783	760
1.0	$2 \cdot 10^{-3}$	0.022	$2 \cdot 10^{-3}$	275	4380	867	802
1.5	$4.5 \cdot 10^{-3}$	0.0274	$3 \cdot 10^{-3}$	183	6570	956	838
2.0	$8 \cdot 10^{-3}$	0.0317	$4 \cdot 10^{-3}$	138	8760	1053	885

Таблица А.2 — Удельная вложенная энергия в стример Q_d и в активированную зону Q_{az} , радиус стримера r_{st} , доля объема, занимаемого стримерами для одной обработки в области разряда F , число обработок N_{tr} , начальная концентрация атомов О в стримере $[O]_0$, температура смеси в стримерном канале T и средняя температура в активированной зоне T_{aver} за время t_d при $R_{az} = 0.5$ см и $\delta = 0.55$.

$Q_d^0 = 0.67$ Дж/см³ = 0.0127 эВ/молекула. $T_0 = 925$ К и $P_0 = 42.2$ бар.

Q_d , Дж/см ³	Q_{az} , Дж/см ³	r_{st} , см	F	N_{tr}	$[O]_0$, ppm	T , К в канале	T_{aver} , К
0.67	$1.3 \cdot 10^{-4}$	0.007	$2 \cdot 10^{-4}$	2750	1134	963	951
1.32	$5.3 \cdot 10^{-4}$	0.01	$4 \cdot 10^{-4}$	1375	2268	1005	973
2.0	$1.2 \cdot 10^{-3}$	0.012	$6 \cdot 10^{-4}$	917	3402	1048	998
2.64	$2.1 \cdot 10^{-3}$	0.014	$8 \cdot 10^{-4}$	688	9072	1092	1020

Таблица А.3 — Удельная вложенная энергия в активированную зону Q_{az} , радиус активированной зоны R_{az} , доля объема, занимаемого стримерами за одну обработку активированной зоны F , доля объема активированной зоны, обработанной разрядом, δ , и средняя температура в активированной зоне T_{aver} за время t_d . $Q_d = 1$ Дж/см³ = 0.05 эВ/молекула, $r_{st} = 0.022$ см. $T_0 = 700$ К и $P_0 = 12.36$ бар

R_{az} , см	Q_{az} , Дж/см ³	F	δ	T_{aver} , К
0.4	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	0.832	840
0.5	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	0.55	800
0.75	$8.6 \cdot 10^{-4}$	$8.6 \cdot 10^{-4}$	0.237	760
1	$4.8 \cdot 10^{-4}$	$4.8 \cdot 10^{-4}$	0.133	748

Таблица А.4 — Удельная вложенная энергия в активированную зону Q_{az} , радиус активированной зоны R_{az} , доля объема, занимаемого стримерами за одну обработку активированной зоны F , доля объема активированной зоны, обработанной разрядом, δ , и средняя температура в активированной зоне T_{aver} за время t_d . $Q_d = 1.32 \text{ Дж/см}^3 = 0.025 \text{ эВ/молекула}$, $r_{st} = 0.01 \text{ см}$. $T_0 = 925 \text{ К}$ и $P_0 = 42.2 \text{ бар}$.

$R_{az}, \text{ см}$	$Q_{az}, \text{ Дж/см}^3$	F	δ	$T_{aver}, \text{ К}$
0.4	$8.25 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	0.86	992
0.45	$6.77 \cdot 10^{-4}$	$4.9 \cdot 10^{-4}$	0.68	980
0.5	$5.3 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^{-4}$	0.55	973
0.75	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	0.25	949
1	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$1.32 \cdot 10^{-4}$	0.14	943